

А.Г.ЛАПТЕВ

МОДЕЛИ

пограничного слоя

и расчет

тепло массообменных процессов

А.Г.ЛАПТЕВ

**МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
И РАСЧЕТ
ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ
ПРОЦЕССОВ**



**Издательство
Казанского университета**

2 0 0 7

УДК 533.6+66.015.23
ББК 35.514
Л24

*Печатается по решению Ученого совета
Казанского государственного энергетического университета*

Научный редактор – доктор техн. наук, профессор **И.А.Конахина**

Рецензент: доктор техн. наук, профессор **Ю.Ф.Гортышов**

Лаптев А.Г.

Л24 Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов. – Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2007. – 500 с.

ISBN 978-5-7464-1462-5

Рассмотрены процессы переноса импульса, массы и энергии в ламинарных и турбулентных пограничных слоях в рабочих зонах тепло- и массообменных аппаратов. Для математического описания данных процессов использованы различные модели (Прандтля, Кармана, Ландау – Левича и др.), а также гидродинамическая аналогия, обобщенная на градиентные течения.

В монографии основное внимание сосредоточено на пограничных слоях на поверхности раздела двухфазных сред (газ (пар) – жидкость, жидкость – жидкость). Даны уравнения для расчета коэффициентов тепло- и массоотдачи при различных условиях взаимодействия фаз в тепло- и массообменных аппаратах, показаны примеры расчета и сравнение с опытными данными. Для расчета эффективности тепло- и массопереноса в промышленных аппаратах (насадочные, тарельчатые, вибрационные, градирни и др.) рассмотрены математические модели с использованием систем дифференциальных уравнений в частных производных. Даны результаты расчета и рассмотрены способы повышения эффективности тепломассообменных процессов.

Предназначена для научных, инженерно-технических работников, проектировщиков тепло- и массообменных аппаратов, а также для преподавателей технических вузов, аспирантов и студентов старших курсов.

ISBN 978-5-7464-1462-5

© Лаптев А.Г., 2007

A.G.LAPTEV

**MODELS OF BOUNDARY LAYER
AND HEAT-MASS EXCHANGE
PROCESSES ACCOUNT**



**Publisher
of Kazan University**

2 0 0 7

УДК 533.6+66.015.23
ББК 35.514
Л24

*Is printed under the decision of Scientific council
of the Kazan state power university*

Scientific editor – doctor of engineering science, professor **I.A.Konahina**

Reviewers: doctor of engineering science, professor **Y.F.Gortishov**

Laptev A.G.

Л24 Models of boundary layer and heat-mass exchange processes account. – Publisher of Kazan University, 2007. – 500 p.

ISBN 978-5-7464-1462-5

The processes of transfer of a impulse, mass and energy in laminar and turbulent boundary layers in working zones of heat- and mass exchange devices are considered. For a mathematical description of the given processes various models (those of Prandtle, Karman, Landau and Levitch etc.), and also hydrodynamical analogy generalized on gradient of current are used.

The major attention of this monografy is paid to boundary layers on the surface of the unit of biphase spheres (gas (pairs) – liquid, liquid – liquid). The equations for calculation of coefficients heat- and mass transfer under various conditions of interaction of phases in heat- and mass exchange devices are given, the example of calculation and comparison with the empirical data are shown. To account the efficiency of heat-and mass transfer in industrial devices (packed, plate, vibrating, water cooling tower etc.) the mathematical models using systems of differential equations in partial derivative are considered. The results of calculation are given and the ways of increase of efficiency of heat-mass exchange processes are considered.

The monography is intended for scientific, engineering-technical workers, the designers of heat- and mass transfer apparatus. It can be useful for teachers of technical college, post-graduate students and final-year students.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема математического описания процессов переноса импульса, массы и тепла в одно- и двухфазных многокомпонентных средах является одной из важных фундаментальных проблем современной науки. Существующие в настоящее время теоретические подходы к решению этих задач почти всегда являются полуэмпирическими. Повышенный интерес к проблеме математического описания процессов переноса определяется не только теоретической значимостью, но и значительными прикладными аспектами, в том числе для проектирования и интенсификации работы тепло- и массообменных аппаратов в различных отраслях промышленности. При этом одной из основных проблем является переход от моделирования элементарных актов переноса к описанию процессов на промышленном контактном устройстве с учетом масштабного перехода. От решения этой задачи зависят сроки, затраты при проектировании промышленных аппаратов и эффективность их работы.

Теоретические методы моделирования и исследования массо- и теплообменных процессов условно подразделяются на точные, асимптотические, численные и приближенные. В связи с разнообразием конструкций контактных устройств и одновременно происходящих процессов обмена импульсом, массой и теплотой в большинстве задач химической технологии получить точные аналитические решения невозможно, поэтому наибольшее применение получили последние три метода. Так, например, среди различных асимптотических методов применяется метод функциональных параметров. Для этого строится разложение оператора относительно малой шкалы сравнения. Зависимость членов асимптотической последовательности от малого параметра осуществляется с помощью процедуры сращивания. Получаемые асимптотические ряды часто расходятся или очень медленно сходятся. Кроме этого удается вычислить только несколько первых членов разложения. Эти обстоятельства ограничивают использование асимптотических формул для инженерных расчетов.

Для моделирования и исследования процессов тепломассообмена в химической технологии используются чаще приближенные и численные методы. К приближенным методам относятся, например,

однопараметрические интегральные методы в теории пограничного слоя, пленочная и пенетрационная модели, методы линеаризации уравнений и др. Приближенные методы позволяют получать необходимые формулы для выполнения конкретных инженерных расчетов.

В рамках приближенных методов находит применение подход, когда сложное явление заменяют совокупностью «элементарных процессов (актов)». Такими элементарными актами прежде всего являются процессы переноса импульса, массы и тепла в пограничном слое.

Приближенное математическое описание процессов переноса в пограничном слое связано с моделями Прандтля, Кармана, Ландау и Левича, а также с развитием гидродинамической аналогии Рейнольдсом и Чилтоном–Кольборном. Причем наиболее теоретически обоснованной и перспективной является модель диффузионного пограничного слоя Ландау–Левича.

В данной монографии рассмотрены широко используемые в настоящее время эмпирические и полуэмпирические подходы моделирования тепло- и массообмена в одно- и двухфазных средах.

Рассмотрены приближенные теоретические методы моделирования элементарных актов массо- и теплоотдачи в пограничных слоях одно- и двухфазных сред. На основе применения известных моделей Кармана, Ландау–Левича и аналогии Чилтона–Кольборна получены уравнения для вычисления коэффициентов массо- и теплоотдачи в аппаратах при различных условиях взаимодействия фаз. Предполагается, что процессы массо- и теплообмена слабо влияют на процесс переноса импульса. Предложено для определения параметров моделей использовать известные свойства консервативности законов трения к градиенту давления и другим возмущениям. Для этого используются балансовые соотношения переноса импульса через межфазную поверхность. Вводятся эквивалентные параметры возмущенных и невозмущенных потоков, основным из которых является среднее касательное напряжение τ (или динамическая скорость u_*). Касательное напряжение обычно находится на основе известных коэффициентов трения или сопротивления. В тех случаях, когда это затруднительно, применяется подход вычисления τ или u_* , используя среднюю диссипируемую энергию. В данной работе этот подход получил дальнейшее развитие. В результате предложены уравнения, которые позволяют вычислять коэффициенты массо- и теплоотдачи, используя только результаты гидравлического исследования контактных устройств.

Первая глава и разделы 2.1 и 3.1 имеют обзорный характер и написаны для читателей, мало знакомых с предметом исследований (студенты, аспиранты и др.).

В монографию частично включены переработанные и дополненные материалы из монографий, учебных пособий [1–9] и докторской диссертации автора [10]. Далее ссылки на эти работы почти не даются.

Автор выражает благодарность всем соавторам, и, в первую очередь С.Г.Дьяконову, В.И.Елизарову с которыми в 1986–1988 г. г. получены основные результаты по моделированию массоотдачи на барботажных тарелках (глава 7). Кроме того, при участии С.Г.Дьяконова и В.И.Елизарова получены результаты по моделированию массоотдачи в жидкофазных экстракторах (глава 5) и пленочных аппаратах (глава 6).

Основы предлагаемого подхода

Известно, что турбулентный пограничный слой, как и всякая устойчивая статистическая система, имеет некоторые консервативные свойства. В турбулентных течениях с продольным градиентом давления в тонкой пристеночной области профиль скорости описывается логарифмическим законом и слабо зависит от градиента давления. На распределении скорости во внешней области турбулентного пограничного слоя, составляющей $0,75\delta$, градиент давления оказывает значительное влияние. На важную особенность пристенной турбулентности – весьма слабую зависимость некоторых характеристик осредненного течения по отношению к внешним возмущениям особое внимание обратил С.С.Кутателадзе, совместно с А.И.Леонтьевым. На основе предельных относительных законов теплообмена и трения были созданы расчетные методы.

Известны способы расчета турбулентного пограничного слоя с градиентом давления, предложенные Э.Грушвитцем и А.Бури и затем улучшенные А.Келем и Г.К.Гарднером. Общими особенностями всех этих способов является использование в качестве характерной толщины пограничного слоя толщины потери импульса. Для характеристики профиля скоростей, сильно зависящего от градиента давления, вводятся различные формпараметры. Толщина потери импульса вычисляется при помощи теоремы импульсов, где касательное напряжение на стенке находится, используя закон сопротивления продольно обтекаемой пластины. Данные способы используются при расчете сопротивления трения тел с различными профилями и дают удовлетворительные результаты.

В прикладной аэрогазовой динамике для расчетов сопротивления трения и теплообмена получил применение метод «эффективной длины». В этом случае влияние градиента давления учитывается соответствующим

подбором эффективной длины при условии равенства толщины потери энергии пограничного слоя. При известной эффективной длине характеристики пограничного слоя рассчитывают с помощью соответствующих формул для плоской пластины.

Известны различные модификации аналогии Рейнольдса для отрывных течений за малыми препятствиями на стенках каналов. Нарушение аналогии в отрывных течениях учитывается некоторым коэффициентом K , показывающим степень различия в интенсивности переноса импульса и тепла в отрывном потоке (работы П.Тетервина, В.К.Мигая, Б.А.Дементьева и др.).

Теоретическая основа вышеописанных подходов заключается в использовании известных свойств консервативности законов трения к продольному градиенту давления в пограничном слое, т.е. структура математического описания элементарных актов переноса инвариантна к различным возмущениям и масштабу аппарата. Влияние этих факторов не изменяет структуру математического описания пограничного слоя, а учитывается параметрически. На основе вышеизложенного сделан вывод о том, что в качестве теоретической основы для определения средних значений коэффициентов массо- и теплоотдачи в пограничных слоях одно- и двухфазных сред можно использовать математические модели плоского пограничного слоя без наличия возмущений (например, модели Кармана, Ландау–Левича), а влияние различных возмущений (градиент давления, шероховатость поверхности, подвижная поверхность раздела фаз и т.д.) учитывать в интегральном соотношении баланса импульса через межфазную поверхность, используя результаты физического моделирования [1, 2, 4, 10]. При физическом моделировании исследуется гидродинамика потока и измеряется перепад давления на контактных устройствах. Вводятся эквивалентные параметры градиентных (возмущенных) и безградиентных потоков, например, такие как среднее касательное напряжение и скорость обтекания в модели Ландау–Левича. Среднее касательное напряжение находится, используя известное значение перепада давления (или среднее по объему значение диссипируемой энергии) на контактных устройствах, полученное при физическом моделировании. На основе соотношения баланса импульса в пограничном слое производится коррекция параметров модели плоского пограничного слоя и учитывается неоднородность полей, вызванная различными возмущениями. В монографии показано, что применение данного подхода дает удовлетворительные результаты (расхождение с опытными данными около 10 – 20 %) для описания различных случаев конвективного массо- и теплообмена в одно- и

двухфазных средах. В итоге получены уравнения для расчета коэффициентов массо- и теплоотдачи от пузырей и капель, в шероховатых каналах, при поперечном обтекании пучка труб, в аппаратах с перемешивающими устройствами, в насадочных и зернистых слоях, в турбулентных пленках жидкости, в осевых и закрученных дисперсно-кольцевых газожидкостных потоках, в барботажном слое, в вибрационных экстракторах.

Изложенный выше подход можно использовать только для пограничных слоев с умеренным градиентом давления. Одной из характеристик продольного градиента давления при обтекании различных тел является коэффициент давления \bar{P} . В главе 4 показано, что предложенные уравнения для расчета средних коэффициентов тепло- и массоотдачи удовлетворительно согласуются с опытными данными для различных случаев обтекания тел, кроме поперечного обтекания одиночного цилиндра. Среднее значение \bar{P} одиночного цилиндра превышает коэффициент давления пучка труб в 2–3 раза. Следовательно, ограничением применения модели плоского пограничного слоя для градиентных течений, при соответствующей корректировке ее параметров, используя баланс импульса, является значение коэффициента давления \bar{P} . Среднее значение \bar{P} должно составлять $\bar{P} \leq 1,5$.

Важной характеристикой двухфазных течений является относительная доля содержания дисперсной фазы ϕ . При больших значениях ϕ движение дисперсных частиц происходит в стесненных условиях, что приводит в большинстве случаев к снижению скорости массообмена. Например, в условиях экстракции для коэффициента массоотдачи от капель вводится поправочный множитель $\beta_{ст} = \beta(1 - \phi)^m$, где m – порядка единицы. Довольно существенное влияние стесненности движения для капель начинается при $\phi > 0,1$. Для твердых частиц это условие несколько выше. При использовании уравнений для расчета β и α , полученных на основе приведенного в монографии (глава 5) подхода, небольшую стесненность движения элементов дисперсной фазы можно учесть за счет изменения параметров математического описания - касательного напряжения и толщины пограничного слоя. При больших значениях ϕ , когда пограничные слои на дисперсных частицах начинают взаимодействовать друг с другом, возмущения невозможно учесть только параметрически. Это обстоятельство ограничивает область применения предложенного подхода.

Одними из факторов, влияющих на скорость массообмена, являются процессы происходящие непосредственно на межфазной поверхности.

Известно, что массопередача может существенно замедлиться если в системе присутствуют ПАВ, так как адсорбируясь, они тормозят циркуляцию жидкости и пузырек или капля начинают двигаться как твердая сфера. Поток массы вещества при наличии циркуляции пропорционален $\sim Sc^{-1/2}$, в то время как для твердой частицы $\sim Sc^{-1/3}$. Эти обстоятельства учитываются при выборе закона затухания турбулентной диффузии в пограничном слое (глава 3–7).

В заключительной главе монографии рассмотрены основные подходы к конструированию промышленных аппаратов и представлены математические модели для расчета эффективности насадочных и тарельчатых колонн (процессы абсорбции, хемосорбции, ректификации, жидкостной экстракции и градирнях охлаждения воды). Даны результаты расчета промышленных аппаратов и рассмотрены способы повышения эффективности проводимых процессов.

Автор выражает благодарность рецензентам за ценные замечания и пожелания, а также А.В.Климентову за помощь при оформлении монографии к изданию.

Л и т е р а т у р а

1. **Дьяконов С.Г.** Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев.** – Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 1993. – 437 с.

2. **Лаптев А.Г.** Модели переноса и эффективность жидкостной экстракции / **А.Г.Лаптев.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2005. – 229 с.

3. **Лаптев А.Г.** Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке / **А.Г.Лаптев, Н.Г.Минеев, П.А.Мальковский.** – Казань: Печатный двор, 2002. – 220 с.

4. **Лаптев А.Г.** Разделение гетерогенных систем в аппаратах с насадками / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2006. – 342 с.

5. **Лаптев А.Г.** Устройство и расчет промышленных градирен / **А.Г.Лаптев, И.А.Ведьгаева.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2004. – 180 с.

6. **Ясавеев Х.Н.** Модернизация установок переработки углеводородных смесей / **Х.Н.Ясавеев, А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2004. – 307 с.

7. **Лаптев А.Г.** Разделение жидких и газовых гомогенных смесей в тарельчатых и насадочных аппаратах: учеб. пособие / **А.Г.Лаптев, Н.Г.Минеев.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2005. – 200 с.

8. **Алексеев Д.В.** Комплексная очистка стоков промышленных предприятий методом струйной флотации / **Д.В.Алексеев, Н.А.Николаев, А.Г.Лаптев.** – Казань: Казан. гос. технол. ун-т, 2005. – 156 с.

9. **Лаптев А.Г.** Теоретические основы и расчет аппаратов разделения гомогенных смесей: учеб. пособие / **А.Г.Лаптев, А.М.Конахин, Н.Г.Минеев.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2007. – 426 с.

10. **Лаптев А.Г.** Моделирование элементарных актов переноса в двухфазных средах и определение эффективности массо- и теплообмена в промышленных аппаратах: дис. ... д-ра техн. наук – Казань: КГТУ, 1995.

Условные обозначения

a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$; удельная поверхность $\text{м}^2/\text{м}^3$;

a_T – коэффициент турбулентной температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$;

a_V – удельная поверхность насадки, $\text{м}^2/\text{м}^3$;

C – концентрация целевого компонента;

c_p – удельная теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;

D, D_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$;

$[D]$ – квадратная матрица коэффициентов молекулярной диффузии, размерностью $(n-1)(n-1)$, $\text{м}^2/\text{с}$;

D_K – диаметр колонны, м;

d – диаметр контактного элемента, трубы, дисперсной частицы, м;

d_O – диаметр отверстия, м;

d_3 – эквивалентный диаметр насадки, канала, м;

E_m – эффективность по Мерффри;

F – площадь межфазной поверхности пленки, площадь пластины, трубы, м^2 ;

$[F]$ – модальная матрица;

$F_{св}$ – относительное свободное сечение тарелки;

G – массовый расход газа (пара), $\text{кг}/\text{с}$;

H – длина контактного элемента, м; энтальпия, $\text{Дж}/\text{кг}$;

h_{ϕ} – высота газовой струи (факела) до распада на пузыри, м;

$h_{сп}$ – высота сливной перегородки, м;

$h_{ст}$ – среднее значение статического столба жидкости, м;

$\begin{bmatrix} I \end{bmatrix}$ – единичная матрица;

$[Ka]$ – матрица объемных коэффициентов массопередачи, с^{-1} ;

K_t – коэффициент теплопередачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$, $\text{м}/\text{с}$;

L – массовый расход жидкости, $\text{кг}/\text{с}$; длина (характерный размер), м;

$\begin{bmatrix} L \end{bmatrix}$ – диагональная матрица собственных значений матрицы $[D]$;

l – масштаб явлений, характерный размер, м;

\bar{m} – тангенс угла наклона касательной к кривой равновесия;

n – число компонентов, число ячеек;

P – давление, Па;

$Q_{ж}$ – расход жидкости в насадочной колонне, $\text{м}^3/(\text{м}^2 \text{ час})$; на тарелке, $\text{м}^3/(\text{м}\cdot\text{с})$;

q – плотность теплового потока, Дж/(м²·с) или (Вт/ м²); удельный расход жидкости в пленке, м³/(м·с);
 R – радиус контактного устройства, дисперсной частицы, м;
 $R_э$ – эквивалентный радиус отверстия, м;
 r – удельная теплота парообразования, Дж/кг; поперечная координата, м;
 r_p, r_x, r_t – источники импульса, массы, теплоты;
 S_0 – площадь отверстий в газораспределительных элементах, занятая газовым потоком на входе в слой жидкости, м²;
 S_T – площадь сечения газового потока в трубке, м²;
 S_K – площадь свободного сечения колонны, м²;
 $S_{ЛЗ}$ – шаг ленточного завихрителя, м;
 S_T – рабочая площадь тарелки, м²;
 T – температура потока, °С;
 t – время, с;
 u, v – продольная и поперечная составляющие вектора осредненной скорости, м/с;
 u_* – динамическая скорость, $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$, м/с;
 U, U_∞ – скорость потока, м/с;
 V_∞ – скорость движения дисперсного элемента, м/с;
 V – объем, м³; скорость, м/с;
 W_0 – средняя скорость газа в отверстиях газораспределительных элементов на входе в барботажный слой, м/с;
 W_K – средняя скорость газа в колонне, м/с;
 W_T – средняя скорость газа в орошаемой трубке, м/с;
 x, y, z – продольная, поперечная и вертикальная координаты, м;
 α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); угол;
 (αa) – объемный коэффициент теплоотдачи, с⁻¹;
 $[\beta]$ – квадратная матрица коэффициентов массоотдачи, м/с;
 (βa) – объемный коэффициент массоотдачи, с⁻¹;
 $[\beta a]$ – квадратная матрица объемных коэффициентов массоотдачи, с⁻¹;
 β_f – коэффициент массоотдачи, отнесенный к рабочей площади тарелки
 $\beta_f = (\beta A)/S_T$, м/с;
 $\Delta U, \Delta W$ – градиент скорости, м;
 ΔP – перепад давления, Па;
 δ – толщина пограничного слоя, м;

δ_1 – толщина вязкого подслоя, м;
 δ_0 – средняя толщина пленки жидкости, м;
 δ_{ij} – символ Кронекера;
 ε – диссипация энергии, Вт/м³ или м²/с³;
 $\varepsilon_{св}$ – удельный свободный объем насадки;
 $y^+ = u_* y / \nu$ – безразмерная координата в пограничном слое;
 θ – угол движения пленки;
 λ – удельная теплопроводность, Вт/(м·К);
 Γ_{Λ} – диагональная матрица коэффициентов массоотдачи, м/с;
 $\Gamma_{\Lambda a}$ – диагональная матрица объемных коэффициентов массоотдачи, с⁻¹;
 μ – динамическая вязкость, Па·с;
 ν, ν_T – коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости, м²/с;
 ξ – коэффициент гидравлического сопротивления;
 φ – объемная доля дисперсной фазы;
 ρ – плотность фазы, кг/м³;
 σ – поверхностное натяжение, Н/м;
 τ – касательное напряжение, Па.

Комплексы

$C_f = 2\tau / (\rho U_\infty^2)$ – коэффициент трения;
 $Pe = U_\infty l / a$ – число Пекле;
 $Pe_T = U_\infty l / D_T$ – турбулентное число Пекле;
 $Nu = \alpha l / \lambda$ – число Нуссельта;
 $Sh = \beta l / D$ – число Шервуда;
 $We = \rho U_\infty^2 l / \sigma$ – число Вебера;
 $Fr = U_\infty^2 / (gl)$ – число Фруда;
 $Re = U_\infty l / \nu$ – число Рейнольдса;
 $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$ – безразмерная толщина вязкого подслоя;
 St – число Стантона;
 $Sc = \nu / D$ – число Шмидта;
 $Pr = \nu / a$ – число Прандтля;
 $[Sc] = \nu [D]^{-1}$ – квадратная матрица чисел Шмидта;
 $\Gamma_{Sc} = \nu \Gamma_L^{-1}$ – диагональная матрица чисел Шмидта;

$Ga = gd_{\text{э}}^3 / \nu_{\text{ж}}$ – число Галилея.

Нижние индексы

D – дисперсная фаза;

G, Γ – газовая фаза;

$x, \text{ж}$ – жидкая фаза;

gr – значение параметров на границе раздела фаз;

c – сплошная фаза;

$ст$ – значение параметров на стенке;

n, k – значение параметров на входе и на выходе;

∞ – значение параметров в ядре потока;

ij – строка столбец матрицы.

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Исследованию и моделированию процессов переноса в пограничном слое посвящены многочисленные публикации отечественных и зарубежных авторов. Можно выделить ряд наиболее известных работ Шлихтинга, Абрамовича, Лойцянского, Ландау и др. Следует отметить, что наиболее изучен и математически описан ламинарный и турбулентный слой в однофазных средах. В монографии наибольшее внимание уделяется пограничному слою, который образуется на поверхности раздела фаз в двухфазных системах: твердая фаза – жидкость; газ (пар) – жидкость; жидкость – жидкость. Поэтому в данной главе кратко рассмотрены основные гидродинамические закономерности двухфазных потоков. Пограничный слой на межфазной поверхности двухфазных потоков газ – жидкость, пар – жидкость, жидкость – жидкость труднодоступен для экспериментального исследования и более сложен для теоретического описания, так как характеризуется подвижной межфазной поверхностью, волнообразованием, градиентом давления и поверхностного натяжения, процессами конденсации и испарения, возможным наличием поверхностно-активных веществ и рядом других факторов.

Проведение многих процессов химической технологии связано с движением дисперсных частиц (пузырей, капель, твердых тел) в жидкой или газовой средах. К таким процессам относятся, например: осаждение твердых частиц из суспензий под действием силы тяжести или инерционных сил; механическое перемешивание в жидких средах; движение капель в экстракторах; процессы барботаж в тарельчатых колоннах или реакторах. Кроме этого важное место занимают пленочные тепло- и массообменные аппараты. Краткие сведения об этих процессах и аппаратах приводятся в данной главе.

1.1. Понятие пограничного слоя

В рабочей зоне массотеплообменного аппарата одной из важных характерных областей является пограничный слой жидкости и газа (пара), от достоверности математического описания которого зависит точность расчета диффузионных и тепловых потоков, необходимых для вычислений эффективности контактных устройств. Пограничный слой характеризуется большими поперечными градиентами скорости, концентрации и температуры

и формируется на поверхности раздела при различных скоростях движения сплошной и дисперсной фаз. В этом случае различают пограничный слой в сплошной фазе (внешний) и в дисперсной фазе (внутренний). Кроме того, пограничный слой образуется на элементах конструкции аппарата (на стенках, перегородках и т.д.) при обтекании их потоками жидкости или газа.

Классическим примером пограничного слоя является пограничный слой, который образуется на плоской пластине при обтекании ее поверхности жидкостью и пограничный слой в круглых трубах. Большинство экспериментальных данных различных зарубежных и отечественных исследователей получено именно для этих условий. Более сложным для исследования и математического описания является пограничный слой на поверхностях с различной кривизной (обтекание цилиндра, сферы и других тел). Такой пограничный слой характеризуется большим градиентом давления и точкой отрыва, за которой производная и скорость потока меняют знаки. Также значительно сложны и труднодоступны пограничные слои на поверхности раздела двухфазных и многофазных сред.

При расчете массо- и теплообменных аппаратов необходимо определение количества переданной массы M целевого компонента из одной фазы в другую, а также количества переданного тепла Q :

$$M = K_{ox} \overline{\Delta x} F \theta = K_{oy} \overline{\Delta y} F \theta, \quad (1.1.1)$$

$$Q = K_t \overline{\Delta T} F \theta, \quad (1.1.2)$$

где $\overline{\Delta x}$ и $\overline{\Delta y}$ – средние движущие силы процессов массопередачи, выраженные через концентрации фаз x и y ; $\overline{\Delta T}$ – средняя движущая сила процесса теплопередачи; F – площадь межфазной поверхности, м^2 ; θ – время, с.

Коэффициенты пропорциональности K_{ox} , K_{oy} , и K_t называются коэффициентами массо- и теплопередачи и характеризуют скорость переноса массы и тепла между фазами. Эти коэффициенты зависят от гидродинамических режимов движения потоков, состояния межфазной поверхности и физических свойств среды.

Коэффициенты массопередачи определяются из уравнений аддитивности фазовых сопротивлений в зависимости от способа выражения движущей силы

$$\frac{1}{K_{ox}} = \frac{1}{\beta_x} + \frac{1}{m\beta_y}; \quad \frac{1}{K_{oy}} = \frac{m}{\beta_x} + \frac{1}{\beta_y}, \quad (1.1.3)$$

где m – коэффициент распределения, представляющий собой тангенс угла наклона касательной к линии равновесия; β_x, β_y – коэффициенты массоотдачи в фазах x и y , кг/(м²с (ед. дв. с.)).

При движении теплоносителей вдоль плоской стенки коэффициент теплопередачи в выражении (1.1.2) вычисляется по следующему выражению:

$$\frac{1}{K_t} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст}}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (1.1.4)$$

где $\delta_{ст}$ – толщина стенки, м; λ – коэффициент теплопроводности материала стенки, Вт/(мК); α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи от первого и второго теплоносителей, Вт/(м²град).

В большинстве случаев коэффициенты массо- и теплоотдачи зависят от скорости переноса массы и тепла в тонком пограничном слое, который образуется на межфазной поверхности при обтекании тел потоками жидкости или газа. Поэтому математическое описание процессов переноса в пограничном слое имеет большое значение при проектировании массо- и теплообменных аппаратов.

Формирование пограничного слоя

При движении среды (жидкости, газа или пара) около твердого тела происходит прилипание ее частиц к поверхности. Скорость среды на поверхности равна нулю. Вследствие трения соседние слои движущейся среды затормаживаются, поэтому ее скорость в зоне течения, непосредственно прилегающей к твердому телу, изменяется от нуля на межфазной поверхности до значения скорости в ядре потока на внешней границе указанной зоны. Эта зона носит название *гидродинамического пограничного слоя*. Чем меньше вязкость среды, тем тоньше гидродинамический пограничный слой и большее значение в этом слое имеет градиент скорости. Вне пограничного слоя градиент скорости невелик. Следовательно, силы трения здесь малы, и ими обычно пренебрегают. Значение пограничного слоя очень велико, так как он определяет гидродинамическое сопротивление при движении среды относительно твердого тела, а также сопротивление переносу массы и тепла.

Между внешним потоком и пограничным слоем резкой границы нет, поскольку средняя скорость жидкости по сечению потока изменяется монотонно, без скачков. Обычно толщину пограничного слоя определяют условно, исходя из того, что на его внешней границе скорость составляет 99 % от скорости внешнего потока. Толщина гидродинамического пограничного слоя δ зависит от скорости движения среды U_∞ , ее вязкости ν и значения продольной координаты Ox :

$$\delta = \text{const} \left(\frac{x\nu}{U_\infty} \right)^b. \quad (1.1.5)$$

Пограничный слой образуется как в ламинарных, так и в турбулентных потоках, но структура этих пограничных слоев различна. При обтекании твердого тела ламинарным потоком жидкости (газа) с постоянной по сечению скоростью, тормозящее действие обтекаемой поверхности проявляется в начале в тонком пристенном слое. По мере удаления от входной кромки жидкости увеличивается толщина слоя, в котором из-за торможения жидкости стенкой проявляется действие сил вязкого трения. В результате по мере удаления от входа толщина ламинарного пограничного слоя непрерывно возрастает (рис. 1.1) и на достаточном удалении от входной кромки действие сил вязкого трения распространяется на весь поток.

При контакте турбулентного потока с обтекаемой поверхностью (рис. 1.2) на передней кромке пластины образуется ламинарный пограничный слой, подобный рассмотренному выше. По достижении некоторого критического размера ламинарное движение в пограничном слое становится неустойчивым (точка А) и развивается турбулентность. В переходной зоне, ограниченной точками А и В, турбулентность распространяется на всю толщину пограничного слоя 1, за исключением тонкого слоя вблизи стенки, называемого вязким подслоем 2.

В вязком подслое имеет место струйное течение, которое подвергается интенсивным внешним возмущениям, вызванным проникновением турбулентных пульсаций из ядра потока.

Важной характеристикой пограничного слоя является касательное напряжение τ , которое также называют напряжением внутреннего трения, напряжением сдвига и локальным потоком импульса.

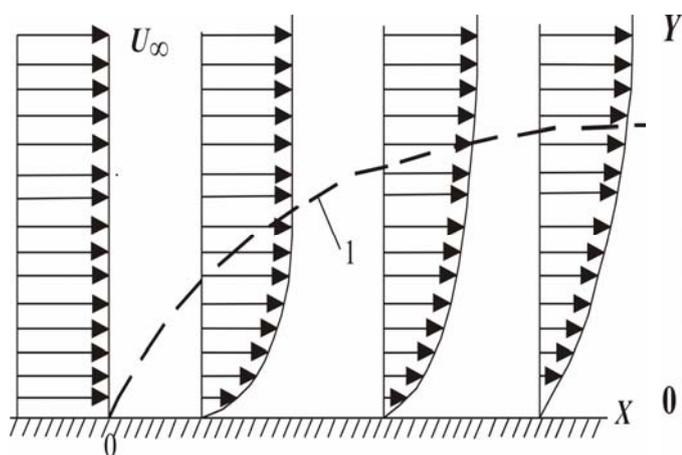


Рис. 1.1. Формирование ламинарного пограничного слоя на плоской пластине:
1 – граница пограничного слоя

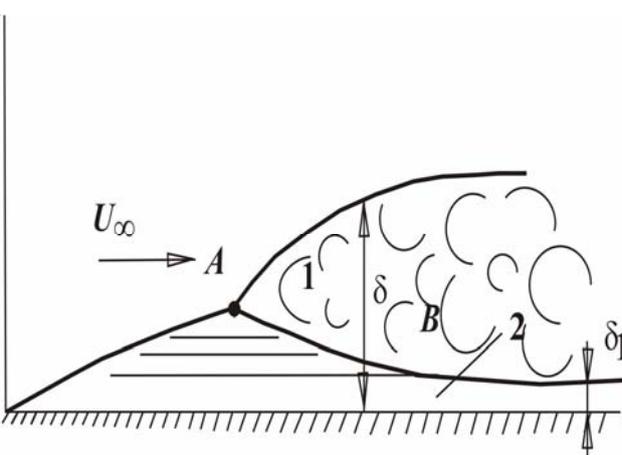


Рис. 1.2. Формирование турбулентного пограничного слоя на плоской пластине:
1 – турбулентный пограничный слой;
2 – вязкий подслой

При движении жидкости касательная сила P_y , которую надо приложить для сдвига, тем больше, чем больше градиент скорости $\partial U / \partial y$. Сила P_y также пропорциональна площади контакта F

$$P_y = \mu F \frac{\partial U}{\partial y} = \rho \nu F \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (1.1.6)$$

где μ – коэффициент динамической вязкости Па·с; $\nu = \mu / \rho$ – коэффициент кинематической вязкости, м²/с.

Отношение силы P_y к поверхности контакта F есть касательное напряжение

$$\tau = -\rho \nu \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (1.1.7)$$

Выражение (1.1.7) часто называют законом внутреннего трения Ньютона.

В расчетах тепло- и массообменных процессов роль касательного напряжения τ очень велика, так как между процессами переноса импульса, массы и тепла часто существует аналогия.

Аналогично образованию гидродинамического пограничного слоя формируется диффузионный и тепловой пограничные слои. Эти слои имеют

также область 1, в которой преобладает турбулентный механизм переноса и тонкие области у стенки (аналогично 2), где более значительную роль начинают играть молекулярная диффузия и теплопроводность. Толщина этих областей далеко не всегда совпадает с толщиной вязкого подслоя 2. Это связано с тем, что если профиль скоростей определяется кинематической вязкостью ν , то на профиль концентрации влияет коэффициент молекулярной диффузии D , а на профиль температур – коэффициент теплопроводности a . Отношение $Sc = \nu/D$ называется диффузионным числом Шмидта, а $Pr = \nu/a$ – тепловым числом Прандтля. Числа Шмидта и Прандтля являются не просто отношением физических величин, а имеют глубокий смысл.

Например, для газов число Шмидта составляет порядка единицы ($Sc \approx 1$), а для жидкостей $Sc \approx 10^2 - 10^3$. Отсюда следует, что профили скоростей и концентраций в однофазном газовом потоке будут примерно подобны, а в жидкости влияние вязкости сказывается сильнее, чем молекулярной диффузии, и профили будут различны.

Теоретическую основу описания процессов переноса в пограничном слое составляют фундаментальные законы сохранения и равновесия, одним из свойств которых является их инвариантность к масштабу и к взаимодействию с другими явлениями, т.е. структура математического описания пограничного слоя слабо зависит от размера аппарата (контактного устройства). Влияние характерного размера контактного устройства и влияние явлений других масштабов в математическом описании учитывается параметрически, например, за счет изменения величины динамической скорости и толщины пограничного слоя. Это дает возможность рассматривать процессы переноса в пограничном слое независимо от размера аппарата. Кроме того, в большинстве случаев толщина пограничного слоя на межфазной поверхности значительно меньше линейного размера дисперсного элемента (пузыря, струи, капли), поэтому часто с достаточной точностью используется модель плоского пограничного слоя в декартовой системе координат.

1.2. Движение элементов дисперсной фазы

При малой скорости движения небольших частиц в неподвижной среде на поверхности тела образуется ламинарный пограничный слой и тело плавно обтекается потоком. Потеря энергии в этом случае связана в основном с преодолением сил трения. С увеличением скорости движения частицы все большую роль начинают играть силы инерции. Под действием этих сил пограничный слой в кормовой части дисперсного элемента

отрывается от поверхности, что приводит к образованию беспорядочных местных завихрений в данном пространстве. Начиная с некоторых значений критерия Рейнольдса Re , роль лобового сопротивления становится преобладающей и сопротивление трения можно практически не учитывать.

Для плохообтекаемых тел (сфера, цилиндр и др.) даже относительно небольшое увеличение значения критерия Re приводит к отрыву потока. Так, для твердой сферы уже при $Re \approx 20$ наблюдается отрыв пограничного слоя с образованием возвратно-вихревых течений в кормовой части [1], где $Re = Ud/\nu$ – число Рейнольдса; U – скорость и d – диаметр частицы.

Движение дисперсных частиц с подвижной межфазной поверхностью имеет ряд особенностей по сравнению с движением твердых тел. На подвижной поверхности раздела фаз касательная составляющая скорости отлична от нуля, вследствие чего внутри капли или пузыря возникает циркуляция среды, что способствует лучшему обтеканию, и отрыв потока начинается при более высоких значениях числа Re , чем для твердой сферы. Вследствие этого скорость движения капель больше скорости твердой частицы того же диаметра и одинаковой плотности. Кроме этого необходимо учитывать, что при определенных значениях критериев Рейнольдса и Вебера капли и пузыри начинают деформироваться и колебаться, из-за чего происходит резкое увеличение коэффициента сопротивления по сравнению с твердой сферой при одинаковых числах Рейнольдса.

Значение числа Вебера We зависит от коэффициента поверхностного натяжения, на значение которого сильно влияет присутствие поверхностно-активных веществ (ПАВ) на границе раздела фаз. При обтекании капель и пузырьков концентрация ПАВ вдоль их границы может быть переменной вследствие конвективной диффузии. В результате вдоль границы образуется градиент поверхностного натяжения, что приводит к появлению касательных напряжений и приближает свойства поверхности капель и пузырьков к твердой поверхности.

В промышленных массо- и теплообменных аппаратах на движение элементов дисперсной фазы влияют различные возмущающие факторы. Например, в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы за счет перемешивания среды, вибро- или пульсационного движения пограничный слой на поверхности частиц возмущен турбулентными пульсациями, которые проникают из внешнего потока. При этом, несмотря на то, что движение элементов происходит с небольшими числами $Re < 10^3$, скорость переноса массы и тепла значительно превышает скорость переноса в невозмущенном ламинарном пограничном слое [2–7]. В связи с этим вводится понятие псевдоламинарного пограничного слоя [8–12]

Известно, что даже при числах Рейнольдса выше верхнего критического на начальном участке обтекаемого тела пограничный слой ламинарный; за ним располагается переходная область, где одновременно существуют турбулентные зоны с ламинарными, и далее область развитого турбулентного пограничного слоя. Относительный размер ламинарного участка зависит, прежде всего, от шероховатости и кривизны поверхности, а также от интенсивности набегающего потока. Влияние числа Рейнольдса на положение точки перехода выражается в смещении этой точки к передней кромки при его возрастании. С возрастанием интенсивности турбулентности Tu , определяемой отношением определенной по времени амплитуды пульсации скорости в набегающем потоке к его средней скорости, длина ламинарной зоны быстро убывает. В случае гладкой пластины с острой передней кромкой при безградиентном обтекании и интенсивности $Tu \approx 1\%$ переход происходит при $Re_x = (3 - 5) \cdot 10^5$.

Влияние кривизны поверхности на устойчивость ламинарного пограничного слоя сказывается следующим образом. При малых отношениях толщины ламинарного пограничного слоя к радиусу кривизны влияние осуществляется через скорость внешнего потока. На вогнутых поверхностях даже сравнительно малая кривизна поверхности оказывает существенное влияние на переход. На выпуклых поверхностях явление перехода происходит также, как и на пластине с соответствующим распределением давления.

Влияние переходной зоны на процессы переноса в промышленных массо- и теплообменных аппаратах неоднозначно. Ввиду наличия в теплообменниках множества возмущающих факторов и больших числах Re значение переходной зоны очень мало. Ее роль возрастает в области чисел $Re < 10^3$ при обтекании дисперсных частиц небольших размеров.

Ламинарный пограничный слой, расположенный на начальном участке обтекаемого тела и возмущенной проникающими турбулентными пульсациями из внешнего набегающего потока, получил название «псевдоламинарный». Если размер обтекаемой частицы небольшой, то «псевдоламинарный» пограничный слой может занимать всю или значительную часть ее поверхности. Известны различные математические модели для описания процессов переноса в «псевдоламинарном» пограничном слое. Более подробно вопрос определения коэффициентов массо- и теплоотдачи при движении твердых частиц, пузырей и капель рассмотрен в главе 5.

Изучению закономерностей движения частиц в жидкости посвящено большое число работ, в которых использованы обширные

экспериментальные результаты многих исследователей [1, 13–27]. Наиболее полно изучены закономерности свободного осаждения плотных частиц, которые в процессе осаждения не слипаются, не изменяют своей формы и размеров.

Идеальный случай свободного осаждения может иметь место в бесконечно большом объеме жидкости при движении в нём одной частицы. Можно считать, что закономерности свободного осаждения соблюдаются с достаточной степенью точности, если объемная концентрация осаждающихся частиц не превышает 0,5–1,0 %.

Гидродинамические закономерности движения элементов дисперсной фазы

Проведение процессов массо- и теплообмена в аппаратах с организованным движением фаз связано с необходимостью исследования течений, содержащих дисперсные включения (твердые частицы, капли, пузыри).

В данную задачу исследования входит определение поля скорости и давлений в потоке, обтекающем дисперсные частицы. По известному полю скорости и давлений можно рассчитать силу гидравлического сопротивления частиц, которая представляет собой результат взаимодействия потока и частиц.

Обтекание элементов дисперсной фазы набегающим потоком

Ламинарное обтекание сферической частицы равномерным потоком вязкой нежимаемой жидкости описывается уравнением Навье–Стокса

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \vec{V}, \quad (1.2.1)$$

совместно с уравнением неразрывности

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0, \quad (1.2.2)$$

где \vec{V} – трехмерный вектор скорости; P – давление; t – время; ρ – плотность; ν – кинематическая вязкость.

Записывая соответствующие граничные условия и решая уравнения (1.2.1), (1.2.2), можно получить информацию о полях скоростей и давления,

что позволяет найти локальные и средние характеристики течения, в том числе и коэффициент гидравлического сопротивления.

Для случая $Re_i \leq 1$ Стоксом найдено аналитическое решение уравнений (1.2.1), (1.2.2).

Уравнение (1.2.1) описывает ламинарное обтекание дисперсных частиц. Начиная с определенных Re_c (индекс «с» – сплошная фаза), обтекающий частицу поток перестает быть устойчивым, т. е. возмущения, возникающие в потоке, не будут затухать со временем и наблюдается явление перехода от ламинарного течения к турбулентному. Ландау предложил следующий механизм возникновения турбулентности. При $Re_c < Re_{кр}$ ламинарное течение является устойчивым относительно малых возмущений. С увеличением Re_c течение становится неустойчивым относительно возмущений, имеющих частоту ω_1 . С течением времени (при фиксированном числе Рейнольдса) амплитуда этих возмущений будет возрастать и достигнет величины $A \sim \sqrt{Re_c - Re_{кр}}$, при этом установится новое течение, устойчивое относительно малых возмущений. При $Re_c = Re_{кр.сп}$ течение вновь окажется неустойчивым относительно малого возмущения, имеющего частоту ω_2 . При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса амплитуда этого возмущения будет возрастать и установится течение, характеризующееся уже не одной, а двумя частотами ω_1 и ω_2 .

Таким образом, с увеличением числа Рейнольдса появляются все новые, сменяющие друг друга установившиеся течения, характеризующиеся все большим набором частот, а приращение числа Рейнольдса, приводящее к появлению каждой следующей частоты, будет уменьшаться. Все это приводит к образованию весьма сложного течения, которое и является турбулентным. Турбулентные течения характеризуются ярко выраженной нерегулярностью изменения в пространстве и во времени мгновенных значений физических величин (V , P). Использование при описании этих течений уравнения (1.2.1) для мгновенных значений физических переменных требует задания начальных условий, что практически невозможно. А если даже известны начальные условия, то трудности нахождения нестационарного решения системы гидродинамических уравнений будут непреодолимыми. Для решения практических задач достаточно знать лишь осредненные характеристики течения (более подробно в разделе 3.1).

В рамках статистического подхода к исследованию турбулентных течений определение осредненного значения скорости в точке r в момент времени t предполагает изменение соответствующего значения скорости в каждом из течений статистического ансамбля, и нахождение среднего арифметического результата измерения.

В теории турбулентности считают, что временные (пространственные) средние значения величин стремятся к статистическим средним при неограниченном увеличении промежутка осреднения.

Применяя операцию статистического осреднения к уравнению (1.2.1) уравнение турбулентного движения потока записывается уравнением Рейнольдса

$$\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \overline{V_i' V_j'} \right), \quad (1.2.3)$$

где \bar{V}_i – средняя по времени составляющая скорости; V_i' – пульсационная составляющая скорости; здесь i, j – декартова система координат.

Уравнение (1.2.3) дополняется уравнением неразрывности

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (1.2.4)$$

Полученная система уравнений незамкнута, так как неизвестен явный вид напряжений Рейнольдса $-\overline{\rho V_i' V_j'}$.

Основными методами решения задачи замыкания системы уравнений движения является метод, основанный на сравнительной оценке величины членов уравнений, а также полуэмпирические и эмпирические теории турбулентности.

При решении проблемы замыкания системы уравнений движения используются допущения о симметрии течения, изотропности, автомодельности; в связи с этим полученные решения оказываются справедливыми для узких областей течения.

Наиболее полное описание закономерностей движения элементов дисперсной фазы в двухфазных потоках в широком интервале изменения их размера может быть получено в рамках многоскоростного континуума [1], представляющих собой совокупность континуумов, каждый из которых относится к своей составляющей (фазе или компоненте) смеси и заполняет один и тот же объем, занятый смесью. Однако математические модели движения требуют для своего замыкания установления закономерностей взаимодействия фаз, физическая сущность многих элементарных актов которых до настоящего времени точно не изучена. Поэтому при решении прикладных задач идут на упрощения, пренебрегая в первом приближении обратным влиянием дисперсной фазы на несущий поток, взаимодействием капель (пузырей) или частиц между собой, дроблением и коалесценцией капель, и рассматривают движение одиночной частицы. Обратное

воздействие дисперсной фазы на поток, процессы дробления капель или пузырей (редиспергирования) и коалесценции могут быть учтены путем введения соответствующих корректив по структуре потока и составу дисперсной фазы. Такая корректировка может проводиться, исходя из условий проведения реального процесса, на границах характерных зон.

При движении частицы в потоке на нее воздействует целый ряд внешних сил.

Прежде всего, это сила гидравлического сопротивления. При оценке сил межфазного взаимодействия, вызванного разностью скоростей дисперсной и сплошной фаз, наиболее важен учет этой силы. Сила сопротивления, действующая на сферическую частицу, определяется выражением:

$$F_S = \xi \frac{\rho_c |U_{отн}| U_{отн} \pi d^2}{2 \cdot 4}, \quad (1.2.5)$$

где ξ – коэффициент силы сопротивления (иногда в литературе обозначается c_x); d – диаметр частицы, м; $U_{отн}$ – относительная скорость движения, м/с; ρ_c – плотность сплошной среды, кг/м³.

Сила F_S зависит от относительной скорости движения фаз, эквивалентного диаметра частицы и коэффициента гидравлического сопротивления ξ .

Динамический напор среды на частицу и увеличение ее расчетной массы за счет увлечения в движение части сплошной среды в области кормового следа характеризует сила инерции присоединенной массы (сила Тейлора)

$$F_T = c_T \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_c \frac{dU_{отн}}{dt}, \quad (1.2.6)$$

где c_T – коэффициент присоединенной массы.

Отношение величины данной силы к силе сопротивления в большинстве потоков невелико и поэтому влиянием силы присоединенной массы часто пренебрегают.

Отклонение течения от установившегося учитывает сила Басе:

$$F_B = \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi \rho_c \mu_c} \int_{t_0}^t \frac{dU_{отн} / dt}{\sqrt{t_0 - t}} dt. \quad (1.2.7)$$

Силы присоединенной массы и Базе следует учитывать лишь в том случае, когда плотности сплошной и дисперсной фаз одного порядка.

В общем случае движение частиц и капель в потоке может определяться, кроме вышеназванных сил, силами Магнуса–Жуковского, Стеффмена, Буссинеска, Мещерского, Кориолиса и прочими. Проблема их описания состоит в том, чтобы из числа всех внешних сил, действующих на частицу, выбрать те, влияние которых в условиях данной конкретной задачи решающее. Влияние некоторых сил из перечисленных может быть, в какой-то степени, учтено коэффициентом гидравлического сопротивления.

Точное решение задачи о свободном движении частицы в жидкости было найдено теоретическим путем Габриэлем Стоксом на основе решения дифференциальных уравнений гидродинамики применительно к частному случаю движения шара очень малого размера с малой скоростью. Формула, полученная Стоксом, имеет следующий вид:

$$F_s = -3\pi\mu U_{отн} d, \quad (1.2.8)$$

где μ – вязкость жидкости, Па·с.

Уравнение (1.2.8), называемое законом Стокса, определяет силу сопротивления, которую испытывает частица при перемещении в жидкости. Это уравнение выведено при пренебрежении влиянием инерционных сил. Поэтому закон Стокса справедлив только для частиц малого размера, движущихся с малой скоростью, когда на сопротивление движению влияют только силы вязкости.

Увеличение размера и скорости движения частиц приводит к возникновению турбулентности при обтекании движущейся частицы жидкостью. В этом случае на движущуюся частицу начинают действовать инерционные силы, что приводит к нарушению линейности в законе Стокса. Некоторые исследователи предприняли попытки учесть влияние инерционных сил. Однако все решения задачи о движении тела в жидкости получены при некоторой схематизации физической картины и оказываются справедливыми в отдельных областях значений скоростей и размеров тел.

Наиболее известным следует считать представление закона сопротивления в таком виде

$$F_s = \xi S \frac{\rho_{ж} U_{от}^2}{2} = \xi \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_{ж} U_{от}^2}{2}, \quad (1.2.9)$$

где S – площадь сечения частицы, перпендикулярная движению частицы, м^2 ; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$; d – диаметр частицы (вычисляют как диаметр равновеликого по объему шара), м .

При осаждении частиц в жидкости их движение можно рассматривать как равномерное. Это подтверждается опытом. Следовательно, силы, действующие на частицу, уравновешены. Этими силами являются сила сопротивления, сила тяжести и подъемная сила. Сила тяжести равна весу частицы в воздухе

$$G_1 = \rho_{\text{ч}} g V_{\text{ч}}, \quad (1.2.10)$$

где $\rho_{\text{ч}}$ – плотность частицы (дисперсной фазы), $\text{кг}/\text{м}^3$; g – ускорение силы тяжести, $\text{м}/\text{с}^2$; $V_{\text{ч}}$ – объем частицы, м^3 .

Подъемная сила – это вес жидкости в объеме частицы:

$$G_2 = -\rho_{\text{ж}} g V_{\text{ч}}. \quad (1.2.11)$$

Движущей силой процесса осаждения является вес частицы в жидкости

$$G = (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}) g V_{\text{ч}}. \quad (1.2.12)$$

Сила G при равномерном движении частицы уравновешивается силой сопротивления. Приравняв силу сопротивления (1.2.9) к весу частицы в жидкости (1.2.12), получают выражение для вычисления скорости осаждения сферической частицы в жидкости

$$U_{\text{отн}} = \sqrt{\frac{4(\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}) g d}{3 \rho_{\text{ж}} \xi}}. \quad (1.2.13)$$

Коэффициент сопротивления ξ зависит от числа Рейнольдса. Как показали экспериментальные исследования, эта зависимость при значениях $\text{Re} < 1$ подчиняется линейному закону сопротивления. С увеличением скорости осаждения и размера частиц линейность закона нарушается. На рис. 1.3 представлена известная зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса. Из графика видно, что существует три различных режима движения, каждому из которых соответствует определённый характер зависимости $\xi = f(\text{Re})$:

– ламинарный режим ($\text{Re} < 1$) – $\xi = \frac{24}{\text{Re}}$ (закон Стокса); $\text{Re} = U_{\text{отн}} d / \nu$;

– переходный режим ($Re=1\div 500$) – $\xi = \frac{18,5}{Re^{0,66}}$;

– автомодельный режим ($Re>500$) – $\xi = 0,44$ (закон Ньютона).

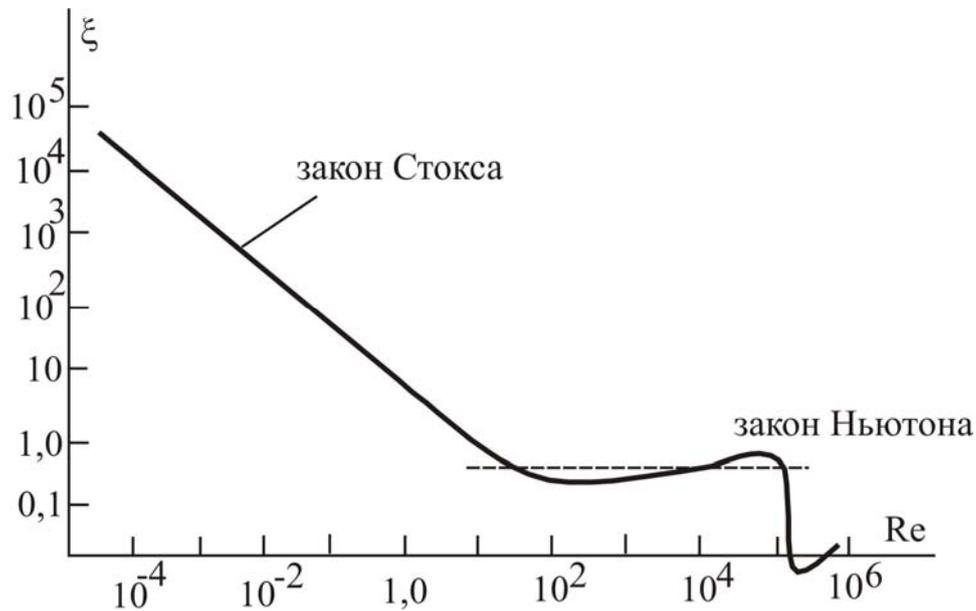


Рис. 1.3. Зависимость ξ от критерия Re

Для переходной области предлагается множество формул, аппроксимирующих кривую Релея. Наиболее часто используемые

$$\xi = \frac{24}{Re} + 4 Re^{-0,333}, \quad (1.2.14)$$

$$\xi = \left(0,63 + 4,8 Re^{-0,5} \right)^2. \quad (1.2.15)$$

Если необходимо вычислить скорость осаждения частиц малого размера ($Re < 1$), то вместо формулы (1.2.13) можно применять формулу Стокса, записываемую в следующем виде

$$U_{отн} = \frac{1}{18} \frac{\rho_{ч} - \rho_{ж}}{\mu} g d^2. \quad (1.2.16)$$

При движении частиц в ограниченном объеме, когда они соприкасаются одна с другой из-за большой их концентрации, скорость осаждения будет меньше скорости свободного движения в k раз:

$$k = \sqrt{20,25C^2 + (1 - C)^3} - 4,5C, \quad (1.2.17)$$

где C – объёмная концентрация дисперсной фазы в системе.

При расчете скоростей для частиц неправильной формы, отличной от формы шара, необходимо пользоваться эквивалентным диаметром, который определяют по формуле:

$$d_{\text{экв}} = 1,24V_{\text{ч}}^{1/3}. \quad (1.2.18)$$

При этом необходимо учитывать, что чем больше форма частицы отличается от формы шара, тем больше будет отличаться теоретически вычисленная скорость частицы от её фактической, которую можно определить экспериментальным путем. Скорость реальных частиц меньше скорости частиц, имеющих форму правильного шара.

Силы, действующие на пузырек в жидкости

Полагая, что всплывающий пузырек сохраняет сферическую форму, можно записать выталкивающую его Архимедову силу F_A , которая обусловлена различием плотностей жидкости $\rho_{\text{ж}}$ и газа в пузырьке $\rho_{\text{г}}$:

$$F_A = \frac{4}{3} \pi R^3 (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) g \approx \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_{\text{ж}} g, \quad \text{при } \rho_{\text{г}} \ll \rho_{\text{ж}}.$$

При движении пузырька в жидкости возникает сопротивление, для преодоления которого и обеспечения равномерного движения пузырька должна быть затрачена энергия. Сила сопротивления среды движущемуся в ней пузырьку F_c может быть выражена формулой

$$F_c = \xi S \frac{\rho_{\text{ж}} U^2}{2}, \quad (1.2.19)$$

где S – площадь проекции пузырька на плоскость, перпендикулярную направлению движения, м^2 ; U – скорость движения пузырька, м/с ; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность среды, кг/м^3 ; ξ – коэффициент сопротивления среды.

Возникающее сопротивление зависит от режима движения и формы обтекаемого тела:

– при ламинарном режиме используется формула ($Re < 1$)

$$\xi = \frac{16}{Re}, \quad (1.2.20)$$

и соответствует условию безотрывного обтекания пузырька; $Re = Ud/\nu$.

Для области $0,1 < Re < 10$ рекомендуется интерполяционная формула [13]

$$\xi = \frac{16}{Re} + (1 + Re/32)^{-1}. \quad (1.2.21)$$

Коэффициент сопротивления газового пузыря при $10 < Re < 200$ по формуле Мура имеет вид [1]

$$\xi = \frac{48}{Re} \left(1 - \frac{2,2}{\sqrt{Re}} \right). \quad (1.2.22)$$

Уравнение (1.2.22) дает удовлетворительное согласование с экспериментом (рис. 1.4) для пузырей по форме, близкой к сферической.

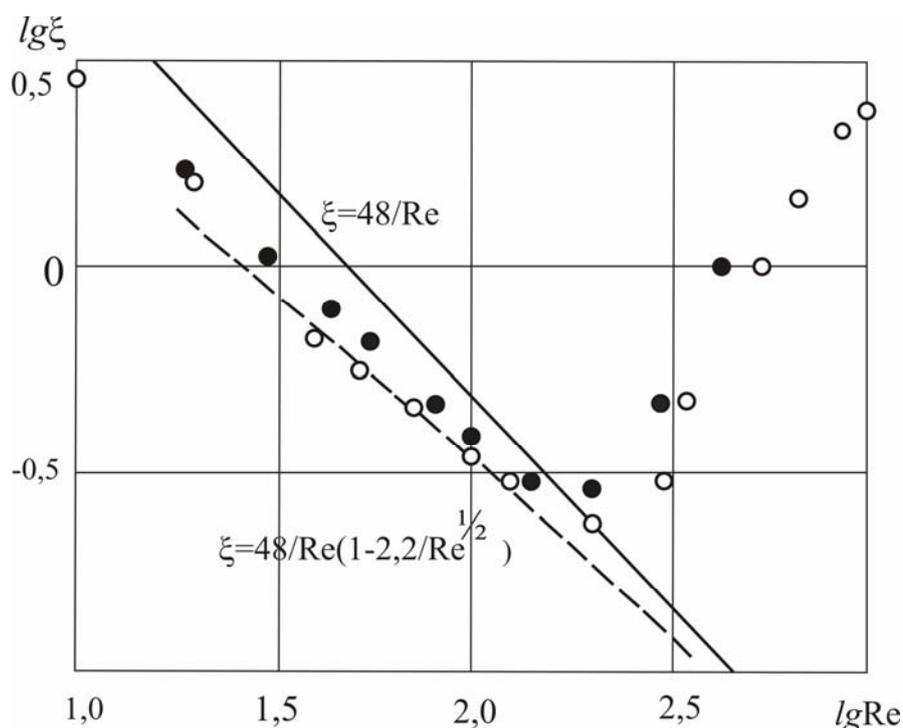


Рис. 1.4. Коэффициент сопротивления газовых пузырьков, поднимающихся в различных жидкостях. Точки соответствуют экспериментальным данным Хабермана и Моргана (1953) для двух жидкостей (см. G.Batchelor, 1970), сплошная прямая линия соответствует $\xi = 48/Re$; • – этиловый спирт 13 %; ◦ – Варсол (Varsol)

При числах Re более 200 начинается значительная деформация пузырей, и коэффициент сопротивления резко возрастает (рис. 1.5). Аналогично ведут себя капли. Как видно из рис. 1.5, при $Re < 200$ коэффициент сопротивления газового пузыря меньше сопротивления твердой сферы [14].

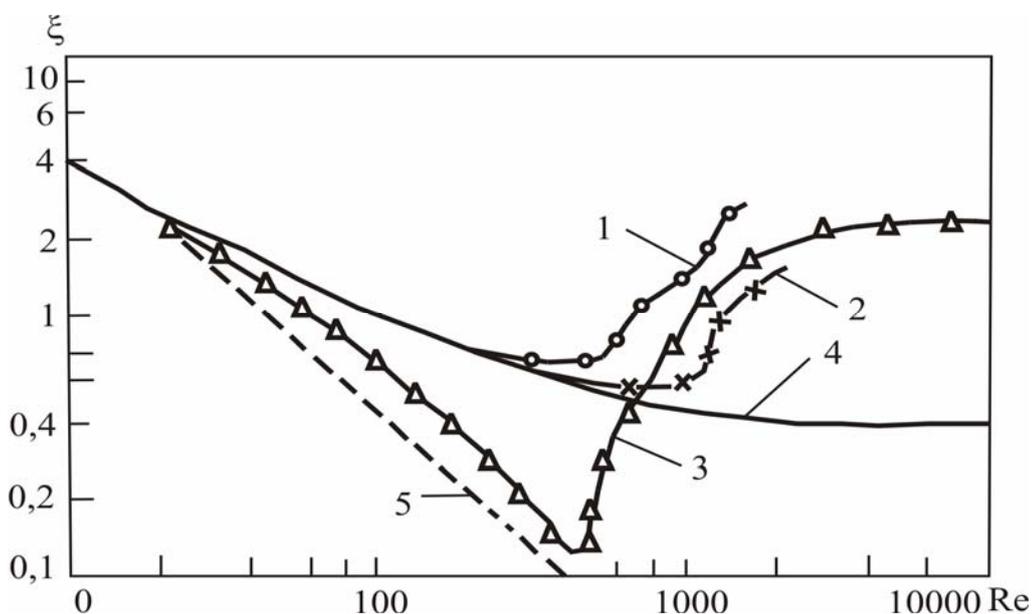


Рис. 1.5. Зависимости коэффициентов сопротивления от критерия Рейнольдса: 1 – капли хлорбензола в воде; 2 – капли дихлорэтана в воде; 3 – пузырьки воздуха в воде (экспериментальные данные Хабермана и Мортон); 4 – твердые частицы; 5 – решения Левича для движения пузырей при умеренных значениях критерия Рейнольдса

Это объясняется подвижной поверхностью раздела фаз и коэффициент сопротивления пузыря (1.2.20) в ламинарном режиме в 1,5 раза меньше коэффициента сопротивления твердой частицы.

При $Re > 200$ для коэффициентов сопротивления деформированных пузырей используют функциональные зависимости:

$$\xi = f(Re, We, \mu^* \dots), \quad (1.2.23)$$

где We – критерий Вебера; μ^* – отношение динамических вязкостей дисперсной и сплошной фаз.

Помимо силы сопротивления среды на пузырёк может действовать сила тяжести F_T , вызванная взаимодействием пузырька воздуха со взвешенными частицами загрязнений. При всплывании пузырька в чистой воде можно

принять силу тяжести $F_T=0$. В случае возникновения акта флотации сила тяжести изменяется в зависимости от массы захваченной дисперсной фазы, не является постоянной величиной и может быть определена исходя из второго закона Ньютона:

$$F_T = mg = n\rho_T \frac{\pi d^3}{6} g, \quad (1.2.24)$$

где n – количество захваченных частиц загрязнений, для случая монодисперсных частиц.

Значение коэффициента сопротивления пузырьков сильно зависит от присутствия поверхностно-активных веществ (ПАВ) на границе раздела фаз. Концентрация ПАВ вдоль их границы может быть переменной из-за конвективной диффузии. В результате образуется градиент поверхностного натяжения, что приводит к появлению касательных напряжений и приближает свойства пузырьков к твердой поверхности. Поэтому при наличии ПАВ в жидкостях пузырьки могут двигаться, как твердые сферы.

Образование и скорость движения пузырьков

Максимальный размер пузырька при барботаже через отверстие находится из условия равенства подъемной силы и силы поверхностного натяжения

$$\frac{4}{3}\pi R^3 g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) = 2\pi R_0 \sigma, \quad (1.2.25)$$

где R_0 – радиус отверстия в газораспределительном устройстве, м; R – радиус пузырька при отрыве, м; σ – поверхностное натяжение, Н/м.

Из данного уравнения следует

$$R = \left(\frac{3\sigma R_0}{2g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (1.2.26)$$

Выражение применимо при малой скорости образования пузырьков.

В известных экспериментах по измерению скорости всплывания пузырьков менее 0,01 см в диаметре ($Re < 1$) в различных средах было

установлено, что пузырьки ведут себя, как твёрдые шарики, а их скорость можно определить по следующей формуле

$$U_s = \frac{2}{9} \frac{gR^2}{\nu}, \quad (1.2.27)$$

где индекс s означает стоксовский режим всплывания; R – радиус пузырька, м; ν – кинематическая вязкость сплошной среды, м²/с.

Предлагается определять скорость всплывания газового пузырька в воде по уравнению Адамара–Рыбчинского

$$U_s = \frac{1}{3} \frac{gR^2}{\nu}. \quad (1.2.28)$$

Уравнение (1.2.28) применимо при числах Рейнольдса $Re < 1$, что соответствует диаметру всплывающих пузырьков до 0,4 мм. Сопоставление уравнения (1.2.28) с уравнением Стокса показывает, что скорость всплывания пузырьков выше скорости всплывания твёрдых шариков в 1,5 раза. Это объясняется подвижностью поверхности раздела фаз жидкость – газ.

В.Г.Левич получил для области $Re = 50 \div 800$, которой соответствуют диаметры пузырьков от 0,4 до 2 мм, теоретическое решение уравнения скорости всплывания

$$U_p = \frac{1}{9} \frac{gR^2}{\nu}, \quad (1.2.29)$$

где индекс p означает потенциальный режим всплывания.

Франк-Каменецким получена формула, которая дает лучшее согласование с экспериментальными данными

$$U = \left(\frac{4g\sigma(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})}{\xi^2 \rho_{\text{ж}}^2} \right)^{0,25}. \quad (1.2.30)$$

В работе [24] для области $Re > 800$ (диаметр пузырьков 2–15 мм) рекомендуется принимать скорость всплывания пузырьков, равной 26–30 см/с (рис. 1.6). Пузырьки диаметром более 15 мм ($Re > 4500$) всплывают с

несколько большими скоростями 35–40 м/с, но оказываются малоустойчивыми и дробятся на более мелкие.

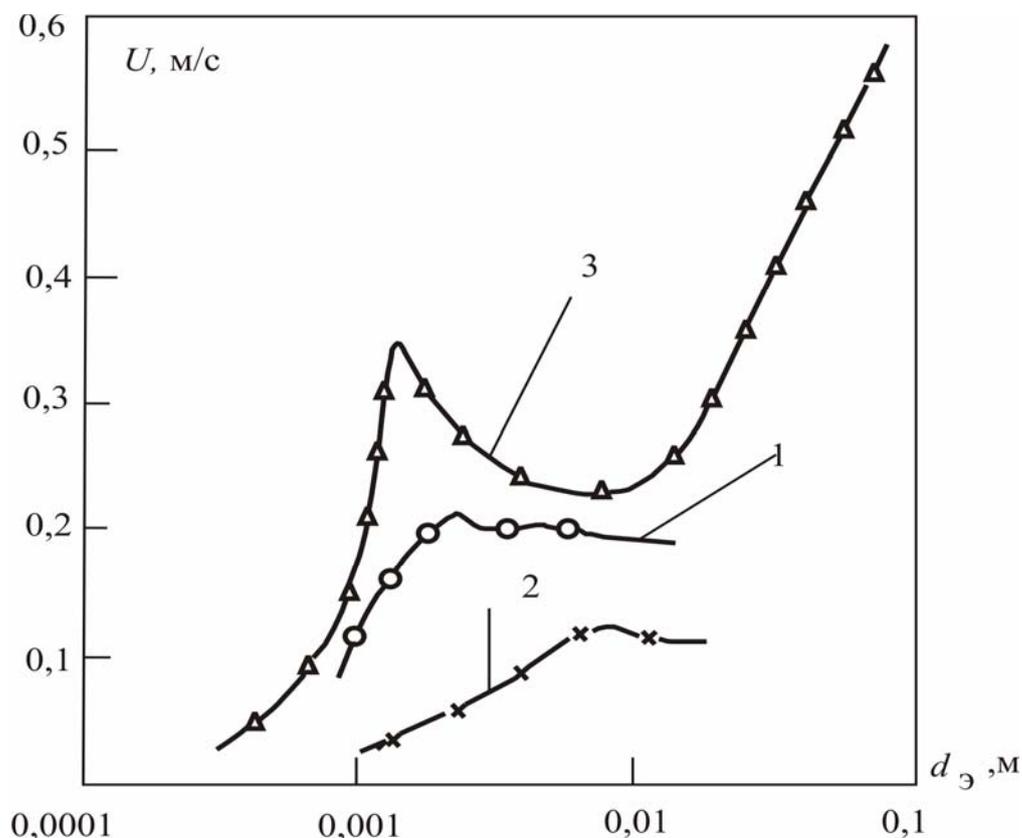


Рис. 1.6. Зависимости скорости всплытия капель и пузырей от эквивалентного диаметра: 1 – капли хлорбензола в воде; 2 – капли дихлорэтана в воде; 3 – пузырьки воздуха в воде (экспериментальные данные Хабермана и Мортон)

Для расчета скорости движения пузырьков можно использовать следующие полуэмпирические формулы: при ламинарном режиме ($Re < 2$)

$$U = \frac{2g(\rho_{ж} - \rho_{г})R_э^2}{9\mu}, \quad (1.2.31)$$

при движении пузырей, имеющих форму сфероидов, в интервале $2 < Re < A^{0,42}$

$$U = 1,81R_э^{1,28} / \nu^{0,52}, \quad (1.2.32)$$

где $A = \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{г})R_э}$ – безразмерный комплекс; $R_э$ – эквивалентный радиус пузырька, м.

В интервале $4A^{0,42} < Re < 3A^{0,5}$

$$U = 1,35 \left(\frac{\sigma}{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})R_0} \right)^{0,5} . \quad (1.2.33)$$

При движении грибообразных пузырей ($Re > 3A^{0,5}$)

$$U = 1,53 \left(\frac{g\sigma(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})}{\rho_{\text{ж}}^2} \right)^{0,25} . \quad (1.2.34)$$

Исследования показали [25–30], что совпадение теоретических и экспериментальных данных по всплыванию газовых пузырьков в жидкости имеет место лишь при исключительной чистоте взаимодействующих сред. Присутствие небольших примесей поверхностно-активных веществ в жидкости приводит к уменьшению скорости всплывания пузырьков.

Форма пузырьков

Скорость всплывания, а также гидродинамическое поле пузырька в значительной степени зависят от его формы. Предполагается, что форма пузырька очень мало отличается от сферической, поэтому имеет смысл заранее определить границы этого допущения.

Условие сферичности может быть получено путем сравнения капиллярных сил, стремящихся придать пузырьку сферическую форму, и сил гидродинамического давления, стремящихся его сплюснуть. В этом случае условие сферичности примет вид

$$R \ll \left(\frac{\sigma}{\rho_{\text{ж}}g} \right)^{0,5} , \quad (1.2.35)$$

где σ – поверхностное натяжение жидкости, Н/м.

Согласно работе [31], критерий сферичности имеет несколько иной вид

$$R \ll \left(\frac{gv^4}{\rho_{\text{ж}}\sigma^3} \right)^{0,2} \quad (1.2.36)$$

и дает меньшие значения R , чем (1.2.35).

При исследовании формы пузырьков, всплывающих при малых числах Рейнольдса, было получено следующее выражение:

$$0,21We \ll 1, \quad (1.2.37)$$

где We – число Вебера, определяемое по формуле

$$We = \frac{\rho_{ж} R U_s^2}{\sigma}. \quad (1.2.38)$$

На основании анализа известных экспериментальных данных можно заключить, что при наличии поверхностно-активных веществ пузырьки сохраняют в воде сферическую форму вплоть до радиусов порядка 1 мм. Следует заметить, что поверхность даже столь маленьких пузырьков испытывает колебательные движения. Однако амплитуда этих колебаний настолько мала, что форму пузырька и его гидродинамическое поле можно считать стационарным.

Движение капель в поле силы тяжести в жидкостях

Динамика капель, движущихся под действием силы тяжести в вязких несжимаемых жидкостях, исследовалась в ряде работ [14, 23, 32–50].

Рассматривая движение капли, следует отметить, что, по сравнению с обтеканием твердой сферы, особенности обтекания капли, как и пузырей, связаны со свойствами текучести среды, заключенной в объеме капли. При обтекании капли потоком вязкой жидкости нормальные и касательные напряжения, возникающие на поверхности капли, приводят к возникновению в капле внутренних циркуляционных токов, вызывают деформацию ее поверхности, что существенно усложняет постановку и решение задачи.

Впервые задача обтекания капли безграничным потоком вязкой несжимаемой жидкости была решена Адомаром и Рыбчинским. В этом случае капля является сферой, а течение вне и внутри капли – безынерционным ($Re_i \leq 1$); решение получено в виде функций тока.

Выражение для функций тока при $Re_c \ll 1$ было получено Хиллом для случая, когда движение внутри сферической частицы можно считать идеальным.

При $Re_c > 1$ получить точное аналитическое решение даже для сферической капли трудно. Поэтому для решения уравнения Навье–Стокса используются численные методы.

Так, Хамелек и Дженсон для нахождения приближенного решения использовали метод Бубнова–Галеркина. Однако он не обеспечивал достаточной точности как по интегральным характеристикам движения, так и по структуре течения внутри и вне капли. В работе [23] даны схемы, позволившие рассчитать движение капли для более широкого диапазона изменения режима.

Проблема изучения зависимости скорости движения (осаждения или всплытия) одиночных капель V_∞ от их диаметра посвящены работы [34–38].

Как известно, капли можно подразделить на три группы:

1. мелкие ($Re_c \ll 1$, скорость движения пропорциональна d^2);
2. средние, сферические ($1 < Re_c < Re_{кр}$, $V_\infty \sim d^{0,5 \div 1,0}$);
3. крупные ($Re_c > Re_{кр}$, $V_\infty \approx const$).

Для каждой группы капель гидродинамические характеристики различны. Так, мелкие капли находятся в режиме ползущего течения; средние движутся в ламинарном потоке, при этом их траектория движения прямолинейна; а крупные капли со спиральной траекторией движения находятся в турбулентном режиме.

В случае ползущего движения скорость капель подчиняется уравнению Адамара–Рыбчинского, при условии, что растворы не загрязнены поверхностно-активными веществами (ПАВ) [32, 33]:

$$V_\infty = \frac{2\Delta\rho g (d/2)^2}{3\mu_c} \frac{\mu_c + \mu_D}{2\mu_c + \mu_D}, \quad (1.2.39)$$

где $\Delta\rho = |\rho_c - \rho_D|$; μ – динамическая вязкость, Па · с; нижние индексы: «с» – сплошная, «D» – дисперсная фазы.

Наличие ПАВ [14, 39] приводит к подавлению циркуляции жидкости внутри капель вследствие уменьшения подвижности ее поверхности. В этом случае капля по характеру обтекания подобна твердой сфере и ее скорость изменяется по закону Стокса (1.2.16):

$$V_\infty = \frac{2\Delta\rho g (d/2)^2}{9\mu_c}. \quad (1.2.40)$$

В области умеренных значений $Re_c (1 < Re_c < Re_{кр})$ при ламинарном режиме движения скорость установившегося движения капель можно найти из условия равновесия сил тяжести и сопротивления, аналогично (1.2.13):

$$V_{\infty} = \left(\frac{4\Delta\rho g d}{3\rho_c \xi} \right)^{0,5}. \quad (1.2.41)$$

Авторы [34, 35] предлагают скорость движения средних капель вычислять по уравнению

$$V_{\infty} = (g/9)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\mu_c}{\rho_c} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_c} \right)^{\frac{2}{3}} d. \quad (1.2.42)$$

Достижение $Re_{кр}$ свидетельствует об изменении внешней картины обтекания капли – происходит отрыв внешнего потока от нее и образование за кормой характерного вихревого следа. В этой области изменение Re_c движение капель все в большей степени начинает отличаться от движения твердых частиц. Точка отрыва определяется обращением в нуль скорости, а не касательного напряжения, как в случае обтекания твердой частицы. И, если точка отрыва средней частицы происходит при $Re \sim 20$, то вследствие наличия внутреннего циркуляционного течения в капле и, следовательно, улучшения обтекания капли, Re отрыва капли смещается вправо. Возвратный вихрь не располагается непосредственно на границе капли, а сносится вниз по течению.

Величина $Re_{кр}$ варьируется в пределах от 100 до 300 и зависит от физико-химических свойств системы и прежде всего от $\mu^* = \mu_D / \mu_c$. Так, в работе [36] показано, что при $\mu^* \ll 1$ течение безотрывно, если $Re_c < 200$. Но уже при $\mu^* = 3$ турбулентность за каплей возникает при $Re_c \sim 100$.

Характер обтекания капель отличается от характера обтекания твердых частиц как за счет циркуляции внутри капли, так и за счет деформации капли, вследствие подвижности поверхности капли и неравномерного распределения по ней статического давления. За счет сил поверхностного натяжения на границе раздела фаз возникает капиллярное давление, стремящееся придать капле форму, которая при заданном объеме обладала бы минимальной поверхностью, т. е. форму сферы. Величина этого давления обратно пропорциональна радиусу капли

$$P_{\sigma} = \frac{4\sigma}{d/2}. \quad (1.2.43)$$

Вместе с тем давление жидкости во внешнем потоке стремится деформировать каплю.

Критический диаметр каплей $d_{кр}$, соответствующий условной границе начала проявления эффектов, связанных с жидкой природой капли, можно определить по критериальному уравнению, полученному И.Г.Плиттом:

$$\frac{\sigma}{d_{кр}\rho_D g} = 1,25 \cdot 10^{-3} \left(\frac{V_{\infty}\mu_c}{\sigma} \right)^{0,78} \left(\frac{\sigma^3 \rho_c^2}{\mu_c \rho_D g} \right)^{0,42}. \quad (1.2.44)$$

Критическому диаметру соответствует критическое значение числа Рейнольдса:

$$Re_{кр} \sim 4,55 \frac{\sigma^3 \rho_c}{\mu_c^4 (\rho_c - \rho_D) g}. \quad (1.2.45)$$

Положение границы $Re_{кр}$ существенно зависит от наличия в фазах примесей и ПАВ из-за резкого изменения поверхностного натяжения даже при очень малых добавках ПАВ. Это подтверждают экспериментальные исследования [40]. Добавка ПАВ в количестве 10^{-4} г/л в исследуемую систему вода – дихлорэтан занижает значение предельной скорости на 20 %. В присутствии ПАВ капля движется по закону жестких сфер.

С дальнейшим увеличением Re_c отрыв потока вызывает пульсации давления по поверхности, что приводит к возбуждению колебаний на поверхности и потере устойчивости прямолинейной траектории. Капли теряют сферическую форму. В этой области ($Re_c > Re_{кр}$) авторы [37] предлагают скорость движения рассчитывать по выражению

$$V_{\infty} = \sqrt{\frac{g(d_3/2)\Delta\rho}{\rho_c} + \frac{\sigma}{(d_3/2)\rho_c}}, \quad (1.2.46)$$

где d_3 – диаметр эквивалентной сферы дисперсной частицы, м.

Скорость движения капли уменьшается и при дальнейшем увеличении Re_c становится практически независимой от диаметра капли.

Оценка скорости движения деформированной капли ($4 \leq d \leq 6$ мм) в жидкости приводит к выражению [38]

$$V_{\infty} = \left(\frac{8\rho_D g \sigma}{\rho_c^2 \xi} \right)^{0,25}. \quad (1.2.47)$$

Для вычисления коэффициента ξ в выражениях (1.2.41) и (1.2.47) используются различные уравнения.

Для определения коэффициента сопротивления капли при малых значениях Re Тейлор и Активос [45] получили

$$\xi = \frac{8}{\text{Re}} \left[\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} + \frac{\text{Re} \left(\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} \right)}{16} + \frac{1}{40} \left(\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} \right) \left(\frac{\text{Re}}{2} \right)^2 \ln \left(\frac{\text{Re}}{2} \right) \right], \quad (1.2.48)$$

где $\mu^* = \mu_D / \mu_c$ – отношения динамических вязкостей дисперсной и сплошной фаз.

При $\text{Re} \rightarrow \infty$ и малых значениях μ^* получено соотношение [46]:

$$\xi = \frac{48}{\text{Re}} \left[1 + 1,5\mu^* - 2,21 \left(\frac{(1 + 1,5\mu^*)^2}{\sqrt{\text{Re}}} \right) \right]. \quad (1.2.49)$$

Для промежуточных значений Re и малых значениях μ^* для расчета коэффициента сопротивления рекомендуют выражение [47]:

$$\xi = \frac{16(1 + 1,5\mu^*) \left[1 + 3(1 + \mu^*)k \right]}{(1 + \mu^*)(1 + k)\text{Re}}, \quad (1.2.50)$$

где $k = \frac{\text{Re}}{(1 + \mu^*)(16 + 3,316\sqrt{\text{Re}})}$.

При больших значениях параметра μ^* применима формула [47]:

$$\xi = \frac{\mu^* \xi_g + \xi_s}{\mu^* + 1}, \quad (1.2.51)$$

где ξ_g и ξ_s – значения коэффициентов сопротивления при $\mu^* = 0$ и $\mu^* = \infty$ соответственно.

При $Re < 100$ также рекомендуется выражение [14]

$$\xi = \frac{1}{\mu^* + 1} \left[\mu^* \left(\frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0,33}} \right) + \frac{14,9}{Re^{0,78}} \right]. \quad (1.2.52)$$

Для средних (сферических) капель ($100 < Re < 300$) получено выражение [48]:

$$\xi = 1,82 Re^{-0,19} We^{-0,033}, \quad (1.2.53)$$

где $We = \rho_c V_\infty^2 d_k / \sigma$ – критерий Вебера.

Сравнение коэффициентов сопротивления капли и твердой сферы показывает, что коэффициент сопротивления капли при докритических режимах движения ($Re \approx 100 \div 300$) меньше, чем коэффициент сопротивления эквивалентной твердой сферы, так как внутри капли развивается циркуляционное течение, приводящее к уменьшению касательных напряжений на поверхности. Из-за этого скорости движения капли больше, чем у твердых сфер. Экспериментальные наблюдения [48, 49] показывают, что при дальнейшем увеличении Re начинает наблюдаться уменьшение наклона кривой $\xi = \xi(Re)$ (рис. 1.7, 1.8) и на некотором небольшом участке коэффициент сопротивления практически не зависит от Re .

Это может быть объяснено тем, что капля начинает деформироваться и терять устойчивость. Проблеме изучения деформации капель посвящен целый ряд работ [48–59]. Из экспериментальных исследований [55] следует, что капля сохраняет сферическую форму при значениях $0,091 We^{0,95} \ll 1$. В работах [56, 57] даны зависимости эксцентриситета капли от критериев We, Re_i, μ^* .

Установлено, что при фиксированных Re_i с увеличением числа Вебера (до $0,5 \div 0,8$) [58, 59] поверхность капли деформируется в сфероид, сплюснутый в направлении движения. Сначала наиболее деформируемой оказывается сторона, направленная навстречу набегающему потоку, однако асимметрия постепенно сглаживается, а затем меняет направление, т. е. более выпуклой становится лобовая сторона.

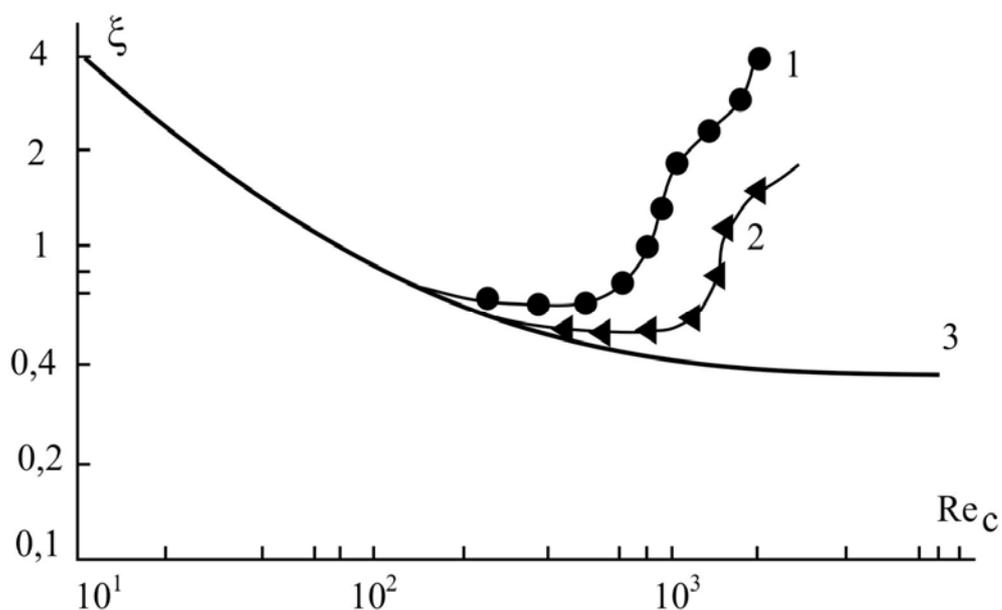


Рис. 1.7. Зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса: 1 – капли хлорбензола в воде; 2 – капли дихлорэтана в воде; 3 – твердая частица [14, 49]

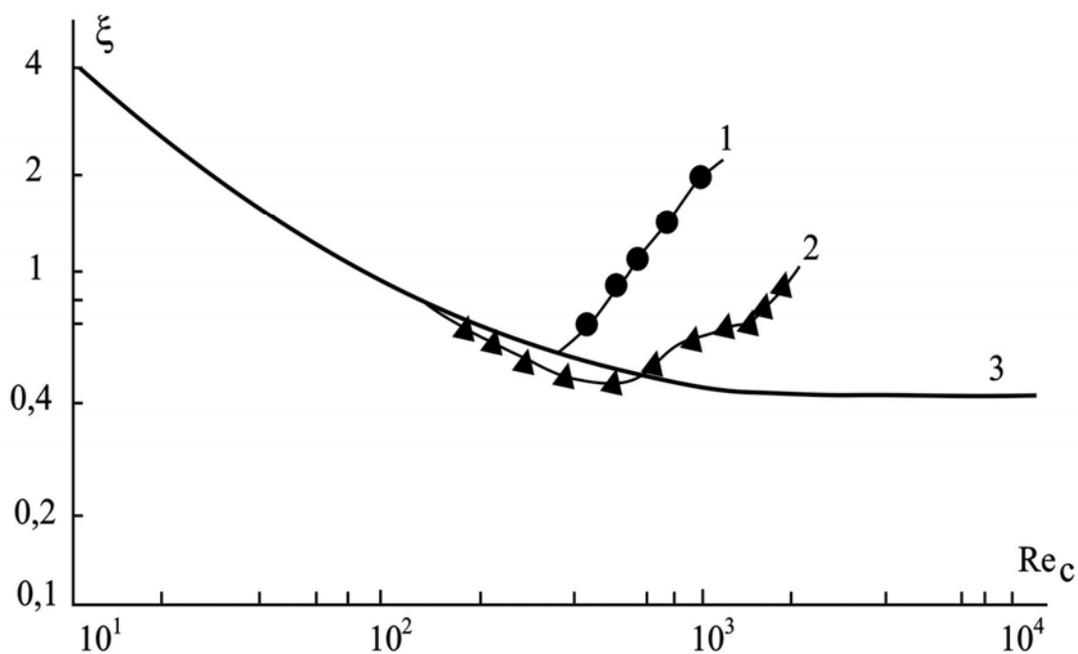


Рис. 1.8. Зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса: 1 – капли бромбензола в воде; 2 – капли нитробензола в воде; 3 – твердая частица [48, 49]

Объясняется это тем, что при росте деформации поверхности застойная зона за каплей увеличивается в размерах, циркуляционное течение в ней

становится более интенсивным. При дальнейшем увеличении числа Вебера происходит увеличение деформации капли в лобовой зоне; капля приобретает эллипсоидальную форму, а затем в лобовой части появляется лунка и капля становится чечевицеподобной.

Составляющие силы сопротивления от давления с ростом числа Вебера увеличиваются, так как форма капли становится плохообтекаемой. Однако коэффициент трения сильно падает из-за уменьшения поверхностного натяжения. Поэтому общий коэффициент сопротивления остается примерно постоянным и только при $We > 0,8$ начинает увеличиваться.

Кроме деформации на значение коэффициента сопротивления капли влияет ее устойчивость и колебания.

В работах [44, 56, 60] авторы показали, что при $Re \sim 200$, $We \sim 4$ наблюдается неустойчивое движение капель: при $d > d_{кр}$ ($d_{кр}$ соответствует $Re \sim 200$, $We \sim 4$) капли будут осциллировать, а при $d < d_{кр}$ колебания будут затухать. Неустойчивость движения капли проявляется, с одной стороны, в колебаниях капли как целого, с другой стороны, в развивающихся колебаниях ее поверхности. При определенных значениях чисел Re и We ($200 \leq Re \leq 400$, $1,2 \leq We \leq 4$) вихрь за каплей становится нестабильным и несимметричным. Отрыв потока возмущает внешний поток, вызывает пульсации давления на поверхности, что приводит к возбуждению колебаний на поверхности и потере устойчивости прямолинейного движения. Коэффициент сопротивления начинает возрастать, достигает значения коэффициента сопротивления твердой сферы и затем превышает его; при этом уменьшается скорость движения. Достижение минимума значения коэффициента сопротивления может служить признаком выхода на неустойчивый режим. После точки минимума капля начинает осциллировать, и коэффициент сопротивления быстро увеличивается с ростом числа Re . В работе [61] выяснено, что чем больше μ^* , тем позднее появляется осцилляция. Это можно объяснить тем, что для генерации колебаний в более вязкой жидкости необходимо подвести энергии больше, чем к менее вязкой. Частота колебаний поверхности убывает при росте диаметра капель, а при повышении вязкости капель – возрастает. С дальнейшим увеличением Re деформация капель становится все более значительной, колебания приобретают все более беспорядочный характер. В этой области кривая $\xi = \xi(Re)$ имеет почти постоянный наклон, а предельная скорость движения капель становится практически независимой от диаметра (рис. 1.7, 1.8).

Авторы [48] рекомендуют в этой области изменения Re следующее уравнение для расчета коэффициента сопротивления

$$\xi = 4,38 \cdot 10^{-2} \text{Re}^{0,34} \text{We}^{0,62}. \quad (1.2.54)$$

Для капель с внутренней циркуляцией Адамаром и Бондом была предложена следующая формула (при $\text{Re} < 0,6$ и при бесконечном объеме сплошной фазы) для вычисления скорости движения:

$$V_{\infty} = \frac{1}{18} \frac{d_k^2 (\gamma_D - \gamma_c)}{\mu_c} \frac{3(\mu_D - \mu_c)}{(2\mu_D + 3\mu_c)}. \quad (1.2.55)$$

В работе [41] рассмотрено три режима движения капель в колоннах, границы между которыми определяются значениями комплекса:

$$M = \text{Ga} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,8} \Gamma^{-3}, \quad (1.2.56)$$

где $\Gamma = \frac{d_{\text{кол}} - d_k}{d_{\text{кол}}}$, $\text{Ga} = \frac{d_k^3 \rho_c^2 g}{\mu_c^2}$ – критерий Галилея, $d_{\text{кол}}$ – диаметр колонны, м; d_k – диаметр капли, м.

Для области ламинарного режима ($M < 66,5$ или $\text{Re} < 5,8$) скорость движения капли в жидкости описывается выражением:

$$\text{Re} = 0,05 \text{Ga} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,8} \Gamma^{-3}, \quad (1.2.57)$$

переходного режима движения ($66,5 < M < 70000$ или $10 < \text{Re} < 270$)

$$\text{Re} = 0,2025 \text{Ga}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{1,68} \Gamma^{-2} \quad (1.2.58)$$

и турбулентного движения капель ($M > 70000$ или $\text{Re} > 270$)

$$\text{Re} = 1,3 \text{Ga}^{0,5} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,4} \Gamma^{-1,5}. \quad (1.2.59)$$

Для относительной скорости движения капель Смирновым и Рубаном было получено уравнение

$$U_{\text{относ}} = \alpha d_{\text{к}}^{0,5} g^{0,5} \frac{\gamma_D}{\gamma_c} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,5} \Gamma^{-1}, \quad (1.2.60)$$

где

$$\alpha = 0,6 \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} + 0,21 \right)^{0,6} + 1,25. \quad (1.2.61)$$

Уравнение пригодно для случая $Re > 190$.

В области больших Re для расчета скорости капли рекомендуется уравнение

$$Re = 0,00418 \varphi^{-2,91} We^{-1,81}, \quad (1.2.62)$$

где φ – удерживающая способность по дисперсной фазе; $We = \frac{\rho_c V_{\infty}^2 d_{\text{к}}}{\sigma}$ – критерий Вебера; σ – межфазовое натяжение на границе жидкость – жидкость, Н/м.

В области переходного режима для определения скорости осаждения частиц применимо также уравнение, полученное Тодесом с сотрудниками:

$$Re = \frac{Ar \varepsilon^{4,75}}{118 + 0,61 \sqrt{Ar \varepsilon^{4,75}}}, \quad (1.2.63)$$

где $\varepsilon = 1 - \varphi$; $Ar = \frac{d_{\text{к}}^3 \rho_c^2 g (\rho_D - \rho_c)}{\mu_c^2 \rho_c}$ – критерий Архимеда.

Для крупных капель Nu и $K_{\text{инт}}/K_{\text{ст}}/K_{\text{диф}}$ предлагаются следующие зависимости:

$$Q = (0,75 T)^{0,78} \text{ при } 2 < T \leq 70, \quad (1.2.64)$$

$$Q = (22 T)^{0,42} \text{ при } T > 70, \quad (1.2.65)$$

где $Q = 0,75 + \frac{Re}{P^{0,15}}$, $T = 4 \Delta \rho g d_{\text{к}}^2 \frac{P^{0,15}}{3 \sigma}$, $P = \frac{\rho_c^2 \sigma^3}{\Delta \rho g \mu_c^4}$.

При наличии интенсивного массообмена скорость капель несколько уменьшается. Исследование движения капель переменной массы представлено в работах [43, 44].

В случае стесненного осаждения частиц для любого гидродинамического режима осаждения справедливо обобщенное уравнение

$$\text{Re} = -k + \sqrt{k^2 + \ell \text{Ar}\varepsilon^{4,75}}, \quad (1.2.66)$$

где k и ℓ – безразмерные постоянные, определяемые экспериментально для частиц определенной формы.

Для сферических частиц $k = 27,27$ и $\ell = 3,03$ уравнение (1.2.59) принимает вид

$$\text{Re} = -27,27 + \sqrt{27,27^2 + 3,03 \text{Ar}\varepsilon^{4,75}}. \quad (1.2.67)$$

Известна приближенная формула для расчета скорости стесненного осаждения капель:

$$U_{c.o} = V_{\infty} (1 - \varphi)^m,$$

где $m \approx 1,5$ для капель с внутренней циркуляцией.

Анализ работ, посвященных изучению гидравлического сопротивления элементов дисперсной среды показывает, что, если для твердых частиц в литературе имеется достаточно расчетных формул, хорошо согласующихся с экспериментом, то для капель нет достаточно точных зависимостей для расчета гидравлического сопротивления и скорости движения во всем диапазоне изменения чисел Рейнольдса и Вебера.

Движение твердых частиц и капель в газах

Гидродинамические закономерности движения твердых частиц в газовых средах (например, в запыленном газе) в общем виде описаны в разделе 1.2. Но обычно большинство встречающихся в промышленной практике частиц не имеют правильной сферической формы и поэтому в вышеприведенные уравнения необходимо вносить поправки. Для этого используется динамический коэффициент формы

$$\chi = d_{\text{ч.е.}}^2 / d_{\text{ч.с.}}, \quad (1.2.68)$$

где $d_{\text{ч.е.}}$ – эквивалентный диаметр частицы, равный диаметру шара, объем которого равен объему данной частицы, м; $d_{\text{ч.с.}}$ – седиментационный

диаметр частицы, равный диаметру шара с той же плотностью и скоростью осаждения, что данная частица, м.

Для несферических частиц, подчиняющихся закону Стокса (1.2.8), сила сопротивления среды записывается в виде

$$F = 3\pi\mu_{\Gamma}U'd_k\chi. \quad (1.2.69)$$

Значения динамического коэффициента для частиц различной формы находятся в пределах $\chi = 1,04 \div 1,48$.

Из вышеприведенных зависимостей следует, что скорость осаждения частиц нешарообразной формы меньше, чем сферических. В литературе также часто используется поправочный коэффициент формы ϕ , на который умножают скорость осаждения сферической капли

$$U' = U\phi. \quad (1.2.70)$$

Коэффициент формы находится опытным путем и, как установлено, имеет значения для угловатых частиц $\phi \approx 0,66$, для продолговатых частиц $\phi \approx 0,58$ и для пластинчатых частиц $\phi \approx 0,43$. При расчете скорости U в (1.2.70) по выражению (1.2.13), (1.2.16) следует подставлять диаметр эквивалентного шара (1.2.18).

Рассмотренные выше зависимости относятся к случаю равномерного прямолинейного движения частиц, однако в реальных условиях движение частиц нестационарно и криволинейно. Время, в течение которого частица достигает постоянной скорости, теоретически равно бесконечности. В расчетах обычно с небольшой погрешностью допускают, что частица через малый промежуток времени после начала движения достигает постоянной скорости. Однако за это время частица может пройти значительное расстояние. Для учета этих эффектов используется дифференциальное уравнение равновесия сил

$$V_{\text{ч}}\rho_{\text{ж}}\frac{d^2z}{dt^2} = V_{\text{ч}}(\rho_{\text{ч}} - \rho_{\Gamma})g - \xi F\frac{\rho_{\Gamma}U^2}{2}\text{sign}U, \quad (1.2.71)$$

где $V_{\text{ч}}$ – объем частицы, м^3 ; F – площадь проекции частицы на плоскость, м^2 ; z – вертикальная координата, м. Функция $\text{sign} U = 1$ при $U > 0$ и $\text{sign} U = -1$ при $U < 0$.

Для расчета коэффициента сопротивления можно использовать зависимости (1.2.14), (1.2.15) и др., полученные для твердых сфер и

справедливые для капель в газе диаметром менее 2 мм. Для более крупных капель время движения больше и ξ можно определить по выражению

$$\xi = AK^m Re^n, \quad (1.2.72)$$

где $K = g\mu_{ж}^4 / (\rho_{ж} \sigma)$, а коэффициенты A , m , n зависят от числа Re и безразмерного комплекса K .

Устойчивость капли в газовом потоке определяется соотношением инерционных и поверхностных сил. Оно характеризуется значением критерия Вебера $We = \rho_{г} U^2 d_{к} / \sigma$.

При $We > 12$ капля теряет устойчивость и дробится на более мелкие. Согласно известным данным, максимальный радиус устойчивой капли при $Re > 1000$ примерно равен

$$R_{\max} \approx \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_{г})}}. \quad (1.2.73)$$

Средний радиус капли в газовом потоке, как отмечается многими авторами, приблизительно равен половине максимального устойчивого.

1.3. Пленочное течение жидкостей

Пленочное течение условно подразделяется на режимы слабого и сильного взаимодействия с газовым или паровым потоком. Когда касательное напряжение на стенке $\tau_{ст} = (\rho_{ж} - \rho_{г})g\delta_0$ значительно больше касательного напряжения на межфазной поверхности пленки с газом $\tau_{г-ж}$ – режим взаимодействия слабый ($\tau_{ст} \gg \tau_{г-ж}$). В этом режиме газовый поток практически не влияет на характеристики пограничного слоя пленки жидкости. Такой режим реализуется в пленочном аппарате с вертикальной стенкой (каналом) при скорости газа менее 8 – 10 м/с ($Re_{ог} < 2 \cdot 10^4$). Для насадочных колонн смена гидродинамического режима происходит при других числах $Re_{г}$.

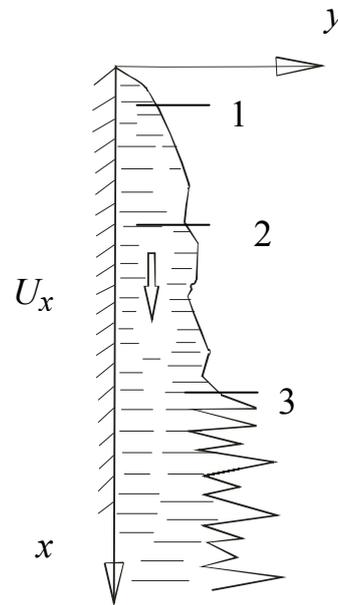
Основным параметром, характеризующим режим течения пленки жидкости, является число Рейнольдса

$$Re_{пл} = \frac{4q}{\nu} = \frac{4U_{ср}\delta_0}{\nu}, \quad (1.3.1)$$

где q – плотность орошения, м³/(м·с); δ_0 – толщина пленки, м.

В зависимости от значения $Re_{пл}$ различают ламинарный безволновой режим движения ($Re_{пл} < 12$), первый и второй ламинарные волновые режимы ($12 < Re_{пл} < 1200 \pm 200$), область развития турбулентности ($1200 \pm 200 < Re_{пл} < 2500$) – псевдотурбулентный режим и развитое турбулентное течение пленки при $Re_{пл} > 2500$ (рис. 1.9).

Рис. 1.9. Схема течения пленки конденсата на вертикальной стенке: 1 – ламинарное течение с гладкой свободной поверхностью; 2 – то же, с волнами на поверхности; 3 – турбулентное течение с нерегулярными волнами



В случае движения пленки по вертикальной поверхности ламинарный режим можно оценить из условия

$$Re_{кр} = 2,4 \left(\frac{\sigma^3}{g \rho_{ж} \nu_{ж}^4} \right)^{\frac{1}{11}}. \quad (1.3.2)$$

Первый ламинарный режим с «длинными» гравитационными волнами находится в интервале

$$12 \leq Re_{пл} \leq 4,74 \left(\frac{\sigma^3 \rho_{ж}}{\mu_{ж}^4 g} \right)^{0,2}. \quad (1.3.3)$$

При втором ламинарном режиме на поверхности пленки появляются «короткие» волны, связанные с капиллярными силами. Границы режима соответствуют неравенству

$$4,74 \left(\frac{\sigma^3 \rho_{\text{ж}}}{\mu_{\text{ж}} g} \right)^{0,2} \leq \text{Re}_{\text{пл}} \leq 1200 \pm 200. \quad (1.3.4)$$

Следует отметить, что границы режимов приближенные и зависят от шероховатости каналов, условий подачи жидкости, наличия ПАВ и ряда других факторов.

Практически во всех случаях гидродинамика и тепломассообмен в пленках описываются в приближении теории пограничного слоя. Первые работы по теории ламинарных пленок даны Нуссельтом, турбулентных – Кольборном, Кутателадзе и др., первые работы по теории волнового движения пленок – П.Л.Капицей.

На рубеже XX – XXI столетий пленочным течением занимались и занимаются многие исследователи [1, 19, 62–74].

В общем случае уравнение движения ламинарной пленки на плоской поверхности записывается в виде

$$\rho_{\text{ж}} \left(\frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) = g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) \sin \alpha + \mu \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} \sin \alpha, \quad (1.3.5)$$

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial y} = 0,$$

с граничными условиями: при $y = 0$, $U_x = V_y = 0$; при $y = \delta_0$, $\mu \frac{\partial U_x}{\partial y} = \tau_{\text{гр}}$.

Для установившегося ламинарного пленочного течения одномерное уравнение движения имеет вид

$$\mu \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} = (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) g \sin \alpha. \quad (1.3.6)$$

Интегрирование этого уравнения с граничными условиями при $y = 0$, $U_x = 0$; при $y = \delta_0$, $\frac{\partial U_x}{\partial y} = 0$ дает параболический закон

$$U_x = \frac{g}{\nu} y \left(\delta_0 - \frac{y}{2} \right) \sin \alpha. \quad (1.3.7)$$

Отсюда максимальная скорость на поверхности пленки равна

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \frac{g}{\nu} \delta_0^2 \sin \alpha, \quad (1.3.8)$$

а средняя скорость

$$U_{\text{cp}} = \frac{1}{\delta_0} \int_0^{\delta} U_x dy = \frac{1}{3} \frac{g}{\nu} \delta_0^2 \sin \alpha. \quad (1.3.9)$$

Из (1.3.7) и (1.3.8) следует соотношение

$$\frac{U_{\max}}{U_{\text{cp}}} = 1,5.$$

Массовый расход жидкости на единицу ширины пленки с использованием (1.3.9) запишется в виде (при $\alpha = 90^\circ$)

$$G = \rho_{\text{ж}} \int_0^{\delta} U_x dy = g \rho_{\text{ж}} \delta_0^3 / 3\nu. \quad (1.3.10)$$

Отсюда средняя толщина пленки равна

$$\delta_0 = \sqrt[3]{\frac{3G\nu}{g\rho_{\text{ж}}}} = \sqrt[3]{\frac{3q\nu}{g}}, \quad (1.3.11)$$

где q – приведенный расход, $\text{м}^3/(\text{м}\cdot\text{с})$.

При турбулентном движении пленки уравнение движения запишется аналогично (1.3.6), только с коэффициентом турбулентной вязкости

$$\frac{d\tau}{dy} = (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}})g = \frac{\partial}{\partial y} (\mu + \mu_{\text{T}}) \frac{\partial U_x}{\partial y}. \quad (1.3.12)$$

Касательное напряжение на стенке следует из условия баланса сил

$$\tau_{\text{сг}} = (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}) g \delta_0. \quad (1.3.13)$$

Если использовать степенное распределение (корня 1/7) профиля скорости в пленке и закон трения плоской пластины, то для определения толщины пленки следует выражение

$$\delta_0 = 0,37 \frac{q^{1/2} \nu^{1/2}}{g^{1/3}}, \quad (1.3.14)$$

а скорость на межфазной поверхности равна $U_{\text{max}} = 1,15 U_{\text{ср}}$.

Моделирование массотеплопереноса

В промышленности находят применение пленочные контактные устройства, выполненные в виде вертикальных каналов, где происходит взаимодействие пленки жидкости с газовым или паровым потоком. В зависимости от направления движения фаз и силы касательного напряжения τ на поверхности раздела, возможны три различных режима взаимодействия: нисходящий прямоток ($\tau > 0$), противоток ($\tau < 0$) и восходящий прямоток ($\tau < 0$, $U_{\text{ж}} < 0$).

Концентрации компонентов в газовой и жидкой фазах могут быть определены в результате совместного решения уравнений движения и конвективной диффузии.

В жидкой фазе ($U = U_{\text{ж}}$, $V = V_{\text{ж}}$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + V_x \frac{\partial U_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\text{ж}}} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\nu + \nu_{\text{T}})_{\text{ж}} \frac{\partial U_x}{\partial x} \right] + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu + \nu_{\text{T}})_{\text{ж}} \frac{\partial U_x}{\partial y} \right] + g, \end{aligned} \quad (1.3.15)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + U_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\text{ж}}} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_T)_{\text{ж}} \frac{\partial V_y}{\partial x} \right] +$$

(1.3.16)

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_T)_{\text{ж}} \frac{\partial V_y}{\partial y} \right] + g,$$

$$\frac{\partial C_{\text{ж}}}{\partial t} + U_x \frac{\partial C_{\text{ж}}}{\partial x} + V_y \frac{\partial C_{\text{ж}}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left([D] + \Gamma I_{\perp} D_T \right)_{\text{ж}} \frac{\partial C_{\text{ж}}}{\partial x} \right] +$$

(1.3.17)

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\left([D] + \Gamma I_{\perp} D_T \right)_{\text{ж}} \frac{\partial C_{\text{ж}}}{\partial y} \right],$$

$$\frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial t} + U_x \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial x} + V_y \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(a + a_T)_{\text{ж}} \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(a + a_T)_{\text{ж}} \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial y} \right],$$

(1.3.18)

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0, \quad y < \delta_0, \quad z > 0.$$

(1.3.19)

В газовой фазе ($U = U_{\Gamma}$, $V = V_{\Gamma}$)

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial U_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\Gamma}} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_T)_{\Gamma} \frac{\partial U_x}{\partial z} \right] +$$

(1.3.20)

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_T)_{\Gamma} \frac{\partial U_x}{\partial y} \right],$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + U_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_{\Gamma}} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(v + v_T)_{\Gamma} \frac{\partial V_y}{\partial x} \right] +$$

(1.3.21)

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(v + v_T)_{\Gamma} \frac{\partial V_y}{\partial y} \right],$$

$$\frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial t} + U_x \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial x} + V_x \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left([D] + \Gamma I_{\perp} D_T \right)_{\Gamma} \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial x} \right] +$$

(1.3.22)

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\left([D] + \Gamma I_{\perp} D_T \right)_{\Gamma} \frac{\partial C_{\Gamma}}{\partial y} \right],$$

$$\frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial t} + U_x \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial x} + V_y \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(a + a_T)_{\Gamma} \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(a + a_T)_{\Gamma} \frac{\partial T_{\Gamma}}{\partial y} \right],$$

(1.3.23)

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} = 0, \quad y > \delta_0, Z > 0.$$

(1.3.24)

Уравнения массопереноса (1.3.17) и (1.3.22) записаны в матричной форме.

К уравнениям (1.3.15) – (1.3.24) устанавливаются граничные условия:

при $y = 0$ $U_x = V_x = 0$, $\partial C_{\text{ж}} / \partial y = 0$;

при $y = \delta_0$ $U_{\text{ж}} = U_{\Gamma} = U_{\text{гр}}$, $C_{\text{ж}} = C_{\Gamma} / m$;

$\mu_{\text{ж}} \partial U_{\text{ж}} / \partial y = \mu_{\Gamma} \partial U_{\Gamma} / \partial y = \tau$; $D_{\text{ж}} \partial C_{\text{ж}} / \partial y = D_{\Gamma} \partial C_{\Gamma} / \partial y = j$;

при $y = R$ (на оси канала) $\partial C_{\Gamma} / \partial y = 0$;

при $z = 0$ (на входе в канал) $C_{\Gamma} = C_{\text{нг}}$, $C_{\text{ж}} = C_{\text{нж}}$.

Коэффициенты массоотдачи

Применяются два основных подхода для определения коэффициента массоотдачи и поля концентрации в турбулентной пленке.

В первом подходе используется осредненный по времени профиль скорости, который находится из решения уравнения движения с соответствующими характеристиками турбулентного обмена. Поле концентрации вычисляется из решения уравнений конвективной диффузии [63, 76, 77]. Основная трудность в данном случае заключается в определении функциональных зависимостей $v_T(y)$ и $D_T(y)$, которые содержат эмпирические константы, а так-же в точном решении дифференциальных уравнений в частных производных.

Второй подход основан на моделях пограничного слоя Кишиневского, Данквертса, Хигби, Ландау – Левича и др. [78–83], также имеющих полуэмпирический характер (см. главу 6).

Как правило, течение пленки жидкости по стенке канала сопровождается воздействием на ее свободную поверхность газового или парового потока. При небольшой скорости газа это взаимодействие незначительно и течение пленки можно рассматривать как свободное движение жидкости вдоль твердой поверхности. Если скорость газа достигает 10 м/с и более, то наблюдается резкая интенсификация процессов переноса в пленке [84–97] и гидродинамический режим течения определяется, главным образом, потоком газа. При этом движение фаз может быть как прямооточным нисходящим, так и восходящим, когда газовый поток за счет значительных сил трения на межфазной поверхности увлекает пленку жидкости. По мере увеличения скорости газа ($Re_{пл} = const$) наблюдается примерно пропорциональное увеличение коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе. Например, при скорости газа 40 м/с и $Re_{пл}=85$ интенсивность массоотдачи в 10 раз превышает интенсивность массопереноса в пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести, и при том же значении числа Рейнольдса [85].

Газожидкостной дисперсно - кольцевой поток характеризуется совместным движением двух фаз в виде трех составляющих – газа, капле жидкости в потоке газа и жидкости в виде пленки, которая движется по стенкам канала, а от скорости газового потока заметно зависит толщина пленки и перепад давления [98–108]. Для расчета коэффициентов массо- и теплоотдачи при таком режиме находят применение математические модели, связанные с потерей энергии при движении газа на контактных устройствах.

Для наибольшей интенсификации процессов массо- и теплообмена используются специальные завихрители газа и пленки жидкости, а так-же каналы с шероховатой стенкой.

1.4. Насадочные аппараты

Насадочные колонные аппараты широко применяются в нефтехимической, химической и других отраслях промышленности для разделения как бинарных, так и многокомпонентных смесей. Большинство насадочных аппаратов работают в пленочном режиме.

Достоинством насадочных колонн является низкое гидравлическое сопротивление, высокая эффективность и широкий интервал устойчивой работы. При проектировании насадочных колонн существует проблема выбора методов расчета гидравлических и массообменных характеристик, а также определения эффективности проводимых процессов. Разделение смесей в колонне при проведении процессов происходит в результате теплообмена и массообмена между неравновесными потоками газа (пара) и

жидкости в слое насадки. В научной литературе имеется большое количество публикаций, посвященных исследованию гидродинамики, массообмена и теплообмена в насадочных колоннах [109–116].

Насадочные аппараты представляют собой вертикальные цилиндрические колонны, заполненные твердой насадкой, предназначенной для увеличения поверхности контакта газовой и жидкой фаз. Отдельными элементами насадки могут служить тела довольно сложной формы. Разработано множество вариантов их конструкции.

В зависимости от режима работы насадочного аппарата основной поверхностью контакта газовой и жидкой фаз могут являться внешняя поверхность жидкой пленки, стекающей по элементам насадки (режимы пленочный и подвисяния), либо поверхности пузырьков газа и капель жидкости (режим эмульгирования). Как правило, насадочные аппараты работают при противоточном движении фаз, при этом жидкая фаза подается в верхнюю часть колонны, а газовая – в нижнюю.

Насадка укладывается в колонну на опорные решетки, имеющие отверстия для прохода жидкости и газа, служащие одновременно для равномерного распределения последнего. Первоначальное распределение жидкости по насадке осуществляется с помощью распределительного устройства, в качестве которого могут использоваться распределительные тарелки, форсунки, центробежные оросители и т.д. Однако по мере стекания жидкости по насадке равномерность ее распределения нарушается в силу так называемого «пристеночного эффекта». Он обусловлен неоднородностью заполнения элементами насадки поперечного сечения аппарата, а именно невозможностью плотной укладки элементов насадки вблизи обечайки (цилиндрических стенок колонны) в силу геометрических причин. Это приводит к большему свободному объему вблизи стенок колонны, что уменьшает гидравлическое сопротивление потоку жидкости и вызывает преимущественное стекание жидкости от центра к периферии. Для предотвращения данного явления насадку укладывают секциями высотой не более 3-4 диаметров колонны. При этом между секциями располагают перераспределительные устройства, восстанавливающие равномерность орошения насадки. Над распределительным устройством, как правило, устанавливают брызгоуловители (демистры) для предотвращения уноса капель жидкости газовым потоком.

Насадка должна удовлетворять следующим основным требованиям: обладать максимальными удельной поверхностью a_v и долей свободного объема $\varepsilon_{св}$, высокой прочностью и химической стойкостью, низкими стоимостью и гидравлическим сопротивлением, способностью хорошо смачиваться жидкостью и равномерно распределять ее по сечению аппарата.

Кроме этого насадка должна легко загружаться в аппарат и при необходимости удаляться из него.

Универсальной насадки, удовлетворяющей всем этим требованиям, не существует. Ряд требований является взаимоисключающим. Так, увеличение удельной поверхности насадки приводит, как правило, к уменьшению доли ее свободного объема и увеличению гидравлического сопротивления. Этим объясняется множество конструкций элементов насадок. Они могут изготавливаться из различных материалов (металла, пластмассы, керамики и т.д.), иметь различные размеры. Основными характеристиками насадки, приводимыми в справочной литературе, являются: *материал, размер элемента, насыпная плотность* (масса 1 м^3 насадки), *удельная поверхность* a_v , *свободный объем* $\epsilon_{\text{св}}$, *эквивалентный диаметр* d_3 . Наиболее широкое распространение в промышленности долгое время имели кольца Рашига (тонкостенные полые цилиндры с диаметром, равным высоте), при этом кольца малых размеров (до 50 мм) засыпают в колонну навалом, а большие кольца укладываются, как правило, регулярно правильными рядами, смещенными друг относительно друга. Преимуществом регулярной насадки является меньшее гидравлическое сопротивление, однако она более чувствительна к равномерности орошения. Основным достоинством колец Рашига является простота изготовления и дешевизна, а недостатком – повышенное гидравлическое сопротивление и обратное перемешивание потоков. Для устранения данного недостатка начали разрабатывать и применять насадки других типов: перфорированные кольца (Палля), кольца с внутренними перегородками, а также седла различной конструкции (Берля, «Инталлокс») и т.д. Увеличение размеров элементов насадки приводит к увеличению свободного объема, снижению гидравлического сопротивления, но и уменьшает удельную поверхность насадки. Регулярная насадка может изготавливаться из пакетов плоских вертикальных параллельных пластин. Пакеты, расположенные друг над другом, повернуты под определенным углом. Для увеличения удельной поверхности пластины могут производиться рифлеными и гофрированными.

Гидравлические характеристики насадочных колонн

Основными гидравлическими характеристиками работы колонн, заполненных насадкой, являются: количество удерживаемой жидкости, смачиваемость поверхности и перепад давления слоя.

Количество удерживаемой жидкости $\epsilon_{\text{ж}}$ в насадочной колонне складывается из статической $\epsilon_{\text{жст}}$ и динамической $\epsilon_{\text{жд}}$ составляющих [111]

$$\varepsilon_{\text{ж}} = \varepsilon_{\text{ж ст}} + \varepsilon_{\text{ж д}}. \quad (1.4.1)$$

Статическая составляющая представляет собой количество жидкости, удерживаемой на насадке капиллярными силами, эта величина не зависит от гидродинамических условий и определяется формой и материалом насадки, а так-же свойствами орошаемой жидкости. Динамическая составляющая – количество жидкости, движущейся по насадке, определяется гидродинамическими условиями и формой насадочных элементов.

Динамическая составляющая вычисляется из выражения вида [111]

$$\varepsilon_{\text{ж д}} = A \text{Re}_{\text{ж}}^m \text{Ga}^{-k}, \quad (1.4.2)$$

где значения коэффициентов A , m , k определяются экспериментальным путем для каждого типа насадки.

При $\text{Re}_{\text{ж}} = 4q / (a_{\text{в}} v_{\text{ж}})$ и $\text{Ga} = g / (v_{\text{ж}}^2 a_{\text{в}}^3)$ для колец Рашига, засыпанных внавал, коэффициенты равны: $A=0,38$; $m=0,56$; $k=0,33$ или $A=0,747$; $m=0,64$; $k=0,42$; q – плотность орошения, $\text{м}^3 / (\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

При $\text{Re}_{\text{ж}} = Q d_{\text{н}} / v_{\text{ж}}$, $\text{Ga} = g d_{\text{н}}^3 / v_{\text{ж}}^2$, где $d_{\text{н}}$ – наружный диаметр насадки, коэффициенты в выражении (1.4.2) имеют значения [111]: $A=41,8$; $m=0,5$; $k=0,5$.

Для колец Рашига 10–25 мм в колонне диаметром 0,175 м Гильпериним получено:

$$\varepsilon_{\text{ж}} = 3,86 \cdot 10^{-3} V_{\text{ж}}^{0,4} V_{\text{Г}}^{0,19} d_{\text{э}}^{-0,68}, \quad (1.4.3)$$

где $V_{\text{ж}}$, $V_{\text{Г}}$ – расход жидкости и газа соответственно ($\text{м}^3 / \text{ч}$).

В работе [115] рекомендуются критериальные выражения вида

$$\varepsilon_{\text{ж}} = f(\text{Ga}, \text{We}, \text{Pr}, \text{Re}), \quad (1.4.4)$$

которые дают возможность вычислить удерживающую способность жидкой фазы в насадках различной конструкции с максимальным размером до 6×6 мм. Для мелкой насадки также применяется уравнение Зельвенского

$$\varepsilon_{\text{ж}} = k \text{Re}_{\text{ж}}^{1/3} (a_{\text{в}} v_{\text{ж}})^{0,667}, \quad (1.4.5)$$

где число Рейнольдса $\text{Re}_{\text{ж}} = 4q / (a_{\text{в}} v_{\text{ж}})$.

Коэффициент k для насадки из колец металлической сетки (КМС) равен $k=10$, а для спирально-призматической насадки из нержавеющей стали и капрона – $k=3$ [115, 116].

Уравнения для расчета статической составляющей задержки жидкости в насадке даны в работах [111, 115].

Результаты расчета динамической составляющей задержки жидкости по выражениям (1.4.2) и (1.4.3) в колоннах с кольцами Рашига различного диаметра показывают, что для колец размером до 15 мм удовлетворительное согласование $\varepsilon_{\text{жд}}$ с данными других авторов дает уравнение (1.4.2) с коэффициентами $A=41,8$; $m=0,5$; $k=0,5$, а при $d_{\text{н}} > 15$ мм уравнение (1.4.2) с коэффициентами $A=0,747$; $m=0,64$; $k=0,42$.

Коэффициент смачиваемости поверхности. При пленочном режиме работы колонны ниже точки подвисяния в большинстве случаев не вся поверхность насадки смочена жидкостью. Зависимость доли смоченной поверхности насадочных элементов от конструктивных параметров определяется экспериментально. Доля смоченной поверхности характеризуется коэффициентом смачиваемости $\psi_{\text{w}} = \alpha_{\text{w}} / \alpha_{\text{v}}$ – отношением поверхности смоченной жидкости к геометрической поверхности. Экспериментальные данные коррелируются выражением [111]:

$$\psi_{\text{w}} = 1 - \exp(-m), \quad (1.4.6)$$

где коэффициенты по данным различных авторов равны:

$$m = b \text{Re}_{\text{ж}}^p. \quad (1.4.7)$$

Кольца 15 – 35 мм, $b=0,16$; $p=0,4$.

Седла 12,5 мм, $b=0,089$; $p=0,7$.

По данным Онда, m имеет вид

$$m = 1,26 \left(\frac{\sigma_{\text{кр}}}{\sigma} \right)^{0,75} \text{Re}_{\text{ж}}^{0,1} \text{Fr}^{0,15} \text{We}^{-0,2}, \quad (1.4.8)$$

где $\text{Fr} = q^2 a_{\text{v}} / g$; $\text{We} = \sigma a_{\text{v}}^2 / g \rho_{\text{ж}}$ – критерии Фруда и Вебера; $\sigma_{\text{кр}}$ – критическое поверхностное натяжение, учитывающие влияние краевого угла смачивания (для воды и керамических насадок $\sigma_{\text{кр}} / \sigma = 0,85$).

Проведенные расчеты по эмпирическим выражениям различных авторов, а так-же анализ данных, представленных в работе [111], позволяют сделать вывод о том, что удовлетворительное согласование с результатами различных исследований дает уравнение (1.4.6) с коэффициентом (1.4.8).

Перепад давления

Все уравнения, приведенные в литературе, для определения перепада давления по газовой фазе в насадочных абсорбционных и ректификационных колоннах являются эмпирическими или полуэмпирическими.

Сопротивление сухого насадочного слоя $\Delta P_{\text{сух}}$ высотой 1 метр равно [111]:

$$\Delta P_{\text{сух}} = \xi_{\text{сух}} \frac{1}{d_{\text{ЭКВ}}} \frac{\rho_{\Gamma} \left(\frac{W}{\varepsilon_{\text{СВ}}} \right)^2}{2}, \quad (1.4.9)$$

где $\xi_{\text{сух}}$ – коэффициент гидравлического сопротивления; $d_{\text{ЭКВ}}$ – эквивалентный диаметр насадки, рассчитываемый по выражению $d_{\text{ЭКВ}} = \frac{4\varepsilon_{\text{СВ}}}{a_{\nu}}$; W – скорость газа, отнесенная ко всему сечению колонны, м/с.

Коэффициент гидравлического сопротивления насадки определяется в зависимости от режима движения газа в насадочном слое [111]:

$$\text{при } \text{Re}_{\Gamma} < 40, \quad \xi_{\text{сух}} = \frac{140}{\text{Re}_{\Gamma}}, \quad (1.4.10)$$

$$\text{при } \text{Re}_{\Gamma} > 40, \quad \xi_{\text{сух}} = \frac{16}{\text{Re}_{\Gamma}^{0,2}}, \quad (1.4.11)$$

где Re_{Γ} – критерий Рейнольдса, рассчитываемый по формуле $\text{Re}_{\Gamma} = \frac{4W\rho_{\Gamma}}{a_{\nu}\mu_{\Gamma}}$.

Выражения (1.4.10), (1.4.11) получены для беспорядочных кольцевых насадок.

Сопротивление орошаемого насадочного слоя высотой 1 метр [111]:

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{сух}} 10^{bq}, \quad (1.4.12)$$

где b – эмпирический коэффициент, значения которого для различных типов насадок приведены в табл. 1.1.

Т а б л и ц а 1.1

Зависимость коэффициента b от типа насадки

Тип насадки	Кольца Рашига 25 мм	Кольца Рашига 50 мм	Кольца Палля 50 мм	Седла Инталлокс 25 мм	Седла Инталлокс 50 мм	Седла Берля 25 мм
b	184	169	126	33	28	30

На рис. 1.10, 1.11 даны зависимости перепада давления от режимных параметров для колонн с различными типами насадок [117].

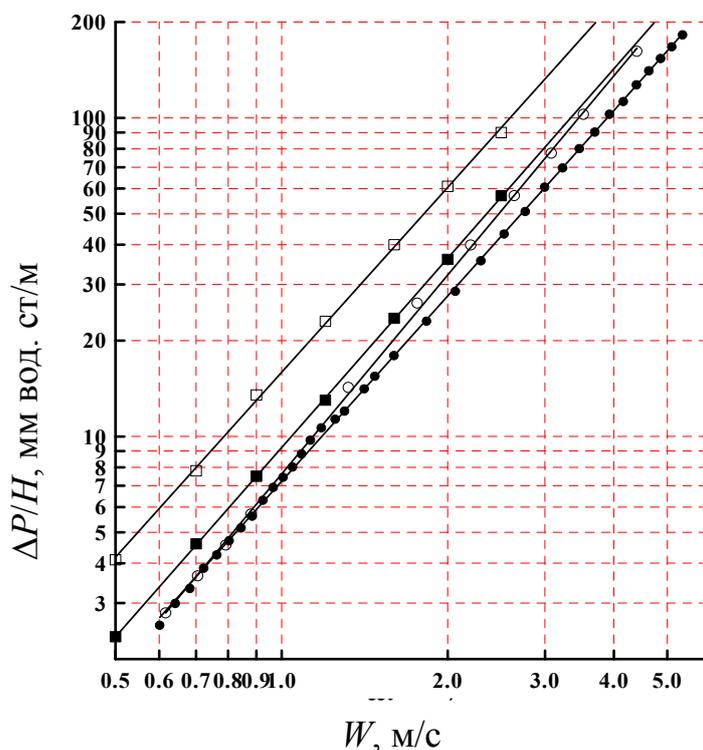
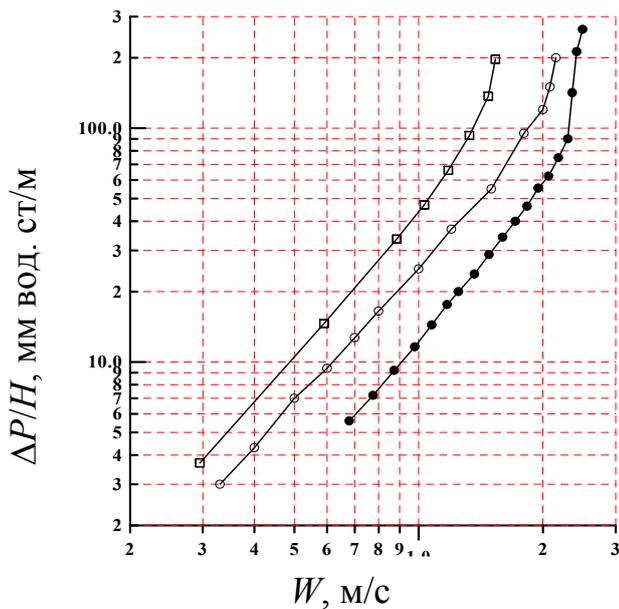
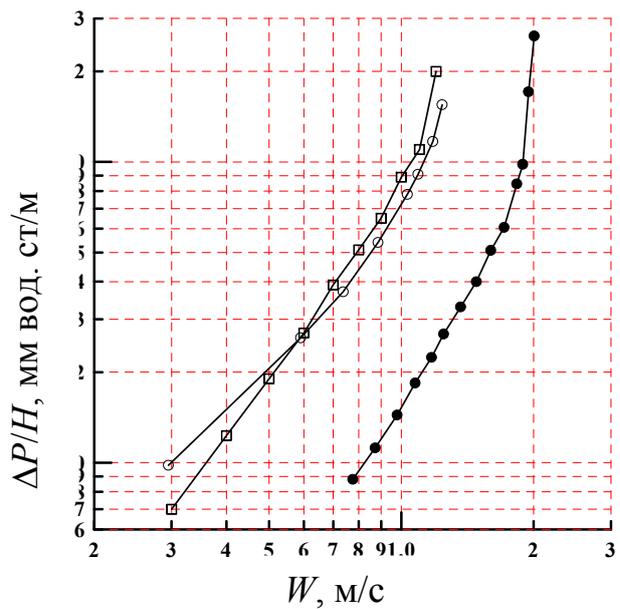


Рис. 1.10. Гидравлическое сопротивление слоя сухой насадки в зависимости от фиктивной скорости газа: ● – насадка «Инжехим-2000», ○ – кольца Палля металлические 50×50 мм, ■ – кольца Палля полипропиленовые 50×50 мм, □ – металлические кольца Рашига 50×50 мм



а)



б)

Рис. 1.11. Гидравлическое сопротивление слоя орошаемой насадки в зависимости от фиктивной скорости газа: а) плотность орошения $40 \text{ м}^3/\text{м}^2\cdot\text{ч}$; б) плотность орошения $80 \text{ м}^3/\text{м}^2\cdot\text{ч}$, ● – насадка «Инжехим-2000», ○ – кольца Bialecki металлические $50\times 50 \text{ мм}$, □ – кольца Рашига $50\times 50 \text{ мм}$

Эффективность работы насадочных колонн существенно зависит от гидродинамических условий движения газа (пара) и жидкости. Гидродинамика потоков определяется сложной геометрией каналов, формируемых размещением и размером насадки в слое и материалом насадочных элементов. Важными факторами также являются скорости потоков и физико-химические свойства фаз. Сложные зависимости отмеченных факторов и их взаимное влияние значительно затрудняют получение строгого математического описания массопереноса и расчета эффективности разделения. Поэтому обычно при составлении математических моделей принимают различные допущения. Приемлемость допущений корректируют и проверяют экспериментально.

Для расчета гидродинамики в насадке часто используют различные модификации уравнения Дарси [118, 119] ($Re < 4$) и уравнения Эргана [120, 121], учитывающие силы энергии и вязкости. При $Re \gg 4$ обычно используют уравнение Эргана, содержащее только квадратичный член [122, 123]. Зернистая среда, или насадочный слой, часто моделируется как случайный массив ячеек идеального перемешивания с определенными связями между ними [124, 125].

В работе [126] рассмотрена двумерная модель насадочного слоя и записана система уравнений для расчета профилей скорости и концентрации.

Использование вариационного метода для расчета физических полей в насадочных колоннах представлено в работах [127–129].

Задачей проектирования или модернизации колонн является выбор типа насадки, ее геометрических размеров и высоты слоя (количество секций) в аппарате при заданном качестве разделения и производительности.

Теоретической основой описания процессов переноса в двухфазной среде являются фундаментальные законы сохранения и равновесия. При известных значениях площади межфазной поверхности и функции ее распределения в рабочем объеме колонны дифференциальные уравнения переноса следует записать для каждой фазы отдельно с условиями сопряжения на границе раздела фаз. Однако в колонне с неупорядоченной насадкой распределение межфазной поверхности неизвестно. Поэтому используется подход, когда система уравнений переноса записывается для ядра сплошной фазы, а влияние дисперсной учитывается в виде источников, совместно с потоковыми соотношениями и условиями равновесия [126–129] (раздел 8.2). Традиционный метод расчета насадочных колонн дан в разделе 6.6.

1.5. Барботажные аппараты

Поскольку в настоящее время наибольшее применение получили дисперсные системы с барботажным слоем, реализуемые в противотоке или в перекрестном токе фаз на контактных устройствах, рассмотрим более подробно возникающие при различных нагрузках по газу гидродинамические режимы газожидкостных течений в барботажном слое. Многочисленными исследованиями установлено наличие трех принципиально различных гидродинамических режимов при барботаже [109–114].

Барботажный режим. При низких скоростях газа пузырьки поднимаются независимо друг от друга в близком контакте. По мере увеличения скорости газа они деформируются и образуют ячеистую структуру. Дальнейшее увеличение нагрузок по газу приводит к турбулентному перемешиванию потоков и переходу к пенному режиму. Следовательно, барботажный режим соответствует таким нагрузкам, когда газ распределен в жидкости (рис. 1.12).

Пенный режим. При интенсивных режимах барботажа на основании контактного устройства образуются струи газа и в слое происходит укрупнение пузырей. Образующиеся агрегаты жидкости и газовые пустоты становятся соизмеримыми друг с другом и равномерно распределенными по всему объему слоя. Такое состояние дисперсной системы близко к наступлению инверсии фаз.

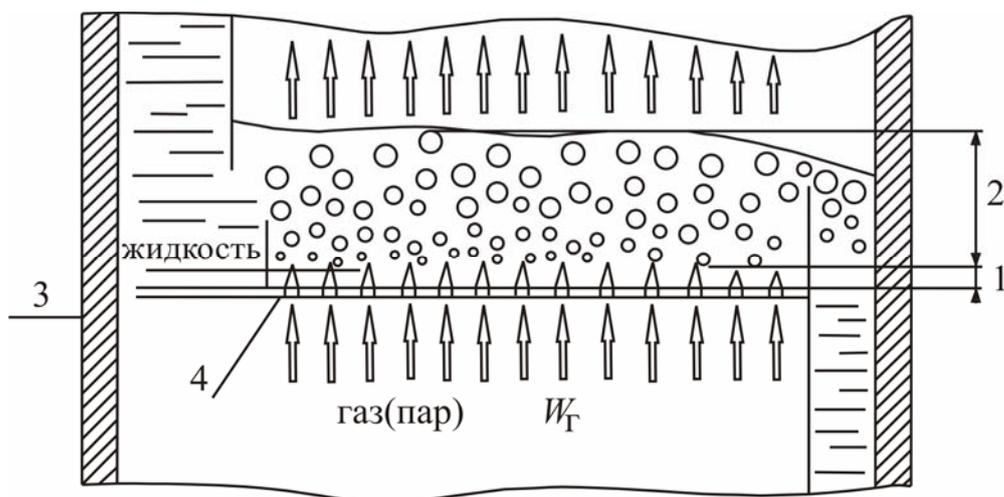


Рис. 1.12. Схема движения потоков на барботажной тарелке и структура барботажного слоя: 1 – область струй; 2 – пенный слой; 3 – стенка колонны; 4 – тарелка

Инжекционный режим. Дальнейшее увеличение нагрузок по газу приводит к тому, что непрерывной фазой становится газ, а дисперсной – жидкость. Структура дисперсной системы в инжекционном режиме характеризуется наличием значительных газовых пустот, подвижных агрегатов жидкости с мелкими пузырями и циркуляционными токами по высоте слоя. Характерной особенностью дисперсной системы в этом режиме является также наличие интенсивных пульсаций газосодержания и перепада давления в слое. Для инжекционного режима характерно также интенсивное обновление поверхности контакта фаз газовых агрегатов и исключительная устойчивость пузырей небольшого размера в агрегатах жидкости.

На рис. 1.13 показана схема истечения газа из одиночного отверстия при больших скоростях барботажа. На начальном участке струя сплошная, а далее – в переходном она начинает дробиться на пузыри в связи с уменьшением скорости газа и воздействием жидкой фазы. На массообменных тарелках за переходным участком начинается взаимодействие соседних струй и стесненное движение пузырей.

Характеристиками дисперсных или барботажных систем газ – жидкость в массообменных аппаратах являются: удельная поверхность контакта фаз, задержка жидкости, объемное газосодержание, относительная плотность и высота дисперсной системы и средний диаметр пузыря или капля. Из перечисленных характеристик первые две – основные, определяющие массопередачу и гидродинамику двухфазных течений.

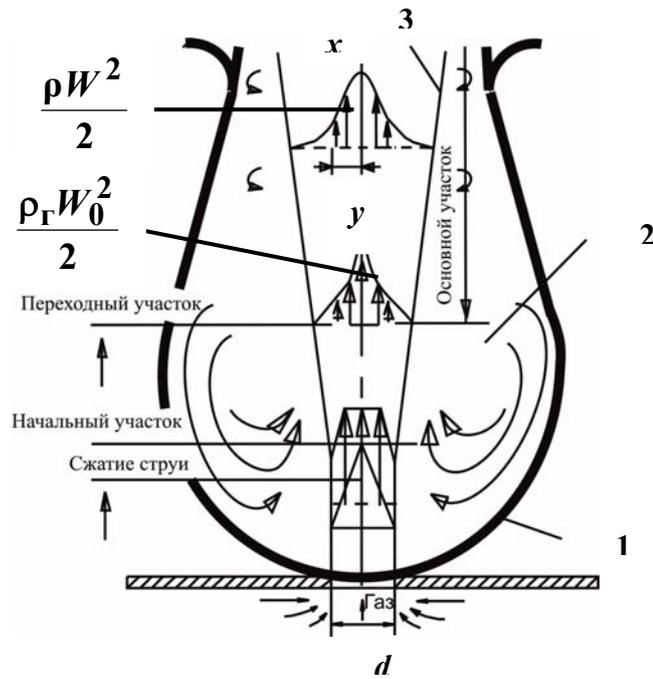


Рис. 1.13. Схема истечения газа в жидкость: 1 – межфазная граница; 2 – зона кольцевых вихрей; 3 – граница струйной зоны [72]

Удельная поверхность контакта фаз рассчитывается обычно на единицу объема дисперсной системы (a_v) или на единицу поверхности контактного устройства (a_f). Задержка жидкости ($h_{ст}$) – это количество жидкости, удерживаемое в гетерогенной системе газ – жидкость. В аппаратах без фиксированной поверхности контакта фаз задержка жидкости определяется уровнем жидкости или высотой столба светлой жидкости. Газосодержание представляет собой отношение объема, занятого газом, к общему объему дисперсной системы. Плотность дисперсной системы обычно определяется по отношению к плотности чистой, невспененной жидкости. В аппаратах с поверхностью контакта, образуемой в процессе взаимодействия фаз, высота дисперсной системы H_{Π} является величиной переменной, в то время как в аппаратах с фиксированной поверхностью контакта фаз она совпадает с высотой аппарата. При усреднении диаметров пузырей или капель в дисперсных системах газ – жидкость обычно пользуются средним объемно-поверхностным диаметром.

Поток газа увлекает капли жидкости, а иногда и струи жидкости и уносит их с нижележащего контактного устройства на вышележащее. При малоинтенсивных режимах взаимодействия фаз унос жидкости по массе состоит в основном из мелких витающих капель, размеры которых при

максимальной плотности вероятности их распределения для систем с поверхностным натяжением жидкости порядка $(5\div 10)\cdot 10^{-3}$ Н/м составляют 5–10 мкм. С увеличением нагрузки по газу заметно увеличивается доля крупных капель в массовом уносе жидкости и размеры их с максимальной плотностью вероятности распределения для систем с поверхностным натяжением жидкости $(20\div 40)\cdot 10^{-3}$ Н/м достигают уже 3–6 мм.

Количество жидкости, увлекаемое потоком газа, зависит от способа взаимодействия фаз, т.е. главным образом от конструкции контактного устройства, гидродинамического режима движения потоков и физических свойств газожидкостной системы.

Из-за сложности и недостаточной изученности механизма увлечения жидкости потоком газа даже в простейших условиях взаимодействия фаз, например, при пленочном течении жидкости или барботаже, в настоящее время для обобщения опытных данных используют эмпирические и полуэмпирические зависимости. При этом опытные данные, как правило, получают в результате испытания разных конструкций контактных устройств на гидродинамических моделях, т.е. в условиях без массопередачи.

Различают минимальную и максимальную предельные нагрузки по газу и жидкости, отвечающие началу и прекращению устойчивой и эффективной работы контактных устройств соответственно или резкой смене гидродинамических режимов движения потоков. При минимальных предельных нагрузках на контактных устройствах с переливами прекращается значительный провал жидкости на нижележащую тарелку, а на провальных тарелках образуется устойчивый барботажный слой.

Максимальные предельные нагрузки для всех типов контактных устройств соответствуют захлебыванию или чрезмерному межтарельчатому уносу жидкости. Экспериментальное изучение гидродинамики потоков в массообменных аппаратах и обобщение обширного материала по эксплуатации промышленных колонн показывают, что предельные нагрузки для колонн, работающих под атмосферным или повышенным давлением, определяются обычно захлебыванием тарелок, а для вакуумных колонн – чрезмерным межтарельчатым уносом жидкости. О режиме работы барботажной тарелки можно приближенно судить по фактору скорости (фактор пара) $F = W_k \sqrt{\rho_{\Gamma}}$. Для большинства тарелок $F=0,5-1,5$.

Модели процессов переноса

Теоретической основой математического описания процессов переноса в двухфазных средах являются фундаментальные законы сохранения и

равновесия. Моделирование процессов переноса на основе использования математического описания позволит определить разделительную способность аппаратов при различных конструктивных и технологических параметрах проведения процесса, а при решении задач модернизации аппаратного оформления разработать технические решения и выбрать режим работы.

Структура двухфазных потоков весьма разнообразна и определяется размерами и распределением элементов дисперсной фазы в сплошной. Возможны следующие виды движения: раздельное движение двух фаз, имеющие одну общую границу раздела; движение смеси с распределением дисперсной фазы, близком к равномерному, и движение с неравномерным распределением фаз. Описание закономерностей движения двухфазных систем осложняется неоднородностью их состава и различием скоростей движения.

Теоретическое описание процессов переноса в двухфазных средах связано с тем или иным упрощением реальной гидродинамической обстановки или идеализацией свойств среды.

Известны несколько подходов для описания закономерностей движения двухфазных сред [1, 14, 18–20, 62, 63, 68, 69, 126–141], что приводит к различным моделям. Основные из них:

- модель гомогенного течения;
- модель раздельного течения;
- модель потока дрейфа.

Один из методов построения математического описания процессов переноса в двухфазных средах заключается в том, что уравнение переноса импульса, массы и энергии, а также условия термодинамического равновесия записываются отдельно для сплошной и дисперсной фазы, находящихся в элементарном объеме двухфазного потока. Структура среды считается известной. Такой подход при решении конкретных задач связан со значительными сложностями, так как элементы дисперсной фазы на промышленном КУ имеют различные формы и размеры и случайным образом распределены в пространстве.

Находит применение подход [1, 20], когда исходная разрывная среда с помощью различных интегральных преобразований превращается в фиктивную неразрывную среду. Допускается, что каждая фаза равномерно распределена в выделенном объеме и является сплошной. Фиктивная среда, будучи эквивалентна исходной, в то же самое время состоит из непрерывной жидкой и непрерывной газовой (паровой) фаз, для которых уже может применяться аппарат дифференциального исчисления. Фазы

рассматриваются как отдельные системы, между которыми происходит перенос импульса, массы и энергии.

Для описания процессов в пленочных аппаратах с известной поверхностью раздела фаз законы сохранения записываются для каждой фазы отдельно с условиями сопряжения на границе раздела [62, 63]. Если же значения площади межфазной поверхности и функция ее распределения в пространстве неизвестны, то, используя иерархию масштабов переноса и учитывая, что дисперсная фаза распределена в локальном объеме сплошной равномерно, законы сохранения записываются для сплошной фазы, а взаимодействие с дисперсной учитывается в виде равномерно распределенных по локальному объему источников членов, совместно с уравнениями баланса, условиями равновесия и потоковыми соотношениями [138, 140, 141].

Двужидкостная модель

Сравнительный анализ модели многоскоростного континуума [1, 131] и двужидкостной модели [132, 133] показывает, что различные подходы к составлению математического описания процессов в двухфазных средах приводит к сходным уравнениям переноса импульса, массы и энергии, отличающихся лишь физическим смыслом некоторых членов.

Двужидкостная модель основана на предположении о том, что, во-первых, каждая фаза газожидкостной смеси обладает определенными макроскопическими параметрами (температурой, плотностью, скоростью и др.) и, во-вторых, законы сохранения импульса, массы и энергии должны выполняться в каждой из фаз. При этом каждый параметр какой-либо из фаз представляет собой усредненную определенным образом величину.

На барботажной тарелке интенсивность взаимодействия фаз зависит от скорости движения потоков, площади поверхности раздела и определяется как конструкцией контактного устройства, так и режимными параметрами работы массообменного аппарата и физическими свойствами смеси.

Для двухфазного потока одной из характеристик является φ -объемная доля дисперсной фазы (газосодержание). Соответственно объемной долей сплошной фазы (жидкости) является $(1 - \varphi)$.

Согласно двужидкостной модели уравнение движения для сплошной (жидкой) фазы имеет вид [132, 133]

$$\begin{aligned} \rho_L \frac{\partial [(1-\varphi)\vec{v}_L]}{\partial t} + \rho_L \nabla [(1-\varphi)\vec{v}_L \vec{v}_L] = \\ = -\nabla [(1-\varphi)\tau_L] - (1-\varphi)\nabla P + (1-\varphi)\rho_L \vec{g} + \vec{F}. \end{aligned} \quad (1.5.1)$$

Уравнение неразрывности для сплошной фазы:

$$\rho_L \frac{\partial (1-\varphi)}{\partial t} + \rho_L \nabla [(1-\varphi)\vec{v}_L] = r_v. \quad (1.5.2)$$

Уравнение движения для дисперсной (газовой) фазы:

$$\rho_G \frac{\partial (\varphi \vec{v}_G)}{\partial t} + \rho_G \nabla \cdot (\varphi \vec{v}_G \vec{v}_G) = -\nabla \cdot (\varphi \tau_G) - \varphi \nabla P + \varphi \rho_G \vec{g} - \vec{F}. \quad (1.5.3)$$

Уравнение неразрывности для дисперсной фазы:

$$\rho_G \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \rho_G \nabla \cdot (\varphi \vec{v}_G) = -r_v. \quad (1.5.4)$$

Тензор касательных напряжений в жидкой фазе τ_L :

$$\tau_L = -\mu_{\text{эфф},L} \left[\nabla \vec{v}_L + (\nabla \vec{v}_L)^T - \frac{2}{3} I (\nabla \cdot \vec{v}_L) \right], \quad (1.5.5)$$

где эффективная вязкость

$$\mu_{\text{эфф},L} = \mu_L + \mu_{T,L} + \mu_{BI,L}. \quad (1.5.6)$$

Для расчета составляющей коэффициента турбулентной вязкости, учитывающей турбулизацию слоя при движении пузырей, предлагается уравнение [134]:

$$\mu_{BI,L} = C_{\mu,BI} \cdot \rho_L \cdot \varphi \cdot d_B |\vec{v}_G - \vec{v}_L|. \quad (1.5.7)$$

Тензор касательных напряжений в газовой фазе τ_G :

$$\tau_G = -\mu_{\text{эфф},G} \left[\nabla \bar{v}_G + (\nabla \bar{v}_G)^T - \frac{2}{3} I(\nabla \cdot \bar{v}_G) \right]. \quad (1.5.8)$$

Эффективная вязкость газовой фазы связана с эффективной вязкостью жидкой фазы соотношением [135]:

$$\mu_{\text{эфф},G} = \frac{\rho_G}{\rho_L} \mu_{\text{эфф},L}. \quad (1.5.9)$$

В общем случае, сила межфазового взаимодействия фаз \vec{F} включает силу сопротивления, подъемную силу, силу виртуальной массы и другие силы. В работе [132] сравнение результатов эксперимента с численными расчетами силы \vec{F} , проведенное по различным методикам, показало, что в зоне барботажной преобладающей является сила межфазного взаимодействия фаз \vec{F} , определяемая силой сопротивления:

$$F_i = -\frac{3}{4} \varphi(1-\varphi) \rho_L \frac{C_D}{d_B} |\bar{v}_G - \bar{v}_L| (v_{G,i} - v_{L,i}). \quad (1.5.10)$$

Для k - фазы закон сохранения массы компонента в соответствии с двухжидкостной моделью записывается в следующем виде [134]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_k \varphi_k C_k) + \nabla \cdot (\rho_k \varphi_k \bar{v}_k C_k) = \nabla \cdot (\rho_k \varphi_k \Gamma_k \nabla C_k) + \varphi_k R_k + r_{C,k}. \quad (1.5.11)$$

Уравнение переноса тепла для k - фазы имеет вид [136]

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_k \varphi_k H_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \varphi_k H_k \bar{v}_k) = \\ & = \nabla \cdot \varphi_k (q_k + q_k^t) + \varphi_k \frac{D P_k}{Dt} + H_{k,s} r_V + \Phi_k + r_{T,k} + r_{T,k,\text{хим}}. \end{aligned} \quad (1.5.12)$$

Известно, что при увеличении диаметра колонны неравномерность распределения фаз становится значительной, что приводит к снижению эффективности процесса. Следовательно, при моделировании процессов переноса на контактных устройствах промышленного масштаба необходимо учитывать эти факторы [34, 140, 141].

Процессы переноса импульса

Между процессами переноса импульса, массы и тепла почти всегда существует аналогия, поэтому в данном разделе наиболее подробно рассмотрен процесс переноса импульса в барботажном слое.

Для определения приближенной величины поверхности переноса импульса в барботажном слое найдем потерю энергии газового потока при движении в слое жидкости. Полный импульс газового потока состоит из трех основных составляющих: кинетической энергии газа на входе в слой; давления статического столба жидкости и архимедовой подъемной силы [137]

$$J_0 = \frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{2} S_0 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} S_0 + V_{\Gamma} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\Gamma}) g, \quad (1.5.13)$$

где V_{Γ} – объем газа в барботажном слое, м^3 ; $h'_{\text{ст}}$ – высота статического столба жидкости над отверстием истечения газа, м ; W_0 – скорость газа в отверстии, м/с ; S_0 – площадь отверстий, м^2 .

На выходе из двухфазного слоя полный импульс газового потока равен

$$J_{\text{к}} = \frac{\rho_{\Gamma} W_{\text{к}}^2}{2} S_{\text{к}}, \quad (1.5.14)$$

где $W_{\text{к}}$ – скорость газа (м/с) в свободном сечении колонны, площадью $S_{\text{к}}$, м^2 .

Разность между J_0 и $J_{\text{к}}$ составляет потерю импульса газом в барботажном слое на тарелке

$$\Delta J_{\Pi} = J_0 - J_{\text{к}}.$$

Потеря энергии газового потока после входа в слой жидкости складывается из затрат энергии на трение в системе газ – жидкость, поверхностное натяжение и сопротивление формы пузырей:

$$\Delta J_{\Pi} = S_{\text{з}} (\Delta P_{\text{тр}}^{\Pi} + \Delta P_{\sigma} + \Delta P_{\text{сф}}), \quad (1.5.15)$$

где $S_{\text{з}}$ – площадь сечения барботажного слоя, занятая газовым потоком в зоне пузырей, м^2 ; $\Delta P_{\text{тр}}^{\Pi}$ – перепад давления, вызванный трением газа и жидкости на межфазной поверхности пузырей, Па ; ΔP_{σ} – перепад давления,

вызванный поверхностным натяжением, Па; $\Delta P_{\text{сф}}$ – перепад давления, вызванный сопротивлением формы пузырей, Па.

При струйном истечении газа в жидкость на участке струи энергия газа расходуется в основном на трение и преодоление сил поверхностного натяжения, а в зоне пузырей, кроме этого, на сопротивление формы. Известно, что при числе Рейнольдса для пузыря $Re > 100$, что характерно для процесса барботажа на тарелке, роль сопротивления формы пузыря становится преобладающей и остальные составляющие сопротивления можно не учитывать.

Тогда для области барботажного слоя, расположенного выше сечения распада струи газа на пузыри, можно записать уравнение баланса сил

$$V_{\Gamma} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\Gamma}) g = \Delta P_{\text{сф}} S_{\text{Э}}. \quad (1.5.16)$$

Из соотношений (1.5.13) – (1.5.16) получим величину потери импульса газового потока, обусловленное трением на поверхности раздела фаз и поверхностным натяжением

$$\Delta J_{\tau-\sigma} = S_0 \left(\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{\rho W_{\text{к}}^2}{2} S_{\text{к}}. \quad (1.5.17)$$

Также значение $\Delta J_{\tau-\sigma}$ можно представить в известной форме

$$\Delta J_{\tau-\sigma} = \bar{\tau} A_a.$$

Отсюда, с учетом (1.5.17) найдем значение площади межфазной поверхности потери импульса [138]:

$$A_a = \left[S_0 \left(\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \rho_{\Gamma} S_{\text{к}} W_{\text{к}}^2 / 2 \right] \bar{\tau}^{-1}. \quad (1.5.18)$$

Поверхность переноса A_a , характеризует участок поверхности раздела фаз, за пределами которого относительной движущей силой переноса импульса можно пренебречь. Поверхность A_a значительно меньше всей межфазной поверхности в барботажном слое и примерно равна поверхности газовых струй.

Составляющими касательного напряжения $\bar{\tau}$ на межфазной поверхности струи являются напряжения от сил трения и поверхностного натяжения:

$$\bar{\tau} = \rho u_*^2 + 2\sigma/R_3. \quad (1.5.19)$$

Касательное напряжение $\tau_{тр}$ можно вычислить из уравнения движения вязкого газа, записанного в форме обобщенного уравнения Бернулли [139] с учетом сил трения на межфазной поверхности струи:

$$P_0 + \frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{2} = P_{\Pi} + \frac{\rho_{\Gamma} W_{\Pi}^2}{2} + \Delta P_{тр}, \quad (1.5.20)$$

где P_0 , P_{Π} – статическое давление газа в сечении входа струи в слой жидкости и в сечении распада струи, P_{Π} ; соответственно:

$$P_0 = \rho_{ж} g h'_{ст}, \quad P_{\Pi} = \rho_{ж} g (h'_{ст} - h_{\phi}),$$

где h_{ϕ} – высота газовой струи (факела) до распада на пузыри, м.

Пренебрегая действием сил внутреннего трения, удельную потерю импульса в струе газа запишем в виде: $\Delta P_{тр} = \tau_{тр}$. Тогда из уравнения (1.5.20) получим выражение для среднего значения касательного напряжения [138]:

$$\tau_{тр} = \frac{\rho_{\Gamma} (W_0^2 - W_{\Pi}^2)}{4} + \frac{\rho_{ж} g h_{\phi}}{2}. \quad (1.5.21)$$

Средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри составляет $W_{\Pi} = W_{к} / \phi$, где $\phi \approx 0,75$ – газосодержание в данном сечении [137]. На основе использования выражения (1.5.21) и потокового соотношения $\tau_{\Gamma} = u_{*\Gamma}^2 \rho_{\Gamma} = \tau_{ж} = u_{*ж}^2 \rho_{ж}$ можно вычислить динамическую скорость в газовой и жидкой фазах на межфазной поверхности струи.

Процессы массо- и теплопередачи

Методы исследования и описания кинетических характеристик двухфазного слоя на массообменных тарелках можно представить в виде:

1) математическое описание на основе известных моделей переноса (пленочной, проницания и обновления, диффузионного пограничного слоя и др.) или путем решения уравнений конвективной диффузии [63, 138, 140–150].

2) экспериментальное исследование и построение обобщающих зависимостей для расчета осредненных коэффициентов массо- и теплоотдачи, отнесенных к поверхности контакта фаз, совместно с изучением и моделированием величины межфазной поверхности [151–164].

3) экспериментальное исследование и обобщение результатов для вычисления кинетических параметров $(\beta A)_i$ и $(\alpha A)_i$, отнесенных к рабочей площади или рабочему объему контактного устройства [165–172].

В качестве математического аппарата при втором и третьем подходах обычно применяются критериальные уравнения. Задача исследования в этом случае сводится к определению функциональных зависимостей вида

$$\text{Sh} = f(\text{Re}_\Gamma, \text{Re}_\text{ж}, \text{We}, \text{Ga}, \text{Sc}, \dots) \quad (1.5.22)$$

и

$$a_\nu = f(\text{Re}_\Gamma, \text{We}, \text{Ga}, \text{Fr}, h_{\text{СТ}}, \varphi, \Delta P_{\Gamma-\text{ж}}, \dots).$$

Некоторые авторы связывают коэффициенты массоотдачи и величину межфазной поверхности с потерей давления при прохождении газа (пара) через барботажный слой [151, 157, 158, 172–176]

$$\beta A \sim \Delta P_{\Gamma-\text{ж}}^n W_k^m, \quad A \sim \Delta P_{\Gamma-\text{ж}}^k \text{Re}^p \text{We}^c, \quad (1.5.23)$$

где коэффициенты n, m, k, p, c определяются экспериментально для каждого типа контактного устройства; A – площадь межфазной поверхности, м^2 .

Аналогия переноса импульса и массы в форме (1.5.23) отмечается большинством исследователей не только для барботажного слоя, но и для других двухфазных систем, и поэтому ее использование имеет большие перспективы.

Очевидно, что теоретические методы имеют преимущества перед остальными, так как позволяют определять коэффициенты переноса без привлечения экспериментальных данных по массо- и теплоотдаче, что сокращает сроки и затраты при проектировании промышленных аппаратов.

1.6. Основные подходы моделирования массо- и теплоотдачи

Эмпирические методы

Основной задачей при эмпирическом подходе является установление конкретного вида зависимости коэффициентов массо- и теплоотдачи от режимных, конструктивных параметров контактных устройств и физических

свойств среды на основе обработки экспериментальных данных. В этом случае большое значение имеет методика обработки опытных результатов. Обработка экспериментальных данных заключается в нахождении функциональной зависимости искомой величины, представленной, как правило, в безразмерной форме, от параметров подобия.

Эмпирические формулы, предложенные многими авторами, представляют собой, в большинстве случаев, простые степенные зависимости [151, 165, 177–180]. Число безразмерных комплексов (чисел подобия) иногда достигает восьми-десяти, делая формулы громоздкими, и, самое главное, они не вскрывают механизмов переноса, т.е. не могут служить в качестве универсальной базы для научного исследования. Кроме этого теория подобия не обеспечивает масштабный переход, так как не описывает «масштабные эффекты» при увеличении размера аппарата от лабораторного макета к промышленному варианту. Опыт показывает [34], что даже если соблюдаются требования теории подобия, то коэффициент масштабного перехода (отношение высоты единицы переноса производственного аппарата и лабораторного макета) может составлять десять и более.

Обычное одномерное критериальное описание массо- и теплообменных процессов (основанное к тому же на критериях подобия однофазной гидродинамики) является неполным, так как оно не учитывает особенности двухфазного движения и структуру потоков. Изменение этой структуры при переходе от лабораторных аппаратов к промышленным и является причиной масштабного эффекта [34, 181 – 190]. Значение теории подобия сохраняется, но не для описания массотеплообмена в двухфазных системах при масштабном переходе, а для определения локальных характеристик массо- и теплоотдачи.

Полуэмпирические методы

Трудность построения корректной и полной математической модели массотеплообменного процесса обусловлено большим разнообразием конструкций контактных устройств, одновременно протекающих гидродинамических, диффузионных и тепловых процессов и различными физико-химическими свойствами двухфазной среды. Поэтому находит применение подход, когда сложное явление заменяют совокупностью «элементарных процессов (актов)». Такими элементарными актами, прежде всего, являются процессы переноса импульса, массы и тепла в пограничном слое.

Одной из простых полуэмпирических моделей пограничного слоя является пленочная модель Нернста–Льюиса–Уитмена, предполагающая

существование неподвижного слоя на границе фаз. Несмотря на многие недостатки, эта модель сыграла некоторую положительную роль в дальнейшем развитии представлений о массообмене.

Получившая широкую известность модель проникания Хигби предполагает, что из-за кратковременности контакта фаз в пограничном слое не успевает установиться стационарное распределение концентрации и массоотдача осуществляется путем нестационарной молекулярной диффузии (т.е. посредством проникания с периодом θ_r). Так, например, для газового пузырька Хигби определил θ_r как время, в течение которого пузырек проходит расстояние, равное его диаметру. Следует отметить, что при $Re \geq 1$ уравнение Хигби совпадает с уравнением, полученным в приближении диффузионного пограничного слоя. Однако в модели Хигби не учитывается явным образом конвективный механизм переноса, она отражает более качественную сторону процесса массоотдачи в сплошной фазе. Анализ модели проникания подробно выполнен в работе [191], где показано, что единственный случай, когда эта модель приводит к физически правильному результату – безволновое течение тонких пленок жидкости при малых числах Рейнольдса.

Кишиневским, Данквертсом, Ханратти, Харриоттом и другими исследователями предложены различные варианты развития модели проникания и обновления, которые находят практическое применение в расчетах массо-теплообменных процессов.

Дальнейшее развитие представлений о процессах переноса в пограничном слое связано с моделями Прандтля, Кармана, Ландау и Левича, а также с развитием гидродинамической аналогии Рейнольдсом и Чилтоном–Кольборном [2, 32, 140–142, 192–198]. Причем наиболее теоретически обоснованной и перспективной является модель диффузионного пограничного слоя Ландау–Левича. Согласно этой модели в области развитой турбулентности пограничного слоя молекулярная диффузия не играет заметной роли, и вещество переносится в основном турбулентными пульсациями. С приближением к границе раздела фаз в вязком подслое турбулентные пульсации затухают, поэтому здесь необходимо учитывать также молекулярный механизм переноса, который становится преобладающим в тонкой области у границы раздела (диффузионном подслое). Таким образом, затухание турбулентности происходит постепенно и непрерывно, и лишь у межфазной поверхности пульсационная скорость становится равной нулю. Основной задачей, в данном случае, является определение вида функциональных зависимостей для коэффициентов турбулентного обмена, которые, как правило, для вязкого подслоя

представляются в виде степенных зависимостей от расстояния по поверхности раздела [2, 140–142, 192–194, 198–203].

В связи с полуэмпирическим характером определения параметров модели Ландау–Левича, область ее применения обычно ограничивается однофазными средами при развитом турбулентном движении потоков [198, 202–203].

В главах 3–7 рассмотрены варианты применения модели диффузионного пограничного слоя для определения коэффициентов массо- и теплоотдачи при движении одно- и двухфазных сред на контактных устройствах различных конструкций. В данных примерах параметры модели находятся в рамках единого подхода на основе известного характера переноса импульса.

Особенности моделирования массообмена при разделении многокомпонентных смесей

Процессы абсорбции и тем более ректификации во многих случаях применяются для разделения многокомпонентных смесей (МКС) на целевые компоненты. Причем число компонентов, составляющих смесь, может достигать десяти и более.

При моделировании процессов переноса в МКС необходимо учитывать влияние основных и перекрестных эффектов, а также в ряде случаев теплообмен между фазами. В связи с этим математическое описание массопереноса в МКС представляет собой сложную задачу, при решении которой необходимо пользоваться матричными уравнениями в частных производных.

В связи с тем, что теоретические и экспериментальные аспекты описания диффузии в МКС подробно анализируются в обзоре [204], ниже рассмотрены только основные подходы определения коэффициентов массоотдачи.

На примере уравнения эквимольной изотермической массоотдачи

$$j = [\beta](C_\infty - C_{гр}) \quad (1.6.1)$$

можно отметить три основных метода определения матрицы коэффициентов массоотдачи $[\beta]$.

1. Метод, построенный на основе решения уравнений Стефана–Максвелла с учетом непостоянства матрицы коэффициентов диффузии. Причем конечное выражение для расчета элементов матрицы коэффициентов переноса зависит от принятой модели массоотдачи: пленочной [205],

пенетрационной модели Хигби [206] или диффузионной модели пограничного слоя [206, 207]. Следует отметить, что полученные таким путем решения сложны для расчета диффузионных потоков и требуют применения итерационных процедур.

2. В соответствии с линеаризованной теорией многокомпонентного массообмена, развитой в работах [208–211], матрица коэффициентов массоотдачи $[\beta]$ определяется из уравнений

$$[F]^{-1}[\beta][F] = \Gamma_{\wedge}, \quad (1.6.2)$$

$$[F]^{-1}[D][F] = \Gamma_{D}. \quad (1.6.3)$$

Диагональная матрица псевдобинарных коэффициентов массоотдачи Γ_{\wedge} вычисляется по критериальным уравнениям бинарных систем с физико-химическими параметрами многокомпонентных смесей [211, 212], где вместо коэффициента бинарной диффузии подставляются псевдобинарные коэффициенты диффузии Γ_{D} .

В частном случае для термодинамически идеальной многокомпонентной смеси, с близкими физико-химическими свойствами, матрицы коэффициентов диффузии и массоотдачи вырождаются и записываются в виде [206, 213–215]

$$[D] = D \Gamma_{I}, \quad [\beta] = \beta \Gamma_{I}, \quad (1.6.4)$$

где D – характеристический коэффициент диффузии, β – эффективный коэффициент массоотдачи. Коэффициенты массоотдачи для данных систем, как следует из уравнения (1.6.4), становятся равными соответствующим коэффициентам массоотдачи в бинарных смесях при идентичной гидродинамической обстановке, что подтверждается экспериментально [210, 216–219].

3. Метод, развитый в основном в работах отечественных исследователей [220–222] и основанный на замене истинной зависимости матрицы $[\beta]$ от состава на линейную:

$$\beta_{ii} = \sum_{k \neq i}^n B_{ik} Y_k; \quad \beta_{ij} = -B_{ij} Y_i. \quad (1.6.5)$$

Константами линейной аппроксимации в выражении (1.6.5) являются коэффициенты массоотдачи бинарных пар B_{ij} .

Таким образом, основа рассмотренных выше методов заключается в применении теоретических и экспериментальных результатов исследования массоотдачи в бинарных смесях для описания многокомпонентного переноса. Причем удовлетворительная точность моделирования достигается только при учете кинетического и термодинамического взаимодействия компонентов смеси с использованием обобщенных зависимостей бинарных систем. Основной недостаток в данном случае состоит в использовании критериальных уравнений однофазных сред, полученных при исследовании процессов на лабораторных макетах небольших размеров, что не обеспечивает масштабный переход.

Одним из перспективных является метод расчета массопередачи, который основан на решении системы дифференциальных уравнений конвективной диффузии с учетом граничных условий четвертого рода [63, 76, 77]. Метод позволяет определять значения концентраций для всех компонентов МКС в любой точке массообменного аппарата пленочного типа и на основе этих значений найти потоки и коэффициенты переноса массы и определить эффективность разделения. Реализация данного метода рассмотрена в одномерной постановке при описании массообмена в многокомпонентной газожидкостной системе, движущейся вдоль вертикальной трубки в режиме нисходящего проточного течения фаз.

Как следует из приведенного обзора работ, несмотря на значительные достижения в области математического моделирования массо- и теплообменных процессов, остается много вопросов и задач, требующих теоретического решения.

Л и т е р а т у р а

1. **Нигматуллин Р. И.** Динамика многофазных сред / **Р. И. Нигматуллин.** – М.: Наука, 1987.
2. **Брагинский Л.Н.** Перемешивание в жидких средах: Физические основы и инженерные методы расчета / **Л. Н. Брагинский, В. И. Бегачев, В. М. Барабаш.** – Л.: Химия, 1984.
3. **Городецкий И. Я.** Вибрационные массообменные аппараты / **И. Я. Городецкий, А. А. Васин, В. М. Олевский, П. А. Лупанов;** под ред. **В. М. Олевского.** – М.: Химия, 1980.
4. **Карпачева С.М.** Пульсационная аппаратура в химической технологии / **С. М. Карпачева, Б. Е. Рябчиков.** – М.: Химия, 1983.

5. **Дыбан Е. П.** Характеристики ламинарного пограничного слоя при повышенной турбулентности внешнего потока / **Е. П. Дыбан, Э. Я. Эпик, Т. Т. Супрун** // Теплофизика и теплоэнергетика. – 1976. – Вып. 30. – С. 86–90.

6. **Бляшов Б. Г.** Влияние турбулентности набегающего потока на массоперенос в окрестности критической точки цилиндра при больших числах Прандтля / **Б. Г. Бляшов, В. С. Крылов, А. А. Мосяк** // ТОХТ. – 1982. – Т. 16, № 2. – С. 155–160.

7. **Темкин М. И.** Перенос растворенного вещества между турбулентно движущейся жидкостью и взвешенными в ней частицами / **М. И. Темкин** // Кинетика и катализ. – 1977. – Т. 18, № 2. – С. 493–496.

8. **Клинова Л. П.** Математическое моделирование процесса растворения твердых частиц в аппаратах с перемешивающими устройствами / **Л. П. Клинова, Н. Б. Сосновская, С. Г. Дьяконов** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. сб. науч. тр. Казань: КХТИ. – 1987. – С. 114–125.

9. **Кафаров В. В.** Исследование механизма массоотдачи в жидкой фазе в системах с мелкодисперсной суспендированной твердой фазой / **В. В. Кафаров, В. А. Клипиницер, Н. Г. Беляков** // ТОХТ. – 1981. – Т. 15, № 1. – С. 119–120.

10. **Орел С. М.** К вопросу о растворении твердых частиц в аппаратах с мешалками / **С. М. Орел** // Журнал прикладной химии. – 1986. – Т. 59, № 1. – С. 103–107.

11. **Израйлев Б. М.** Массоотдача в аппаратах с мешалками на базе сопряженного моделирования / **Б. М. Израйлев, Л. П. Клинова, Н. Б. Сосновская** // V Всесоюзн. науч. конф. «Математическое моделирование сложных химико-технологических систем»: – Тез. докл. – Казань: КХТИ, 1988. – С. 182.

12. **Лаптев А. Г.** Моделирование тепломассообмена в турбулентном пограничном слое с градиентом давления / **А. Г. Лаптев, В. И. Елизаров, С. Г. Дьяконов, О. В. Зайкова** // Тепломассообмен – ММФ – 92. Конвективный тепломассообмен: Тез. докл. – Минск: АНК «ИНТО им. А. В. Лыкова» АНБ, 1992. – Т. 1, ч. 2. – С. 92–95.

13. **Дильман В. В.** Методы модельных уравнений и аналогий в химической технологии / **В. В. Дильман, А. Д. Полянин**. – М.: Химия, 1988.

14. **Броунштейн Б. И.** Гидродинамика. Массо- и теплообмен в колонных аппаратах / **Б. И. Броунштейн, В. В. Щеголев**. – Л.: Химия, 1988.

15. **Ягодин Т. А.** Основы жидкостной экстракции / **Т. А. Ягодин, С. З. Каган, В. В. Тарасов**. – М.: Химия, 1981.

16. **Броунштейн Б. И.** Физико-химические основы жидкостной экстракции / **Б. И. Броунштейн, А. С. Железняк.** – М.: Химия, 1966.
17. **Берестовой А. М.** Жидкостная экстракция в химической промышленности / **А. М. Берестовой.** – Л.: Химия, 1977.
18. **Соу С.** Гидродинамика многофазных сред / **С. Соу.** – М.: Мир, 1971.
19. **Уоллис Г.** Одномерные двухфазные течения / **Г. Уоллис.** – М.: Мир, 1972.
20. **Дейч М. Е.** Гидродинамика двухфазных сред / **М. Е. Дейч, Г. А. Филипов.** – М.: Энергоиздат, 1981.
21. **Петров К. П.** Аэродинамика тел простейших форм / **К. П. Петров.** – М.: Изд-во «Факториал», 1998.
22. **Овчинников А. А.** Основы гидромеханики двухфазных сред / **А. А. Овчинников, Н. А. Николаев:** Учеб. пособие. – Казань: КГТУ, 1998.
23. **Ривкин В. Я.** Структура течения при движении сферической капли в жидкой среде в области переходных чисел Рейнольдса / **В. Я. Ривкин, Г. М. Рыскин** // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1976. – № 1. – С. 8–15.
24. **Городецкая А. В.** Скорость поднятия пузырьков в воде и в водных растворах при больших числах Рейнольдса / **А. В. Городецкая** // Ж. физ. химии. – 1949. – Т. 23, вып. 1. – С. 71–77.
25. **Козлов Б. К.** О скорости подъёма и о гидравлическом сопротивлении газоздушных пузырьков в жидкости / **Б. К. Козлов, М. А. Малюгин** // Изв. АН СССР, ОТН. – 1951. – № 8. – С. 1188–1197.
26. **Филиппова Г. Н.** Модель движения пузыря в вязкой жидкости / **Г. Н. Филиппова** // ТОХТ. – 1980. – Т. 14, № 1. – С. 128–130.
27. **Волков П. К.** Динамика жидкости с пузырьками газа / **П. К. Волков** // Механика жидкости и газа. – 1996. – № 3. – С. 75–87.
28. **Пикков Л. М.** Анализ процесса пневматической аэрации воды / **Л. М. Пикков** // Химия и технология воды. – 1985. – Т. 7, № 3. – С. 3–6.
29. **Самыгин В. Д.** Влияние размера пузырьков на флотированность инерционных частиц / **В. Д. Самыгин, Б. С. Чертилин, В. П. Небера** // Коллоидн. журнал – 1977. – Т. 39, №6. – С. 1101–1107.
30. **Кабанов Б. Н.** Величина пузырьков газа, выделяющихся при электролизе / **Б. Н. Кабанов, А. Н. Фрумкин** // Журнал физ. химии. – 1933. – Вып. 5. – С. 583–548.
31. **Рулёв Н. Н.** Гидродинамика всплывающего пузырька (обзор) / **Н. Н. Рулёв** // Коллоидн. журнал. – 1980. – Т. 42, № 2. – С. 252–263.
32. **Левич В. Г.** Физико-химическая гидродинамика / **В. Г. Левич.** – М.: Физматгиз, 1959.

33. **Grace J. R.** / **J. R. Grace, T. Wairegi, T. H. Nguyen** // *Ibidem.* – 1976. – V. 54, № 3. – P. 167.

34. **Розен А. М.** Масштабный переход в химической технологии: разработка промышленных аппаратов методом гидродинамического моделирования / **А. М. Розен, Е. И. Мартюшин, В. М. Олевский** и др.; под ред. **А. М. Розена.** – М.: Химия, 1980.

35. **Розен А. М.** Массоотдача в одиночных каплях / **А. М. Розен, А. И. Беззубова** // *ТОХТ.* – 1968. – Т. 2, № 6. – С. 850–862.

36. **Розен А. М.** Массопередача при экстракции и моделирование экстракционных аппаратов / **А. М. Розен** и др. // *Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции.* – М.: Химия, 1966. – С. 99–112.

37. **Бердников В. И.** Расчет скорости движения пузырей и капель / **В. И. Бердников, А. М. Левин** // *ТОХТ.* – 1980. – Т. 14, № 4. – С. 535–541.

38. **Гонор А. Л.** Динамика капли / **А. Л. Гонор, В. Я. Ривкинд** // *Механика жидкости и капли.* – 1982. – Т. 17. – С. 86–159.

39. **Liang T. B.** Liquid- liquid extraction drop formation: mass transfer and the influence of surfactant / **T. B. Liang, M. J. Slofer** // *Chem. Eng. Sci.* – 1990. – V. 45, № 1. – P. 97–105.

40. **Edge R. M.** The motion of drops in water contaminated with a surface-active agent / **R. M. Edge, C. D. Grant** // *Chem. Eng. Sci.* – 1972. – № 9. – P. 1709–1721.

41. **Смирнов Н. И.** Относительная скорость движения капель / **Н. И. Смирнов, В. Л. Рубан** // *ЖПХ.* – 1949. – Т. 22, № 10. – С. 1068–1077.

42. **Kuboi R.** Fluid and particle motion in turbulent dispersion – 2. Influence of turbulence of liquid on the motion of suspended particles / **R. Kuboi, J. Kamasawa, T. Osake** // *Chem. Eng. Sci.* – 1974. – № 3. – P. 651–657.

43. **Leonard J.** Effect of mass transfer on the velocity of rise of bubbles in water / **J. Leonard, G. Houghton** // *Nature.* – 1961. – V. 190, 14777. – P. 687–688.

44. **Михайлов Г. М.** Обобщенное уравнение осаждения сферических частиц / **Г. М. Михайлов, А. М. Николаев** // *Химия и технология топлив и масел.* – 1963. – № 6. – С. 21–24.

45. **Acrivos A. J.** The Stokes flow past an arbitrary porticle. The slightly deformed sphere / **A. J. Acrivos, T. D. Taylor** // *Chem. Eng. Sci.* – 1964. – V. 19, № 7. – P. 445–451.

46. **Abdel-Alim A. H.** A theoretical and experimental investigation of the effect of internal circulation on the drag of spherical droplets falling at terminal velocity in liquid media / **A. H. Abdel-Alim, A. E. Hamielec** // *Ind. Eng. Chem. – Fundam.* – 1975. – V. 14, № 4. – P. 308–312.

47. **Чесноков Ю. Г.** Сила сопротивления, действующая на сферический пузырек и сферическую каплю / **Ю. Г. Чесноков** // ЖПХ. – 1993. – Т. 66, № 8. – С. 1722–1726.
48. **Kiele A. I.** Rate of raise or fall of liquid drops / **A. I. Kiele, R. E. Treybal** // A. I. Ch. E. J. – 1956. – № 4. – P. 444–447.
49. **Hu S.** The fall of single liquid drops shrough water / **S. Hu, R. C. Kintner** // A. I. Ch. E. J. – 1955. – № 1. – V. 1. – P. 42–48.
50. **Nakano Y.** Viscous incompressible non-Newtonian Flow at intermediate Reynolds number / **Y. Nakano, C. Tien** // A. I. Ch. E. J. – 1970. – № 4. – P. 569–574.
51. **Клячко А. С.** Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах / **А. С. Клячко** // Отопление и вентиляция. – 1934. – № 4. – С. 27–29.
52. **Barnea E.** / **E. Barnea, I. Mizrahi** // Chem. Eng. J. – 1973. – V. 5. – P. 171–189.
53. **Taylor T. D.** The stokes flow past an arbitraty particle. The slightly deformed sphere / **T. D. Taylor, A. Acrivos** // Chem. Engng. Sci. – 1964. – V. 19, № 7. – P. 445–451.
54. **Abdel-Alim A. H.** A theoretical and experimental investigation of the effect of internal circulation on the drag of spherical droplets falling at therminal velocity in liquid media / **A. H. Abdel-Alim, A. E. Hamielec** // Ind. And Eng. Chem. Fundam. – 1975. – V. 14, № 4. – P. 308–312.
55. **Wellek R. M.** Shape of liquid drops moving in liquid media / **R. M. Wellek, A. K. Agrawal, A. H. P. Skelland** // A. I. Ch. E. J. – 1966. – V. 12, № 5. – P. 854–862.
56. **Winnikov S.** Droplet motion in purisied sustem / **S. Winnikov, B. T. Chao** // Phus. Fluids. – 1966. – V. 9, № 1. – P. 50–61.
57. **Thorsen G.** On the terminal velocity of circulating and oscillating liquid drops / **G. Thorsen, R. M. Hordalen, S. G. Terjesen** // Chem. Engng. Sci. – 1968. – V. 23, № 5. – P. 413–427.
58. **Ривкинд В. Я.** Стационарное движение слабо деформируемой капли в потоке вязкой жидкости / **В. Я. Ривкинд** // Зап. науч. семинаров Ленингр. отд. мат. ин-та АН СССР. – Л.: АН СССР, 1977. – Т. 69. – С. 157–170.
59. **Ривкинд В. Я.** Стационарное движение вязкой капли с учетом ее деформации / **В. Я. Ривкинд** // Зап. науч. семинаров Ленингр. отд. мат. ин-та АН СССР. – Л.: АН СССР, 1979. – Т. 84. – С. 220–242.
60. **Johnson A. I.** The velocity of fall circulating and oscillating liquid drops through quiescent liquid phases / **A. I. Johnson, L. Braida** // Can. I. Chem. Eng. – 1957. – V. 35, № 4. – P. 165–172.

61. **Schroeder R. R.** Oscillations of drops falling in a liquid field / **R. R. Schroeder, R. C. Kintner** // *A. I. Ch. E. J.* – 1965. – V. 11, № 1. – P. 5–8.
62. **Бояджиев Х.** Массоперенос в движущихся пленках жидкости / **Х. Бояджиев, В. Бешков.** – М.: Мир, 1988.
63. **Холпанов Л. П.** Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / **Л. П. Холпанов, В. Я. Шкадов.** – М.: Наука, 1990.
64. **Гимбутис Г.** Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости / **Г. Гимбутис.** – Вильнюс: Мокслас, 1988.
65. **Алексеенко С. В.** Волновое течение пленок жидкости / **С. В. Алексеенко, В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев.** – Новосибирск: Наука, 1992.
66. **Василинец К. М.** Роторные пленочные аппараты в пищевой промышленности / **К. М. Василинец, А. Г. Сабуров.** – М.: Агропромиздат, 1986.
67. **Войнов Е. А.** Расчет гидродинамических, тепло- и массообменных параметров в аппаратах со стекающей пленкой / **Е. А. Войнов, Е. В. Сугак, В. Н. Щербаков.** – Красноярск: КГТА, 1996.
68. **Хьюитт Дж.** Кольцевые двухфазные течения / **Дж. Хьюитт, Н. Холл-Тейлор.** – М.: Энергия, 1974.
69. **Кутепов А. М.** Вихревые процессы для модификации дисперсных систем / **А. М. Кутепов, А. С. Латкин.** – М.: Наука, 1992.
70. **Тананайко Ю. М.** Методы расчета и исследования пленочных процессов / **Ю. М. Тананайко, Е. Г. Воронцов.** – Киев: Техника, 1975.
71. **Воронцов Е. Г.** Теплообмен в жидкостных пленках / **Е. Г. Воронцов, Ю. М. Тананайко.** – Киев: Техника, 1972.
72. **Кутателадзе С. С.** Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах / **С. С. Кутателадзе, В. Е. Накоряков.** – Новосибирск: Наука, 1984.
73. **Войнов Н. А.** Пленочные биореакторы / **Н. А. Войнов, Е. В. Сугак, Н. А. Николаев** и др. – Красноярск: Изд-во «БОРГЕС», 2001.
74. **Николаев А. Н.** Очистка газовых выбросов ТЭС, работающих на твердом и жидком топливе / **А. Н. Николаев, А. В. Дмитриев, Д. Н. Латыпов.** – Казань: ЗАО «Новое знание», 2004.
75. **Шервуд Т.** Массопередача / **Т. Шервуд, Р. Пигфорд, Ч. Уилки.** – М.: Химия, 1982.
76. **Холпанов Л. П.** Многокомпонентный тепломассоперенос при турбулентном течении жидкой пленки / **Л. П. Холпанов, Е. Я. Кениг, В. А. Малюсов** // *Инж.-физ. журнал.* – 1989. – Т. 57, № 1. – С. 16–22.
77. **Холпанов Л. П.** Новый метод расчета массопереноса в двухфазных многокомпонентных системах / **Л. П. Холпанов, Е. Я. Кениг, В. А. Малюсов** и др. // *ДАН СССР.* – 1985. – Т. 280, № 3. – С. 684–687.

78. **Кишиневский М. Х.** Массоотдача в турбулентной пленке, стекающей по вертикальной стенке / **М. Х. Кишиневский, Т. С. Кирниенко, А. Ф. Турищев** // IV Всесоюзн. конф. по ректификации: Тез. докл. – Уфа, 1978.

79. **Lamourelle A. P.** Gas absorption into a turbulent liquid / **A. P. Lamourelle, O. C. Sandall** // Chem Eng. Sci. – 1972. – V. 27, № 10. – P. 1035.

80. **Henstook W. H.** Gas absorption by a liquid layer flowing on the Wall of Pipe / **W. H. Henstook, T. I. Hanratty** // A. I. Ch. E. J. – 1979. – V. 25, № 1. – P. 122.

81. **Турищев А. Ф.** Абсорбция газа турбулентной пленкой при большом времени контакта фаз / **А. Ф. Турищев, А. В. Логинов** // ТОХТ. – 1988. – Т. 22, № 1. – С. 3–8.

82. **Grassman G.** Int. J. Heat Mass Transfer / **G. Grassman, M. T. Heath.** – 1984. – V. 27, № 12. – P. 2365–2376.

83. **Лабунцов Д. А.** Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах / **Д. А. Лабунцов** // Теплоэнергетика. – 1957. – № 7. – С. 72–80.

84. **Конобеев Б. И.** Массообмен в тонких пленках жидкости / **Б. И. Конобеев, В. А. Малюсов, Н. М. Жаворонков** // Докл. АН СССР. – 1957. – Т. 117, № 4. – С. 671–674.

85. **Николаев Н. А.** Интенсификация переноса массы в пленке жидкости, двигающейся прямоточно с высокоскоростным потоком газа или пара / **Н. А. Николаев, Л. П. Холпанов, В. А. Малюсов** и др. // ТОХТ. – 1989. – Т. 23, № 5. – С. 563–568.

86. **Andreussi Paolo.** Liquid phase mass transfer in annular two-phase flow / **Paolo Andreussi, Severino Zanelli** // Onad. Ind. Chim Ital. – 1976. – V. 12, № 4. – P. 132–136.

87. **Spedding P. L.** Heat and mass transfer in wetted – well columns / **P. L. Spedding, M. T. Jones** // Chem. Eng. J. – 1988. – V. 37, № 3. – P. 165–176.

88. **Кулов Н. Н.** Гидродинамика и массообмен в нисходящих двухфазных пленочно-дисперсных потоках: Дис. ... д-ра техн. наук. – М.: ИОНХ, 1984.

89. **Николаев Н. А.** Исследование и расчет ректификационных и абсорбционных аппаратов вихревого типа: Дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

90. **Сергеев А. Д.** Исследование гидродинамических закономерностей и массопередачи при восходящем пленочном течении: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

91. **Булкин В. А.** Разработка и исследование массообменного аппарата с прямоточными вихревыми контактными устройствами: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1970.

92. **Коновалов Н. М.** Гидродинамика и массообмен в условиях прямоточного движения газа и пленки жидкости: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1982.

93. **Кузьмин Н. Г.** Исследование процесса высокоскоростной пленочной ректификации / **Н. Г. Кузьмин, В. А. Малюсов** // Химическая промышленность. – 1964. – № 5. – С. 351–357.

94. **Галиуллин М. Ф.** Массоотдача в тонких слоях жидкости при восходящем течении / **М. Ф. Галиуллин, П. А. Семенов** // ТОХТ. – 1968. – Т. 2, № 2. – С. 169–175.

95. **Конобеев Б. И.** Изучение пленочной абсорбции при высоких скоростях газа / **Б. И. Конобеев, В. А. Малюсов, Н. М. Жаворонков** // Химическая промышленность. – 1961. – № 7. – С. 475–481.

96. **Кабанов Г. П.** Исследование гидродинамических закономерностей и массопередачи при прямоточном движении газа и жидкости в цилиндрических контактных устройствах: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1974.

97. **Николаев Н. А.** Пленочная абсорбция двуокиси углерода при высоких скоростях газа в режиме нисходящего прямотока / **Н. А. Николаев, Н. М. Жаворонков** // Химическая промышленность. – 1965. – № 4. – С. 290–292.

98. **Забрудский В. Т.** Измерение перепада давления при двухфазном пленочном течении в режиме восходящего прямотока / **В. Т. Забрудский, Ю. П. Квурт, Л. П. Холпанов** и др. // ЖПХ. – 1978. – Т. 51, № 6. – С. 1335–1339.

99. **Живайкин Л. Я.** Гидравлическое сопротивление при нисходящем двухфазном потоке в пленочных аппаратах / **Л. Я. Живайкин, Н. П. Волгин** // Химическая промышленность. – 1963. – № 6. – С. 445–449.

100. **Конобеев Б. И.** Гидравлическое сопротивление и толщина пленки при обращенном течении жидкости под действием газа в вертикальных трубах / **Б. И. Конобеев, В. А. Малюсов, Н. М. Жаворонков** // Химическая промышленность. – 1957. – № 3. – С. 166–169.

101. **Reitz N.** Zur Hydrodynamik von aufsteigenden Zweiphasen- Ring-Tropfen-Stromungen / **N. Reitz, E. Grundke** // Teil. II Chem Techn (DDR). – 1980. – V. 32, № 11. – P. 567–569.

102. **Щербаков В. Н.** Измерение средней толщины пленки жидкости при восходящем прямоточном движении фаз методом локальной электропроводности / **В. Н. Щербаков, В. Ф. Харин, Н. А. Войнов** и др. //

Известия вузов «Химия и химические технологии». – 1979. – Т. 22, № 5. – С. 625–629.

103. **Семенов Л. А.** Определение толщины слоя жидкости в аппаратах пленочного типа / **Л. А. Семенов, М. С. Рейбах, А. С. Горшков** // Химическая промышленность. – 1966. – № 3. – С. 213–219.

104. **Коновалов Н. М.** Средняя толщина пленки в условиях вертикального движения газожидкостного дисперсно-кольцевого потока / **Н. М. Коновалов, В. Ф. Харин, Н. А. Николаев** // ТОХТ. – 1987. – Т. 21, № 1. – С. 123–126.

105. **Henstock W. H.** The interfacial drag and height of the wall layer in annular flow / **W. H. Henstock, T. J. Hanratty** // A. I. Ch. E. J. – 1976. – V. 22. – P. 990.

106. **Ueda T.** Studies of liquid film flow in two-phase annular and annular-mist flow regions / **T. Ueda, T. Tanaka** // Bul. JSME. – 1974. – V. 17, № 107. – P. 603.

107. **Ганчев Б. Г.** Экспериментальные исследования процессов гидродинамики и теплопереноса при опускном движении двухфазного потока в кольцевом и дисперсно-кольцевом режиме / **Б. Г. Ганчев, А. Б. Мусвик** // Инженерно-физический журнал. – 1976. – Т. 31, № 1. – С. 14–17.

108. **Безродный М. К.** Гидродинамика восходящего течения пленки жидкости и потока пара в вертикальном кольцевом канале / **М. К. Безродный, Ю. В. Антошко** // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т. 58, № 3. – С. 425–430.

109. **Александров И. А.** Ректификационные и абсорбционные аппараты / **И. А. Александров.** – М.: Химия, 1978.

110. **Кафаров В. В.** Основы массопередачи. – 3-е изд. / **В. В. Кафаров.** – М.: Высшая школа, 1979.

111. **Рамм В. М.** Абсорбция газов. 2-е изд. / **В. М. Рамм.** – М.: Химия, 1976.

112. **Танатаров М. А.** Технологические расчеты установок переработки нефти: Учеб. пособие для вузов / **М. А. Танатаров, М. Н. Ахметшина, Р. А. Фасхутдинов** и др. – М.: Химия, 1987.

113. **Стабников В. Н.** Ректификационные аппараты. Расчет и конструирование / **В. Н. Стабников.** – М.: Машиностроение, 1965.

114. **Скобло А. И.** Процессы и аппараты нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности. – 2-е изд. / **А. И. Скобло, И. Н. Трегубова, Ю. К. Молоканов.** – М.: Химия, 1982.

115. **Зельвенский Я. Д.** Ректификация разбавленных растворов / **Я. Д. Зельвенский, А. А. Титов, В. А. Шалыгин.** – Л.: Химия, 1974.

116. **Крель Э.** Руководство по лабораторной перегонке: пер. с нем. / **Э. Крель.** Под ред. **В. М. Олевского.** – М.: Химия, 1980.

117. **Шигапов И. М.** Повышение эффективности насадочных колонн щелочной очистки пирогаза в производстве этилена: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.

118. **Слеттери Дж.** Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах / **Дж. Слеттери.** – М.: Мир, 1978.

119. **Шейдеггер А. Э.** Физика течения через пористые среды / **А. Э. Шейдеггер.** – М.: Гостехиздат, 1960.

120. **Ergun S.** Fluid Flow through Packed Columns / **S. Ergun** // Chem. Eng. Progr. – 1952. – V. 48, № 42. – P. 89.

121. **Vortmeyer D.** Evaluation of Steady Flow Profiles in Rectangular and Circular Packed Beds by a Variational Method / **D. Vortmeyer, J. Shuster** // Chem. Eng. Sci. – 1983. – V. 38, № 10. – P. 1691.

122. **Гольдштик М. А.** Процессы переноса в зернистом слое / **М. А. Гольдштик.** – Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1984.

123. **Штерн П. Г.** Изотермическое осесимметричное течение несжимаемой жидкости в контактных аппаратах радиального типа / **П. Г. Штерн, Е. А. Руденчик, С. В. Турунтаев и др.** // Инж.-физ. журнал. – 1989. – Т. 56, № 4. – С. 555.

124. **Иоффе И. И.** Инженерная химия гетерогенного катализа / **И. И. Иоффе, Л. М. Письмен.** – М.: Химия, 1965.

125. **Штерн П. Г.** Процессы переноса в зернистом слое / **П. Г. Штерн, Е. А. Руденчик, И. С. Лукьяненко и др.** // Теоретические основы химической технологии. – 1997. – Т. 31, № 4. – С. 428–433.

126. **Лаптев А. Г.** Моделирование процесса хемосорбции в насадочной колонне / **А. Г. Лаптев, В. А. Данилов** // Химическая промышленность. – 1998. – № 1. – С. 23–26.

127. **Ясавеев Х. Н.** Определение ВЭТТ для насадочных колонн вариационным методом / **Х. Н. Ясавеев, С. Г. Дьяконов, А. Г. Лаптев** // «Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии»: Сб. науч. тр. – Казань, 1998. – С. 10–17.

128. **Ясавеев Х. Н.** Вариационный метод определения ВЭТТ для насадочных колонн при проведении процесса ректификации в нефтепереработке / **Х. Н. Ясавеев, А. Г. Лаптев, В. А. Данилов** // Деп. в ВИНТИ № 2870-Б98 – 1998 – 20 с.

129. **Дьяконов Г. С.** Определение ВЭТТ для насадочных колонн при ректификации газового конденсата / **Г. С. Дьяконов, Х. Н. Ясавеев, А. Г. Лаптев и др.** // Газовая промышленность. – 1998. – № 10. – С. 20–22.

130. **Reinhard Billet**. Packed towers in processing and environmental technology / **Billet Reinhard**. – VCH: New York, 1995.
131. **Рахматуллин Х. А.** Газовая и волновая динамика / **Х. А. Рахматуллин**. – М.: Химия, 1983.
132. **Deen N. G.** Numerical Simulation of the Gas-Liquid Flow in a Cross-sectioned Bubble Column / **N. G. Deen, T. Solberg, B. H. Hjertager** // 14th Int. Congr. of Chem. and Process Eng. – Praha, Aug. – 27–13. – 2000. – P. 1–18.
133. **Jakobsen H. A.** Modeling of vertical bubble-driven flows / **H. A. Jakobsen, B. H. Sannaes, S. Greckott, H. F. Svendsen** // Ind. Chem. Res. – 1997. № 36. – P. 4052–4074.
134. **Markatos N. C.** Mathematical modelling of single and two-phase flow problems in the process industries / **N. C. Markatos** // Revue de l'Institut Frangais du Pe'trole. – 1993. – V. 48, № 6. – P. 631–662.
135. **Sato Y.** Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow / **Y. Sato, K. Sekoguchi** // Int. J. Multiphase Flow. – 1975. – V. 2. – P. 79.
136. **Hewitt G. F.** Multiphase science and technology / **G. F. Hewitt** // Washington-N.J.London: Hemisphere Publishing Corporation, 1987.
137. **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй / **Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников** и др.; под ред. **Г. Н. Абрамовича**. – 2-е изд. – М.: Наука, 1984.
138. **Дьяконов С. Г.** Модель массоотдачи в барботажном слое на основе концепции активного (входного) участка / **С. Г. Дьяконов, В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // ТОХТ. – 1991. – Т. 25, № 6. – С. 783–795.
139. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика / **Г. Н. Абрамович**. – 4-е изд. – М.: Наука, 1976.
140. **Дьяконов С. Г.** Моделирование процессов разделения на контактных устройствах промышленных колонн / **С. Г. Дьяконов, В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // Журнал прикл. химии. – 1993. – Т. 66, № 1. – С. 92–103.
141. **Дьяконов С. Г.** Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета / **С. Г. Дьяконов, В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // ТОХТ. – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 4–18.
142. **Дьяконов С. Г.** Теоретические методы описания массо- и теплоотдачи в газо(паро) жидкостных средах на контактных устройствах / **С. Г. Дьяконов, В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // Изв. вузов «Химия и хим. технология». – 1991. – Т. 34, вып. 8. – С. 3–13.
143. **Cavatorta O. N.** Heat and mass transfer in gas sparging systems: empirical correlations and theoretical models / **O. N. Cavatorta, U. Bohm**. // Chem. Eng. Res. Des. – 1988. – V. 66, №. 5. – P. 265–274.

144. **Verma A. K.** Heat transfer mechanism in bubble columns / **A. K. Verma** // Chem. Eng. J. – 1989. – V. 42, № 3. – P. 205–208.

145. **Елизаров В. И.** Математическое моделирование объемных коэффициентов массоотдачи на контактных устройствах с учетом неравномерности распределения фаз в газо-паро-жидкостном слое / **В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1990. – С. 4–8.

146. **Дьяконов С. Г.** Модель переноса в барботажном слое на контактных устройствах промышленных аппаратов / **С. Г. Дьяконов, В. И. Елизаров, А. Г. Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. научн. тр. – Казань: КХТИ. – 1988. – С. 8–25.

147. **Холпанов Л. П.** Расчет коэффициента массоотдачи турбулентной газовой струи / **Л. П. Холпанов, Н. С. Мочалова, В. А. Малюсов** и др. // ДАН СССР. – 1980. – Т. 250, № 3. – С. 669–671.

148. **Аэров М. Э.** Массопередача в газовой фазе на барботажных тарелках без переливных устройств / **М. Э. Аэров, Т. А. Быстрова, Л. И. Колтунова** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, № 4. – С. 467–474.

149. **Lockett M. J.** Liquid – phase controlled mass transfer in from on sieve trays / **M. J. Lockett, M. S. Uddin** // Trans. I. Chem. Eng. – 1980. – V. 58, № 3. – P. 166–174.

150. **Размолодин Л. П.** Гидродинамика, массо- и теплообмен в гетерогенных газожидкостных системах на контактных устройствах колонных аппаратов: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – СПб, 1992.

151. **Ульянов Б. А.** Поверхность контакта фаз и массообмен в тарельчатых ректификационных аппаратах / **Б. А. Ульянов.** – Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1982.

152. **Родионов А. И.** Поверхность контакта фаз и массопередача в тарельчатых колоннах: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – М.: МХТИ, 1969.

153. **Родионов А. И.** Исследование кинетики массообмена в жидкой фазе на клапанных тарелках / **А. И. Родионов, Л. Н. Петушинский, Л. М. Семенихин** // ТОХТ. – 1974. – Т. 8, № 4. – С. 502–506.

154. **Ульянов Б. А.** Массообмен на провальных тарелках ректификационных колонн / **Б. А. Ульянов, В. А. Буренко, А. И. Родионов** // Гидродинамика и явления переноса в двухфазных дисперсных системах: Сб. науч. тр. – Иркутск, 1974. – Ч. 1. – С. 11–17.

155. **Родионов А. И.** Определение коэффициентов массопередачи, отнесенных к поверхности контакта фаз / **А. И. Родионов, А. М. Кашников** //

Процессы химической технологии. Гидродинамика, тепло- и массопередача / Под ред. **М.Е. Позина**. – М.: Наука, 1965. – С. 244–248.

156. **Родионов А.И.** Определение поверхности контакта фаз методом светового потока / **А.И. Родионов, А.М. Кашников, Б.А. Ульянов** и др. // Химическая пром-ть. – 1967. – № 3. – С. 209–212.

157. **Родионов А.И.** Определение поверхности контакта фаз на провальных ситчатых тарелках / **А.И. Родионов, А.М. Кашников, В.М. Радиковский** // Журнал прикл. химии. – 1965. – Т. 38, № 1. – С. 143–148.

158. **Родионов А.И.** К расчету поверхности контакта фаз в процессе абсорбции CO₂ растворами щелочей / **А.И. Родионов, В.Е. Сорокин** // Журнал прикл. химии. – 1970. – Т. 43, № 11. – С. 2453–2457.

159. **Ульянов Б.А.** Структура двухфазного слоя и величина межфазной поверхности на контактных тарелках ректификационных и абсорбционных колонн / **Б.А. Ульянов, А.И. Родионов, Е.В. Янчуковская** // ТОХТ. – 1982. – Т. 16, № 4. – С. 491–498.

160. **Розен А.М.** Поверхность контакта фаз на ситчатых и клапанных тарелках / **А.М. Розен, В.С. Весновский, А.Н. Красиков** // ТОХТ. – 1978. – Т. 12, № 4. – С. 495–500.

161. **Stravs A.A.** Measurement of interfacial areas in gas – liquid dispersions by ultrasonic pulse transmission / **A.A. Stravs, von Strocker V.** // Chem. Eng. – 1985. – V. 40, №. 7. – P. 1167–1175.

162. **Pohorecki R.** Interfacial area generated in aqueous electrolyte solution on a sieve plate / **R. Pohorecki, J. Nowosielski** // A. I. Ch. E. J. – 1986. – V. 32, №. 4. – P. 632–639.

163. **Nagy E.** Determination de l'aire in terfaciale gas – liquide d'un plateau perforé fonctionnant courants croisés / **E. Nagy, O. Borlai, I.C. Charpentier** // Entropoi. – 1983. – V. 19, №. 111. – P. 49–56.

164. **Burgess I.M.** The measurement of bubble parameters in two – phase dispersions / **I.M. Burgess, P.H. Calderbank** // Chem. Eng. Sci. – 1975. – V. 30. – P. 743.

165. **Cho J.S.** Determination of liquid – side and gas – side volume tric mass transfer coefficients in a bubble column / **J. Cho S., N. Wakao** // J. Chem. Eng. Jap. – 1988. – V. 21, №. 6. – P.576–588.

166. **Соломаха Г.П.** Массоперенос в газовой(паровой) фазе на барботажных тарелках / **Г.П. Соломаха** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 33–40.

167. **Соломаха Г.П.** Уравнение массоотдачи в газовой фазе на колпачковых тарелках / **Г.П. Соломаха** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, № 2. – С. 181–190.

168. **Плановский А.Н.** Влияние гидравлических параметров на массоотдачу в жидкой фазе / **А.Н. Плановский, Г.П. Соломаха, Л.Н. Филатов** // Изв. вузов. Нефть газ. – 1969. – № 6. – С. 65-71.

169. **Реут В.И.** Сравнительное исследование диапазона устойчивой работы и массоотдачи в газовой фазе на клапанных тарелках / **В.И. Реут, Г.П. Соломаха, В.И. Ващук** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 53–60.

170. **Кочергин Н.А.** Исследование массообмена при ректификации в колоннах с дырчатыми тарелками провального типа / **Н.А. Кочергин, В.В. Дильман, В.М. Олевский** // Химическая пром-ть. – 1961. – № 8. – С. 567–570.

171. **Талачев В.С.** Массоотдача в жидкой фазе при струйном истечении газа в жидкость / **В.С. Талачев, А.С. Васильев, В.П. Павлов** // Труды МИХМ. – 1969. – Т. 1, вып. 1. – С. 168–170.

172. **Аксельрод Ю.В.** Исследование кинетики абсорбции O_3 серной кислотой и олеумом в условиях барботажа на тарелках провального типа / **Ю.В. Аксельрод, В.М. Рамм** // Процессы химической технологии. Гидродинамика, тепло- и массопередача / Под ред. **М.Е. Позина**. – М.: Наука, 1965. – С. 233–243.

173. **Дытнерский Ю.И.** Исследование массообмена на клапанных и балластных тарелках / **Ю.И. Дытнерский, А.Г. Касаткин, Н.В. Кочергин** // Журнал прикл. химии. – 1962. – Т. 35, № 10. – С. 2247–2251.

174. **Дытнерский Ю.И.** Обобщенное уравнение массоотдачи при барботаже / **Ю.И. Дытнерский, А.Г. Касаткин, Л.П. Холпанов** // Журнал прикл. химии. – 1966. – Т. 39, № 1. – С. 92–100.

175. **Плановский А.Н.** Зависимость между массообменом и сопротивлением жидкости на колпачковых и ситчатых тарелках / **А.Н. Плановский, В.И. Матрозов, О.С. Чехов** и др. // Химия и технол. топлив и масел. – 1958. – № 3. – С. 30–33.

176. **Уткин В.А.** Исследование массоотдачи в жидкой фазе в тарельчатой колонне с нисходящим прямотоком / **В.А. Уткин, А.М. Степанов, О.С. Чехов** // Журнал прикл. химии. – 1986. – Т. 51, № 1. – С. 93-97.

177. **Гельперин Н.И.** О распространенной методике обобщения экспериментальных данных по тепло- и массообмену / **Н.И. Гельперин, В.Г. Айнштейн** // Химическая пром-ть. – 1966. – № 1. – С. 44–50.

178. **Соломаха Г.П.** Массоперенос в газовой (паровой) фазе на барботажных тарелках / **Г.П. Соломаха** // Труды МИХМ. Массообменные процессы и аппараты хим. технологии – М. – 1975. – Вып. 61. – С. 33–40.

179. **Тарат Э.Я.** Пенный режим и пенные аппараты / **Э.Я. Тарат, И.П. Мухленов, А.Ф. Туболкин, Е.С. Тумаркина**. – Л.: Химия, 1977.

180. **Cho Y.G.** Hwahakgwa hwanakgo nhak / **Y.G. Cho, Y.M. O** // Chem. And Chem. Eng. – 1992. – №. 4. – С. 42–46.
181. **Дьяконов С.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование промышленных аппаратов / **С.Г. Дьяконов, В.И. Елизаров, В.В. Кафаров** // ДАН СССР. – 1985. – Т. 282, № 5. – С. 1195–1199.
182. **Павлов В.П.** Масштабный переход от лабораторных и опытных исследований к производству / **В.П. Павлов, Е.И. Мартюшин** // Химическая пром-ть. – 1986. – № 8. – С. 497–501.
183. **Palmer Murray.** Scale modeling of flow problems / **Murray Palmer** // Chem. Eng. (Gr. Drit.). – 1986. – №. 421. – P. 28–30.
184. **Franz K.** Flow structures in bubble columns / **K. Franz, Th. Borner, H. Joachim, R. Burchholz** // Ger. Chem. Eng. – 1984. – V. 7, №. 6. – P. 365–374.
185. **Geary Nicholas.** Circulation and scale-up in bubble columns / **Nicholas Geary, Richard Rice** // AIChE Journal. – 1992. 38. – №. 1. – С. 76–82.
186. **Алексеев Ю.А.** Использование результатов исследования тепло- и массообмена в промышленных ректификационных аппаратах при учете масштабного эффекта / **Ю.А. Алексеев, Ю.Г. Мясищев** // Теплообмен–VI. Материалы к VI Всесоюзн. конф. по теплообмену. – Минск, 1980. – Т. 5. – С. 10–16.
187. **Тютюнников А.Б.** Проектирование и внедрение колонных аппаратов для крупнотоннажных технологических линий химической и нефтехимической промышленности / **А.Б. Тютюнников, Е.К. Тарынин, А.И. Линтварев** // Интенсификация процессов и повышение технологического уровня теплохимической аппаратуры: Сб. науч. тр. – М.: НИИхиммаш, 1982. – С. 81–90.
188. **Solari R.B.** Fluid patters and velocity distribution on commercial – scale siever trays / **R.B. Solari, R.L. Bell** // A. I. Ch. E. J. – 1986. – V. 32, №. 4. – P. 640–649.
189. **Шишкин З.А.** Исследование неравномерности распределения газовой фазы в барботажной колонне / **З.А. Шишкин** // Гидродинамика и явления переноса в двухфазных дисперсных системах: Сб. науч. тр. – Иркутск, 1989. – С. 32–38.
190. **Павлов В.П.** К вопросу о возможности масштабных переходов при проектировании барботажных аппаратов / **В.П. Павлов** // Труды МИХМ. – 1969. – Т. 1, вып. 1. – С. 181–185.
191. **Розен А.М.** Проблемы теории массопередачи / **А.М. Розен, В.С. Крылов** // Химическая промышленность. – 1966. – № 1. – С.51–57.
192. **Грек Ф.З.** Массообмен в псевдоожженном слое и гидродинамическая аналогия / **Ф.З. Грек** // Изв. вузов. Химия и хим. технол., –2005. – Т. 48, № 3. – С. 75–78.

193. **Франк-Каменецкий Д.А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 3-е изд. / **Д.А. Франк-Каменецкий.** – М.: Наука, 1967.
194. **Ландау Л.Д.** Механика сплошных сред. / **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** – М.: Гостехтеориздат, 1954.
195. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. / **Г. Шлихтинг.** – М.: Наука, 1974.
196. **Shenoy A.V.** Momentum/heat – transfer analogy for drag reducing fluids during turbulent boundary layer / **A.V. Shenoy** // *Can. J. Chem. Eng.* – 1992. 70. – №. 2. – С. 375–380.
197. **Cebeci T.** Analysis of turbulent boundary layer. / **T. Cebeci, A.M.O Shith.** – N.Y. etc.: Acad. Press, 1974.
198. **Щукин В.К.** Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков / **В.К. Щукин, А.А. Халатов.** – М.: Машиностроение, 1982.
199. **Кишиневский М.Х.** Экспериментальное исследование закона затухания турбулентных пульсаций у твердой стенки / **М.Х. Кишиневский, Т.С. Корниенко, В.А. Парменов** // *ТОХТ.* – 1970. – Т. 4, № 4. – С. 489–495.
200. **Монин А.С.** Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности / **А.С. Монин, А.М. Яглом.** – М., 1965.
201. **Hanratty Th.** Study of turbulence close to a solid wall. / **Th. Hanratty** // *Phys. of Fluids, Supplement*, 1967. – P. 126-133.
202. **Кишиневский М.Х.** О механизме массо - и теплоотдачи твердой стенки к турбулентному потоку жидкости / **М.Х. Кишиневский** // «Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции»: Тр. II Всесоюзн. науч.-техн. совещания / Под ред. **П.Г. Романкова.** – Л.: Химия, 1966. – С. 62–67.
203. **Турищев А.Ф.** Массоотдача в турбулентной пленке стекающей по вертикальной стенке / **А.Ф. Турищев, А.В. Логинов** // IV Всесоюзн. конф. по ректификации: Тез. докл. – Уфа, 1978. – С. 111.
204. **Кениг Е.Я.** Исследование кинетики массо – и теплопереноса при разделении многокомпонентных смесей / **Е.Я. Кениг** // *ТОХТ.* – 1994. – Т. 28, № 3. – С. 223–242.
205. **Rossa T aylor.** Coupled heat and mass transfer in multicomponent system: Solution of the Maxwell – Stefan equation / **T aylor Rossa** // *Letter in Heat and Mass Transfer.* – 1981. – V. 8, №. 5. – P. 405–416.
206. **Krishna R.** A turbulent film model for multicomponent mass transfer / **R. Krishna** // *Chem. Eng. J.* – 1982. – V. 24, №. 2. – P. 163–172.
207. **Taylor R.** On multicomponent mass transfer in turbulent flow / **R. Taylor** // *Lett. Heat and Mass Transfer.* – 1981. – V. 8, №. 4. – P. 397–404.

208. **Stewart W.E.** Matrix calculation of multicomponent mass transfer in isothermal system / **W.E. Stewart, R. Prober** // *Ind. and Eng. Chem. Fund.* – 1964. – V. 3, № 3. – P. 224.

209. **Toor H.L.** Solution of linearized equation of multicomponent mass transfer II. Matrix methods. / **H.L. Toor** // *A. I. Ch. E. J.* – 1964. – V. 10, № 4. – P. 460.

210. **Александров И.А.** Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей / **И.А. Александров.** – М.: Химия, 1975.

211. **Burghardt A.** Dyfuzyjne metody obliczania aparator rektyfikacyjnych dla układów wieloskta – dnikowich. I. Modele ekmimolarnego, nieekwimolarnego ruchu masy / **A. Burghardt, K. Warmuzinski** // *Inzynieria Chemiczna. Procesowa.* – 1981. – V. 2, № 1. – P. 29–44.

212. **Burghardt A.** Diffusional model of multicomponent distillation and their experimental verification / **A. Burghardt, K. Warmuzinski, J. Buzek, A. Pytlik** // *Chem. Eng. J.* – 1983. – V. 26, № 2. – P. 71–84.

213. **Мазаев В.Н.** Расчет массопередачи при ректификации многокомпонентных смесей / **В.Н. Мазаев, А.И. Каталов, А.Н. Плановский** // *ТОХТ.* – 1980. – Т. 14, № 1. – С. 14–21.

214. **Богословский В.Е.** Исследование процесса ректификации многокомпонентной смеси в тарельчатой колонне / **В.Е. Богословский, А.Н. Плановский** // *Химия и технология топлив и масел.* – 1963. – № 4. – С. 11–13.

215. **Чекалов Л.Н.** К кинетике массопередачи при ректификации многокомпонентных смесей / **Л.Н. Чекалов** // *Химическая промышленность.* – 1964. – № 10. – С. 746–749.

216. **Стефановская Н.В.** Исследование кинетики массопередачи при ректификации смеси метанол-этанол-вода / **Н.В. Стефановская, А.Н. Плановский, Б.Н. Орлов** // *ТОХТ.* – 1970. – Т. 4, № 1. – С. 56–62.

217. **Плановский А.Н.** Исследование кинетики массопередачи при ректификации многокомпонентной спиртовой смеси / **А.Н. Плановский, А.А. Бараев, А.И. Каталов** // *ТОХТ.* – 1973. – Т. 7, № 1. – С. 13–17.

218. **Винокуров Ю.Г.** Влияние скорости пара на эффективность клапанных тарелок при ректификации хлорорганических смесей / **Ю.Г. Винокуров, Е.Д. Вертузаев** // *ТОХТ.* – 1976. – Т. 10, № 3. – С. 460–461.

219. **Олемберг В.И.** Определение массообменных кинетических характеристик клапанных тарелок в условиях ректификации смеси толуол-ксилол-растворители / **В.И. Олемберг, Н.В. Васин, В.С. Ежов** и др. // *Химическая промышленность.* – 1979. – № 7. – С. 50–51.

220. **Бараев А.А.** К расчету массопередачи при ректификации многокомпонентных смесей / **А.А. Бараев, А.И. Каталов** // *Химия и*

химическая технология: Сб. науч. тр. – Ярославль, 1972. – Т. 22, вып. 2. – С. 177–180.

221. **Теляков Э.Ш.** К вопросу о приведении многокомпонентной смеси к псевдобинарной / **Э.Ш. Теляков, А.М. Николаев** // Труды КХТИ. – Казань, 1968. – Вып. 37. – С. 316–322.

222. **Шпорин В.И.** Массопередача при ректификации многокомпонентных смесей / **В.И. Шпорин, Е.Н. Константинов, А.М. Николаев** // ТОХТ. – 1968. – Т. 2, № 4. – С. 505–509.

ГЛАВА 2

ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

В качестве примера применения предлагаемого в монографии подхода первоначально рассмотрим основные закономерности процессов переноса импульса, массы и тепла в устойчивом ламинарном пограничном слое на плоской пластине и при пленочном течении жидкости по вертикальной стенке.

2.1. Перенос импульса, массы и тепла в ламинарном пограничном слое

Пограничный слой образуется как в ламинарных, так и в турбулентных потоках, но структура этих слоев различна. Толщину ламинарного пограничного слоя δ оценивают, исходя из того, что в пределах этого слоя инерционная сила и сила вязкого трения имеют один порядок. Как правило, пограничный слой тем тоньше, чем вязкость меньше. Установлено, что на основе решения уравнений Навье – Стокса толщина пограничного слоя пропорциональна квадратному корню из кинематической вязкости

$$\delta \sim \sqrt{\nu}, \quad (2.1.1)$$

или в более общей формулировке [1]

$$\frac{\delta}{L} \approx \frac{b}{\sqrt{\text{Re}_L}}, \quad (2.1.2)$$

где b – коэффициент пропорциональности; $\text{Re}_L = U_\infty L / \nu$ – число Рейнольдса; U_∞ – скорость в ядре потока, м/с; L – характерный размер обтекаемого тела, м; $\nu = \mu / \rho$.

При записи уравнений Навье – Стокса обычно принимается, что толщина пограничного слоя значительно меньше характерного размера тела, т.е. $\delta \ll L$. Это допущение позволяет рассматривать двумерную плоскую задачу. В результате система уравнений Навье – Стокса записывается в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.1.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (2.1.4)$$

с уравнением неразрывности для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (2.1.5)$$

Пограничные условия имеют вид: при $y=0$, $u=v=0$ (условия прилипания к стенке), при $y=\delta$, $u=U_\infty$ (в ядре потока).

В теории и практике научных исследований широко применяется подход оценки членов математического описания для упрощения уравнений.

На основе вышесделанного предположения ($\delta \ll L$) величина безразмерной величины пограничного слоя (2.1.2) $\delta/L \ll 1$. Если поток движется в направлении оси OX , то в пограничном слое $v \ll u$ и $\partial u / \partial y \gg \partial u / \partial x$. Поэтому члены в левой части уравнения (2.1.3) одного порядка. Кроме того, величина $\partial^2 u / \partial x^2 \ll \partial^2 u / \partial y^2$, а $\partial P / \partial y = 0$, т.е. давление по толщине пограничного слоя постоянно. Итак, после выполненных сокращений из двух уравнений Навье – Стокса можно оставить только одно, а связь между неизвестными величинами u и v выразить, используя уравнение неразрывности (2.1.5).

В итоге система уравнений (2.1.3) – (2.1.5) преобразуется к виду

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (2.1.7)$$

При обтекании поверхностей с числами Пекле $Re_T = U_\infty L / a \gg 1$ и $Re_D = U_\infty L / D \gg 1$, кроме скоростного пограничного слоя, образуются температурные (тепловые) и концентрационные (диффузионные) пограничные слои. Дифференциальные уравнения для этих слоев имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}, \quad (2.1.9)$$

где T, C – температура и концентрация; a, D – коэффициенты молекулярной теплопроводности и диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$.

В качестве граничных условий к системе уравнений (2.1.6) – (2.1.9) используют:

$$u = U_{\infty}; T = T_{\infty}; C = C_{\infty}, \text{ при } y = \delta;$$

$$v = u = 0; T = T_{\text{ст}}; C = C_{\text{ст}}, \text{ при } y = 0.$$

Целью интегрирования уравнений пограничного слоя является получение распределения скоростей (профиля скорости). Знание профиля скорости дает возможность вычислить сопротивление, которое возникает вследствие трения движущейся среды о поверхность тела, и, кроме того, решить уравнения (2.1.8) и (2.1.9).

Профиль скорости записывается в виде

$$\frac{u}{U_{\infty}} = \phi\left(\frac{y}{\delta}\right).$$

Карман и Польгаузен предложили функцию в виде полинома четвертой степени:

$$\frac{u}{U_{\infty}} = \frac{12 + \alpha}{6} \frac{y}{\delta} - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{y}{\delta}\right)^2 - \frac{4 - \alpha}{2} \left(\frac{y}{\delta}\right)^3 + \frac{6 - \alpha}{6} \left(\frac{y}{\delta}\right)^4, \quad (2.1.10)$$

где $\alpha = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_{\infty}}{dx}$, для плоских поверхностей и поверхностей малой кривизны $\alpha = 0$.

Известный профиль скорости позволяет вычислить сопротивление трения. Для этого следует проинтегрировать касательное напряжение τ на стенке по всей поверхности тела. Касательное напряжение на стенке равно:

$$\tau_{\text{ст}} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (2.1.11)$$

Сопротивление трения на поверхности пластины равно:

$$W = b \int_{x=0}^L \tau_{\text{CT}} dx, \quad (2.1.12)$$

где b – ширина, L – длина пластины, м.

Из теоремы импульсов для безградиентного пограничного слоя для пластины, смоченной с одной стороны, известно выражение

$$W = b \int_0^x \tau_{\text{CT}}(x) = b\rho \int_0^{\delta(x)} u(U_\infty - u) dy. \quad (2.1.13)$$

Отсюда следует интегральное уравнение пограничного слоя:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(U_\infty - u) dy = \tau_{\text{CT}} / \rho, \quad (2.1.14)$$

или с учетом градиента давления:

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(U_\infty - u) dy + \frac{dU_\infty}{dx} \int_0^{\delta} (U_\infty - u) dy = \tau_{\text{CT}} / \rho. \quad (2.1.15)$$

Безразмерное касательное напряжение (коэффициент сопротивления трения C_f) записывается в виде

$$\frac{C_{f_x}}{2} = \frac{\tau_{\text{CT}}(x)}{\rho U_\infty^2} = 0,332 \sqrt{\frac{\nu}{U_\infty x}} = \frac{0,332}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (2.1.16)$$

Отсюда следует закон Блазиуса для полного сопротивления трения продольно обтекаемой пластины:

$$C_{f_L} = \frac{1,328}{\sqrt{\text{Re}_L}}. \quad (2.1.17)$$

Выражение (2.1.17) применимо только для области ламинарного течения, т.е. чисел Рейнольдса

$$\text{Re}_L = \frac{U_\infty L}{\nu} < 5 \cdot 10^5 \div 10^6.$$

В области турбулентного течения ($\text{Re}_L > 10^6$) сопротивление пластин значительно возрастает.

При очень малых числах Re в выражении (2.1.17) используется дополнительный член:

$$C_f = \frac{1,328}{\sqrt{\text{Re}_L}} + \frac{2,326}{\text{Re}_L}.$$

Толщина пограничного слоя не может быть определена точно, так как влияние трения в пограничном слое уменьшается по мере удаления от стенки асимптотически, т.е. составляющая скорости $u(y)$ приближается к U_∞ . Чаще всего за условную толщину δ принимают расстояние от стенки, на которой скорость $u = 0,99U_\infty$. Тогда приближенно значение коэффициента пропорциональности в выражении (2.1.2) $b \approx 5,0$.

В теории пограничного слоя также используются понятия толщины вытеснения и толщины потери импульса.

Под толщиной вытеснения понимается то расстояние, на котором потенциальное течение оттесняется наружу вследствие уменьшения скорости в пограничном слое:

$$\delta^* = \frac{\int_0^\delta (U_\infty - u) dy}{U_\infty} = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy, \quad (2.1.19)$$

или

$$\delta^* = 1,721 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}. \quad (2.1.20)$$

Толщина потери импульса записывается в виде

$$\delta^{**} = \frac{\int_0^{\delta} u(U_{\infty} - u)dy}{U_{\infty}^2} = \int_0^{\delta} \frac{u}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{u}{U_{\infty}}\right) dy, \quad (2.1.21)$$

или

$$\delta^{**} = 0,664 \sqrt{\frac{\nu x}{U_{\infty}}}. \quad (2.1.22)$$

Интегральное уравнение пограничного слоя (2.1.15) можно получить, сложив почленно уравнение движения (2.1.6) с уравнением неразрывности (2.1.7), умноженным на $(u - U_{\infty})$, а затем прибавить и вычесть $u \partial U_{\infty} / \partial x$ в правой части полученного соотношения

$$\frac{\partial}{\partial x} [u(u - U_{\infty})] + u \frac{\partial U_{\infty}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} [v(u - U_{\infty})] = U_{\infty} \frac{dU_{\infty}}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right). \quad (2.1.23)$$

После интегрирования в пределах пограничного слоя от 0 до δ с учетом граничных условий следует

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(U_{\infty} - u) \partial u + \frac{dU_{\infty}}{dx} \int_0^{\delta} (U_{\infty} - u) dy = \tau_{\text{CT}} / \rho. \quad (2.1.24)$$

Для пограничных слоев с умеренным градиентом давления данное выражение запишется в виде

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(U_{\infty} - u) dy = \tau_{\text{ГР}} / \rho. \quad (2.1.25)$$

Аналогичные выражения следуют для пограничного слоя с тепло- и массообменном

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(T_{\infty} - T) dy = q_{\text{ГР}} / \rho c_p, \quad (2.1.26)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u(C_{\infty} - C) dy = j_{\text{Гр}}, \quad (2.1.27)$$

где $q_{\text{Гр}}$, $j_{\text{Гр}}$ – плотности потоков теплоты и массы.

Следует отметить, что вышеприведенные зависимости представляют собой характеристики ламинарного пограничного слоя несжимаемой жидкости (газа). Газ можно считать несжимаемым, если $0,5 \text{ Ma}^2 \ll 1$, где число Маха – $\text{Ma} = U_{\infty} / a$, a – скорость звука, т.е. для воздуха при атмосферном давлении это примерно $U_{\infty} \leq 100 \text{ м/с}$ (при скорости звука $a=330 \text{ м/с}$). Таким образом, даже при относительно больших скоростях движения газ можно рассматривать как несжимаемую жидкость, т.е. практически при всех режимах работы тепло- и массообменных аппаратов.

2.2. Коэффициенты переноса в однофазном потоке

Пусть стационарный однофазный ламинарный поток с постоянными физическими свойствами обтекает плоскую пластину. На пластине существует ламинарный пограничный слой, скорость жидкости в котором изменяется от нулевого значения на поверхности (условие прилипания) до скорости внешнего потока U_{∞} . С поверхности пластины происходит диффузия вещества, однако интенсивность диффузии такова, что пластину можно считать непроницаемой. Кроме того, пластина и жидкость имеют различную температуру, т.е. происходит процесс теплообмена.

В результате точного решения уравнений ламинарного пограничного слоя для расчета коэффициентов массо- и теплоотдачи и коэффициента трения получены формулы [2–6]

$$\text{Sh}_x = 0,332 \sqrt{\text{Re}_x} \text{Sc}^{\frac{1}{3}}, \quad (2.2.1)$$

$$\text{Nu}_x = 0,332 \sqrt{\text{Re}_x} \text{Pr}^{\frac{1}{3}},$$

$$C_{fx} = \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}}, \quad \text{Re}_x = \frac{U_{\infty} x}{\nu}, \quad (2.2.2)$$

где Sh_x , Nu_x – критерии Шервуда и Нуссельта; Sc , Pr – числа Шмидта и Прандтля.

Отсюда установим связь между коэффициентами массо- и теплоотдачи и коэффициентом трения

$$\frac{Sh_x}{Re_x Sc} = \frac{0,332}{\frac{2}{Sc^3} \sqrt{Re_x}} = St_D, \quad \frac{Nu_x}{Re_x Pr} = \frac{0,332}{\frac{2}{Pr^3} \sqrt{Re_x}} = St_T. \quad (2.2.3)$$

Из уравнений (2.2.2), (2.2.3) имеем

$$St_T = \frac{q}{U_\infty \rho c_p (T_\infty - T_{гр})} = \frac{C_f}{2 Pr \frac{m-1}{m}}, \quad St_D = \frac{j}{\rho (C_\infty - C_{гр}) U_\infty} = \frac{C_f}{2 Sc \frac{m-1}{m}}, \quad (2.2.4)$$

где для пластины $m=3$; St – числа Стантона.

Из соотношений (2.2.4) следует подобие процессов переноса импульса, массы и тепла, которое получило название гидродинамической аналогии и широко используется при расчетах массо- и теплообменных процессов (аналогия Рейнольдса, аналогия Чилтона – Кольборна и др.) [3–8]. Аналогичные соотношения также устанавливаются и для турбулентного пограничного слоя на пластине, если использовать уравнения $Nu = 0,037 Re^{0,8} Pr^{1/3}$, $C_f = 0,074 Re^{-0,2}$.

В числах Стантона отношения потоков к движущей силе есть коэффициенты теплоотдачи α и массоотдачи β .

Аналогично определяется коэффициент скорости переноса импульса

$$\frac{\tau_{ст}}{\rho U_\infty} = \gamma.$$

Связь между коэффициентами переноса γ , α и β на основе соотношений (2.2.4) получится в виде

$$\gamma = \beta Sc \frac{m-1}{m} = \alpha Pr \frac{m-1}{m} (\rho c_p)^{-1}. \quad (2.2.5)$$

Размерность γ и β – м/с, а α – Вт/(м²·°С), c_p – Дж/(кг·°С).

Примем известное допущение Прандтля о том, что потоки импульса, массы и теплоты поперек пограничного слоя имеют постоянные значения. Действительно, профиль продольной скорости в ламинарном пограничном слое [2, 9] – плавная кривая, близкая к прямой при малых абсциссах и асимптотически переходящая в горизонтальную прямую при $U/U_\infty = 1$. Поэтому можно записать поток импульса в виде

$$\tau \approx \nu \rho \frac{U_\infty}{\delta_1}, \quad (2.2.6)$$

где δ_1 – толщина пограничного слоя с профилем скорости, аппроксимированным прямой, м.

Используя коэффициент трения $C_f = 2\tau/\rho U_\infty^2$ из выражения (2.2.6), получим

$$\delta_1 = \frac{2\nu}{C_f U_\infty}. \quad (2.2.7)$$

Локальный коэффициент трения на пластине определяется по уравнению (2.2.2).

Тогда из выражений (2.2.2), (2.2.7) найдем

$$\delta_1 = \frac{2}{0,664} \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}} \approx 3 \frac{x}{\sqrt{\text{Re}_x}}. \quad (2.2.8)$$

В результате получили так называемую приведенную толщину ламинарного пограничного слоя, которая определяется точкой пересечения касательной к профилю скорости при $y=0$ и линии $U = U_\infty$ [3, 7].

В пределах приведенной толщины пограничного слоя параболический профиль скорости аппроксимируется с погрешностью $\pm 5\%$ (рис. 2.1), а значение безразмерной скорости $U/U_\infty \approx 0,9$.

Следовательно, допущение о постоянстве потока импульса поперек ламинарного пограничного слоя справедливо с погрешностью около 10 – 15 %, что находится в пределах погрешности экспериментальных исследований тепломассообмена в двухфазных системах.

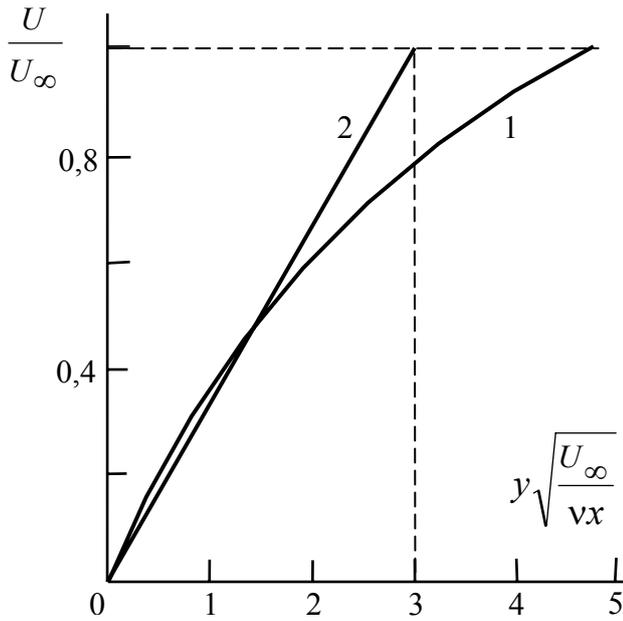


Рис. 2.1. Аппроксимация профиля скорости:
 1 – параболическое распределение;
 2 – аппроксимация профиля скорости в пределах приведенной толщины пограничного слоя [3, 7]

В пределах данной погрешности потоки импульса, массы и теплоты можно представить в следующей форме:

$$\tau = \nu \rho \frac{U_\infty}{\delta_1} = \gamma \rho U_\infty, \quad (2.2.9)$$

$$j = D \frac{\Delta C}{\delta_D} = \beta (C_\infty - C_{\text{Гр}}), \quad (2.2.10)$$

$$q = \rho c_p a \frac{\Delta T}{\delta_T} = \alpha (T_\infty - T_{\text{Гр}}), \quad (2.2.11)$$

где $\delta_1, \delta_D, \delta_T$ – значения скоростного, диффузионного и теплового подслоя с линейным распределением соответствующих полей в пределах принятой погрешности.

Применяя гидродинамическую аналогию (2.2.5), из выражений (2.2.9) – (2.2.11) следуют известные соотношения

$$\delta_D = \frac{\delta_1}{\text{Sc}^m}, \quad \delta_T = \frac{\delta_1}{\text{Pr}^m}, \quad (2.2.12)$$

которые для ламинарного пограничного слоя на пластине при $m=3$ справедливы с точностью $\pm 2\%$ [4, 5].

Из уравнений (2.1.10) – (2.1.12) можно записать выражения для коэффициентов массо – и теплоотдачи

$$\beta = \frac{\nu}{\delta_1 \text{Sc}^{\frac{m-1}{m}}}, \quad (2.2.13)$$

$$\alpha = \rho c_p \frac{\nu}{\delta_1 \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}}}. \quad (2.2.14)$$

Подставляя в данные выражения значение δ_1 (2.2.8), получим известные уравнения (2.2.1) для определения локальных коэффициентов массо – и теплоотдачи на пластине ($m=3$):

$$\beta_x = 0,332 \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}} \text{Sc}^{-\frac{m-1}{m}}, \quad (2.2.15)$$

$$\alpha_x = 0,332 \rho c_p \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}} \text{Pr}^{-\frac{m-1}{m}} \quad (2.2.16)$$

или в критериальной форме:

$$\text{Sh}_x = 0,332 \text{Re}_x^{0,5} \text{Sc}^{0,33},$$

$$\text{Nu}_x = 0,332 \text{Re}_x^{0,5} \text{Pr}^{0,33}.$$

2.3. Коэффициенты массо- теплоотдачи в ламинарной пленке

На основе выражений (2.2.13) и (2.2.14) найдем коэффициенты массо- и теплоотдачи при ламинарном безволновом течении пленки жидкости по вертикальной поверхности ($\text{Re}_{\text{пл}} < 20$).

Если касательное напряжение на границе раздела пленки и газа незначительно, т. е. выполняется условие $|\tau_{\text{г-ж}}| \ll \rho_{\text{ж}} g \delta_0$, то ламинарный пограничный слой на начальном участке течения пленки по вертикальной поверхности описывается в автомодельной форме выражением [10]

$$\eta = y \sqrt{\frac{K+1}{2}} \sqrt{\frac{A}{\nu}} Z^{\frac{k-1}{2}}, \quad (2.3.1)$$

где $K = 1/2$, $A = U_\infty / Z^k$.

Из численных расчетов, выполненных Хартли, следует, что толщине пограничного слоя соответствует значение $\eta=3$.

При условии параболического профиля скорости в ламинарном пограничном слое на пластине и в пограничном слое пленки жидкости справедливо отношение

$$\frac{\delta}{\delta_1} = \frac{\delta_{гр}}{\delta_{пл}}, \quad (2.3.2)$$

где на пластине $\delta = 5,83(\nu x / U_\infty)^{1/2}$ [9], а значения толщины гидродинамического пограничного слоя на начальном участке течения пленки $\delta_{гр}$ найдем из (2.3.1) при $\eta=3$ и $y = \delta_{гр}$.

Из выражений (2.2.9), (2.3.1) и (2.3.2) запишем значение толщины подслоя $\delta_{пл}$ в пограничном слое пленки, где профиль скорости аппроксимируется прямой

$$\delta_{пл} = 3,1 \sqrt{\frac{\nu Z}{3U_\infty}}. \quad (2.3.3)$$

При известном значении $\delta_{пл}$ (2.3.3) из уравнений (2.2.13), (2.2.14) получим коэффициенты массо- и теплоотдачи для ламинарной безволновой пленки [11]:

$$\beta_z = 0,558 \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{Z}} Sc^{-\frac{m-1}{m}}, \quad (2.3.4)$$

$$\alpha_z = 0,558 \rho c_p \sqrt{\frac{\nu U_\infty}{Z}} Pr^{-\frac{m-1}{m}}, \quad (2.3.5)$$

где показатель степени m согласно экспериментальным исследованиям [12, 13] $m \approx 2$.

Используя известную связь между скоростью на межфазной поверхности пленки $U_\infty = U_{гр}$ и средней скоростью $U_{ср}$

$$\frac{U_{гр}}{U_{ср}} = \frac{3}{2} \quad (2.3.6)$$

и интегрируя уравнения (2.3.4), (2.3.5) по длине пути жидкости L , найдем средние значения коэффициентов переноса массы и тепла

$$\beta = \frac{1}{L} \int_0^L \beta_z dZ = 1,367 \sqrt{\frac{\nu U_{ср}}{L}} Sc^{-0,5}, \quad (2.3.7)$$

$$\alpha = \rho c_p \frac{1}{L} \int_0^L \alpha_z dZ = 1,367 \rho c_p \sqrt{\frac{\nu U_{ср}}{L}} Pr^{-0,5}. \quad (2.3.8)$$

Если в выражениях (2.3.7), (2.3.8) среднюю скорость записать в виде $U_{ср} = q/\delta_0$, где q – удельный расход жидкости через единичное сечение пленки ($\text{м}^3/\text{мс}$), то получим уравнения

$$\beta = 1,367 \left(\frac{qD}{L\delta_0} \right)^{0,5}, \quad (2.3.9)$$

$$\alpha = 1,367 \left(\frac{q\lambda\rho c_p}{L\delta_0} \right)^{0,5}, \quad (2.3.10)$$

которые незначительно отличаются от известных, полученных различными авторами как на основе модели Хигби, так и в приближении диффузионного пограничного слоя.

Таким образом, мы получили математическое описание процессов массо- и теплоотдачи ламинарной безволновой пленки жидкости, построенное на основе математического описания ламинарного пограничного слоя на пластине. В данном случае основной параметр модели δ_1 корректируется на основе соотношения (2.3.2).

Выражения (2.3.9), (2.3.10) справедливы при отсутствии волнообразования на поверхности пленки.

При ламинарном волновом движении пленки коэффициенты массо- и теплоотдачи больше значений, полученных по уравнениям (2.3.9), (2.3.10) в 1,5 – 2 раза [14–18]. Можно предположить, что при волновом движении интенсификация процессов переноса достигается за счет перемешивания жидкости в седловинах волн, а также за счет периодического локального разрушения и формирования пограничного слоя [16–20]. Поэтому математическое описание массотеплообмена в волновой пленке, как правило, строится с учетом амплитуды и длины волны [14, 18, 21, 22].

2.4. Обобщение гидродинамической аналогии

Гидродинамическая аналогия Рейнольдса и Чилтона – Кольборна справедлива для потоков при отсутствии продольного градиента давления, что ограничивает область ее применения. Например, в шероховатых каналах, трубах с кольцевыми накатками и насадочных слоях коэффициент ξ возрастает в большей степени, чем характеристики теплообмена [23–26], и применение классической аналогии (2.2.14) на основе известной связи $C_f = \xi/4$ дает значительную погрешность.

В работах [27–29] рассмотрена модифицированная аналогия Рейнольдса для внутренних пограничных слоев, развивающихся после отрыва и присоединения потока за малыми препятствиями на стенках каналов. Для этого используется выражение аналогии в виде $St = K(C_f / 2)$, где коэффициент K показывает степень различия в интенсивности переноса импульса и теплоты в отрывном потоке.

В прикладной аэрогазовой динамике [30, 31] получил применение метод «эффективной длины». В этом случае влияние градиента давления учитывается соответствующим подбором эффективной длины при условии равенства толщины потери энергии пограничного слоя. При известной эффективной длине характеристики пограничного слоя рассчитываются с помощью соответствующих формул для пластины. Следовательно, чтобы применить аналогию (2.2.14), воспользуемся известными свойствами консервативности законов трения к различным возмущениям. Для этого осредним параметры градиентного потока по длине обтекаемого тела и приведем их к плоскому пограничному слою без гидродинамических возмущений [32–36].

Предположим, что средний поток импульса на поверхности тела известен. Тогда в рамках плоского ламинарного пограничного слоя запишем

$$\tau = \nu \rho \frac{du}{dy} = \nu \rho \frac{3 \bar{U}_\infty}{2 \delta}, \quad (2.4.1)$$

где

$$\delta = \frac{4,64}{L} \int_0^L \sqrt{\frac{\nu x}{\bar{U}_\infty}} dx = 3,09 \sqrt{\frac{\nu L}{\bar{U}_\infty}}.$$

Из данных выражений найдем осредненную скорость \bar{U}_∞ , приведенную к плоскому безградиентному пограничному слою:

$$\bar{U}_\infty = 1,62 \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{L}{\nu} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.4.2)$$

В данном случае эквивалентными параметрами градиентного и безградиентного потоков являются касательное напряжение τ и размер тела, а влияние градиента давления учитывается путем подбора эффективной скорости \bar{U}_∞ , на основе известного коэффициента трения плоской поверхности.

Это дает возможность применить гидродинамическую аналогию в форме (2.2.4)

$$\beta = \frac{\tau}{\rho \bar{U}_\infty \text{Sc}^{\frac{m-1}{m}}}, \quad \alpha = \frac{c_p \tau}{\bar{U}_\infty \text{Pr}^{\frac{m-1}{m}}}. \quad (2.4.3)$$

Отсюда с учетом (2.4.2) запишем [32, 36]

$$\beta = 0,62 \left(\frac{\tau \nu}{\rho L} \right)^{\frac{1}{3}} \text{Sc}^{-\frac{m-1}{m}}, \quad \alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{\tau \nu}{\rho L} \right)^{\frac{1}{3}} \text{Pr}^{-\frac{m-1}{m}}. \quad (2.4.4)$$

Аналогичные уравнения можно получить, если в выражении $\tau = \rho \nu \bar{U}_\infty / \delta$ использовать приведенную толщину пограничного слоя (2.2.8), т.е. процедура осреднения заключается в нахождении такой скорости \bar{U}_∞ , которая удовлетворяет условию $\tau = \rho \gamma \bar{U}_\infty$, где коэффициент переноса импульса γ определяется для безградиентного течения.

Действительно, если среднее значение γ получить из (2.2.5) и (2.2.15), имеем

$$\gamma = 0,664\sqrt{\nu\bar{U}_\infty/L}. \quad (2.4.5)$$

Отсюда, используя потоковое соотношение $\tau = \rho\gamma\bar{U}_\infty$, следует выражение

$$\tau = \rho\bar{U}_\infty 0,664\sqrt{\nu\bar{U}_\infty/L} = 0,664\rho\bar{U}_\infty^{-\frac{3}{2}}\sqrt{\nu/L}, \quad (2.4.6)$$

которое приводит к значению \bar{U}_∞ в форме (2.4.2).

Умножим правую и левую часть выражения (2.4.6) на $2/\rho\bar{U}_\infty^2$, получим известную формулу (2.1.17) для вычисления среднего коэффициента трения на пластине при ламинарном течении

$$C_{fL} = \frac{2\tau}{\rho\bar{U}_\infty^2} = \frac{1,328}{\sqrt{\text{Re}_L}}.$$

Отсюда можно записать:

$$\bar{U}_\infty = \sqrt{\frac{2\tau}{\rho C_{fL}}}. \quad (2.4.7)$$

Нетрудно показать, что для ламинарного течения, при $C_{fL} = 1,328/\sqrt{\text{Re}_L}$ из уравнения (2.4.7) следует формула (2.4.2), которая незначительно отличается численным коэффициентом. Аналогичным путем из (2.4.7) можно получить параметр \bar{U}_∞ для градиентного турбулентного потока и, используя гидродинамическую аналогию (2.4.3), вычислить коэффициенты массо- и теплоотдачи.

Применение приведенных в данном разделе уравнений рассмотрено в следующих главах, где показано удовлетворительное согласование результатов при расчете различных случаев конвективного массотеплообмена, исключая лишь такой случай, как поперечное обтекание одиночного цилиндра.

Л и т е р а т у р а

1. **Прандтль Л.** Гидроаэромеханика. / **Л. Прандтль.** – М.; – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2002.
2. **Лойцянский Л.Г.** Ламинарный пограничный слой / **Л.Г. Лойцянский** – М.: Физматгиз, 1962.
3. **Романков П.Г.** Массообменные процессы химической технологии (системы с твердой фазой) / **П.Г. Романков, В.Ф. Фролов.** – Л.: Химия, 1990.
4. **Исаченко В.П.** Теплопередача / **В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел.** – М.: Энергоиздат, 1981.
5. **Юдаев Б.Н.** Техническая термодинамика. Теплопередача / **Б.Н. Юдаев.** – М.: Высшая школа, 1998.
6. **Романков П.Г.** Массообменные процессы химической технологии / **П.Г. Романков, Н.Б. Рашковская, В.Ф. Фролов.** – Л.: Химия, 1975.
7. **Романков П.Г.** Теплообменные процессы химической технологии / **П.Г. Романков, В.Ф. Фролов.** – Л.: Химия, 1982.
8. **Кафаров В.В.** Основы массопередачи – 3- е изд. / **В.В. Кафаров.** – М.: Высшая школа, 1979.
9. **Rosenhead Ed. by L.** Laminar boundary layers / **Ed. by L. Rosenhead.** Oxford: Clarendon press, 1963.
10. **Кутателадзе С.С.** Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах / **С.С. Кутателадзе, В.Е. Накоряков.** – Новосибирск: Наука, 1984.
11. **Лаптев А.Г.** Теоретические методы моделирования массо- и теплоотдачи в пленочных аппаратах / **А.Г. Лаптев, В.И. Елизаров, С.Г. Дьяконов.** – Казань: КХТИ, 1991. – 121с. – Библ.: 107 назв. Деп. в ОНИИТЭХим. (г. Черкассы.) № 495-ХП-91.
12. **Гильденблат И.А.** О влиянии коэффициента диффузии на массоотдачу в пленке жидкости / **И.А. Гильденблат, А.Л. Лашаков, С.А. Крашенинников, А.И. Родионов** // ТОХТ – 1969. – Т. 3, № 2. – С. 305–307.
13. **Гильденблат И.А.** Влияние коэффициента диффузии на массообмен между потоками жидкостей и газом / **И.А. Гильденблат, А.И. Родионов, Б.И. Демченко** // ТОХТ. – 1972. – Т. 4, № 1. – С. 10–16.
14. **Холпанов Л.П.** Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / **Л.П. Холпанов, В.Я. Шкадов.** – М.: Наука, 1990.
15. **Бояджиев Х.** Массоперенос в движущихся пленках жидкости: пер. с англ. / **Х. Бояджиев, В. Бешков.** – Мир, 1988.

16. **Дытнерский Ю.И.** Исследование массообмена в жидкой фазе / **Ю.И. Дытнерский, Г.С. Борисов** // Процессы хим. технол. (Гидродинамика, тепло- и массопередача) / под ред. **М.Е. Позина**. – М.: Наука, 1965. – С. 266–270.
17. **Накоряков В.Е.** Влияние волн на десорбцию CO_2 из стекающих пленок жидкости / **В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, С.В. Алексеенко** // ТОХТ. – 1983. – Т. 17, № 3. – С. 307–312.
18. **Холпанов Л.П.** Тепломассообмен пленочного течения жидкости / **Л.П. Холпанов** // ТОХТ. – 1987. – Т. 21, № 1. – С. 86–94.
19. Пленочная тепло- и массообменная аппаратура (Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии) / под ред. **В.М. Олевского**. – М.: Химия, 1988.
20. **Ибрагимов М.Х.** Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах / **М.Х. Ибрагимов, В.И. Субботин, Б.П. Бобков** и др. – М.: Атомиздат, 1978.
21. **Холпанов Л.П.** Гидродинамика и тепломассообмен при двухфазных пленочных и струйных течениях в контактных устройствах тепломассообменных аппаратов: дис. ... д-ра техн. наук. – М., 1983.
22. **Холпанов Л.П.** О массообмене в пленке жидкости при волнообразовании / **Л.П. Холпанов, В.Я. Шкадов, В.А. Малюсов** и др. // ТОХТ. – 1967. – Т. 1, № 5. – С. 562–570.
23. **Лыков А.В.** Тепломассообмен. – 2-е изд. / **А.В. Лыков** – М.: Энергия, 1978.
24. **Петухов Б.С.** Вопросы теплообмена. Избр. тр. / **Б.С. Петухов** отв. ред. **В.А. Кириллин**. – М.: Наука, 1987.
25. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена / **С.С. Кутателадзе** – М.: Атомиздат, 1979.
26. **Щукин В.К.** Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил / **В.К. Щукин** – М.: Машиностроение, 1970.
27. **Мигай В.К.** Моделирование теплообменного энергетического оборудования / **В.К. Мигай** – Л.: Энергоатомиздат, 1987.
28. **Дементьев Б.А.** Ядерные энергетические реакторы / **Б.А. Дементьев**. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
29. **Гортышов Ю.Ф.** Теплогидравлический расчет и проектирование оборудования с интенсифицированным теплообменом / **Ю.Ф. Гортышов, В.В. Олимпиев, Б.Е. Байгалиев**. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2004.

30. **Авдуевский В.С.** Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / **В.С. Авдуевский, Б.М. Галицейский, Г.А. Глебов** и др.; под ред. **В.К. Кошкина**. – М.: Машиностроение, 1975.

31. **Краснов Н.Ф.** Основы прикладной аэрогазодинамики. Кн. 2. Обтекание тел вязкой жидкостью / **Н.Ф. Краснов, В.Н. Кошевой, В.Ф. Захарченко** и др.; под ред. **Н.Ф. Краснова**. – М.: Высшая школа, 1991.

32. **Дьяконов С.Г.** Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки / **С.Г. Дьяконов, А.Г. Лаптев**. // «Методы кибернетики химико-технологических процессов» тез. докл. Междунар. конф. (КХТП-V). – М., 1994. – С. 24.

33. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в канале / **С.Г. Дьяконов, В.И. Елизаров, А.Г. Лаптев** // Интенсификация процессов теплообмена в энергетических и технологических установках: сб. науч. тр. – М.: МЭИ, 1990. – № 244. – С. 4–8.

34. **Лаптев А.Г.** Гидродинамическая аналогия процессов переноса при турбулентном движении одно- и двухфазных потоков на твердой стенке / **А.Г. Лаптев, В.И. Елизаров, С.Г. Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. – 1990. – С. 64–73.

35. **Лаптев А.Г.** Определение коэффициентов тепло- и массоотдачи при турбулентном движении одно- и двухфазных сред на твердой поверхности / **А.Г. Лаптев, С.Г. Дьяконов, В.И. Елизаров** // «Повышение эффективности энергоснабжения промышленных предприятий»: тез. докл. республик. науч.-техн. конф. – Казань, 1990.

36. **Лаптев А.Г.** Модель массоотдачи в жидкой фазе насадочных колонн / **А.Г. Лаптев, Р.Р. Насыров, Т.М. Фарахов** // Тепло-массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань, 2004.

ГЛАВА 3

МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В главе рассмотрены основные модели турбулентного пограничного слоя для одно- и двухфазных бинарных и многокомпонентных сред. Представлены уравнения для вычисления коэффициентов тепло- и массоотдачи, полученные на основе использования моделей Прандтля, Кармана и Ландау – Левича. Даны методы расчета основных характеристик пограничного слоя в одно- и двухфазных средах.

3.1. Основные характеристики турбулентности

Ламинарное течение, как показывает опыт, устойчиво только при некоторых условиях, определяемых значением критического числа Рейнольдса. Так, например, для трубы при $Re > 2320$ ламинарное течение становится неустойчивым и переходит в турбулентное. Этот переход связан с возникновением в потоке незатухающих возмущений. Значение критического числа Рейнольдса существенно зависит от условий входа потока в трубу. Явление изменения характера течения при повышении скорости потока или уменьшения вязкости впервые было установлено в опытах Хагена (1839 г.). Однако закон перехода от ламинарного течения в турбулентное был сформулирован Рейнольдсом значительно позднее, в 1883 г. Им же было введено понятие об осредненном и пульсационном движении. Течение в пограничном слое так-же может быть либо ламинарным, либо турбулентным. При турбулентном течении скорость, давление и температура не остаются постоянными во времени, а очень часто и неравномерно изменяются. Такие изменения называют пульсациями, они являются наиболее характерными признаками турбулентности. Для математического моделирования турбулентного течения выполняется его разложение на осредненное движение и на пульсационное движение. Осредненное по времени значение составляющей скорости u обозначают \bar{u} , а пульсационной скорости – u' . Тогда для составляющей скорости, давления и температуры записывают:

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad P = \bar{P} + P'; \quad T = \bar{T} + T'.$$

Уравнение движения, аналогичное уравнению (2.1.3), только для турбулентного пограничного слоя имеет вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - u'v' \right). \quad (3.1.1)$$

Уравнение неразрывности записывается аналогично (2.1.7). Уравнение (3.1.1) отличается от уравнения ламинарного пограничного слоя (2.1.3) наличием дополнительных касательных напряжений.

Отсутствие достаточных теоретических предпосылок для замыкания системы уравнений движения Рейнольдса привело к возникновению различных полуэмпирических теорий, содержащих эмпирические константы турбулентности (от двух до пяти - шести).

Приближенные методы расчета турбулентного пограничного слоя часто основываются на теореме импульсов, используемой и для расчета ламинарного пограничного слоя на пластине. Продольное обтекание пластины характеризуется тем, что для него градиент давления вдоль стенки равен нулю, и поэтому скорость вне пограничного слоя остается постоянной. Закономерности пограничного слоя на плоской пластине являются основой для расчета сопротивления всех тел, у которых при обтекании не возникает резко выраженного отрыва.

Механизм турбулентного течения в упрощенном виде представлен Прандтлем. Для этого вводится понятие пути перемешивания l , аналогичный пути свободного пробега молекул в кинетической теории газов. Разница заключается лишь в том, что там происходит микроскопическое движение молекул, а здесь – макроскопическое движение турбулентных объемов. Осредненное по времени значение $\overline{u'v'}$ по теории Прандтля записывается в виде:

$$\overline{u'v'} = -l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (3.1.2)$$

Для описания процесса переноса импульса Буссинеск предположил, что турбулентное касательное напряжение τ_T определяется аналогичной формулой закона трения Ньютона:

$$\tau = -\mu \frac{du}{dy}.$$

Тогда для турбулентного течения:

$$\tau_T = -\rho \overline{u'v'} = -\mu_T \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (3.1.3)$$

где вместо истинной скорости u входит осредненная скорость \bar{u} , а вместо коэффициента молекулярной вязкости μ – коэффициент турбулентного обмена μ_T или $\nu_T = \mu_T / \rho$. Коэффициент μ_T не является физической константой и в первую очередь зависит от распределения скорости \bar{u} .

С учетом выражения (3.1.3) уравнение движения (3.1.1) запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu + \nu_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right]. \quad (3.1.4)$$

Здесь и далее черта над осредненными параметрами опускается.

Гипотеза Прандтля о пути перемешивания позволяет выполнять практические расчеты турбулентных течений в промышленных аппаратах.

Для тепло- и массообменных процессов вводятся аналогичные коэффициенты турбулентного обмена массой D_T и энергией λ_T (или $a_T = \lambda_T / (\rho c_p)$ – турбулентной температуропроводности). Коэффициенты ν_T , D_T и a_T имеют одинаковую размерность – м²/с.

Уравнения тепло- и массопереноса для пограничного слоя, записанные с коэффициентами турбулентного обмена, имеют форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(a + a_T) \frac{\partial T}{\partial y} \right], \quad (3.1.5)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[(D + D_T) \frac{\partial C}{\partial y} \right], \quad (3.1.6)$$

где T – температура; C – концентрация компонента в потоке.

Граничные условия системы уравнений (3.1.4) – (3.1.6) имеют такой же вид, как и для ламинарного пограничного слоя. Для решения данной системы уравнений, кроме уравнения состояния и зависимостей коэффициентов ν , a и D от температуры, необходимо иметь значения коэффициентов турбулентного обмена ν_T , a_T и D_T . Ввиду отсутствия в настоящее

время законченной теории турбулентности определение этих коэффициентов носит полуэмпирический характер и основывается на ряде гипотез.

Из гипотез Прандтля и Буссинеска следует, что коэффициент турбулентной вязкости равен

$$\nu_T = l^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right|. \quad (3.1.7)$$

Длина пути перемешивания l зависит от координат и характеризует средний размер турбулентных возмущений (масштаб турбулентности) в данной точке.

Для турбулентного движения среды вдоль твердой стенки путь перемешивания l записывают в виде

$$l = \chi y, \quad (3.1.8)$$

где χ – безразмерный коэффициент, по Прандтлю $\chi = 0,4$ и за пределами вязкого подслоя и буферной области используется линейная зависимость

$$\nu_T \approx \chi u_* y = \chi y \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}. \quad (3.1.9)$$

Из выражений (3.1.3), (3.1.8) и (3.1.9) записывают

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\chi y}. \quad (3.1.10)$$

Отсюда следует логарифмический профиль средней скорости

$$u = \frac{u_*}{\chi} \ln y + B, \quad (3.1.11)$$

где B – постоянная интегрирования.

Универсальный закон распределения, полученный для течения вдоль плоской стенки, справедлив для течения жидкости в круглой трубе [1–4].

Соотношение (3.1.11) можно записать в следующем безразмерном виде

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln \frac{u_* y}{\nu} + B_1. \quad (3.1.12)$$

Согласно опытным данным Никурадзе для труб $B_1=5,5$.

Следует отметить, что логарифмический закон распределения скоростей получен при предположении, что в основной области турбулентного пограничного слоя $\nu_T \gg \nu$. Такое допущение справедливо при очень больших числах Рейнольдса, т.е. при развитом турбулентном режиме.

При числах $4 \cdot 10^3 < Re < 3,2 \cdot 10^6$ в трубах широко используется степенная зависимость:

$$\frac{u}{U_{\max}} = \left(\frac{y}{R} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (3.1.13)$$

где $n = 6$ при $Re = 4 \cdot 10^3$; $n = 7$ при $Re = 10^5$; $n = 10$ при $Re = 3,2 \cdot 10^6$.

Для плоской пластины степенной закон имеет вид

$$\frac{u}{U_{\infty}} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (3.1.14)$$

причем n слабо зависит от числа Рейнольдса.

При $Re_x = 10^6 \div 10^8$ принимают $n = 7$ (закон корня одной седьмой).

Применяется также зависимость для безразмерного профиля скорости в виде

$$\frac{u}{u_*} = C(n) \left(\frac{yu_*}{\nu} \right)^{\frac{1}{n}} = C(n) (y^+)^{\frac{1}{n}}, \quad (3.1.15)$$

где при $40 < y^+ < 700$; $C=8,74$; $n=7$; при $70 < y^+ < 1100$; $C=9,6$; $n=8$.

Для турбулентного пограничного слоя также используются понятия толщины вытеснения (2.1.14) и толщины потери импульса (2.1.15).

Известны соотношения

$$\frac{\delta^{**}}{\delta} = \frac{n}{(n+1)(n+2)}, \quad \frac{\delta^*}{\delta} = \frac{1}{n+1}, \quad (3.1.16)$$

где $n = 7$, а толщина пограничного слоя на пластине вычисляется по формуле

$$\frac{\delta}{x} = \frac{0,37}{\text{Re}_x^{0,2}}. \quad (3.1.17)$$

Из решения уравнения (3.1.15) при $C=8,74$ и $n = 7$ следует

$$u_* = 0,15u^{\frac{7}{8}} \left(\frac{v}{y} \right)^{\frac{1}{8}}. \quad (3.1.18)$$

Отсюда касательное напряжение на стенке равно

$$\tau_{\text{ст}} = \rho u_*^2 = 0,0225\rho u^{1,75} \left(\frac{v}{\delta} \right)^{0,25}. \quad (3.1.19)$$

Из выражений (3.1.17) и (3.1.19) локальный и средний коэффициенты трения пластины имеют вид

$$C_{fx} = \frac{2\tau_x}{\rho U_\infty^2} = \frac{0,058}{\text{Re}_x^{0,2}}, \quad C_f = \frac{2\tau}{\rho U_\infty^2} = \frac{0,073}{\text{Re}_L^{0,2}}. \quad (3.1.20)$$

Эти формулы дают согласование с экспериментом до $\text{Re} \approx 10^7$.

Шлихтинг предложил интерполяционную формулу для более широкого интервала чисел Рейнольдса

$$C_f = \frac{0,445}{(\lg \text{Re}_L)^{2,58}}, \quad (3.1.21)$$

или с учетом участка ламинарного течения около передней кромки пластины:

$$C_f = \frac{0,445}{(\lg \text{Re}_L)^{2,58}} - \frac{A}{\text{Re}_L}, \quad (3.1.22)$$

где коэффициент A зависит от положения точки перехода ламинарной формы течения в турбулентную.

$Re_{x_{кр}}$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	10^6	$3 \cdot 10^6$
A	1050	1700	3300	8700

Выражение (3.1.22) называется законом Прандтля – Шлихтинга для сопротивления гладкой плоской пластины при ее продольном обтекании. Он применим при числах $Re \leq 10^9$.

Турбулентная вязкость

Для решения уравнений пограничного слоя (3.1.4)–(3.1.6) необходимы функциональные зависимости для расчета коэффициентов турбулентного обмена. С этой целью используются различные модели.

В турбулентном потоке крупномасштабные пульсации (с большими амплитудами) являются источником мелкомасштабных пульсаций (с малыми амплитудами). Поскольку энергия, переносимая при пульсационном движении, пропорциональна произведению амплитуды на их частоту, то, согласно механизму переноса энергии в турбулентном потоке, частота пульсаций должна возрастать с уменьшением масштаба пульсаций. Это вытекает из закона сохранения энергии. Поэтому крупномасштабные пульсации происходят с низкими частотами, а мелкомасштабные – с высокими. Так как энергия, диссипируемая в самых мелкомасштабных пульсациях, передается им пульсациями более крупного масштаба, то величина ε для данного турбулентного потока постоянна и независима от масштаба пульсаций. Поэтому ее можно выразить через пульсационную скорость v' и длину пути смешения (масштаб пульсационного движения) l :

$$\varepsilon \approx \frac{(v')^3}{l} \approx v_T \left(\frac{v'}{l} \right)^2, \quad (3.1.23)$$

где ε – скорость диссипации кинетической энергии в турбулентном потоке, $\text{м}^2/\text{с}^3$. Используется также значение среднеобъемной диссипации энергии $\bar{\varepsilon} = N/V$, где N – мощность, Вт; V – объем среды, м^3 . В ряде случаев можно использовать связь $\varepsilon = \bar{\varepsilon}/\rho$.

Выражение (3.1.23) в различных вариантах используется для расчета характеристик турбулентности [5–12].

В литературе известен целый ряд двух- трех- и даже четырехслойных моделей пограничного слоя. Причем в каждой области используются различные функции коэффициентов турбулентного обмена [13–32].

В работах Клаузера рассматривается двухслойная модель турбулентного пограничного слоя. Внешняя подобласть турбулентного пограничного слоя располагается между внешней границей «пристенной» подобласти и внешней границей (в номинальном ее понимании как конечной величины) пограничного слоя. В этой области движение жидкости определяется «законом следа», главной особенностью которого, в соответствии с гипотезой Клаузера, является постоянство (независимость от y) коэффициента турбулентной длины – размер крупных вихрей, заполняющих внешнюю область пограничного слоя, пропорциональный толщине пограничного слоя, введенной им как Δ . Это привело Клаузера к формуле для кинематического коэффициента вязкости ν_T поперек пограничного слоя. Действительный характер изменения ν_T вдоль этой области определяется «модифицированной гипотезой Клаузера», предложенной Ю.В.Лапиным и М.Х.Стрельцом. С развитием турбулентного пограничного слоя и переходом течения в диффузорную часть весь пограничный слой и его «внешняя» подобласть утолщаются, а при приближении к точке отрыва «внешняя» подобласть стремится полностью занять все сечение пограничного слоя.

Клаузеру принадлежит также модель «закона следа». В основе ее лежит допущение о постоянстве кинематического коэффициента турбулентной вязкости ν_T во внешней части сечений пограничного слоя при возможном изменении его от сечения к сечению. Опыты не оправдывают это допущение. Как свидетельствуют современные данные, отношение $\nu_T / (U\delta^*)$ в функции от безразмерной координаты y/δ , построенное для трех значений $\beta=0; 0,9$ и $5,4$ (последнее значение β соответствует значительной диффузорности), при приближении к внешней границе пограничного слоя при всех значениях β убывает. Но, как отмечает Брэдшоу, «терпимое приближение к профилю осредненной скорости было получено в предположении о постоянстве этой величины» (подразумевается ν_T). Это предположение с теми или другими поправками широко используется в современных методах расчета турбулентных пограничных слоев.

Заметив, что размерность ν_T определяется произведением скорости на длину, Клаузер принял за характерную скорость динамическую скорость и выражение для ν_T записал в виде

$$v_T = ku_* \Delta, \quad (3.1.24)$$

или

$$v_T = kU\delta^* = k \int_0^{\infty} (U - u) dy, \quad (3.1.25)$$

где коэффициент пропорциональности k может быть функцией параметра β . Обработка имевшихся к тому времени опытов выявила ошибку этой зависимости, и Клаузер предложил на всем протяжении пограничного слоя считать k постоянной величиной, равной в среднем $k=0,018$. Современные авторы, пользуясь допущением о постоянстве k , принимают k , равным $0,0168$ [3].

В работе [20] на основе сопряжения логарифмического профиля скорости с линейным для ламинарного (вязкого) подслоя получена формула:

$$v_T = v \frac{\exp(-1/\chi\eta)}{1 - \exp(-1/\chi\eta)}, \quad (3.1.26)$$

при значении $\eta = u/u_*$, начиная от границы ламинарного подслоя $\chi = 0,4$.

Ландау и Левич ввели теорию вязкого подслоя, где происходит постепенное затухание турбулентности (более подробно в разделе 3.3). По этой теории в пределах вязкого подслоя принимают степенную зависимость $v_T(y)$ от расстояния до поверхности. Из теоретических соображений закон затухания $v_T(y)$ в вязком подслое пропорционален четвертой степени.

Однако экспериментальные данные различных исследователей дают значительный разброс показателя степени от 2 до 4.

В табл. 3.1 приведены наиболее известные выражения для коэффициентов турбулентной вязкости.

Характер функции $v_T(y)$ значительно зависит от гидродинамических условий движения потока и в меньшей степени от чисел Pr и Sc , а для пограничного слоя на поверхности раздела двухфазных сред, кроме того, от наличия ПАВ, волнообразования, межфазной конвекции и ряда других факторов [33–39].

Т а б л и ц а 3.1

№	Формула	Литература
1.	$\frac{v_T}{v} = 0,01\chi^4 (y^+)^4, \quad y^+ < 5$	[3]
2.	$\frac{v_T}{v} = DR; \quad D = \left[1 - \exp(-y^+ / A_*)^2 \right], \quad \text{где } A_* = 26;$ $R = \chi^2 (y^+)^2, \quad y^+ = u_* y / v$	[3]
3.	$v_T = C_v \frac{k^2}{\varepsilon}$ («k – ε» – модель)	–
4.	$\frac{v_T}{v} = 0,124^2 u_+ y_+ [1 - \exp(-0,124 u_+ y_+)]$ $y_+ = y / y_*; \quad u_+ = u / u_*; \quad y_* = v / u_*$	[13]
5.	$\frac{v_T}{v} = \left(\frac{y^+}{14,5} \right)^3, \quad 0 < y^+ < 5$ $\frac{v_T}{v} = 0,2 y^+ - 0,959, \quad 5 < y^+ \leq 30$	[14]
6.	$\frac{v_T}{v} = 0,001 (y^+)^3, \quad 0 < y^+ \leq 5$ $\frac{v_T}{v} = 0,012 (y^+ - 1,6)^2, \quad 5 < y^+ \leq 20$ $\frac{v_T}{v} = 0,4 (y^+ - 10), \quad y^+ > 20$	[15]
7.	$\frac{v_T}{v} = (y^+)^a \left[1000 (2,5 \cdot 10^7 / \text{Re})^b \right]^{-1}$ $a = 400 - (y^+)^{0,08}, \quad b = y^+ / (400 + y^+)$	[16]
8.	$\frac{v_T}{v} = b (y^+)^4; \quad b = y^+ / (400 + y^+), \quad 0 < y^+ < 6$	[24]

Турбулентные пограничные слои с градиентом давления и консервативные свойства

Турбулентные течения с понижением или повышением давления часто встречаются в тепло- и массообменных аппаратах. В качестве примеров можно привести течения в сужающихся и расширяющихся каналах, обтекание различных профилей с кривизной поверхности и т.д.

Все способы расчета градиентных турбулентных пограничных слоев представляют собой приближенные методы. Они также основаны на теореме импульсов и теореме энергии для пограничного слоя. Общими особенностями этих способов являются: в качестве характерной толщины пограничного слоя используется толщина потери импульса; для характеристики профиля скоростей, сильно зависящего от градиента давления, вводятся формпараметры профиля скоростей. Например, в качестве формпараметра может использоваться отношение толщины вытеснения δ^* к толщине потери импульса δ^{**} , а расчет толщины потери импульса вычисляется при помощи теоремы импульсов. Для расчета касательного напряжения на стенке используется закон сопротивления продольно обтекаемой плоской пластины, но взамен постоянной скорости U_∞ внешнего течения подставляется переменная скорость $U(x)$. Все эти способы основаны на использовании консервативных свойств пограничного слоя [1, 17–19].

Наиболее важными из этих свойств являются:

1. Консервативность длины пути смещения в окрестности стенки (но вне вязкого подслоя) относительно градиента давления и сжимаемости.

2. Вырождение вязкого подслоя и пульсаций плотности при $Re \rightarrow \infty$ и, как следствие этого, существование предельных относительных законов трения, в общем виде не зависящих от интегральных констант турбулентности.

3. Заполненность профилей скоростей и температур при больших числах Re .

4. Значительная консервативность безразмерной толщины вязкого подслоя на непроницаемой поверхности.

Эти принципы используются при решении разнообразных задач при турбулентном переносе.

3.2. Модели Прандтля и Кармана

В модели Прандтля при течении вязкой жидкости вдоль твердой стенки происходит прилипание молекул жидкости к поверхности, и вблизи стенки появляется некоторый пристеночный слой. В этой области существенно проявляется молекулярное трение, а турбулентное трение пренебрежимо мало. Эту область Прандтль назвал ламинарным подслоем, и за его пределами осредненное течение практически полностью определяется турбулентным переносом. В модели Прандтля переносы импульса $\tau = -\rho \overline{u'v'}$ и тепла $q = -c_p \overline{T'v'}$ полностью подобны, т.е. турбулентное число Прандтля $Pr_T = 1$.

В ламинарном (вязком) подслое профиль скорости описывается линейной функцией, а в турбулентной области – логарифмической. В результате сопряжения этих функций следуют две важные характеристики турбулентного пограничного слоя [1, 40]:

- константа Прандтля $\chi \approx 0,4$;
- безразмерная толщина вязкого подслоя (локальное число Рейнольдса) $R_1 = u_* \delta_1 / \nu \approx 11,6$.

Значение константы R_1 также можно получить, используя линейную функцию для вязкого подслоя

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu}, \quad (3.2.1)$$

степенную функцию (3.1.15), описывающую профиль скорости в турбулентной области пограничного слоя

$$\frac{u}{u_*} = C(n) \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (n = 7 - 10). \quad (3.2.2)$$

На границе вязкого подслоя при $y = \delta_1$ эти функции имеют одинаковое значение:

$$R_1 = \frac{u_* \delta_1}{\nu} = C(n) \left(\frac{u_* \delta_1}{\nu} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (3.2.3)$$

Отсюда устанавливается связь

$$C_{(n)} = \left(\frac{u_* \delta_1}{\nu} \right)^{\frac{n-1}{n}} = R_1^{\frac{n-1}{n}} \quad (3.2.4)$$

или

$$R_1 = C_{(n)}^{\frac{n}{n-1}}.$$

Значение $C_{(n)}$ определяется из (3.2.2) при $y = \delta$

$$\frac{U_\infty}{u_*} = C_{(n)} \left(\frac{\delta u_*}{\nu} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (3.2.5)$$

Тогда

$$C_{(n)} = \frac{U_\infty}{u_*} \left(\frac{\nu}{\delta u_*} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (3.2.6)$$

В результате из (3.2.4) и (3.2.6) найдено [41]

$$R_1 = \left(\frac{U_\infty}{u_*} \right)^{\frac{n}{n-1}} \left(\frac{\nu}{\delta u_*} \right)^{\frac{1}{n-1}}. \quad (3.2.7)$$

При $n=7$ выражение для средней толщины турбулентного пограничного слоя на пластине имеет вид (3.1.17)

$$\delta = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{0,37x}{\text{Re}_x^{0,2}} dx = 0,205 \frac{L}{\text{Re}_L^{0,2}}, \quad (3.2.8)$$

а средний коэффициент трения вычисляется по формуле (3.1.20):

$$C_f = \frac{0,073}{\text{Re}_L^{0,2}}, \quad \text{Re}_L = \frac{U_\infty L}{\nu}. \quad (3.2.9)$$

Из расчета по выражению (3.2.7) с динамической скоростью $u_* = U_\infty \sqrt{C_f/2}$ и толщиной пограничного слоя (3.2.8) при различных числах $Re_L = 10^5 - 10^7$ следует значение R_1 для пластины $R_1=11,83$, что незначительно отличается от широко принятого значения $R_1=11,6$ в двухслойной модели.

При наличии гидродинамических возмущений в пограничном слое R_1 может принимать другие значения (раздел 3.5).

Используя R_1 , а также соотношения (3.2.15), (3.2.16), аналогичные по форме (2.2.12), можно записать приближенные значения коэффициентов массо- и теплоотдачи в турбулентном пограничном слое, если $Sc \gg 1$ и $Pr \gg 1$ [42, 43]:

$$\beta \approx \frac{u_*}{R_1 Sc^m}, \quad \alpha \approx \rho c_p \frac{u_*}{R_1 Pr^m}. \quad (3.2.10)$$

Расчет по данным выражениям позволяет выполнить оценку зависимости β и α от характеристик пограничного слоя, и для ряда турбулентных течений в тепломассообменных аппаратах удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Турбулентный пограничный слой согласно *трехслойной модели Кармана* состоит из вязкого подслоя, который соединяется с полностью развитой частью турбулентного течения переходной буферной областью. В рамках гипотезы длины смешения Карману принадлежит введение дополнительной переходной (буферной области). В этой области воздействие молекулярного и турбулентного трения соизмеримо, меняясь от преобладающего молекулярного трения на нижней границе области до преобладающего турбулентного – на верхней. Именно с Кармана начинается повышенный интерес к турбулентному переносу в непосредственной близости к стенке. Термин Кармана «ламинарный подслой» постепенно перешел в понятие «вязкого подслоя».

В каждой области турбулентного пограничного слоя профиль скорости и коэффициенты турбулентного обмена импульсом $v_T(y)$, массой $D_T(y)$ и теплом $a_T(y)$ описываются различными функциями.

Предложенная Карманом трехслойная модель имеет следующее математическое описание:

в вязком подслое при $y^+ < 5$

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu} = y^+, \quad \frac{v_T}{\nu} = 0, \quad (3.2.11)$$

в переходной области при $5 \leq y^+ \leq 30$

$$\frac{u}{u_*} = -3,05 + 5 \ln \frac{u_* y}{\nu}, \quad \frac{v_T}{\nu} = \frac{u_* y}{5\nu} - 1, \quad (3.2.12)$$

в турбулентной области при $y^+ > 30$

$$\frac{u}{u_*} = 5,5 + 2,5 \ln \frac{u_* y}{\nu}, \quad \frac{v_T}{\nu} = \frac{u_* y}{2,5\nu} - 1. \quad (3.2.13)$$

На основе данных уравнений построены различные полуэмпирические модели массо- и теплоотдачи в одно- и двухфазных системах.

Как известно, для турбулентного пограничного слоя в случае $Pr = Sc = 1$ и $Pr_T = \nu_T / a_T = 1$, $Sc_T = \nu_T / D_T = 1$, $dP/dx = 0$ следует подобие безразмерных профилей скорости, концентрации и температуры и полная аналогия переноса (аналогия Рейнольдса).

При $Pr \neq 1$ и $Sc \neq 1$ используется поправка (2.2.4), где неоднородность полей, вызванная молекулярным механизмом переноса, учитывается числами Шмидта и Прандтля. Показатели степени этих чисел зависят от гидродинамических условий взаимодействия фаз. В случаях турбулентного движения однофазного потока вдоль твердой поверхности значение m находится в пределах $m \approx (3-4)$ [10, 20–31], а для систем с подвижной поверхностью фаз (газ – жидкость, жидкость – жидкость) $m \approx (2-3)$ [10, 32–38].

Связь между коэффициентами переноса импульса γ , массы β и тепла α аналогична (2.2.5):

$$\gamma = \beta Sc^{\frac{m-1}{m}} = \frac{\alpha}{\rho c_p} Pr^{\frac{m-1}{m}}. \quad (3.2.14)$$

Если записать коэффициенты переноса в виде

$$\gamma \approx \frac{\nu}{\delta_1}, \quad \beta \approx \frac{D}{\delta_D}, \quad \alpha \approx \frac{a}{\delta_T} \rho c_p, \quad (3.2.15)$$

то из выражений (3.2.14), (3.2.15) устанавливаются известные соотношения между вязким, диффузионным и тепловым подслоем

$$\delta_D \approx \delta_1 Sc^{-\frac{1}{m}}, \quad \delta_T \approx \delta_1 Pr^{-\frac{1}{m}}. \quad (3.2.16)$$

Следует отметить, что в уравнениях (3.2.14) – (3.2.16) не учитывается неоднородность полей в пограничном слое, вызванная турбулентным механизмом переноса, поэтому для развитого турбулентного режима эти выражения являются приближенными.

На основе трехслойной модели пограничного слоя Кармана найден коэффициент переноса импульса при турбулентном движении однофазного потока вдоль твердой поверхности [39]. Сопротивление переносу импульса в турбулентном пограничном слое толщиной δ представляется в следующем виде [11, 12]:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\rho \Delta U_\infty}{\tau} = \int_0^\delta \frac{F(y) dy}{\nu + \nu_T}, \quad (3.2.17)$$

где $\Delta U_\infty = (U_\infty - U_{гр})$ – движущая сила переноса импульса, м/с; на твердой стенке $U_{гр} = 0$ и тогда $\Delta U_\infty = U_\infty$. Геометрический фактор $F(y) = 1$, если значение δ значительно меньше характерного размера обтекаемого тела.

Согласно трехслойной модели (3.2.11) – (3.2.13) выражение (3.2.17) получит форму

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu + \nu_T} + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{\nu + \nu_T} + \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{\nu + \nu_T} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu} + 5 \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{u_* y} + 2,5 \int_{\delta_2}^{\delta} \frac{dy}{u_* y}, \quad (3.2.18)$$

где $\delta_1 = 5\nu/u_*$; $\delta_2 = 30\nu/u_*$.

Первое слагаемое выражения (3.2.18) определяет сопротивление переносу импульса в вязком подслое толщиной δ_1 , второе – в переходной (буферной) области толщиной $(\delta_2 - \delta_1)$, а третье – в турбулентной области толщиной $(\delta - \delta_2)$.

После интегрирования (3.2.18) получено

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{5}{u_*} + \frac{5}{u_*} \ln 6 + \frac{2,5}{u_*} [\ln \delta - \ln(30\nu/u_*)].$$

Отсюда выражение для определения коэффициента переноса импульса в турбулентном пограничном слое на твердой поверхности запишется в виде

$$\gamma = \frac{u_*}{5[1 + \ln 6 + 0,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)]} = \frac{u_*}{13,96 + 2,5 \ln \left(\frac{\delta u_*}{30\nu} \right)}. \quad (3.2.19)$$

Выражение, аналогичное (3.2.19), можно получить, используя и другие функции $\nu_T(y)$.

В работе [15] на основе трехслойной модели турбулентного пограничного слоя характеристики турбулентного обмена получены в виде

$$\frac{\nu_T}{\nu} = 0,001(y^+)^3, \text{ где } y^+ \in [0;5], \quad (3.2.20)$$

$$\frac{\nu_T}{\nu} = 0,012(y^+ - 1,6)^2, \text{ где } y^+ \in [5;20], \quad (3.2.21)$$

$$\frac{\nu_T}{\nu} = 0,4(y^+ - 10), \text{ где } y^+ \in [20;\delta]. \quad (3.2.22)$$

Сопротивление переносу импульса на основе выражений (3.2.20)–(3.2.22) примет форму

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} = & \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu + 0,001\nu \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^3} + \int_{\delta_1}^{\delta_2} \frac{dy}{\nu + 0,012\nu \left(\frac{u_* y}{\nu} - 1,6 \right)^2} + \\ & + \int_{\delta_2}^{\delta_3} \frac{dy}{\nu + 0,4\nu \left(\frac{u_* y}{\nu} - 10 \right)} \end{aligned} \quad (3.2.23)$$

где $\delta_1 = 5\nu/u^*$ – толщина вязкого подслоя, м; $\delta_2 = 20\nu/u^*$ – толщина буферной области пограничного слоя, м; $y^+ = u^* y/\nu$ – безразмерная координата.

После интегрирования получен коэффициент переноса импульса [44]

$$\gamma = \frac{u^*}{11,73 + 2,5[\ln(0,4u^*\delta - 3\nu) - \ln(5\nu)]}. \quad (3.2.24)$$

Используя установленную связь (3.2.14) между коэффициентами переноса, на основе применения уравнений (3.2.19) и (3.2.24) можно вычислить коэффициенты массо- и теплоотдачи в турбулентном однофазном потоке.

3.3. Модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича

Перенос массы и теплоты

Рассматриваются две основные гипотезы о затухании турбулентности в пограничном слое [2, 10, 20]:

1) гипотеза Прандтля–Тейлора о полном прекращении турбулентности в вязком подслое,

2) гипотеза Ландау–Левича о постепенном затухании турбулентности.

Однако по вопросу о законе затухания единой точки зрения не существует.

Наряду с гипотезой о законе затухания турбулентных пульсаций выдвигалось предположение о сохранении закона $l\sim y$ в пределах вязкого подслоя. Это предположение приводит к выражению:

$$D_T \sim \frac{\nu_0 y^3}{\delta_1^2},$$

где ν_0 – характерная скорость турбулентных пульсаций, м/с.

Коэффициент турбулентной диффузии D_T в вязком подслое быстро, как y^3 , убывает с уменьшением расстояния до стенки. Поэтому на некотором расстоянии до стенки, равном δ_D , коэффициент турбулентной диффузии станет столь мал, что будет иметь место равенство

$$D_T(\delta) = b v_0 \frac{\delta_1^4}{\delta_D^3} = D,$$

где b – численный коэффициент.

При $y < \delta_D$ коэффициент турбулентной диффузии должен быть меньше коэффициента молекулярной диффузии, но теоретически $D_T = 0$. Соответственно при $y < \delta_D$ механизмом переноса вещества является молекулярная диффузия.

Таким образом, получается, что турбулентный поток имеет четырехслойную структуру [10].

Вдали от поверхности тела имеется область развитой турбулентности, являющаяся областью постоянной концентрации. Ближе к телу, в турбулентном пограничном слое, происходит медленное, подчиняющееся логарифмическому закону уменьшение средней скорости и концентрации. В этой области молекулярная вязкость и диффузия не играют заметной роли. Импульс и вещество переносятся турбулентными пульсациями. Еще ближе к стенке, в вязком подслое, турбулентные пульсации становятся столь малыми, что импульс, переносимый молекулярной вязкостью, оказывается большим, чем импульс, переносимый турбулентными пульсациями. Поскольку, однако, коэффициент диффузии D в жидкостях в тысячу раз меньше, чем кинематическая вязкость, затухающие турбулентные пульсации переносят все же гораздо больше вещества, чем молекулярная диффузия. Только в самой глубине вязкого подслоя, при $y < \delta_D$, молекулярный механизм диффузии начинает преобладать над турбулентным.

Как и в модели Прандтля, при $Sc \gg 1$ основное диффузионное сопротивление оказывается сосредоточенным в диффузионном подслое δ_D , в котором перенос вещества осуществляется диффузией. Однако в диффузионном процессе диффузионный поток j оказывается пропорциональным $D^{\frac{3}{4}}$, а не D , как в схеме Прандтля. Более низкая степень при коэффициенте диффузии имеет определенный смысл: чем меньше коэффициент диффузии D , тем на меньшем расстоянии от стенки перенос вещества турбулентными пульсациями преобладает над молекулярной диффузией. Поскольку турбулентный перенос является более эффективным, чем молекулярный, можно сказать, что в данной схеме учитывается частичная компенсация уменьшения D возрастанием роли турбулентного переноса. Аналогичные рассуждения справедливы и для процессов переноса теплоты.

Для определения коэффициентов массо- и теплоотдачи на основе использования модели диффузионного пограничного слоя записываются выражения для потока массы и теплоты с учетом молекулярного и турбулентного переноса:

$$j = -(D + D_T) \frac{dC}{dy}, \quad (3.3.1)$$

$$q = -(a + a_T) \frac{dT}{dy}. \quad (3.3.2)$$

На основе этих выражений записываются интегралы:

$$C_\infty - C_{\text{ГР}} = \int_0^{y_\infty} \frac{j dy}{D + D_T(y)}, \quad (3.3.3)$$

$$T_\infty - T_{\text{ГР}} = \int_0^{y_\infty} \frac{q dy}{a + a_T(y)}. \quad (3.3.4)$$

Из выражений (3.3.3), (3.3.4), если ввести коэффициенты массоотдачи

$$\beta = \frac{j}{C_\infty - C_{\text{ГР}}}, \quad (3.3.5)$$

и теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{T_\infty - T_{\text{ГР}}}, \quad (3.3.6)$$

можно получить [20]:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{C_\infty - C_{\text{ГР}}}{j} = \int_0^\delta \frac{F(y) dy}{D + D_T}, \quad (3.3.7)$$

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{T_\infty - T_{\text{ГР}}}{q} = \int_0^\delta \frac{F(y) dy}{\rho c_p (a + a_T)}, \quad (3.3.8)$$

где геометрический фактор $F(y)=1$, при условии, что значение δ значительно меньше характерного размера обтекаемого тела, т.е. $\delta/L \ll 1$ [20].

Согласно модели диффузионного пограничного слоя, если $Sc \gg 1$ и $Pr \gg 1$, то основное сопротивление переносу субстанции локализовано внутри вязкого подслоя, поэтому выражения (3.3.7) и (3.3.8) примут форму

$$\frac{1}{\beta} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D + D_T}, \quad (3.3.9)$$

$$\frac{1}{\alpha} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\rho c_p (a + a_T)}, \quad (3.3.10)$$

где коэффициенты турбулентного обмена определяются законом затухания турбулентных пульсаций по толщине вязкого подслоя $D_T = D_T(y)$, и $a_T = a_T(y)$ в первую очередь зависят от гидродинамики потока. Следует отметить, что все эти зависимости имеют полуэмпирический характер и ограниченную область применения (см. табл. 3.1). Например, по данным ряда исследователей, коэффициент турбулентной вязкости в вязком подслое пропорционален расстоянию от стенки в четвертой степени [24, 26, 28, 44, 48]

$$\nu_T = b\nu \left(\frac{u_* y}{\nu} \right)^4, \quad (3.3.11)$$

где коэффициент пропорциональности b находится различными экспериментальными методами.

Согласно экспериментам, выполненным двумя независимыми методами в широком диапазоне изменения чисел Прандтля (до $Pr=1,2 \cdot 10^6$), получено значение $b \approx 2,7 \cdot 10^{-4}$ [45].

Коэффициент b можно определить на основе сопряжения профилей скорости на границе вязкого подслоя [46].

Для области турбулентного пограничного слоя, где профиль скорости описывается логарифмической функцией (3.1.11) $u = u_*/\chi \ln y + B$ можно записать:

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\chi y}, \quad (3.3.12)$$

а для вязкого подслоя градиент скорости находится из соотношения

$$\frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\rho(\nu + \nu_T)} = \frac{u_*^2}{\nu + \nu_T}. \quad (3.3.13)$$

На границе вязкого подслоя ($y = \delta_1$) эти функции принимают одинаковое значение

$$\frac{1}{\chi \delta_1} = \frac{u_*}{\nu + \nu_T}. \quad (3.3.14)$$

Тогда из уравнения (3.3.14) с коэффициентом (3.3.11) найдено

$$b = \frac{\chi u_* \delta_1 / \nu - 1}{(u_* \delta_1 / \nu)^4} = \frac{\chi R_1 - 1}{R_1^4}. \quad (3.3.15)$$

При $R_1 \approx 11,6$ и $\chi \approx 0,4$ получим $b \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$, что незначительно отличается от экспериментального значения, установленного различными авторами. То есть используя соотношение (3.3.14), можно определить неизвестные коэффициенты пропорциональности в функциях $\nu_T(y)$ в различных моделях турбулентности.

В работе [10] для коэффициента турбулентного обмена в вязком подслое рекомендуется функция

$$\nu_T \approx \nu_0 \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (3.3.16)$$

где ν_0 – характерная скорость турбулентных пульсаций, м/с.

Функцию (3.3.16) с точностью до коэффициента пропорциональности запишем в виде

$$\nu_T = b \nu_0 \delta_1 (y/\delta_1)^n. \quad (3.3.17)$$

При $y = \delta_1$ на основе соотношения (3.3.14) найдено значение коэффициента b

$$b = \frac{u_*(\chi R_1 - 1)}{\nu_0 R_1}. \quad (3.3.18)$$

Тогда характеристики турбулентного обмена импульсом, массой и теплом в вязком подслое получают вид

$$v_T = \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (3.3.19)$$

$$D_T = \frac{\chi R_1 - 1}{Sc_T R_1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (3.3.20)$$

$$a_T = \frac{\chi R_1 - 1}{Pr_T R_1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (3.3.21)$$

где Sc_T , Pr_T – турбулентные числа Шмидта и Прандтля.

Установим связь между значением показателя степени n , коэффициентами массо-теплоотдачи и коэффициентами молекулярного переноса.

При $y = \delta_D$, $D_T \approx D$ и выражение (3.3.20) примет форму

$$D \approx \frac{\chi R_1 - 1}{Sc_T R_1} u_* \delta_1 (\delta_D/\delta_1)^n, \quad (3.3.22)$$

или

$$\frac{D}{\delta_D} \approx \frac{\chi R_1 - 1}{Sc_T R_1} u_* (\delta_D/\delta_1)^{n-1}, \quad (3.3.23)$$

где $D/\delta_D \approx \beta$ – коэффициент массоотдачи, м/с.

Применяя соотношение между (δ_D/δ_1) (3.2.16) из (3.3.23), получено

$$\beta \approx \frac{\chi R_1 - 1}{Sc_T R_1} u_* Sc^{-\left(\frac{n-1}{m}\right)}. \quad (3.3.24)$$

Выполняя аналогичные преобразования, имеем

$$\alpha \approx \rho c_p \frac{\chi R_1 - 1}{Pr_T R_1} u_* Pr^{-\left(\frac{n-1}{m}\right)}. \quad (3.3.25)$$

Данные выражения, кроме молекулярных чисел Прандтля и Шмидта, содержат турбулентные числа Sc_T и Pr_T , которые имеют некоторую зависимость от коэффициентов молекулярной диффузии. Однако эта зависимость в большинстве случаев достаточно слабая [47–49]. Например, при изменении числа Прандтля Pr от 0,7 до 65 турбулентное число Pr_T в пограничном слое изменяется всего от 0,75 до 0,85 [48]. На этом основании соотношения (3.3.24), (3.3.25) можно записать в виде

$$\alpha \sim Pr^{-\left(\frac{n-1}{m}\right)}, \quad \beta \sim Sc^{-\left(\frac{n-1}{m}\right)}. \quad (3.3.26)$$

Эти соотношения позволяют установить характер зависимости коэффициентов $D_T(y)$ и $a_T(y)$ в вязком подслое на основе известных теоретических или экспериментальных исследований.

В системах газ (пар) – жидкость, жидкость – жидкость с подвижной поверхностью раздела фаз (без ПАВ) [32, 34, 35] установлена зависимость $\beta \sim D^{1/2}$. В этом случае из соотношения (3.3.26) имеем $m=n=2$. Тогда из (3.3.9) с функцией (3.3.20) при $n=2$ получим [46]

$$\frac{1}{\beta} = \delta_1 \int_0^1 \frac{d(y/\delta_1)}{D + b_1 u_* \delta_1 Sc_T^{-1} (y/\delta_1)^2} = \sqrt{\frac{Sc_T \delta_1}{b_1 u_* D}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1 u_* \delta_1}{Sc_T D}}, \quad (3.3.27)$$

где $b_1 = (\chi R_1 - 1)/R_1$; $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$.

Отсюда найдем

$$\beta = \sqrt{\frac{b_1 u_* D}{Sc_T \delta_1}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1 u_* \delta_1}{Sc_T D}} \right)^{-1}.$$

Здесь и далее значение arctg в радианах.

Или при $\delta_1 = R_1 \nu / u_*$ имеем

$$\beta = u_* \sqrt{\frac{b_1}{Sc_T R_1 Sc}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1 Sc R_1}{Sc_T}} \right)^{-1}. \quad (3.3.28)$$

Аналогичным путем из выражения (3.3.10) и (3.3.21) получим

$$\alpha = u_* \rho c_p \sqrt{\frac{b_1}{Pr_T R_1 Pr}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1 Pr R_1}{Pr_T}} \right)^{-1}. \quad (3.3.29)$$

Если зависимости коэффициента массоотдачи от коэффициента молекулярной диффузии имеют вид $\beta \sim D^{\frac{2}{3}}$, из соотношения (3.3.26) следует $m=n=3$.

Тогда из уравнений (3.3.9) и (3.3.20) получим [46]

$$\frac{1}{\beta} = \delta_1 \int_0^1 \frac{D(y/\delta_1)}{D + b_1 Sc_T^{-1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^3} dy = \frac{Sc_T}{b_1 u_*} \int_0^1 \frac{d\phi}{(\sqrt[3]{k})^3 + \phi^3}, \quad (3.3.30)$$

где $k = Sc_T D / (b_1 u_* \delta_1)$; $\phi = y/\delta_1$.

После интегрирования имеем

$$\frac{1}{\beta} = \frac{Sc_T}{b_1 u_*} \left[\frac{1}{6k^{\frac{2}{3}}} \ln \frac{\left(\frac{1}{k^{\frac{1}{3}} + 1} \right)^2}{\frac{2}{k^{\frac{2}{3}} - k^{\frac{1}{3}} + 1}} + \frac{1}{k^{\frac{2}{3}} \sqrt{3}} \operatorname{arctg} \left(\frac{2 - k^{\frac{1}{3}}}{\frac{1}{k^{\frac{1}{3}} \sqrt{3}}} \right) - \frac{1}{\sqrt{3} k^{\frac{2}{3}}} \operatorname{arctg} \left(-\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right].$$

Используя свойства тригонометрической функции $\operatorname{arctg}(x)$, окончательно найдем

$$\beta = \frac{6\sqrt{3} Z^2 u_* b_1 \operatorname{Sc}_T^{-1}}{\sqrt{3} \ln \frac{(Z+1)^2}{Z(Z-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-Z)}{Z\sqrt{3}} + \pi}, \quad (3.3.31)$$

при $Z = \left[R_1 \operatorname{Sc} b_1 / \operatorname{Sc}_T \right]^{-\frac{1}{3}}$; $\operatorname{Sc} = \nu / D$, $\operatorname{Sc}_T = \nu_T / D_T$.

Аналогично получается выражение для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\rho c_p 6\sqrt{3} N^2 u_* \operatorname{Pr}_T^{-1} b_1}{\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi}, \quad (3.3.32)$$

где $N = \left[R_1 \operatorname{Pr} b_1 / \operatorname{Pr}_T \right]^{-\frac{1}{3}}$; $b_1 = (\chi R_1 - 1) / R_1$. В выражениях (3.3.28), (3.3.31) размерность β – м/с, а в (3.3.29), (3.3.32) размерность $\alpha \sim \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ (если c_p – Дж/(кг \cdot $^\circ\text{C}$)) и α – ккал/($\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot ^\circ\text{C}$) (если c_p – ккал/(кг \cdot $^\circ\text{C}$)). Значения arctg даны в радианах.

Для оценки влияния логарифмической области пограничного слоя на сопротивление массо- и теплоотдаче, при различных числах Шмидта и Прандтля, получим функцию $D_T(y)$, $a_T(y)$ в интервале $\delta_1 \leq y \leq \delta$.

Известно [1], что в логарифмической области коэффициент $\nu_T(y)$ линейно зависит от расстояния $\nu_T \sim y$, или $\nu_T = b_T y$. Из условия сопряжения значений данной функции и выражения (3.3.19) следует:

$$b_T = u_* \frac{\chi R_1 - 1}{R_1}. \quad (3.3.33)$$

Тогда коэффициенты $D_T(y)$ и $a_T(y)$ для этой области запишутся в виде

$$D_T = u_* y \frac{\chi R_1 - 1}{R_1 Sc_T}, \quad a_T = u_* y \frac{\chi R_1 - 1}{R_1 Pr_T}. \quad (3.3.34)$$

В логарифмической области турбулентного пограничного слоя молекулярным переносом обычно пренебрегают, поэтому сопротивления переносу массы и тепла представляются в следующей форме

$$\frac{I}{\beta_T} = \frac{R_1 Sc_T}{u_* (\chi R_1 - 1)} \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{y}, \quad \frac{I}{\alpha_T} = \frac{R_1 Pr_T}{u_* (\chi R_1 - 1)} \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{y}. \quad (3.3.35)$$

Отсюда находится

$$\frac{I}{\beta_T} = \frac{R_1 Sc_T \ln(\delta/\delta_1)}{u_* (\chi R_1 - 1)} = \frac{Sc_T R_1 \ln(\delta R_1 \nu / u_*)}{u_* (\chi R_1 - 1)}. \quad (3.3.36)$$

Аналогично из (3.3.35) записывается сопротивление теплоотдаче.

В табл. 3.2 приведены результаты расчета сопротивлений массоотдаче в турбулентном пограничном слое при движении потока вдоль пластины. Из таблицы следует, что при $Sc \sim 1$ сопротивления массоотдаче в вязком подслое и логарифмической области практически соизмеримы. Влиянием логарифмической области можно пренебречь при $Sc > 50$, если n в функции (3.3.20) равен трем, и при $Sc > 100$, если $n=2$ [46].

Выражения для расчета коэффициентов массоотдачи с учетом сопротивлений переносу во всем пограничном слое ($0 \leq y \leq \delta$) запишутся в следующем виде:

при $n=2$ из (3.3.28) и (3.3.36)

$$\beta = u_* \left[\frac{\arctg \sqrt{\frac{b_1 Sc R_1}{Sc_T}}}{\sqrt{\frac{b_1}{Sc_T R_1 Sc}}} + \frac{Sc_T \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{b_1} \right]^{-1}, \quad (3.3.37)$$

при $n=3$ из (3.3.31) и (3.3.36)

$$\beta = u_* b_1 \left[\frac{\text{Sc}_T \left[\sqrt{3} \ln \frac{(Z+1)^2}{Z(Z-1)+1} + 6 \arctg \frac{(2-Z)}{Z\sqrt{3}} + \pi \right]}{6\sqrt{3} Z^2} + \text{Sc}_T \ln(\delta u_* / \nu R_1) \right]^{-1}, \quad (3.3.38)$$

где $b_1 = (\chi R_1 - 1) / R_1$; $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$; $Z = (R_1 \text{Sc} b_1 / \text{Sc}_T)^{\frac{1}{3}}$.

Т а б л и ц а 3.2

Результаты расчета сопротивлений массоотдаче при турбулентном движении потока вдоль плоской поверхности

Re	β_T^{-1} по формуле (3.3.36)	β^{-1} по формулам	
		(3.3.28)	(3.3.31)
Число Sc=1			
2 10^5	806,5	615,5	680,7
5 10^5	433,1	269,8	298,4
10^6	264,3	144,6	159,9
Число Sc=5			
2 10^5	806,5	1484,7	2226,6
5 10^5	433,1	650,9	976,1
10^6	264,3	348,8	523,1
Число Sc=50			
2 10^5	806,5	4771,1	10836,3
5 10^5	433,1	2091,5	4750,4
10^6	264,3	1120,8	2545,7
Число Sc=100			
2 10^5	806,5	6753,2	17284,2
5 10^5	433,1	2960,5	7577,1
10^6	264,3	1586,5	4060,5

Аналогично записываются уравнения для расчета коэффициентов теплоотдачи:

при $n=2$

$$\alpha = u_* \rho c_p \left[\frac{\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{b_1 \operatorname{Pr} R_1}{\operatorname{Pr}_T}} + \frac{\operatorname{Pr}_T \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{b_1}}{\sqrt{\frac{b_1}{\operatorname{Pr}_T R_1 \operatorname{Pr}}}} \right]^{-1}, \quad (3.3.39)$$

при $n=3$

$$\alpha = u_* b_1 \rho c_p \left[\frac{\operatorname{Pr}_T \left[\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi \right]}{6\sqrt{3}N^2} + \operatorname{Pr}_T \ln(\delta u_* / \nu R_1) \right]^{-1}, \quad (3.3.40)$$

где $b_1 = (\chi R_1 - 1) / R_1$; $N = \left(R_1 \operatorname{Pr} b_1 / \operatorname{Pr}_T \right)^{\frac{1}{3}}$.

Как показано выше, уравнения (3.3.28) и (3.3.29) можно использовать для расчетов при $Sc > 50$ и $Pr > 50$, а уравнения (3.3.31) и (3.3.32) при $Sc > 100$ и $Pr > 100$, а при меньших значениях чисел Шмидта и Прандтля – выражения (3.3.37), (3.3.39) и (3.3.38), (3.3.40) соответственно.

С небольшой погрешностью выполнено упрощение полученных уравнений для приближенных расчетов коэффициентов массо- и теплоотдачи.

Для характеристики процессов турбулентного переноса импульса, массы и тепла применяются турбулентные числа Шмидта и Прандтля. Если механизм турбулентного переноса одинаков для всех субстанций, то выполняется полная аналогия процессов и $Sc_T = Pr_T = 1$. В действительности же полной аналогии между процессами переноса различных субстанций не существует. Если для области пограничного слоя, где распределение осредненной скорости описывается логарифмическим законом, величина $Pr_T \approx 0,85$, то оценки чисел Sc_T и Pr_T в вязком подслое часто противоречивы [30, 47–49]. Это объясняется тем, что в этой области

начинает играть роль молекулярный механизм переноса субстанции, и числа Sc_T и Pr_T являются сложной функцией чисел Sc и Pr среды и расстояния до поверхности.

В прикладных расчетах обычно ограничиваются средними значениями Sc_T и Pr_T в пограничном слое. В области вязкого подслоя большинство экспериментальных данных [47, 48] дают среднее значение $Sc_T \approx Pr_T \approx 0,6 - 0,8$.

Характеристики пограничного слоя χ и R_1 , входящие в уравнения для определения коэффициентов массо- и теплоотдачи, для плоского пограничного слоя без гидродинамических возмущений равны $\chi \approx 0,4$ и $R_1 \approx 11,6$. В пограничном слое на межфазной поверхности двухфазной среды значение R_1 можно определить по формулам, приведенным в разделе 3.5, а значение χ оценить, используя соотношение [3]

$$\left(\frac{d\varphi}{dy^+} \right)_{y^+=R_1} = \frac{1}{\chi R_1} = 0,218, \quad (3.3.41)$$

где $\varphi = u/u_*$; $y^+ = u_* y/\nu$.

Отсюда запишем

$$\chi = (R_1 0,218)^{-1}. \quad (3.3.42)$$

Проведенные расчеты для пограничного слоя на поверхности раздела двухфазных сред [50–52] показывают, что значение $R_1=5-10$. Тогда из соотношения (3.3.42) следует, что значение χ в пограничном слое на поверхности раздела турбулентной двухфазной системы больше, чем в однофазной среде. Это дает возможность упростить уравнения для расчета коэффициентов массо- и теплоотдачи (3.3.28) и (3.3.29).

В этих уравнениях рассмотрим отношение величин

$$b_2 = \sqrt{\frac{b_1}{Sc_T}} = \sqrt{\frac{\chi R_1 - 1}{R_1 Sc_T}}, \quad (3.3.43)$$

где значение χ принимается в виде (3.3.42)

$$b_2 = \sqrt{\frac{1/0,218}{R_1 Sc_T}}. \quad (3.3.44)$$

Отсюда для пограничного слоя, расположенного на поверхности раздела двухфазной среды при $R_1 \approx 6$ и $Sc_T \approx 0,6 - 0,8$, получим $b_2 \approx 0,85 - 0,9$, и уравнения (3.3.28), (3.3.29) с небольшой погрешностью можно записать в следующем виде [41, 50–52]:

$$\beta = \frac{u_*}{\sqrt{R_1 Sc \arctg \sqrt{R_1 Sc}}}, \quad (3.3.45)$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\sqrt{R_1 Pr \arctg \sqrt{R_1 Pr}}}. \quad (3.3.46)$$

Следует отметить, что выражение (3.3.45) получено С.Г.Дьяконовым [41] и первоначально использовалось для моделирования массоотдачи в барботажном слое (глава 7), а затем и для других условий взаимодействия фаз (главы 5, 6).

Аналогичным путем выполним преобразование уравнений (3.3.31), (3.3.32).

Рассмотрим отношение

$$b_3 = \left(\frac{\chi R_1 - 1}{R_1 Sc_T} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

При $R_1 \approx 11,6$; $\chi \approx 0,4$; $Sc_T \approx 0,6 - 0,8$ получим $b_3 \approx 0,9 - 0,95$.

Тогда можно записать [12, 39, 53, 54]

$$\beta = \frac{6\sqrt{3} Z^2 u_*}{\sqrt{3} \ln \frac{(Z+1)^2}{Z(Z-1)+1} + 6 \arctg \frac{(2-Z)}{Z\sqrt{3}} + \pi}, \quad (3.3.47)$$

$$\alpha = \frac{6\sqrt{3}c_p u_* \rho N^2}{\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi}, \quad (3.3.48)$$

где $Z = (R_1 \operatorname{Sc})^{-\frac{1}{3}}$; $N = (R_1 \operatorname{Pr})^{-\frac{1}{3}}$; $\operatorname{Sc} = \nu/D$; $\operatorname{Pr} = \nu/a$.

Таким образом, мы провели упрощение уравнений математической модели массо- и теплоотдачи в пределах погрешности экспериментальных исследований (10 – 20 %) в двухфазных средах. Это приводит к тому, что зависимости коэффициентов турбулентного обмена импульсом, массой и теплотой в вязком подслое можно приближенно описать одной функцией вида

$$\nu_T \approx D_T \approx a_T \approx u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n. \quad (3.3.49)$$

Тогда выражения для коэффициентов массо- и теплоотдачи (3.3.37) – (3.3.40) запишутся в виде:

при $n=2$

$$\beta = u_* \left[\sqrt{R_1 \operatorname{Sc}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_1 \operatorname{Sc}} + \frac{R_1 \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{\chi R_1 - 1} \right]^{-1}, \quad (3.3.50)$$

при $n=3$

$$\beta = u_* \left[\frac{\sqrt{3} \ln \frac{(Z+1)^2}{Z(Z-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-Z)}{Z\sqrt{3}} + \pi}{6\sqrt{3} Z^2} + \frac{R_1 \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{\chi R_1 - 1} \right]^{-1}. \quad (3.3.51)$$

При $n=2$

$$\alpha = \rho c_p u_* \left[\sqrt{R_1 \operatorname{Pr}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_1 \operatorname{Pr}} + \frac{R_1 \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{\chi R_1 - 1} \right]^{-1}, \quad (3.3.52)$$

при $n=3$

$$\alpha = \rho c_p u_* \left[\frac{\sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-N)}{N\sqrt{3}} + \pi}{6\sqrt{3}N^2} + \frac{R_1 \ln(\delta u_* / \nu R_1)}{\chi R_1 - 1} \right]^{-1} \quad (3.3.53)$$

Применение вышеприведенных уравнений для вычисления коэффициентов массо- и теплоотдачи при различных условиях взаимодействия фаз в промышленных аппаратах дает удовлетворительное согласование с экспериментальными данными различных авторов (главы 4 – 7).

Перенос импульса

Для определения коэффициентов переноса импульса (импульсоотдачи) запишем сопротивление переносу в вязком подслое и турбулентной области пограничного слоя аналогично (3.2.17):

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu + \nu_T(y)} + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{\nu + \nu_T(y)}, \quad (3.3.54)$$

где в вязком подслое используем степенную функцию (3.3.19)

$$\nu_T = \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (3.3.55)$$

а в турбулентной области линейную (3.3.33)

$$\nu_T = b_T y = u_* y \frac{\chi R_1 - 1}{R_1}. \quad (3.3.56)$$

После интегрирования выражения (3.3.54) с функциями (3.3.55), (3.3.56) получим [46]:

при $n=2$

$$\gamma = \frac{u_* \sqrt{\chi R_1 - 1}}{R_1} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\chi R_1 - 1} + \frac{\ln \left(\frac{\delta u_*}{\nu R_1} \right)}{\sqrt{\chi R_1 - 1}} \right]^{-1}, \quad (3.3.57)$$

при $n=3$

$$\gamma = u_* \frac{\chi R_1 - 1}{R_1} \left[\frac{\sqrt{3} \ln \frac{(B+1)^2}{B(B-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-B)}{B\sqrt{3}} + \pi}{6\sqrt{3}B^2} + \ln(\delta u_* / \nu R_1) \right]^{-1}, \quad (3.3.58)$$

где $B = (\chi R_1 - 1)^{\frac{1}{3}}$; $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$; δ_1 – толщина вязкого подслоя; δ – толщина турбулентного пограничного подслоя; $\chi = 0,4$.

Выражение (3.3.57) справедливо для систем с подвижной поверхностью раздела фаз (газ – жидкость, жидкость – жидкость) без наличия ПАВ, а выражение (3.3.58) – для турбулентного движения однофазного потока вдоль твердой поверхности, а так же в ряде случаев и для двухфазных систем.

Коэффициент переноса импульса можно получить, используя и другие функции $\nu_T(y)$ (уравнения (3.2.19), (3.2.24)).

3.4. Моделирование массоотдачи при разделении многокомпонентных смесей

Для определения коэффициентов массоотдачи в жидкой и газовой (паровой) фазах при многокомпонентном переносе запишем поток массы j -компонента через пограничный слой в форме [55]

$$j_{\text{гр}i} = - \sum_{j=1}^{n-1} (D_{ij} + D_{Tij}) \nabla C_j, \quad (3.4.1)$$

где D_{ij} – коэффициенты многокомпонентной диффузии; D_{Tij} – элементы квадратной матрицы турбулентной диффузии $[D_T]$.

Как показано в работах [55–59], коэффициент турбулентной диффузии можно записать как матрицу:

$$[D_T] = D_T \begin{bmatrix} I \\ \end{bmatrix}. \quad (3.4.2)$$

Известно также, что коэффициент D_T является функцией расстояния, а не состава. Тогда выражение (3.4.1) с учетом (3.4.2) получит вид:

$$j_{\Gamma p i} = - \sum_{j=1}^{n-1} D_{ij} \nabla C_j - \delta_{ij} D_T \nabla C_i, \quad (3.4.3)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, или в матричной форме

$$j_{\Gamma p} = -[D] \nabla C - \begin{bmatrix} I \\ \end{bmatrix} D_T \nabla C. \quad (3.4.4)$$

Матрица $[D]$ допускает существование модальной матрицы $[F]$, с помощью которой осуществляется переход к диагональной матрице $[L]$ собственных значений матрицы $[D]$ по формуле

$$\begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} [D] [F] = [L]. \quad (3.4.5)$$

Умножая (3.4.4) на модальную матрицу $[F^{-1}]$ слева, с учетом свойства (3.4.2), можно получить:

$$\begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} j_{\Gamma p} = - \begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} [D] [F] \begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} \nabla C - \begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ \end{bmatrix} D_T \nabla C,$$

или в преобразованной системе координат

$$\overset{\vee}{j}_{\Gamma p} = -[L] \overset{\vee}{\nabla} C - \begin{bmatrix} I \\ \end{bmatrix} D_T \overset{\vee}{\nabla} C, \quad (3.4.6)$$

где $\overset{\vee}{j}_{\Gamma p} = \begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} j_{\Gamma p}$, $\overset{\vee}{C} = \begin{bmatrix} F^{-1} \\ \end{bmatrix} C$.

Уравнение (3.4.6) для переноса i -го компонента через пограничный слой имеет вид

$$\checkmark j_{\text{гр}i} = -L_i \frac{d\checkmark C_i}{dy} - D_{\text{T}} \frac{d\checkmark C_i}{dy} = -(L_i + D_{\text{T}}) \frac{d\checkmark C_i}{dy}. \quad (3.4.7)$$

При $Sc \gg 1$ основное сопротивление массоотдаче сосредоточено в глубине вязкого подслоя, поэтому по аналогии с бинарными системами (3.3.9) для псевдобинарной смеси можно записать:

$$\frac{1}{\Lambda_i} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{L_i + D_{\text{T}}}. \quad (3.4.8)$$

При $n=2$ в функции (3.3.49) из выражения (3.4.8) получим диагональную матрицу коэффициентов массоотдачи [46, 60, 61].

При положительном значении элементов матрицы L_i имеем

$$\Lambda_i = \frac{u_*}{\arctg \sqrt{R_1 Sc_i} \sqrt{R_1 Sc_i}}. \quad (3.4.9)$$

При отрицательном значении элементов матрицы L_i получим

$$\Lambda_i = -\frac{u_*}{\arctg \sqrt{R_1 Sc_i} \sqrt{R_1 Sc_i}}. \quad (3.4.10)$$

Если $n=3$, из выражений (3.4.8), (3.3.49) при положительном значении элементов матрицы L_i следует

$$\Lambda_i = \frac{6\sqrt{3}u_* Z_i^2}{\sqrt{3} \ln \frac{(Z_i+1)^2}{Z_i(Z_i-1)+1} + 6 \arctg \frac{2-Z_i}{Z_i \sqrt{3}} + \pi} \quad (3.4.11)$$

и при отрицательном значении L_i имеем

$$\Lambda_i = -\frac{6\sqrt{3}u_* Z_i^2}{\sqrt{3} \ln \frac{(Z_i-1)^2}{Z_i(Z_i-1)+1} + 6 \arctg \frac{2-Z_i}{Z_i \sqrt{3}} + \pi}, \quad (3.4.12)$$

где $Z_i = (R_1 Sc_i)^{-\frac{1}{3}}$.

В итоге для потока массы псевдобинарной смеси можно записать

$$j_{\text{Гр}i}^{\vee} = -\Lambda_i \left(C_{\text{Гр}i}^{\vee} - C_i^{\vee} \right) \rho \quad (3.4.13)$$

или в матричной форме

$$j_{\text{Гр}} = -\rho [\Lambda] \left(C_{\text{Гр}}^{\vee} - C^{\vee} \right).$$

Обратный переход к потокам $j_{\text{Гр}}$ осуществляется следующим образом

$$[F] j_{\text{Гр}}^{\vee} = -[F] [\Lambda] [F] \left[-F^{-1} \right] \left(C_{\text{Гр}}^{\vee} - C^{\vee} \right),$$

$$j_{\text{Гр}} = -\rho_{\text{ж}} [\beta_{\text{ж}}] (C_{\text{Гр}} - C), \quad (3.4.14)$$

где $[\beta] = [F] [\Lambda] \left[F^{-1} \right]$.

Необходимые преобразования выполняются на основе теоремы Сильвестра.

3.5. Гидромеханические характеристики пограничного слоя в двухфазных средах

Безразмерная толщина вязкого слоя

Для расчета коэффициентов переноса импульса, массы и теплоты в двухфазных турбулентных системах по уравнениям, приведенным в предыдущих разделах, найдем значение безразмерной толщины вязкого подслоя R_1 в пограничном слое на поверхности раздела [39, 50, 52].

Выразим значение R_1 в пограничном слое при наличии гидродинамических возмущений (в системах газ – жидкость, жидкость – жидкость) через известное число $R_{10} \approx 11,6$ на пластине.

Для этого запишем отношение

$$\frac{R_{10}}{R_1} = \frac{(u_*\delta_1)_0}{u_*\delta_1}, \quad (3.5.1)$$

где параметры с индексом «0» относятся к пограничному слою на пластине, а без индекса – к пограничному слою на межфазной поверхности двухфазной среды.

Коэффициенты трения на пластине и в пограничном слое на границе раздела двухфазной системы соответственно равны

$$C_{f_0} = \frac{2\tau_0}{\rho U_{\infty 0}^2}, \quad C_f = \frac{2\tau}{\rho U_{\infty}^2}. \quad (3.5.2)$$

Используя известное допущение о том, что поток импульса поперек вязкого подслоя величина постоянная, касательное напряжение в выражениях (3.5.2) представим в форме

$$\tau_0 = \nu\rho \left(\frac{u_1}{\delta_1} \right)_0, \quad \tau = \nu\rho \left(\frac{u_1}{\delta_1} \right). \quad (3.5.3)$$

При одинаковой скорости движения однофазного потока на пластине и двухфазного потока в системах газ – жидкость или жидкость – жидкость – $U_{\infty 0} = U_{\infty}$ и $u_{10} = u_1$. Тогда из уравнений (3.5.1) – (3.5.3) получим формулу для определения значения R_1 в пограничном слое на межфазной поверхности турбулентной среды:

$$R_1 = R_{10} \frac{U_{\infty}}{u_*} \sqrt{\frac{C_{f_0}}{2}}, \quad (3.5.4)$$

где на пластине параметр вязкого подслоя равен $R_{10} \approx 11,6$, а коэффициент трения описывается уравнением (3.1.20).

Процессы тепло- и массоотдачи в системе пар – жидкость сопровождаются изменением агрегатного состояния вещества. Конденсация пара и испарение жидкости с поверхности раздела фаз существенно влияют на интенсивность теплообмена и, следовательно, на параметры пограничного слоя, который формируется на межфазной поверхности. Установим влияние этих факторов на безразмерную толщину вязкого подслоя R_{10} в

турбулентном пограничном слое на проницаемой пластине, а затем по формуле (3.5.4) найдем значение R_{10} в системе пар – жидкость [60].

На основе метода, приведенного в работе [62], получим выражение для определения R_{10} на полупроницаемой пластине.

Профиль скорости в турбулентном пограничном слое однофазного потока на пластине, как известно, описывается функцией вида (3.1.12)

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln \frac{u_* y}{\nu} + B. \quad (3.5.5)$$

Запишем значение константы B при $y = \delta_1$:

$$B = R_{10} - \frac{1}{\chi} \ln R_{10}. \quad (3.5.6)$$

С учетом скорости поперечного вдува V_f (скорости конденсации или испарения) коэффициент B имеет вид [63]

$$B = b + 63,5V_f^+, \quad (3.5.7)$$

где V_f^+ – безразмерная скорость поперечного вдува $V_f^+ = V_f/u_*$; b – константа.

Из уравнений (3.5.6), (3.5.7) запишем дифференциал

$$dB = 63,5dV_f^+ = dR_{10} - \frac{1}{\chi} \frac{dR_{10}}{R_{10}}. \quad (3.5.8)$$

Проинтегрируем выражение (3.5.8) от состояния невозмущенного однофазного потока на пластине ($V_f^+ = 0$) до значения скорости потока V_f^+ на полупроницаемой поверхности

$$\int_0^{V_f^+} 63,5dV_f^+ = \int_{R_{10}}^{\tilde{R}_{10}} \left(dR_{10} - \frac{1}{\chi} \frac{dR_{10}}{R_{10}} \right). \quad (3.5.9)$$

Получим

$$63,5V_f^+ = \tilde{R}_{10} - R_{10} - \frac{1}{\chi} \ln \frac{\tilde{R}_{10}}{R_{10}}. \quad (3.5.10)$$

Отсюда найдем значение параметра \tilde{R}_{10} с учетом скорости поперечного потока

$$\tilde{R}_{10} = R_{10} + \frac{1}{\chi} \ln \frac{\tilde{R}_{10}}{R_{10}} + 63,5V_f^+, \quad (3.5.11)$$

где \tilde{R}_{10} , R_{10} – безразмерная толщина вязкого подслоя на пластине при наличии и отсутствии поперечного потока.

Запишем отношение

$$\frac{\tilde{R}_{10}}{R_1} = \frac{(\tilde{u}_* \tilde{\delta}_1)_0}{\tilde{u}_* \tilde{\delta}_1}. \quad (3.5.12)$$

Выполняя аналогичные преобразования (3.5.1) – (3.5.3), получим уравнение для определения параметра R_1 в двухфазной системе пар - жидкость с учетом скорости поперечного потока, вызванного испарением или конденсацией [60]:

$$\tilde{R}_1 = \tilde{R}_{10} \frac{U_\infty}{u_*} \sqrt{\frac{\tilde{C}_{f0}}{2}}, \quad (3.5.13)$$

где коэффициент трения \tilde{C}_{f0} с учетом возмущающего воздействия поперечного потока на пластине имеет вид [64]

$$\tilde{C}_{f0} = C_{f0} \frac{(1 - 0,25b_1)^2}{(1 + 0,25b_1)^{0,2}}, \quad (3.5.14)$$

где b_1 – параметр проницаемости.

Средняя скорость поперечного потока массы и параметр проницаемости в пограничном слое жидкой фазы в случае конденсации (испарения) равны

$$V_f = \pm j/\rho_{\text{ж}}, \quad b_1 = \pm \frac{j}{\rho_{\text{ж}} U_{\text{гр}} 2C_{f0}}. \quad (3.5.15)$$

Процессу испарения соответствует знак «+», а конденсации «-».

В уравнениях (3.5.4) и (3.5.13) эквивалентными параметрами возмущенных и невозмущенных потоков являются средняя скорость U_{∞} и характерный размер L , а влияние возмущений учитывается параметрически.

Средняя скорость на поверхности раздела фаз

Процессы тепло- и массообмена во многих промышленных аппаратах организуются при высоких скоростях движения фаз. Причем скорость газа (пара) в большинстве случаев больше скорости жидкой фазы на один-два порядка, и газовый поток существенно влияет на режим движения жидкости и параметры ее пограничного слоя. Например, если средняя скорость жидкой фазы в продольном направлении барботажного слоя на массообменной тарелке составляет всего несколько сантиметров в секунду, то скорость газа (пара) в струе достигает 10 – 30 м/с. Или другой пример, при движении дисперсно-кольцевого потока в канале в режиме сильного взаимодействия фаз скорость газа находится в пределах 15 – 50 м/с, а средняя скорость турбулентной пленки – 1,0 – 3 м/с. В этих случаях формирование пограничного слоя в жидкой фазе осуществляется главным образом под влиянием движения газа, и скоростью внешнего потока для пограничного слоя жидкости будет скорость на межфазной поверхности ($U_{\infty} = U_{\text{гр}}$). Следовательно, при разработке математических моделей процессов переноса в пограничном слое двухфазных систем необходимо иметь надежные методы расчета скорости жидкости на поверхности раздела.

Скорость межфазной поверхности ламинарной пленки. Используя уравнения, полученные в разделе 2.3 для ламинарной безволновой пленки жидкости, покажем пример определения средней скорости на ее свободной межфазной поверхности ($\tau_{\text{г-ж}} = 0$).

На участке стабилизированного пленочного течения поток импульса запишем в виде (2.2.9)

$$\tau = \rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}} U_{\infty} = \rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}} U_{\text{гр}}. \quad (3.5.16)$$

Значение координаты Z , где происходит гидродинамическая стабилизация профиля скорости в пограничном слое ламинарной пленки, найдем из условия $\delta_{гр} = \delta_0$ по уравнению (2.3.2)

$$Z_{ст} = \frac{\delta_0^2 U_{гр}}{12\nu_{ж}}. \quad (3.5.17)$$

Поток импульса (3.5.16) в данной точке имеет значение:

$$\tau_Z = (\rho_{ж} \gamma U_{гр}) \Big|_{Z=Z_{ст}}, \quad (3.5.18)$$

локальный коэффициент переноса импульса γ_Z определим из уравнений (2.3.4), (2.3.5), используя гидродинамическую аналогию, в форме (2.2.5).

Получим

$$\gamma_Z = 0,558 \sqrt{\frac{U_{гр} \nu_{ж}}{Z}}. \quad (3.5.19)$$

Из уравнений (3.5.17) – (3.5.19) запишем значение граничной скорости [39]

$$U_{гр} = \frac{\tau \delta_0}{0,558 \sqrt{12 \rho_{ж} \nu_{ж}}}, \quad (3.5.20)$$

касательное напряжение τ при движении пленки жидкости определим из условия баланса сил, действующих на элемент пленки, стекающей по плоской вертикальной поверхности,

$$\tau = \rho_{ж} g \delta_0, \quad (3.5.21)$$

а толщину пленки найдем по уравнению (1.3.11)

$$\delta_0 = \sqrt[3]{3q\nu_{ж}/g}. \quad (3.5.22)$$

Средняя скорость жидкости в пленке равна

$$U_{\text{ср}} = \frac{q}{\delta_0}, \quad (3.5.23)$$

где q – приведенный расход жидкости, $\text{м}^3/(\text{м}\cdot\text{с})$.

В результате, отношение граничной (3.5.20) к средней скорости (3.5.23) даст

$$\frac{U_{\text{гр}}}{U_{\text{ср}}} = 1,55. \quad (3.5.24)$$

Данное отношение подтверждается экспериментально [65, 66].

В реальных условиях поверхность пленки жидкости остается гладкой только при малых плотностях орошения, а при $\text{Re}_{\text{пл}} \approx 20 - 40$ (для воды) более устойчивым становится волновое течение жидкости, а величина $U_{\text{гр}}$ начинает отличаться от рассчитанной по формуле (3.5.24). Кроме того, скорость на межфазной поверхности в пределах длины волны существенно меняется как по величине, так и по направлению. На гребне волны $U_{\text{гр}}$ принимает максимальное значение, равное $(2 - 2,3) U_{\text{ср}}$, а в нижней точке седловины волны имеет небольшое отрицательное значение [66, 67].

Для определения локальной скорости на межфазной поверхности волновой пленки на основе выражения (3.5.18) необходимо определить локальное значение коэффициента переноса импульса γ_Z и потока импульса τ_Z . Коэффициент γ_Z связан с профилем скорости в волновой пленке и, следовательно, зависит от длины и амплитуды волны. Локальное касательное напряжение в седловинах волны, начиная с $\text{Re}_{\text{пл}} = 60$, принимает отрицательное значение и имеет сложный характер распределения по длине волны [67]. Данные обстоятельства затрудняют получение аналитического решения для определения локального значения скорости $U_{\text{гр}}$ на поверхности волновой пленки.

Средняя скорость жидкости на поверхности раздела турбулентной системы. Рассмотрим стационарный турбулентный пограничный слой на межфазной поверхности газ – жидкость (рис. 3.1) [69].

В стационарном режиме скорости газа и жидкости на межфазной поверхности имеют одинаковое значение ($\overline{W}_{\text{гр}} = \overline{U}_{\text{гр}}$) [68].

Поток импульса через межфазную поверхность представим в форме [69]:

$$\tau_{\text{гр}} = \rho_{\text{г}} \gamma_{\text{г}} (\overline{W}_{\infty} - \overline{U}_{\text{гр}}) = \rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}} (\overline{U}_{\text{гр}} - \overline{U}_{\text{ж}}). \quad (3.5.25)$$

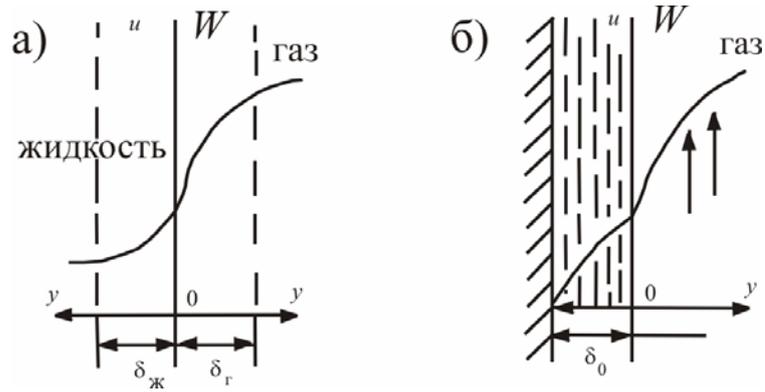


Рис. 3.1. Распределение скорости в турбулентном пограничном слое системы газ – жидкость: а – барботажный слой; б – пленочное течение по вертикальной стенке (восходящее движение фаз)

Сопротивление переносу импульса запишем в виде

$$\frac{1}{\gamma_{\Gamma}} = \int_0^{\delta_{1\Gamma}} \frac{dy}{(v + v_T)_{\Gamma}}, \quad \frac{1}{\gamma_{\text{ж}}} = \int_0^{\delta_{1\text{ж}}} \frac{dy}{(v + v_T)_{\text{ж}}}, \quad (3.5.26)$$

где коэффициенты турбулентного обмена $v_T(y)$ в вязком подслое примем в виде степенной функции (3.3.49).

Найдем коэффициент переноса γ при $n=2$. Из уравнений (3.5.26), (3.3.49) получим:

$$\gamma = \frac{u_*}{\arctg \sqrt{R_1} \sqrt{R_1}}. \quad (3.5.27)$$

При $n=3$ интегрирование выражений (3.5.26) с коэффициентом (3.3.49) дает

$$\gamma = \frac{6\sqrt{3}B^2 u_*}{\sqrt{3} \ln \left[\frac{(B+1)^2}{B(B-1)+1} \right] + 6 \arctg \left(\frac{2-B}{B\sqrt{3}} \right) + \pi}, \quad (3.5.28)$$

где $B = R_1^{-\frac{1}{3}}$.

Локальное число Рейнольдса вязкого подслоя R_1 в турбулентном пограничном слое двухфазной системы найдем на основе известного значения, на пластине $R_{10} \approx 11,6$, используя уравнение (3.5.4):

$$R_{1Г} = 11,6 \frac{\bar{W}_Г}{u_{*Г}} \sqrt{\frac{C_{fОГ}}{2}}, \quad R_{1Ж} = 11,6 \frac{\bar{U}_{ГР}}{u_{*Ж}} \sqrt{\frac{C_{fОЖ}}{2}}, \quad (3.5.29)$$

где коэффициенты трения $C_{fО}$ на твердой поверхности вычисляются по известным выражениям для однофазных потоков.

В главах 6 и 7 рассмотрено применение уравнений (3.5.25), (3.5.27), (3.5.28) для определения средней скорости на межфазной поверхности при различных условиях взаимодействия фаз в турбулентных газожидкостных системах.

3.6. Определение характеристик пограничного слоя на основе диссипируемой энергии

Для расчета коэффициентов переноса (3.3.45) – (3.3.48), (3.3.50) – (3.3.53), (3.4.9) – (3.4.12) в тепло- и массообменных аппаратах различных конструкций необходимо определить среднее значение касательного напряжения τ (или динамической скорости $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$).

Если известен коэффициент трения C_f или сопротивления ξ обтекаемых поверхностей, то записывают

$$u_* = \bar{U}_\infty \sqrt{C_f/2}, \quad u_* = \bar{U}_\infty \sqrt{\xi/8},$$

где \bar{U}_∞ – средняя скорость, м/с.

Вторая формула справедлива, в основном, для каналов круглого сечения.

В тех случаях, когда значения C_f или ξ неизвестны (например, в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы), находит применение подход вычисления динамической скорости, с использованием средней диссипируемой энергии в единице объема среды [8–12, 46, 70–78].

В общем случае для несжимаемой жидкости количество диссипирующейся энергии, т.е. количество механической энергии,

превращающейся в тепловую, отнесенное к единице времени и единице объема, определяется по выражению:

$$\varepsilon = \mu \left\{ \begin{array}{l} 2\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_y}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y}\right)^2 + \\ + \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2 \end{array} \right\}.$$

Применение данного выражения для прикладных расчетов сопряжено со значительными трудностями, поэтому скорость диссипации энергии ε в жидкости, обусловленной вязкостью, при градиенте скорости du/dy записывают в виде [7]

$$\varepsilon = \frac{de}{dy} = \tau \frac{du}{dy}, \quad (3.6.1)$$

где ε – плотность потока энергии, $\varepsilon = \tau u$.

Например, на основе уравнения (3.6.1) записывают [71–73]

$$u_* = K \left(\frac{\bar{\varepsilon} \nu}{\rho} \right)^{0,25}, \quad (3.6.2)$$

где коэффициент пропорциональности K находится экспериментально для каждого типа аппарата и установлен в интервале $K = 1,6 - 2,9$. Среднее значение рекомендуется $K \approx 2,2$; $\bar{\varepsilon} \sim \text{Вт/м}^3$.

Рассмотрим приближенные теоретические методы определения динамической скорости на основе зависимости (3.6.1) и сравним полученные результаты.

Если значение производной du/dy в выражении (3.6.1) записать в виде (3.1.10), получим

$$\varepsilon = \frac{\rho}{\chi \nu} \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{\rho u_*^3}{\chi \nu}. \quad (3.6.3)$$

Используем подход, применяемый в прикладной аэродинамике [79, 80], когда для определения некоторой эффективной длины, необходимой для вычисления среднего касательного напряжения на поверхности сложной геометрии, записываются условия равенства толщин потерь энергии градиентных и безградиентных пограничных слоев. На основе данного подхода найдем значение толщины пограничного слоя δ_{ϑ} .

На основе соотношения (3.6.3) найдем среднее значение динамической скорости при $y = \delta_{\vartheta}$ [11, 74]:

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \chi \delta_{\vartheta}}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3.6.4)$$

В выражении (3.6.4) основными параметрами являются средняя объемная диссипация энергии $\bar{\varepsilon}$ и эффективная толщина пограничного слоя δ_{ϑ} .

Среднюю диссипацию энергии в выражении (3.6.4) будем находить, используя перепад давления в каналах ΔP , полученный экспериментально.

Толщину пограничного слоя найдем из потокового соотношения

$$\tau = u_*^2 \rho = \rho \gamma \Delta \bar{U}_{\infty}, \quad (3.6.5)$$

где $\Delta \bar{U}_{\infty}$ – средняя движущая сила переноса импульса:

$$\Delta \bar{U}_{\infty} = \bar{U}_{\infty} \pm u_{\text{гр}}, \quad (3.6.6)$$

где U_{∞} – скорость на оси потока, м/с; $u_{\text{гр}}$ – скорость на границе раздела, м/с. Для твердых поверхностей $u_{\text{гр}} = 0$.

На основе (3.6.5) с учетом коэффициента переноса импульса (3.2.24) получим [75, 76]

$$\delta_{\vartheta} = \frac{2,5}{u_*} \left[\exp \left[\frac{1}{2,5} \left(\frac{\Delta \bar{U}_{\infty}}{u_*} - 11,73 \right) + \ln(5v) \right] + 3v \right]. \quad (3.6.7)$$

В итоге получена система уравнений (3.6.4), (3.6.7), которая решается итерационным методом половинчатого деления. Результатом решения являются средние значения динамической скорости и толщины турбулентного пограничного слоя.

Аналогичные выражения для δ_9 можно получить из (3.6.5) с коэффициентом γ (3.2.19) [74]:

$$\delta_9 = \exp \left[\frac{1}{2,5} \left(\frac{\Delta \bar{U}_\infty}{u_*} - 13,76 + 2,5 \ln \frac{30\nu}{u_*} \right) \right]. \quad (3.6.8)$$

Для проверки полученной системы уравнений выполнены сравнения результатов расчета динамической скорости и толщины пограничного слоя для трубы и пластины (рис. 3.2–3.4).

На рис. 3.2 представлена графическая зависимость динамической скорости от числа Рейнольдса в трубе.

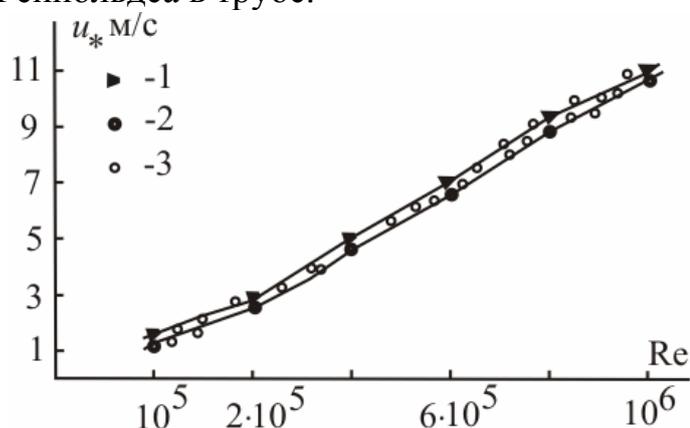
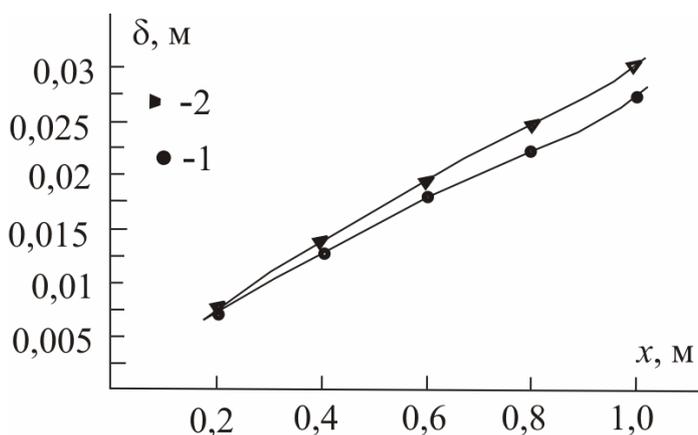


Рис. 3.2. Зависимость динамической скорости от числа Рейнольдса в трубе. Рабочая среда – воздух; $d_3=0,05$ м; 1 – расчет по (3.6.9), 2 – расчет по (3.6.4), (3.6.7); 3 – экспериментальные данные [3, 4]

На рис. 3.3 представлена зависимость толщины пограничного слоя на пластине от продольной координаты x .

Рис. 3.3. Зависимость толщины пограничного слоя на пластине от продольной координаты. Рабочая среда – воздух; $u_{ср}=7,5$ м/с; 1 – расчет по уравнению (3.1.17); 2 – расчет по уравнению (3.6.7)



Динамическая скорость определялась решением системы уравнений (3.6.4), (3.6.7) – кривая 2 и известного уравнения (кривая 1)

$$u_* = \bar{U}_\infty \sqrt{\frac{\xi}{8}}, \quad (3.6.9)$$

где коэффициент сопротивления определяется по формуле Блазиуса

$$\xi = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}. \quad (3.6.10)$$

Толщина пограничного слоя вычислялась по уравнению (3.6.7) и выражению (3.1.17).

В уравнении (3.6.7) динамическая скорость определена по уравнению

$$u_* = \bar{U}_\infty \sqrt{\frac{C_{f_x}}{2}}, \quad (3.6.11)$$

где локальный коэффициент трения на пластине C_{f_x} (3.1.20).

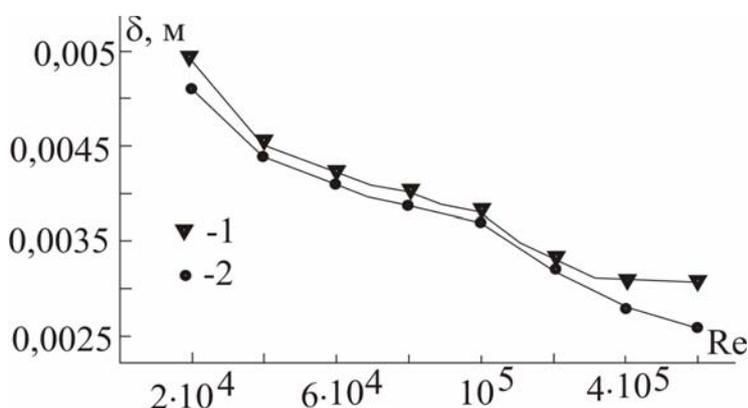


Рис. 3.4. Зависимость толщины пограничного слоя на пластине от числа Рейнольдса. Рабочая среда – воздух; $x=0,1$ м; 1 – расчет по уравнению (3.2.8); 2 – расчет по уравнению (3.6.7)

На рис. 3.4 представлена зависимость толщины пограничного слоя на пластине от числа Рейнольдса.

В результате проверки [75] системы уравнений (3.6.4), (3.6.7) получены удовлетворительные согласования с известными выражениями.

Определение динамической скорости по модели Ландау – Левича

Получим значение динамической скорости на основе уравнения (3.6.1) и известного характера переноса импульса в турбулентном пограничном слое с использованием модели Ландау–Левича.

В уравнении (3.6.1) значение производной найдем из выражения

$$\tau = \rho(v + v_T) \frac{du}{dy}, \quad \frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\rho(v + v_T)}. \quad (3.6.12)$$

Получим

$$\varepsilon = \frac{\tau^2}{\rho(v + v_T)}, \quad v_T = v_T(y). \quad (3.6.13)$$

Среднее значение диссипируемой энергии в пограничном слое толщиной δ запишем в виде

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2 \delta}{\delta \rho \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T}}, \quad (3.6.14)$$

где подынтегральная функция определяет сопротивление переносу импульса (3.2.17) в турбулентном пограничном слое, и тогда уравнение (3.6.14) получит форму

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2}{\delta \rho \gamma} = \frac{u_*^4 \rho}{\delta \gamma}. \quad (3.6.15)$$

Отсюда найдем

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \delta \gamma}{\rho} \right)^{0,25}. \quad (3.6.16)$$

При вычислении динамической скорости в пограничном слое без гидродинамических возмущений (на пластине, в трубе и т.д.) в данном выражении коэффициент γ можно принять в виде (3.2.19), а толщину пограничного слоя определить по известным выражениям (например, по (3.1.17)). Результаты расчета u_* в данном случае удовлетворительно ($\pm 15\%$) согласуются с опытными значениями.

Рассмотрим применение уравнения (3.6.14) для вычисления u_* в пограничном слое с различными гидродинамическими возмущениями (кривизна, шероховатость поверхности, движение мелких дисперсных частиц в условиях внешней турбулентности и т.д.). Для этого используем функцию $v_T(y)$ в виде (3.3.49).

В данной функции значение δ_1 определим из выражения потока импульса

$$\tau = \rho\gamma\Delta\bar{U}_\infty, \quad (3.6.17)$$

где $\Delta\bar{U}_\infty$ – средняя скорость относительного движения фаз, м/с.

Коэффициент переноса импульса γ найдем путем интегрирования (3.3.54) с (3.3.49).

При $n=2$ получим

$$\gamma = u_* \left(\sqrt{R_1} \operatorname{arctg} \sqrt{R_1} \right)^{-1}. \quad (3.6.18)$$

При $n=3$ имеем

$$\gamma = 6\sqrt{3}B_\delta^2 u_* (K_1 + K_2 + \pi)^{-1}, \quad (3.6.19)$$

где

$$K_1 = \sqrt{3} \ln \frac{(B_\delta + 1)^2}{B_\delta(B_\delta - 1) + 1}; \quad K_2 = 6 \operatorname{arctg} \frac{(2 - B_\delta)}{B_\delta \sqrt{3}}; \quad B_\delta = R_1^{-\frac{1}{3}}.$$

Тогда из (3.6.17) найдем значение безразмерной толщины вязкого подслоя.

При $n=2$

$$R_1 = \left[\Delta \bar{U}_\infty (u_* \operatorname{arctg} \sqrt{R_1})^{-1} \right]^2. \quad (3.6.20)$$

При $n=3$

$$R_1 = \left[\frac{6\sqrt{3}\Delta \bar{U}_\infty}{u_*} (K_1 + K_2 + \pi)^{-1} \right]^{1,5}. \quad (3.6.21)$$

Следовательно, при известных значениях средней диссипируемой энергии ε и среднем градиенте скорости $\Delta \bar{U}_\infty$ параметры пограничного слоя с различными гидродинамическими возмущениями можно определить из уравнений (3.6.16), (3.6.18), (3.6.20) при $n=2$ и (3.6.16), (3.6.17), (3.6.21) при $n=3$.

В условиях изотропной турбулентности диссипацию энергии записывают в виде [10, 81]

$$\varepsilon = \rho \nu_T \left(\frac{v_l}{l} \right)^2. \quad (3.6.22)$$

В выражении (3.6.22) коэффициент турбулентной вязкости представим в известной форме $\nu_T = \nu_l l$. Тогда получим

$$\varepsilon = \rho \frac{v_l^3}{l} = \rho \frac{v_l^4}{\nu_T}. \quad (3.6.23)$$

Следует отметить, что в работе [9] показан вывод соотношения (3.6.23), где не оговариваются условия локальной изотропности и однородности потока. На этом основании сделан вывод о том, что область применения закона "двух третей" Колмогорова распространяется на гораздо более широкий спектр течений, встречающихся в инженерной практике [8, 9, 12, 46, 70, 71, 73].

Среднее значение пульсационной скорости найдем при среднем значении коэффициента ν_T (3.3.49)

$$v_T = \frac{1}{\delta_1} \int_0^{\delta_1} u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n = \frac{R_1 v}{(n+1)}. \quad (3.6.24)$$

Из (3.6.23) и (3.6.24) имеем (при $u_* = v_l$)

$$u_* = \left(\frac{\varepsilon R_1 v}{\rho(n+1)} \right)^{0,25}. \quad (3.6.25)$$

Аналогичное уравнение следует также из соотношения [6]

$$\varepsilon \approx 1,1\rho \frac{v_l^3}{l} \approx 1,1\rho \frac{u_*^4}{v_T}. \quad (3.6.26)$$

Отсюда с коэффициентом (3.6.24) имеем

$$u_* = \left(\frac{\varepsilon R_1 v}{1,1\rho(n+1)} \right)^{0,25}. \quad (3.6.27)$$

В результате на основе установленных зависимостей для турбулентного пограничного слоя имеем

$$u_* = B \left(\frac{\varepsilon R_1 v}{\rho} \right)^{0,25}, \quad (3.6.28)$$

где значение коэффициента пропорциональности находится в пределах $B=0,69 - 0,79$ или $B \approx (n+1)^{-1/4}$.

Тогда среднее значение динамической скорости можно записать в виде (3.6.25)

$$u_* = \left[\frac{\bar{\varepsilon} R_1 v}{\rho(n+1)} \right]^{0,25}. \quad (3.6.29)$$

Применение вышеприведенных уравнений для определения характеристик пограничного слоя u_* и R_1 показано в следующих главах при различных условиях движения одно- и двухфазных сред.

Л и т е р а т у р а

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г.Шлихтинг. – М.: Наука, 1974.
2. Ландау Л.Д. Механика сплошных сред / Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. – М.: Гостехтеориздат, 1954.
3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г.Лойцянский. – М.: Наука, 1987.
4. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая механика / Г.Н.Абрамович. – М.: Наука, 1976.
5. Турбулентность, принципы и применения / под ред. У.Фроста, Т.Моулдена. – М.: Мир, 1980.
6. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом / А.А.Таунсенд: пер. с англ. / под ред. А.Н.Колмогорова. – М., 1959.
7. Ландау Л.Д. Теоретическая физика / Л.Д.Ландау, В.М.Лифшиц: учеб. пособие: в 10 т. – Т. 6. Гидродинамика. – 5-е изд. – М.: Физматлит, 2003.
8. Kawase Y. Mathematical models for design of bioreactors applications of Kolmogoroff's theory of isotropic turbulence / Y.Kawase, M.Moo-Young // Chem. Eng. J. – 1990. – V. 43, № 5. – P. 1319–1341.
9. Барабаш В.М. Процессы переноса в турбулентных потоках с интенсивным внешним источником турбулизации / В.М.Барабаш // Теор. основы хим. технол. – 1994. – Т. 28, № 2. – С. 110–117.
10. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г.Левич. – М.: Физматгиз, 1959.
11. Лаптев А.Г. Определение эффективности сепарации аэрозолей в промышленных аппаратах на основе диссипируемой энергии / А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Р.Ф.Миндубаев // межвуз. темат. сб. науч. тр. Теплообменные аппараты в химической технологии: – Казань, КГТУ, 2002. – С. 38–45.
12. Лаптев А.Г. Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном обтекании пучков труб / А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров // Теплоэнергетика. – 1992. – № 12. – С. 34–38.
13. Дейслер Р. Дж. Турбулентные течения и теплопередача / Р. Дж.Дейслер под ред. Линь Цзя-Цзяо. – М.: Изд-во иностр. лит., – 1963. – С. 297–323.
14. Кадер Б.А. К строению вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости / Б.А.Кадер // Изв. АН СССР. Мех. жидк. и газа. – 1966. – № 6. – С. 157–163.

15. **Owen P.** Dust deposition from a turbulent airstream / **P.Owen** // Aerodynamic Capture of Particles. – London; New York, 1960. – P. 8–25.
16. **Davies C.N.** Deposition of aerosols from turbulent flow through tubes / **C.N.Davies** // Proc. Roy. Soc. – 1966. – V. 289. – Ser. A. – P. 235–246.
17. **Кутателадзе С.С.** Турбулентный тепло- и массообмен при физико-химических превращениях / **С.С.Кутателадзе** // Теплообмен 3. – Минск. – 1965. – Т. 3. – С. 7–20.
18. **Кутателадзе С.С.** Консервативные свойства пристенной турбулентности / **С.С.Кутателадзе** // ТОХТ. – 1971. – Т. 5, № 1. – С. 3–12.
19. **Кутателадзе С.С.** Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое / под ред. **С.С.Кутателадзе**. – Новосибирск, 1964.
20. **Франк-Каменецкий Д.А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике / **Д.А.Франк-Каменецкий**. – 3-е изд. – М.: Наука, 1987.
21. **Кишиневский М.Х.** Экспериментальное исследование закона затухания турбулентных пульсаций у твердой стенки / **М.Х.Кишиневский, Т.С.Корниенко, В.А.Парменов** // Теор. основы хим. технол. – 1970. – Т. 4, № 4. – С. 489–495.
22. **Монин А.С.** Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности / **А.С.Монин, А.М.Яглом**. – М., 1965.
23. **Naratty Th.** Study of turbulence close to a solid wall. / **Th.Naratty** // Phys. of Fluids, Supplement. – 1967. – P. 126–133.
24. **Кишиневский М.Х.** О механизме массо- и теплоотдачи твердой стенки к турбулентному потоку жидкости / **Кишиневский М.Х.** // Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции: Тр. II Всесоюз. науч.-техн. совещания / под ред. **П.Г.Романкова**. – Л.: Химия. – С. 62–67.
25. **Кадер Б.А.** Тепло- и массообмен на входном участке при турбулентном режиме течения и $Pr \gg 1$ / **Б.А.Кадер, В.В.Дильман** // Теор. основы хим. технол. – 1973. – Т. 7. – С. 210–221.
26. **Кишиневский М.Х.** К вопросу тепло и массоотдачи от гладкой стенки трубы к турбулентному потоку жидкости / **М.Х.Кишиневский, Т.С.Корниенко** // Теор. основы хим. технол. – 1967. – Т. 1, № 3. – С. 456–462.
27. **Кадер Б.А.** Статистический анализ экспериментальных работ по тепло- и массоотдаче при больших числах Прандтля / **Б.А.Кадер, А.Р.Аронов** // Теор. основы хим. технол. – 1970. – Т. 4, № 5. – С. 637–652.
28. **Графов Б.М.** Турбулентный диффузионный слой в электрохимических системах / **Б.М.Графов, С.А.Мартемьянов, Л.Н.Некрасов**. – М.: Наука, 1990.

29. **Bradshaw P.** Engeneering calculation methods for turbulent flow / **P.Bradshaw, T.Cebeci, J.Whitelaw.** – London; New-York: Acad. Press, 1981.
30. **Taylor R.P.** Thermal boundary condition effects on heat transfer in the turbulent incompressible flat plate boundary layer / **R.P.Taylor, H.W.Coleman, M.H.Hosni, P.H.Love** // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1989. – V. 32, № 6. – P. 1165–1174.
31. **Исаев С.И.** Теория теплообмена / **С.И.Исаев, И.А.Кожин, В.И.Кофанов** и др.; под ред. **А.И.Леонтьева.** – М.: Высшая школа, 1979.
32. **Gooderen C.W.J.** Distillation tray efficiency and interfacial area / **C.W.J.Gooderen** // *Chem. Eng. Sci.* – 1965. – V. 20. – P. 1115–1121.
33. **Дытнерский Ю.И.** Исследование массообмена в газовой фазе / **Ю.И.Дытнерский, Г.С.Борисов** // *Процессы хим. технологии (Гидродинамика, тепло- и массопередача)* / под ред. **М.Е.Позина.** – М.: Химия, 1965. – С. 263–266.
34. **Сергеев А.Д.** О влиянии молекулярной диффузии на массоотдачу в пленке жидкости / **А.Д.Сергеев, Н.А.Николаев, А.М.Николаев** // *Труды КХТИ.* – 1972. – Вып. 48. – С. 39–46.
35. **Гильденблат И.А.** Экспериментальное исследование влияния коэффициента диффузии на интенсивность массоотдачи в жидкой фазе в колоннах с барботажными тарелками провального типа / **И.А.Гильденблат, А.И.Родионов, А.Л.Лашаков** // *Теор. основы хим. технол.* – 1969. – Т. 3, № 3. – С. 344–353.
36. **Wellek R.V.** Mass transfer from spherical gas bubbles and liquid droplets moving through power-law fluids in the laminar flow regime / **R.V.Wellek, C.C.Huang** // *Ing. Eng. Chem. Fundam.* – 1970. – V. 9, № 3. – P. 480–488.
37. **Родионов А.И.** Поверхность контакта фаз и массопередача в тарельчатых колоннах: автореф. дис. ... д-ра. техн. наук. – М.: МХТИ, 1969.
38. **Mehta V.D.** Effect of diffusivity on gas – side mass transfer coefficient / **V.D.Mehta, M.M.Sharma** // *Chem. Eng. Sci.* – 1966. – V. 21. – P. 361.
39. **Лаптев А.Г.** Теоретические методы моделирования массо- и теплоотдачи в пленочных аппаратах / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов.** – Казань: КХТИ, 1991. – 121 с. – Библиограф.: 107 назв. Деп. в ОНИИТЭХим. (г. Черкассы). – № 495-ХП-91.
40. **Прандтль Л.** Гидроаэромеханика / **Л.Прандтль.** – М.; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2002.
41. **Дьяконов С.Г.** Методы расчета коэффициентов массоотдачи в двухфазном барботажном слое на контактных устройствах различных конструкций / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // *Массообменные*

процессы и аппараты хим. технол.: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1987. – С. 131–136.

42. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в канале / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Интенсификация процессов теплообмена в энергетических и технологических установках: сб. науч. тр. / М.: МЭИ, 1990. – № 244. – С. 4–8.

43. **Лаптев А.Г.** Гидродинамическая аналогия процессов переноса при турбулентном движении одно- и двухфазных потоков на твердой стенке / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. / Казань: КХТИ, 1990. – С. 64–73.

44. **Лаптев А.Г.** Определение эффективности сепарации аэрозолей в насадочных сепараторах / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Е.В.Гусева** // Теплообменные процессы и аппараты хим. технол.: межвуз. темат. сб. науч. тр.– Казань, КГТУ, 2004.

45. **Романков П.Г.** Теплообменные процессы химической технологии / **П.Г.Романков, В.Ф.Фролов.** – Л.: Химия, 1982.

46. **Лаптев А.Г.** Моделирование элементарных актов переноса в двухфазных средах и определение эффективности массо- и теплообмена в промышленных аппаратах: дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КГТУ, 1995.

47. **Кузнецов В.А.** Турбулентный перенос теплоты малотеплопроводной жидкостью вблизи гладкой стенки / **В.А.Кузнецов** // Теор. основы хим. технол. – 1991. – Т. 25, № 2. – С. 286–288.

48. **Жукаускас А.А.** Конвективный перенос в теплообменниках / **А.А.Жукаускас.** – М.: Наука, 1982.

49. **Sebeci T.** Analysis of turbulent boundary layers / **T.Sebeci, A.M.O.Smith.** N.Y. – ect.: Acad. Press, 1974.

50. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в барботажном слое на основе концепции активного (входного) участка / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Теор. основы хим. технол. – 1991. – Т. 25, №6. – С. 783–795.

51. **Дьяконов С.Г.** Модель переноса в барботажном слое на контактных устройствах промышленных аппаратов / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев.** // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. / Казань: КХТИ, 1988. – С. 8–25.

52. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в жидкой фазе при осевом и закрученном турбулентном движении пленки жидкости и газа в коротких каналах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Инж.-физ. журнал. – 1991. – Т. 60, № 3. – С. 372–379.

53. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи в закрученных турбулентных потоках / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1991. – С. 25–30.

54. **Дьяконов С.Г.** Теоретические методы описания массо- и теплоотдачи в газо- (паро –) жидкостных средах на контактных устройствах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1991. – Т.34, вып. 8. – С. 3–13.

55. **Taylor R.** On multicomponent mass transfer in turbulent flow / **R.Taylor** // Lett. Heat and Mass transfer. – 1981. – V.8, №4. – P. 397–404.

56. **Холпанов Л.П.** Расчет массообмена при ректификации многокомпонентных смесей с учетом тепловых эффектов / **Л.П.Холпанов, Е.Я.Кениг, В.А.Малюсов** и др. // Теор. основы хим. технол. – 1981. – Т. 15, № 1. – С. 3–11.

57. **Krishna R.** Model for prediction of point efficiencies for multicomponent distillation / **R.Krishna** // Chem. Eng. Res. Des. – 1985. – V. 63, № 5. – P. 312–322.

58. **Toor H.L.** Diffusion and mass transfer in multicomponent mixtures of ideal gasses / **H.L.Toor, C.V.Seshardri, K.R.Arnold** // A.I.Ch.E.J. – 1965. – V. 11, № 4. – P. 746–747.

59. **Кениг Е.Я.** Теоретический анализ и методы расчета совмещенного реакционно-массообменного процесса в неизотермической многокомпонентной жидкой пленке / **Е.Я.Кениг, Л.П.Холпанов** // Теор. основы хим. технол. – 1993. – Т. 27, № 2. – С. 99–111.

60. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массопередачи при неэквимолярной неизотермической ректификации многокомпонентных смесей в барботажном слое (Обзор) / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев, В.А.Данилов.** – Казань: КХТИ, 1992. – 50 с. – Библ.: 48 назв. Деп. в ОНИИТЭХим (г. Черкассы). – № 140. – XII – 92.

61. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование кинетики многокомпонентного переноса в развитом барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 113–115.

62. **Дьяконов Г.С.** Уравнение массопереноса в турбулентном пограничном слое на границе многокомпонентная среда–твердое тело / **Г.С.Дьяконов, А.Г.Усманов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. Казань: КХТИ, 1984. – С. 68–70.

63. **Massignon D.** Etude du transport de mass dans un mélange gazcux binaire en econlement turbulent avec aspiration parictale / **D.Massignon, A.Rosengard** // Int. J.Heat Mass Transfer. – 1970. – V. 13, № 5. – P. 879–900.

64. **Кутателадзе С.С.** Анализ подобия в теплофизике / **С.С.Кутателадзе.** – Новосибирск: Наука, 1982.

65. **Бояджиев Х.** Массоперенос в движущихся пленках жидкости / **Х.Бояджиев, В.Бешков.** пер. с англ. – Мир, 1988.

66. **Мясников С.К.** Эффективная скорость движения свободной поверхности стекающей пленки жидкости / **С.К.Мясников, Н.Н.Кулов, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // Теор. основы хим. технол. – 1972. – Т. 6, № 6. – С. 893–899.

67. **Холпанов Л.П.** Определение толщины пленки скорости на поверхности и касательного направления на основании решения уравнения Навье Стокса в нелинейной постановке / **Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // Теор. основы хим. технол. – 1974. – Т. 8, № 3. – С.402–406.

68. **Кутателадзе С.С.** Гидравлика газо- жидкостных систем / **С.С.Кутателадзе, М.А.Стырикович.** – М.: Энергия, 1976.

69. **Лаптев А.Г.** Определение скорости на межфазной поверхности в турбулентных газо-(паро-)жидкостных потоках / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // Теор. основы хим. технол. – 1994. – Т. 28, № 3. – С. 200–206.

70. **Брагинский Л.Н.** Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета / **Л.Н.Брагинский, В.И.Бегачев, В.М.Барабаш.** – Л.: Химия, 1984.

71. **Доманский И.В.** Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса / **И.В.Доманский, В.Н.Соколов.** // Теор. основы хим. технол. – 1968. – Т. 2, № 5. – С. 761–767.

72. **Ермаков П.П.** Влияние воздействия акустических колебаний на процесс массопередачи / **П.П.Ермаков.** // Теор. основы хим. технол. – 1991. – Т. 25, № 2. – С. 198–203.

73. **Соколов В.Н.** Газожидкостные реакторы / **В.Н.Соколов, И.В.Доманский.** – Л.: Машиностроение, 1976.

74. **Лаптев А.Г.** Очистка газов от аэрозольных частиц сепараторами с насадками / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Р.Ф.Миндубаев.** – Казань: Изд. Печатный Двор, 2003.

75. **Лаптев А.Г.** Разделение гетерогенных систем в насадочных аппаратах / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов.** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2006.

76. **Лаптев А.Г.** Эффективность сепарации аэрозолей в аппаратах с насадками при ламинарном и турбулентном режимах / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Е.В.Гусева.** // Математические методы в технике и технологиях (ММТ-16)., тез. докл. XVI Междунар. науч. конф. – Т. 10. – СПб, 2003. – С. 44–45.

77. **Рукенштейн Э.** К вопросу о коэффициенте массо- и теплоотдачи в случае турбулентного движения / **Э.Рукенштейн** // ЖПХ. – 1963. – Т. 36, № 5. – С. 1000–1008.

78. **Дьяконов С.Г.** Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // ТОХТ. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 229–236.

79. **Авдуевский В.С.** Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / **В.С.Авдуевский, Б.М.Галицейский, Г.А.Глебов** и др. под ред. **В.К.Кошкина.** – М.: Машиностроение, 1975.

80. **Краснов Н.Ф.** Основы прикладной аэрогазодинамики. Кн. 2. Отекание тел вязкой жидкостью / **Н.Ф.Краснов, В.Н.Кошевой, В.Ф.Захарченко** и др. под ред. **Н.Ф.Краснова.** – М.: Высшая школа, 1991.

81. **Коган В.Б.** Теоретические основы типовых процессов химической технологии / **В.Б.Коган.** – Л.: Химия, 1977.

ГЛАВА 4

ТЕПЛО- И МАССООТДАЧА В КАНАЛАХ И НАСАДОЧНЫХ СЛОЯХ

В данной главе, на основе подхода, рассмотренного в главах 2 и 3, показано применение различных моделей пограничного слоя для определения его основных параметров – динамической скорости, толщины и коэффициентов переноса импульса, массы и тепла. Представленные уравнения позволяют вычислять средние значения коэффициентов тепло- и массоотдачи в аппаратах различных конструкций, используя данные по гидравлическому сопротивлению рабочей зоны контактного устройства [1–7].

4.1. Расчет характеристик плоского пограничного слоя

Теплоотдача от пластины

Параметры турбулентного пограничного слоя на плоской гладкой пластине хорошо изучены и математически описаны [8 – 19]. Поэтому для проверки математических моделей (глава 2, 3) первоначально рассмотрим расчет основных характеристик пограничного слоя в данных условиях.

На основе уравнения (3.6.9) найдем среднее значение динамической скорости u_* .

Среднее значение диссипируемой энергии запишем в виде

$$\varepsilon = \frac{\tau F U_\infty}{V_\delta} = \frac{u_*^2 \rho U_\infty}{\delta}, \quad (4.1.1)$$

где $V_\delta = \delta F$ – объем пограничного слоя, м^3 .

Из уравнений (3.6.9), (4.1.1) получим

$$u_* = \sqrt{\gamma U_\infty}, \quad (4.1.2)$$

где коэффициент γ вычислим на основе модели пограничного слоя Кармана по формуле (3.2.19), а среднюю толщину δ по выражению (3.1.17).

Сравнение результатов расчета u_* по уравнению (4.1.2) с результатами, полученными по известному выражению $u_* = U_\infty \sqrt{C_f/2}$, показывает их согласование в пределах 5–7 %.

Рассмотрим применение уравнения (3.2.19) для вычисления коэффициента теплоотдачи при обтекании турбулентным потоком гладкой поверхности ($Re > 2 \cdot 10^5$).

Многочисленные экспериментальные данные [11–17] по теплоотдаче от гладкой твердой поверхности устанавливают связь

$$Nu \sim Pr^{0,43} \text{ или } \alpha \sim a^{0,57}.$$

В этом случае на основании соотношения (2.2.5) запишем

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho c_p} Pr^{0,57}, \quad (4.1.3)$$

и уравнение для определения коэффициента теплоотдачи получит вид

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,57} 5 [1 + \ln 6 + 0,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)]}. \quad (4.1.4)$$

При выводе данного выражения использовалась трехслойная модель турбулентного пограничного слоя (3.2.11) – (3.2.13), где принято, что в вязком подслое толщиной $\delta_1 = 5\nu/u_*$ коэффициент $\nu_T = 0$. Можно уточнить модель Кармана, если в вязком подслое использовать степенную функцию $\nu_T(y)$ [18]:

$$\frac{\nu_T}{\nu} = \left[0,124(y^+) \right]^4 \text{ при } y^+ \leq 6. \quad (4.1.5)$$

После интегрирования (3.2.17) получено [7]

$$\gamma = \frac{u_*}{13,73 + 2,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)}. \quad (4.1.6)$$

Отсюда на основании соотношения (4.1.3) выражение для определения коэффициента теплоотдачи примет вид

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\text{Pr}^{0,57} [13,73 + 2,5(\ln \delta - \ln 30\nu/u_*)]} \quad (4.1.7)$$

Среднюю динамическую скорость в пограничном слое на пластине найдем на основе известных выражений для коэффициента трения (3.1.20) или диссипации энергии (4.1.1), (4.1.2)

$$\begin{aligned} u_* &= U_\infty \sqrt{C_f/2}, \\ u_* &= \sqrt{\gamma U_\infty}, \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

а среднюю толщину пограничного слоя – из уравнения (3.1.17)

$$\delta = 0,205 \frac{L}{\text{Re}_L^{0,2}} \quad (4.1.9)$$

Результаты опытных данных по средней теплоотдаче пластины обобщаются зависимостью [12–17]

$$\text{Nu}_f = 0,037 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \quad (4.1.10)$$

На основе использования гидродинамической аналогии в работах [14] для пластины рекомендуется уравнение

$$\frac{C_f/2}{\text{St}_T} = K_1 + K_2 \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right), \quad (4.1.11)$$

где $K_1=0,93$; $K_2=12,5$.

В табл. 4.1 приведены результаты расчета числа Нуссельта $\text{Nu}=\alpha L/\lambda$ по выражениям (4.1.4), (4.1.7), (4.1.10) и (4.1.11). На этом основании можно сделать вывод о том, что полученные уравнения (4.1.4) и (4.1.7) удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными и теоретическими зависимостями. Кроме этого поправка модели Кармана с учетом турбулентного переноса в вязком подслое приводит лишь к незначительному изменению результатов расчета среднего коэффициента теплоотдачи в пограничном слое однофазного потока на гладкой пластине.

Результаты расчета числа Нуссельта для случая теплоотдачи от гладкой пластины

Расчет по формуле	Число Прандтля, Pr					
	1		10		100	
	Число Рейнольдса, Re					
	$2 \cdot 10^{-4}$	10^7	$2 \cdot 10^4$	10^7	$2 \cdot 10^4$	10^7
(4.1.4)	559,9	15285,7	1507,0	41142,1	4056,3	110735,5
(4.1.7)	566,9	15405,2	1523,4	41463,7	4100,3	111601,1
(4.1.10)	644,2	14729,9	1733,9	39646,2	4666,8	106709,1
(4.1.11)	577,2	16505,3	1632,5	56570,5	3771,3	139655,1

Пример расчета коэффициентов теплоотдачи при движении турбулентного потока вдоль плоской пластины

Пусть стационарный турбулентный ($Re > 10^5$) однофазный поток обтекает плоскую гладкую пластину. Требуется определить коэффициент теплоотдачи от потока к стенке пластины. Для этого воспользуемся уравнениями (4.1.7), (4.1.10) и уравнением гидродинамической аналогии:

$$\alpha = \rho c_p U_\infty \frac{C_f}{2 \text{Pr}^3}, \quad (4.1.12)$$

где $u_* = U_\infty \sqrt{C_f/2}$; $C_f = 0,073 \text{Re}_L^{-0,2}$; $\text{Re}_L = U_\infty L / \nu$.

Пример расчета

Пластина длиной $L=1,0$ м нагревается водой, имеющей среднюю скорость $U_\infty = 1$ м/с и температуру $t_\infty = 80$ °С.

Физические свойства воды при $t=80$ °С:

– плотность $\rho = 972$, кг/м³;

– коэффициент динамической вязкости $\mu = 0,355 \cdot 10^{-3}$, Па·с;

– коэффициент кинематической вязкости $\nu = \mu/\rho = 3,65 \cdot 10^{-7}$, м²/с;

- удельная теплоемкость $c_p = 4190$, Дж/(кг·К) ;
- коэффициент теплопроводности $\lambda = 67,5 \cdot 10^{-2}$, Вт/(м·К) ;
- коэффициент температуропроводности $a = \lambda / \rho c_p = 1,66 \cdot 10^{-7}$, м²/с.

Расчет параметров:

- число Прандтля $Pr = \mu c_p / \lambda = \nu / a = 2,21$;
- число Рейнольдса $Re_L = U_\infty L / \nu = 2724796$;
- средняя толщина пограничного слоя $\delta = 0,2L / Re_L^{0,2} = 0,0103$, м;
- коэффициент сопротивления пластины $C_f = 0,073 / Re_L^{0,2} = 0,00377$;
- динамическая скорость в пограничном слое $u_* = U_\infty \sqrt{C_f / 2} = 0,0434$, м/с;
- коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по уравнениям: (4.1.12) – $\alpha = 4523,9$, Вт/(м²·К); (4.1.7) – $\alpha = 4486,8$, Вт/(м²·К); (4.1.10) – $\alpha = 4941,5$, Вт/(м²·К).

Расхождение результатов расчета α , соответственно, составляет 0,82 % и 9,2 %.

В данном расчете принято $(Pr/Pr_{ст}) \approx 1$, что имеет место при небольшом градиенте температуры.

Теплоотдача турбулентного потока в трубе

По уравнению (4.1.7) найдем коэффициент теплоотдачи при осевом турбулентном движении однофазного потока в трубе ($Re = U_\infty d / \nu \geq 10^4$).

Динамическую скорость u_* выразим через коэффициент сопротивления ξ , используя известные выражения

$$u_* = U_\infty \sqrt{\xi / 8}, \quad \xi = (1,821 \lg Re - 1,64)^{-2}, \quad (4.1.13)$$

а толщину пограничного слоя на участке стабилизированного течения примем в виде $\delta \approx 0,4R$ [10].

Для сравнения результатов расчета (табл. 4.2) коэффициентов теплоотдачи используем следующие зависимости [13, 15, 16, 19]

$$\text{Nu} = \frac{0,023 \text{Pr Re}^{0,8}}{1 + 2,14 \text{Re}^{-0,1} \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}, \quad (4.1.14)$$

$$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43}, \quad (4.1.15)$$

$$\text{Nu} = \frac{1,8\xi \text{Pr Re}}{K_1 + 12,7\sqrt{\xi/8} \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}, \quad (4.1.16)$$

где $K_1 = 1 + 900/\text{Re}$.

Т а б л и ц а 4.2

Результаты расчета числа Нуссельта для случая теплоотдачи в трубе

Расчет по формуле	Число Прандтля, Pr					
	1		10		100	
	Число Рейнольдса, Re					
	10^4	10^6	10^4	10^6	10^4	10^6
(4.1.7)	31,91	1272,91	86,86	3426,08	231,09	9221,41
(4.1.14)	36,45	1451,20	88,85	4906,83	197,01	12049,68
(4.1.15)	33,28	1325,01	89,59	3566,31	241,11	9598,85
(4.1.16)	35,94	1446,35	98,32	5244,08	224,90	13247,05

Из таблицы следует, что наилучшее согласование результатов расчета α по (4.1.7) имеется с формулой Михеева (4.1.15).

Пример расчета коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи в теплообменнике типа «труба в трубе» [20]

Теплообменник «труба в трубе» состоит из двух горизонтальных, расположенных один в другом, элементов. Диаметр наружной трубы $d_H - 38 \times 2$ мм, внутренний $d_B - 18 \times 1$ мм. Рабочая длина труб $L - 2,88$ м. Направление движения теплоносителей прямоточное.

Скорости жидкостей в теплообменнике определяют из уравнения расхода $V = SU_\infty$, где V – объемный расход, S – площадь поперечного сечения канала, U_∞ – средняя скорость жидкости.

Для расчета коэффициентов теплоотдачи по уравнению (4.1.7) при турбулентном движении потока необходимо определить коэффициент трения C_f или коэффициент гидравлического сопротивления трубы ξ .

Коэффициент гидравлического сопротивления вычисляется по уравнениям:

в переходной области ($2200 < Re < 4000$)

$$\xi \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \sqrt{Re}, \quad (4.1.17)$$

в области $4 \cdot 10^3 < Re < 1 \cdot 10^5$

$$\xi = \frac{0,316}{Re^{0,25}}, \quad (4.1.18)$$

где $Re = U_\infty d_\vartheta / \nu$ – число Рейнольдса для трубы; d_ϑ – эквивалентный диаметр трубы, м.

В случае ламинарного движения теплоносителя коэффициент теплоотдачи вычисляем по известным уравнениям:

при значениях $(Pe d_\vartheta / L) \geq 20$; $Pe = U_\infty d_\vartheta / a$ – число Пекле,

$$Nu = 3,66. \quad (4.1.19)$$

Если $(Pe d_\vartheta / L) < 20$,

$$Nu = 1,4 \left(Re \frac{d_\vartheta}{L} \right)^{0,4} Pr^{0,33}. \quad (4.1.20)$$

Для внутренней трубы $d_\vartheta = d''_B$; для наружной $d_\vartheta = d''_H - d''_B$; d''_H – внутренний диаметр наружной трубы, м; d''_B – внутренний диаметр внутренней трубы, м.

При длине труб $L \gg d_H$ в качестве толщины пограничного слоя в уравнении (4.1.7) можно принять для внутренней трубы $\delta = 0,4 d''_B$, а для наружной – $\delta = 0,2(d''_H - d''_B)$.

Рассчитанный коэффициент теплоотдачи сравним с полученным по эмпирическому уравнению:

при $2300 < Re < 10000$,

$$Nu = 0,08 Re^{0,9} Pr^{0,43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (4.1.21)$$

Пример расчета

$$d_H = 38 \times 2 \cdot 10^{-3}, \text{ м}; \quad d_B = 18 \times 1 \cdot 10^{-3}, \text{ м}; \quad t_{BH} = 36,^{\circ} \text{ C}; \quad t_{BK} = 34,^{\circ} \text{ C};$$

$$t_{HH} = 11,^{\circ} \text{ C}; \quad t_{HK} = 14,^{\circ} \text{ C};$$

расход жидкости $V_B = 58 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^3/\text{с};$ расход жидкости

$$V_H = 40 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^3/\text{с}.$$

Индексы: «в» – внутренняя труба; «н» – наружная труба.

Расчет коэффициента теплоотдачи α_1 во внутренней трубе

Физические свойства воды при $t_{cp} = 35,^{\circ} \text{ C}$:

– плотность $\rho = 994,8, \text{ кг}/\text{м}^3$;

– коэффициент динамической вязкости $\mu = 0,730 \cdot 10^{-3}, \text{ Па} \cdot \text{с}$;

– коэффициент кинематической вязкости $\nu = \mu/\rho = 3,65 \cdot 10^{-7}, \text{ м}^2/\text{с}$;

– удельная теплоемкость $c_p = 4180, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$;

– коэффициент теплопроводности $\lambda = 62,6 \cdot 10^{-2}, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$;

– коэффициент температуропроводности $a = 1,51 \cdot 10^{-7}, \text{ м}^2/\text{с}$.

Расчет параметров:

– скорость жидкости $U_{\infty} = V / (\pi d_B^2 / 4) = 0,288, \text{ м}/\text{с}$;

– число Прандтля $Pr = 4,86$;

– число Рейнольдса $Re = 6289,6$;

– коэффициент сопротивления $\xi = 0,035$;

– коэффициент трения $C_f = \xi / 4 = 0,0089$;

– толщина пограничного слоя $\delta = 0,4 d_B = 0,004, \text{ м}$;

– динамическая скорость $u_{\infty} = U_{\infty} \sqrt{C_f / 2} = 0,019, \text{ м}/\text{с}$;

– коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по уравнениям: (4.1.4) – $\alpha_1 = 1899,3, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$; (4.1.21) – $\alpha_1 = 1620,3, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K})$.

Расхождение результатов – 15 %.

Расчет коэффициента теплоотдачи α в наружной трубе

Физические свойства воды при $t_{\text{ср}} = 12,5, ^\circ\text{C}$:

- плотность $\rho = 1000$, кг/м³;
- коэффициент динамической вязкости $\mu = 1,217 \cdot 10^{-3}$, Па·с;
- удельная теплоемкость $c_p = 4190$, Дж/(кг·К);
- коэффициент теплопроводности $\lambda = 58,22 \cdot 10^{-2}$, Вт/(м·К);
- коэффициент температуропроводности $a = 1,39 \cdot 10^{-7}$, м²/с.

Расчет параметров:

- площадь поперечного сечения канала

$$S = \frac{\pi(d_{\text{н}}^2 - d_{\text{в}}^2)}{4} = 6,53 \cdot 10^{-4}, \text{ м}^2;$$

- скорость жидкости $U_{\infty} = V/S = 0,06$, м/с;

- число Прандтля $\text{Pr} = 8,75$;

- число Рейнольдса $\text{Re} = 805,2$;

- коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по уравнению: (4.1.20) –
 $\alpha_2 = 143,2$, Вт/(м²·К);

- термическое сопротивление стенки и загрязнений

$$\sum r_{\text{ст}} = \frac{1}{5800} + \frac{0,01}{93} + \frac{1}{5800} = 3,56 \cdot 10^{-4}, \text{ (м}^2 \cdot \text{К)/Вт};$$

- коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum r_{\text{ст}} + \frac{1}{\alpha_2}} = 392,1, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

В данном примере отношение $(\text{Pr}/\text{Pr}_{\text{ст}})^{0,25} \approx 1$ и физические свойства теплоносителя взяты при $t_{\infty} = t_{\text{ср}}$.

4.2. Теплоотдача в каналах при различных условиях движения потоков

В данном разделе рассматривается применение уравнений (4.1.4) и (2.4.4) для вычисления коэффициентов теплоотдачи в каналах при различных условиях движения одно- и двухфазных сред (закрутка потока, шероховатость поверхности, движение газожидкостных смесей).

Однофазные среды

При осевом или закрученном движении однофазного потока в трубе коэффициент теплоотдачи вычислим по уравнению (4.1.4), где динамическую скорость определим из условия баланса сил через коэффициент сопротивления или перепад давления [7]

$$u_* = U_{\text{cp}} \left(\frac{\xi}{8 \cos \theta} \right)^{0,5} = \left(\frac{\Delta P d}{4 \rho H \cos \theta} \right)^{0,5}, \quad (4.2.1)$$

где ξ можно вычислить по известным выражениям, а $\theta = \arctg(\pi d / S_{\text{лз}})$ – угол закрутки потока.

Толщину турбулентного пограничного слоя в уравнении (4.1.7) найдем из равенства

$$\tau = u_*^2 \rho = \rho \gamma \Delta \bar{U}_{\infty}, \quad (4.2.2)$$

с учетом коэффициентов переноса импульса γ (3.2.19) получено

$$\delta = \exp \left[\frac{1}{2,5} \left(\frac{\Delta \bar{U}_{\infty}}{u_*} - 13,76 + 2,5 \ln 30 v / u_* \right) \right]. \quad (4.2.3)$$

Найдем средний градиент скорости $\Delta \bar{U}_{\infty}$ в цилиндрическом канале с ленточным завихрителем. На участке стабилизированного движения скорость среды на внешней границе пограничного слоя равна скорости на оси потока [8, 9]

$$U_{\text{max}} = \frac{U_{\text{cp}}}{\cos \theta} + 3,75 u_*. \quad (4.2.4)$$

На участке гидродинамической стабилизации профиля жидкости (газа), длина которого составляет $l_{\text{ст}} \approx 15d$, скорость потока на оси изменяется от среднего значения U_{cp} на входе до значения U_{max} (4.2.4). Учитывая, что толщина турбулентного пограничного слоя зависит от продольной координаты в степени $\delta \sim l^{\frac{4}{5}}$, средний градиент скорости $\Delta \bar{U}_{\infty}$ найдем из выражений [7]

$$l_{\text{CT}} \geq H, \quad \Delta \bar{U}_{\infty} = \frac{1}{2} \left[\frac{U_{\text{CP}}}{\cos \theta} + U_{\text{max}} \left(\frac{H}{l} \right)^{\frac{4}{5}} \right], \quad (4.2.5)$$

$$l_{\text{CT}} \leq H, \quad \Delta \bar{U}_{\infty} = \frac{l_{\text{CT}}}{2H} \left(\frac{U_{\text{CP}}}{\cos \theta} + U_{\text{max}} \right) + \frac{H - l_{\text{CT}}}{H} U_{\text{max}},$$

где H – длина канала, м.

Результаты расчета коэффициента теплоотдачи по уравнению (4.1.7) с параметром (4.2.3) показаны на рис. 4.1.

В процессе теплообмена с изменением температуры жидкости поперек пограничного слоя меняются физические свойства среды, что влияет на величину коэффициента теплоотдачи. В большинстве практических случаев с достаточной точностью как в случае нагревания, так и при охлаждении используется поправочный множитель $(Pr_{\infty} / Pr_{\text{CT}})^{0,25}$. В уравнении (4.1.7) влияние градиента температуры можно учесть путем расчета теплофизических свойств среды при средней температуре в пограничном слое. Например, для воды при $t_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$ и $t_{\text{CT}} = 50^{\circ}\text{C}$ расчет α по средней температуре пограничного слоя дает увеличение его значения в 1,33, а эмпирическая поправка $(Pr_{\infty} / Pr_{\text{CT}})^{0,25} = 1,37$.

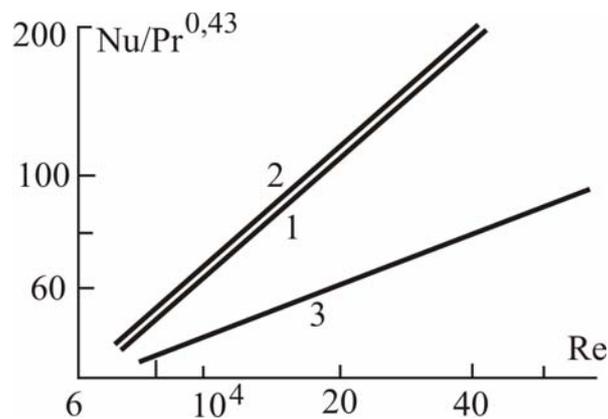


Рис. 4.1. Зависимость комплекса $Nu/Pr^{0,43}$ от числа Re в канале с ленточным завихрителем:
 1 – расчет по уравнению (4.1.7);
 2 – экспериментальные данные [21];
 3 – для осевого потока

Следует отметить, что расчет по уравнениям (4.1.4) и (4.1.7) с δ (4.2.3) показывает практически одинаковые результаты по сравнению с известной аналогией (2.2.4). Поэтому применение данных выражений для расчета α при градиентном течении дает значительную погрешность. В этом случае для выполнения расчетов воспользуемся обобщением гидродинамической аналогии для потоков с продольным градиентом давления (раздел 2.4).

Рассмотрим турбулентное движение потока в канале с элементами шероховатости различного вида. В интервале $10^4 < Re < 10^5$ коэффициент трения в гидравлически гладкой трубе равен $C_f = \xi/4 = 0,079 Re^{-0,25}$. Тогда из (2.4.7) получим

$$\bar{U}_\infty = 6,33 (\tau/\rho)^{\frac{4}{7}} (d/\nu)^{\frac{1}{7}}, \quad (4.2.6)$$

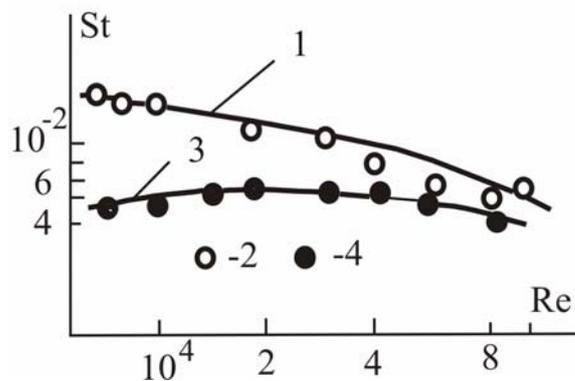
и на основе уравнения гидродинамической аналогии (2.4.3) имеем

$$\alpha = 0,158 \rho c_p (\tau/\rho)^{\frac{3}{7}} (\nu/d)^{\frac{1}{7}} Pr^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.2.7)$$

где τ найдем, используя известную связь $\tau = \rho U_{cp}^2 \xi_{ш}/8$ с коэффициентом сопротивления шероховатого канала $\xi_{ш}$.

На рис. 4.2 показаны результаты расчета числа Стантона на основе (4.2.7) и экспериментальные данные [12], полученные для труб с песочной шероховатостью.

Рис. 4.2. Результаты расчета и опытные данные по теплоотдаче в канале с шероховатыми стенками: 1,3 – расчет по уравнению (4.2.7); 2,4 – эксперимент [12]. 1,2 – $k/R=0,08$; 3,4 – $k/R=0,02$. $Pr=0,71$ (k – высота выступов)



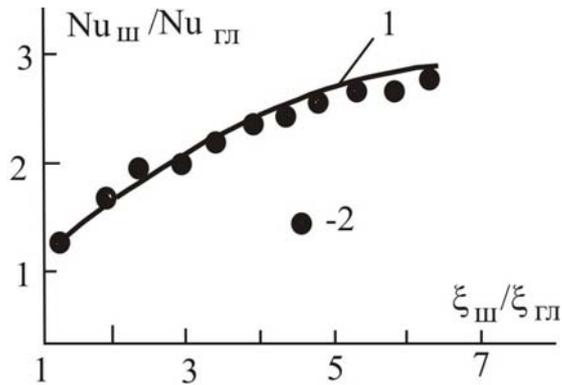


Рис. 4.3. Сравнительная характеристика по теплоотдаче в трубах с кольцевой насадкой с гладкими трубами: 1 – расчет по (4.2.7); 2 – опытные данные [21]; $Re = 10^4$

На рис. 4.3 дано сопоставление расчетных и опытных [21] значений Nu для труб с кольцевой насадкой. Следует отметить, что применение классической аналогии (2.2.4) для указанных случаев дает завышение по коэффициентам теплоотдачи в 1,5 – 3 раза, а уравнение (4.2.7) обеспечивает согласование с экспериментальными результатами в пределах – 5÷15 %.

Газожидкостные смеси

В промышленности для проведения тепло- и массообменных процессов находят применение газлифтовые контактные устройства [22–24].

Рассмотрим уравнения, обобщающие гидродинамическую аналогию, для расчета коэффициентов теплоотдачи при движении газожидкостной смеси в трубе.

Восходящее турбулентное движение газожидкостной смеси в трубе характеризуется наличием около теплообменной поверхности газовых пузырей, которые препятствуют развитию пограничного слоя жидкой фазы на стенке. Для этих условий выражение для расчета динамической скорости имеет вид [18, 22]

$$u_* = \left[(\tau_{ж} / \rho)^2 + \chi^4 v_{ж} g u_{от} \varphi (1 - \varphi)^2 \right]^{0,25}, \quad (4.2.8)$$

где φ – газосодержание; $u_{от}$ – относительная скорость фаз; $\chi = 1,9$.

В данном выражении левое слагаемое определяется по уравнениям для гомогенной жидкости, а правое учитывает влияние газовых пузырей.

Расчет $\alpha_{ж}$ по формуле (4.2.7) с $\tau = u_*^2 \rho_{ж}$ (4.2.8) дает заниженное на 20–30 % значение по сравнению с опытными данными [18, 22]. Это объясняется тем, что уравнение (4.2.7) получено на основе коэффициента трения стабилизированного потока, когда $\delta \approx R$. Но в данном случае из-за наличия газовых пузырей это условие не выполняется. Тогда следует рассмотреть процесс теплообмена вдоль поверхности с линейным размером l , по порядку величины равным среднему размеру пузыря ($l \approx d_{п}$). Коэффициент трения плоской поверхности длиной l при турбулентном движении среды определяется по формуле (3.1.20). Из (2.4.3), (2.4.7) с C_f (3.1.20) получим

$$\alpha_{ж} = 0,159 \rho_{ж} c_{pж} \left(\tau / \rho_{ж} \right)^{\frac{4}{9}} \left(v_{ж} / l \right)^{\frac{1}{9}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}. \quad (4.2.9)$$

Учитывая, что в данное уравнение характерный размер l входит в малой степени, можно принять $l=d$, где d – диаметр трубы.

Результаты расчета $\alpha_{ж}$ по (4.2.9) с τ (4.2.8) представлены на рис. 4.4.

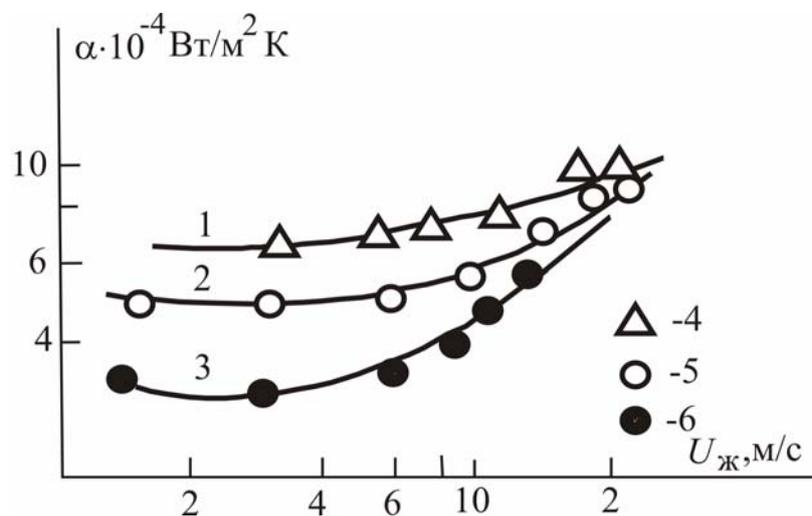


Рис. 4.4 Зависимость коэффициентов теплоотдачи от скорости жидкости при восходящем движении газожидкостной смеси в трубе; 1–3 – расчет по уравнению (4.2.9); 4–6 – эксперимент [22]. 1,4 – скорость газа 1 м/с; 2,5 – 0,2 м/с; 3,6 – 0,025 м/с. Система воздух–вода ($\text{Pr}=4,75$). Диаметр трубы 0,025 м

4.3. Теплоотдача поперечно-обтекаемых пучков труб

Если процесс теплоотдачи при движении теплоносителя вдоль плоской стенки или в круглой трубе довольно хорошо изучен и математически описан, то коэффициенты теплоотдачи при поперечном обтекании пучков труб вычисляются, как правило, по критериальным уравнениям [12, 13, 16, 25].

Первоначально рассмотрим поперечное обтекание одиночного цилиндра потоком реальной жидкости. Процессы обтекания и теплообмена цилиндра довольно сложны и в значительной мере зависят от чисел Re , Pr , степени турбулентности потока и других факторов. На лобовой поверхности цилиндра образуется ламинарный пограничный слой, толщина которого меняется по периметру обтекания. При малых числах Re цилиндр обтекается плавно, без отрыва. С ростом Re ламинарный пограничный слой отрывается от поверхности в миделевой части цилиндра и за цилиндром образуется вихревой след. Полное сопротивление поперечно-обтекаемых тел определяется действием сил трения и давления. При малых числах Re равнодействующая сил давления незначительна и сопротивление определяется в основном силами трения.

Для расчета коэффициента трения при поперечном обтекании круглого цилиндра используется формула [12]

$$30 \leq Re \leq 10^4, C_f = 4Re^{-0,5}.$$

Отсюда среднее касательное напряжение приближенно равно

$$\tau = \rho U_\infty^2 C_f / 2.$$

При ламинарном обтекании цилиндра коэффициент теплоотдачи найдем на основе обобщения гидродинамической аналогии на потоки с продольным градиентом давления (раздел 2.4). Для трубы из выражения (2.4.4), при $l = \pi d/2$ и $n=3$, запишем

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{2\tau v}{\pi r d} \right)^{\frac{1}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}}. \quad (4.3.1)$$

Расчет по (4.3.1) для одиночной трубы показывает, что значение α больше экспериментального почти на 30 %. Отсюда следует ограничение на использование обобщения гидродинамической аналогии на градиентные потоки (см. выводы в конце главы).

Рассмотрим процесс теплоотдачи при обтекании пучков труб.

Обтекание трубы в пучке отличается от обтекания одиночной трубы, поскольку на него оказывают воздействие рядом расположенные трубы. Между соседними трубами в отдельном поперечно-обтекаемом ряду образуются сужения, что является дополнительным фактором изменения градиента давления. Если для одиночной трубы распределение коэффициента давления \bar{P} по поверхности находится в пределах от 1,0 до $-(3,0 \dots 4,0)$, то для пучка труб этот интервал находится в пределах от 1,0 до $-(0,5 \dots 1,5)$ [8, 12]. Следовательно, обтекание пучка труб глубинного ряда характеризуется меньшим градиентом давления по сравнению с одиночной трубой.

Коэффициент теплоотдачи при ламинарном обтекании пучков труб ($Re \leq 2 \cdot 10^3$) глубинного ряда найдем по формуле (4.3.1), где τ определим из условия $\Delta P H d \approx \tau \pi H d$, получим $\tau \approx \Delta P / \pi$.

На рис. 4.5, 4.6 показаны результаты расчета теплоотдачи от шахматных и коридорных пучков труб по уравнению (4.3.1) и сопоставления с экспериментом [25] при ламинарном обтекании, где для ΔP использованы данные из работы [12].

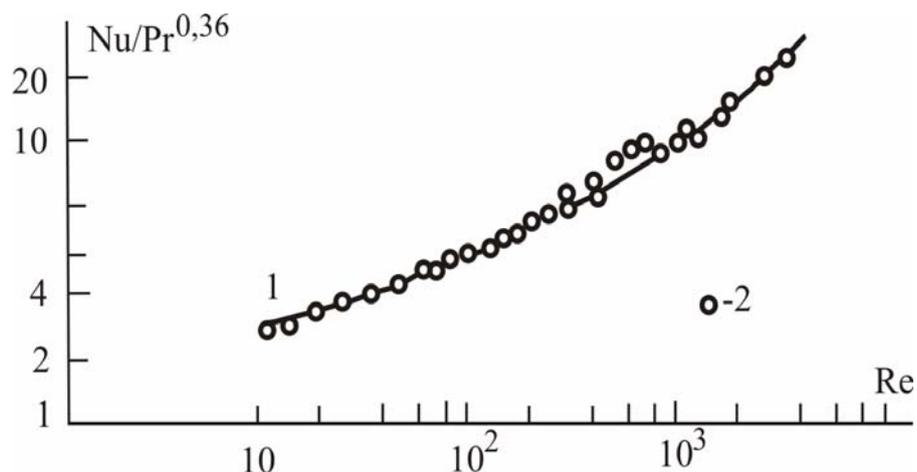


Рис. 4.5. Средняя теплоотдача симметричных шахматных пучков труб глубинных рядов: 1 – расчет по уравнению (4.3.1); 2 – опытные данные [25]

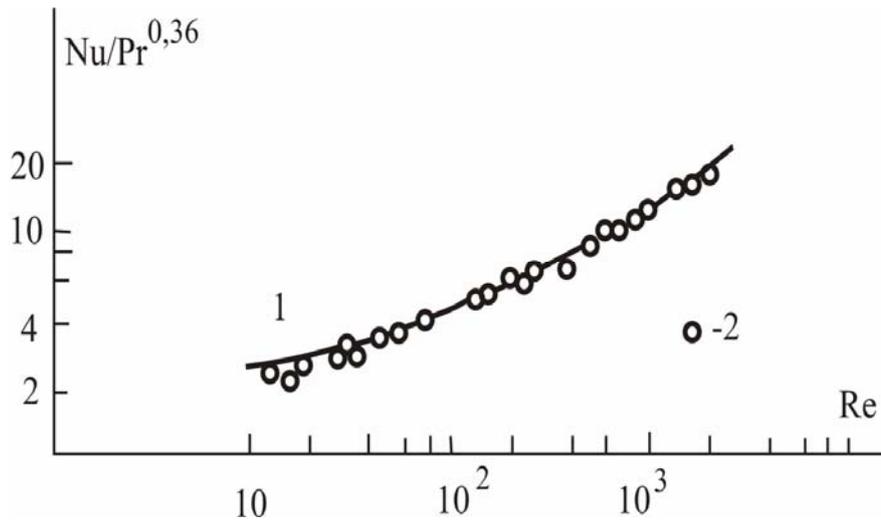


Рис. 4.6. Средняя теплоотдача симметричных коридорных пучков труб глубинных рядов: 1 – расчет по уравнению (4.3.1); 2 – опытные данные [25]

Рассмотрим турбулентный режим обтекания пучков труб глубинного ряда в теплообменном аппарате ($Re = \bar{U}_m d / \nu \geq 2 \cdot 10^3$).

Пучки труб, аналогично турбулизирующей решетке, возбуждают сильно развитую турбулентность в пограничном слое трубы и лишь на небольшой части лобовой ее поверхности течение в пограничном слое остается ламинарным. Однако и в этом случае ламинарный участок пограничного слоя возмущен проникающими турбулентными пульсациями из внешнего потока. Кроме этого возмущающими факторами, влияющими на гидродинамическую структуру пограничного слоя на поверхности трубы, могут быть: неравномерность потока, градиент давления, кривизна и шероховатость поверхности, акустические волны и т.д. В этом случае для определения коэффициентов теплоотдачи используем модель диффузионного пограничного слоя с заданным законом затухания турбулентных пульсаций в вязком подслое (раздел 3.3), а параметры модели – динамическую скорость и безразмерную толщину вязкого подслоя – будем находить с учетом указанных выше факторов по уравнениям (3.6.21), (3.6.29).

Многочисленные экспериментальные данные по средней теплоотдаче трубы в пучке дают зависимость [12–17] $Nu \sim Pr^{0,36}$ или $\alpha \sim a^{0,64}$, что соответствует закону изменения $a_T(y)$ в вязком подслое (3.3.49) с показателем степени, близким $n=3$, и коэффициент теплоотдачи можно вычислить по формуле (3.3.48).

Среднюю диссипацию энергии в объеме пучка V представим через перепад давления ΔP или число Эйлера Eu [2, 18]

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P s_m \bar{U}_m}{V} = \frac{Eu s_m \rho \bar{U}_m^3}{V}, \quad (4.3.2)$$

где \bar{U}_m – средняя скорость в узком сечении пучка, м/с;
 $V = H(S_1 S_2 - \pi d^2/4)$; $s_m = H(S_1 - d)$ (рис. 4.7); H – длина труб, м.
 В расчетах также используют относительные шаги пучка $a_1 = S_1/d$, $b = S_2/d$.

Средний градиент скорости $\Delta \bar{U}_\infty$ в уравнении (3.6.21) определяется разностью скорости среды на внешней и внутренней границе пограничного слоя. Учитывая, что на стенке трубы выполняется условие прилипания жидкости (при $y=0$, $u=0$), движущая сила $\Delta \bar{U}_\infty$ будет определяться средней скоростью на внешней границе пограничного слоя $U_\infty(\varphi)$ при $y = \delta$.

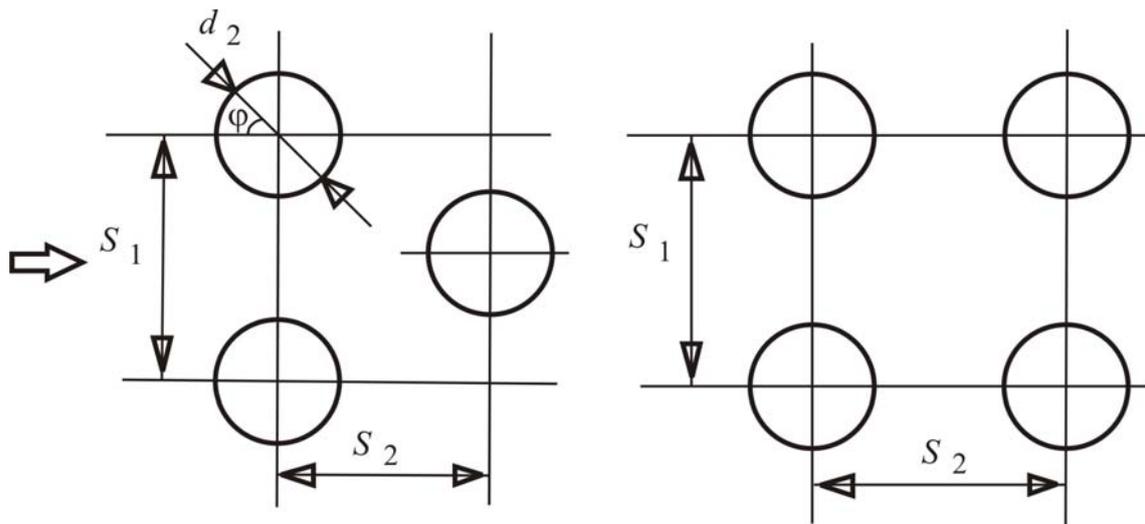


Рис. 4.7. Шахматные и коридорные пучки труб

$$\Delta \bar{U}_\infty = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} U_\infty(\varphi) d\varphi. \quad (4.3.3)$$

Представленные экспериментальные данные [12] распределения скорости жидкости на различных расстояниях от поверхности трубы шахматных и коридорных пучков, показывают, что $U_\infty(\varphi)$ существенно отличаются от распределения скорости при обтекании одиночной трубы. В шахматном пучке движение жидкости примерно соответствует течению по

изогнутому каналу, когда поочередно происходит сужение и расширение потока. В коридорных пучках характер движения среды близок к течению в прямолинейном канале. Как в том, так и в другом случае при течении теплоносителя в глубинных рядах скорость потока на оси канала будет больше средней скорости в данном сечении. Известно [8, 9], что скорость среды на оси потока можно вычислить по уравнению

$$U_{\max} = \bar{U}_m + 3,75u_*. \quad (4.3.4)$$

Используем формулу (4.3.4) для приближенного расчета скорости на оси потока при стабилизированном движении жидкости в глубинных рядах пучков труб.

При поперечном обтекании трубы в пучке скорость жидкости $U_\infty(\varphi)$ при ($y = \delta$) изменяется от нулевого значения на оси трубы ($\varphi = 0$) до максимального $U_{\max}(\varphi = 90^\circ)$, а затем уменьшается до $U_\infty(\varphi) \approx 0$ при $\varphi = 180^\circ$.

Приближенное значение средней движущей силы примем как среднее арифметическое

$$\Delta \bar{U}_\infty \approx 0,5U_{\max}. \quad (4.3.5)$$

Графическое интегрирование экспериментальных кривых [12, 26, 27] распределения скорости жидкости на расстоянии 3,6 – 18,75 мм от поверхности труб для коридорного и шахматного пучков показывает, что выражение (4.3.5) справедливо с погрешностью $\pm 20\%$.

Параметр пограничного слоя R_1 и динамическую скорость u_* найдем из решения уравнений (3.6.29), (3.6.21) со значением диссипации энергии $\bar{\epsilon}$ (4.3.2) и средней движущей силой $\Delta \bar{U}_\infty$ (4.3.5). При известных значениях R_1 и u_* средний коэффициент теплоотдачи α вычисляется из уравнения (3.3.48).

Результаты расчета коэффициентов теплоотдачи при турбулентном обтекании шахматных и коридорных гладких и шероховатых пучков труб глубинного ряда показаны на рис. 4.8 – 4.10, где влияние высоты элемента шероховатости k на α учитывается величиной перепада давления. Для определения перепада давления использованы экспериментальные данные и эмпирические зависимости [12, 21].

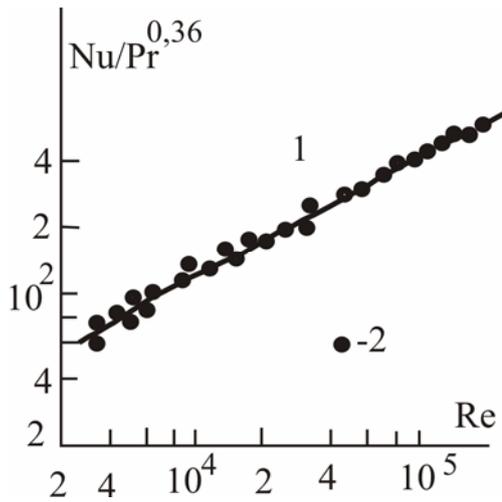


Рис. 4.8. Средняя теплоотдача симметричных шахматных пучков труб глубинных рядов: 1 – расчет по уравнению (3.3.48); 2 – опытные данные [25]

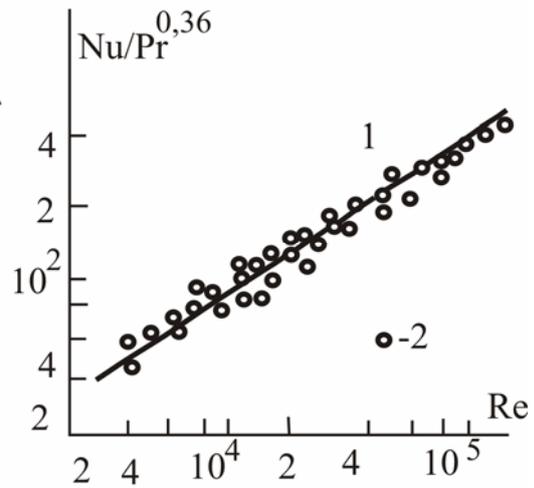
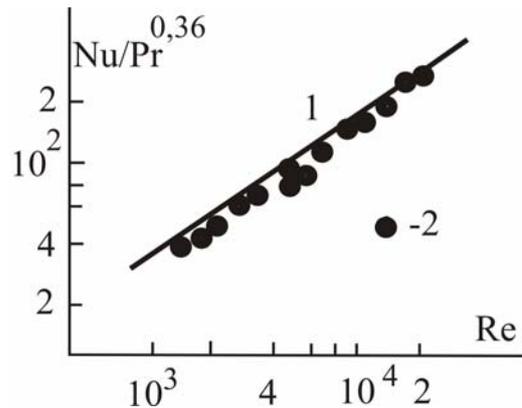


Рис. 4.9. Средняя теплоотдача симметричных коридорных пучков труб глубинных рядов: 1 – расчет по уравнению (3.3.48); 2 – опытные данные [25]

Рис. 4.10. Средняя теплоотдача шероховатых шахматных пучков труб: $1,25 \times 0,936$ при $d=0,03$ м, $k/d=4 \times 10^{-2}$. 1 – расчет по (3.3.48); 2 – опытные данные [12]



Согласование расчетных [2] значений α с известными результатами [12, 21, 25, 27] находится в пределах $\pm 15 \div 20$ % в интервале чисел Re: уравнение (4.3.1) $10 \leq Re \leq 2 \cdot 10^3$; уравнение (3.3.48) $2 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \times 10^5$.

Расчет коэффициентов теплоотдачи в кожухотрубчатом теплообменнике [20]

Среди многообразия компоновок теплообменных поверхностей из пучков труб основными являются коридорные и шахматные. Характерными геометрическими параметрами являются: $a_1 = S_1 / d$ – относительный поперечный шаг; $b = S_2 / d$ – относительный продольный шаг (рис. 4.7).

Для расчета коэффициентов теплоотдачи в межтрубном пространстве можно использовать обобщенное уравнение (4.8.2)

$$\alpha = b_2 \rho c_p (\varepsilon \nu / \rho)^{0,25} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.3.6)$$

где $b_2 = 0,37 / \text{Re}^m$; $m = 0,66$ – шахматных пучков труб; $m = 0,08$ – для коридорных; $\text{Re} = U_m d / \nu$; U_m – скорость в узком сечении пучка.

Уравнение (4.3.6) получено в результате обобщения результатов расчета по вышеприведенной математической модели [2] (см. раздел 4.8).

Диссипация энергии рассчитывается через перепад давления ΔP (4.3.2)

$$\varepsilon = \frac{\Delta P S_m \bar{U}_m}{V}, \quad (4.3.7)$$

где $S_m = d(a_1 - 1)H$; $V = d^2 H(a_1 b - \pi/4)$; $a_1 = S_1 / d$; $b = S_2 / d$.

Перепад давления, обусловленный сопротивлением трения и формы трубы, определяется по выражению [12]

$$\Delta P = \eta_\phi \eta_\Delta (\xi / \chi) \chi^{0,5} \rho \bar{U}_m^2 z / 2, \text{ Па}, \quad (4.3.8)$$

где η_ϕ – коэффициент, учитывающий угол атаки ϕ пучка труб η_Δ и определяемый по рис. 4.11; η_Δ – коэффициент, учитывающий шероховатость (рассматриваются абсолютно гладкие трубы $\eta_\Delta = 1$); χ – формпараметр, зависящий от a_1 и b ; отношение (ξ / χ) определяется по номограммам [12] (рис. 4.12, 4.13), множитель χ – по вспомогательному графику, не приведенному в данной работе, в зависимости от комплекса $(a_1 - 1) / (b - 1)$. В предлагаемом примере $a_1 = b = 2$, следовательно, $(a_1 - 1) / (b - 1) = 1$; $\chi = 1$ и $z = 1$.

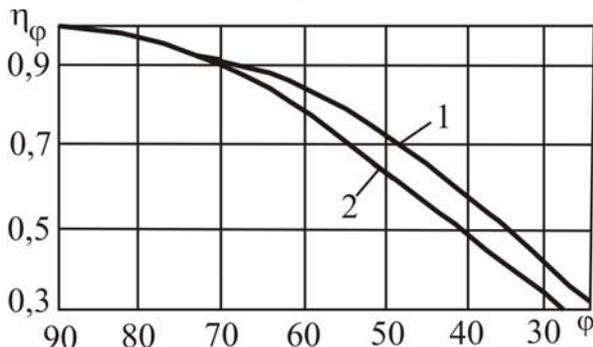


Рис. 4.11. Поправочный коэффициент η_ϕ для шахматных (1) и коридорных (2) пучков труб

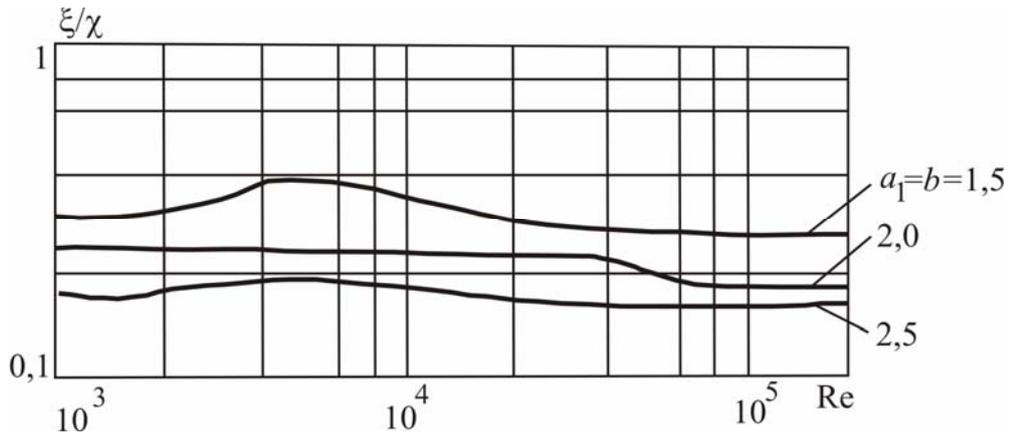


Рис. 4.12. Номограмма для определения коэффициента сопротивления коридорных пучков труб

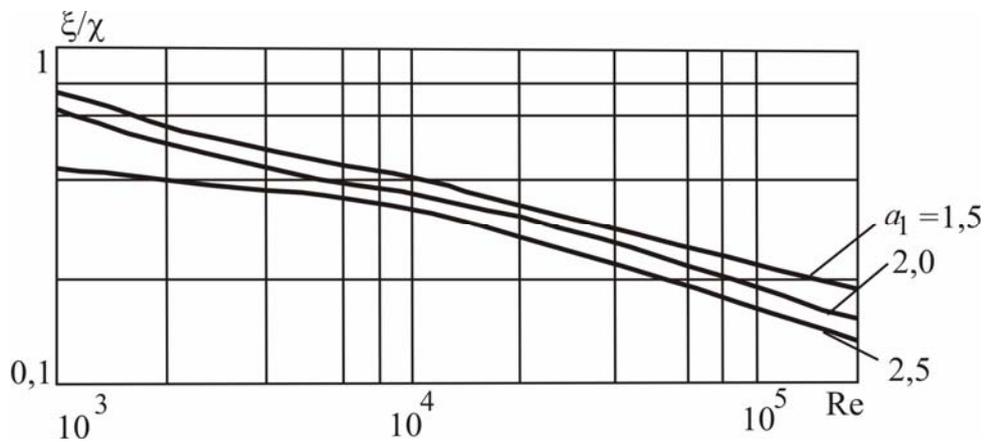


Рис. 4.13. Номограмма для определения коэффициента сопротивления шахматных пучков труб

Расчетный коэффициент теплоотдачи (4.3.6) сравним с полученным по эмпирическому уравнению [12]:

при $Re > 1000$ для коридорных пучков:

$$Nu = 0,22 \varepsilon_{\phi} Re^{0,65} Pr^{0,36} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}, \quad (4.3.9)$$

для шахматных пучков:

$$Nu = 0,4 \varepsilon_{\phi} Re^{0,6} Pr^{0,36} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}, \quad (4.3.10)$$

где ε_{ϕ} – коэффициент, учитывающий угол атаки.

Совершенство теплообменных аппаратов можно охарактеризовать отношением теплового потока Q через данную поверхность теплообмена к мощности N , затраченной на прокачку теплоносителя

$$E = Q / N, \quad (4.3.11)$$

где N рассчитывается по формуле ($N = \Delta P S_m \bar{U}_m = \Delta P G / \rho$). По максимальному значению параметра E выбирают предпочтительное расположение пучков труб.

Пример расчета

Рассчитать теплообменный аппарат для охлаждения $G_1=6$ кг/с диэтилового эфира от $t_{1н}=+25$ °С до $t_{1к}=-10$ °С рассолом – раствором хлористого кальция, поступающим из холодильной камеры. Рассол нагревается от $t_{2н}=-15$ °С до $t_{2к}=-12$ °С, направлен в трубное пространство, эфир – в межтрубное.

Выбрать такую компоновку пучков труб, которая обеспечит наибольшее значение показателя E (4.3.11).

Индекс «1» для диэтилового эфира, «2» – для рассола.

Определение расхода теплоты и расхода рассола

– средняя температура рассола $t_2=0,5(-15+(-12))=-13,5$ °С;

– температурная схема:

$$\begin{array}{ccc} +25 & \Rightarrow & -10 \\ \underline{-12} & \Leftarrow & \underline{-15} \quad ; \\ \Delta t_{\bar{\theta}} = 37 & \Delta t_M = 5 & \end{array}$$

– средняя разность температур $\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\bar{\theta}} - \Delta t_M}{\ln(\Delta t_{\bar{\theta}} / \Delta t_M)} = 16$ °С;

– средняя температура диэтилового эфира

$$t_1 = t_2 + \Delta t_{cp} = -13,5 + 16 = 2,5 \text{ °С.}$$

Физические свойства теплоносителей при средних температурах

– удельные теплоемкости: эфира – $c_{p1}=2140$ Дж/(кг·К); рассола – $c_{p2}=2900$ Дж/(кг·К);

– плотности: эфира – $\rho_1 = 733$ кг/м³; рассола – $\rho_2 = 1220$ кг/м³;

– динамическая вязкость: эфира – $\mu_1 = 0,28 \cdot 10^{-3}$ Па·с; рассола – $\mu_2 = 7,165 \cdot 10^{-3}$ Па·с;

– коэффициенты теплопроводности: эфира – $\lambda_1 = 0,136$ Вт/(м·К); рассола – $\lambda_2 = 0,473$ Вт/(м·К).

Расчет параметров:

– с учетом потерь холода в размере 5 % расход теплоты

$$Q = 1,05 G_1 c_{p1} (t_{1н} - t_{1к}) = 1,05 \cdot 6 \cdot 2140 (25 - (-10)) = 471870 \text{ Вт};$$

$$\text{– расход рассола } G_2 = \frac{Q}{c_{p2} (t_{2к} - t_{2н})} = 54,2 \text{ кг/с};$$

$$\text{– объемные расходы эфира и рассола } V_1 = G_1 / \rho_1 = 8,19 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}; \\ V_2 = G_2 / \rho_2 = 4,45 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Для обеспечения интенсивного теплообмена необходим турбулентный режим движения теплоносителей. В теплообменных трубах $d=25 \times 2$ мм холодильников по ГОСТ 15120-79 скорость течения рассола при $Re > 10000$ должна быть более

$$w'_2 = \frac{Re_2 \mu_2}{d_2 \rho_2} = \frac{10000 \cdot 7,165 \cdot 10^{-3}}{0,021 \cdot 1220} = 2,8 \text{ м/с};$$

проходное сечение трубного пространства при этом должно быть не менее

$$S'_2 = \frac{V_2}{w'_2} = 1,59 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2.$$

Выбираем одноходовой кожухотрубчатый теплообменник диаметром $D=273$ мм с трубами 25×2 мм, проходное сечение трубного пространства $S_2=0,013$ м²; межтрубного $S_1=0,011$ м² [28].

Определение коэффициента теплоотдачи для эфира

– скорость эфира в межтрубном пространстве

$$w_1 = \frac{V_1}{S_1} = \frac{8,19 \cdot 10^{-3}}{1,1 \cdot 10^{-2}} = 0,74 \text{ м/с};$$

$$\text{– число Рейнольдса } Re_1 = \frac{w_1 d_1 \rho_1}{\mu} = \frac{0,74 \cdot 0,025 \cdot 733}{0,00028} = 48701,3;$$

$$\text{– число Прандтля } Pr_1 = 4,4;$$

– перепад давления и коэффициенты теплоотдачи, рассчитанные по уравнениям (4.3.8), (4.3.6) и (4.3.9) при коридорном расположении пучков труб с $a \times b = 2,0 \times 2,0$ и углом атаки $\varphi = 25^\circ$, соответственно равны $\Delta P = 14,0$ Па; $\alpha_1 = 1534,9$ Вт/(м²·К), $\alpha_1 = 1363,7$ Вт/(м²·К).

Расхождение результатов 11 %.

– перепад давления и коэффициенты теплоотдачи, рассчитанные по уравнениям (4.3.8), (4.3.6) и (4.3.10) при шахматном расположении пучков труб с $a_1 \times b = 2,0 \times 2,0$ и углом атаки $\varphi = 25^\circ$, равны $\Delta P = 13,4$ Па; $\alpha_1 = 1765,7$ Вт/(м²·К), $\alpha_1 = 1363,7$ Вт/(м²·К).

Расхождение результатов 22 %.

Определение коэффициента теплоотдачи для рассола

$$\text{– скорость рассола } w_2 = \frac{V_2}{S_2} = 3,42 \text{ м/с};$$

$$\text{– число Рейнольдса } Re_2 = \frac{w_2 d_2 \rho_2}{\mu_2} = \frac{3,42 \cdot 0,021 \cdot 1220}{7,168 \cdot 10^{-3}} = 12223,1;$$

$$\text{– число Прандтля } Pr_2 = 43,49;$$

– коэффициенты теплоотдачи, рассчитанные по уравнениям (4.1.7) $\alpha_2 = 4260,1$ Вт/(м²·К), (4.1.15) $\alpha_2 = 4457,7$ Вт/(м²·К).

Расхождение результатов 5 %.

В табл. 4.3 приведены результаты расчета гидравлических и теплообменных характеристик шахматного и коридорного расположения пучков труб.

Результаты расчета гидравлических и теплообменных характеристик шахматного и коридорного расположения пучков труб

шаг пучка $a_1 \times b$	ΔP по ур. (4.3.8)	N	K_t по ур. (1.1.4)	E по ур. (4.3.11)
коридорные пучки				
2,0×2,0	14,0	0,66	784,9	718788,3
шахматные пучки				
2,0×2,0	13,4	0,63	841,0	751450,0

Расчетную площадь *поверхности теплопередачи* находим из уравнения

$$F = Q / (K_t \Delta t), \text{ м}^2.$$

В случае коридорного пучка труб с учетом 10 % запаса $F_K=41,33, \text{ м}^2$; при шахматном расположении – $F_{Ш}=38,57, \text{ м}^2$.

Окончательный выбор лучшего из рассмотренных теплообменников должен быть сделан на основе технико-экономического анализа.

4.4. Массо- и теплоотдача в насадочных и зернистых слоях

Рассмотрим ламинарное ($Re_\Gamma = W_k d_\varepsilon / \varepsilon_{св} \nu_\Gamma \leq 40$) стабилизированное движение однофазного потока в неупорядоченных насадочных слоях. В этом случае для определения коэффициентов переноса воспользуемся уравнением (2.4.4), где среднее значение τ приближенно найдем из условия баланса сил:

$$\Delta P \varepsilon_{св} \pi D_K^2 / 4 \approx \tau a_\nu H \pi D_K^2 / 4 = \tau F,$$

где H – высота слоя насадки; $\varepsilon_{св}$ – свободный объем, $\text{м}^3/\text{м}^3$; D_K – диаметр колонны, м^2 ; F – площадь поверхности насадки, м^2 .

Тогда уравнения (2.4.4), при $n=3$, получают вид

$$\beta = 0,62 \left(\frac{\Delta P \varepsilon_{CB} \nu}{a_v H L \rho} \right)^{\frac{1}{3}} Sc^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.4.1)$$

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{\Delta P \varepsilon_{CB} \nu}{a_v H L \rho} \right)^{\frac{1}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.4.2)$$

где для насадки $L = \pi d_3 / 2$; $d_3 = 4\varepsilon_{CB} / a_v$ – эквивалентный диаметр, м.

На рис. 4.14 даны результаты расчета массоотдачи (безразмерного комплекса) в колонне с зернистым слоем, где для вычисления ΔP использовались выражения, приведенные в работах [21, 29].

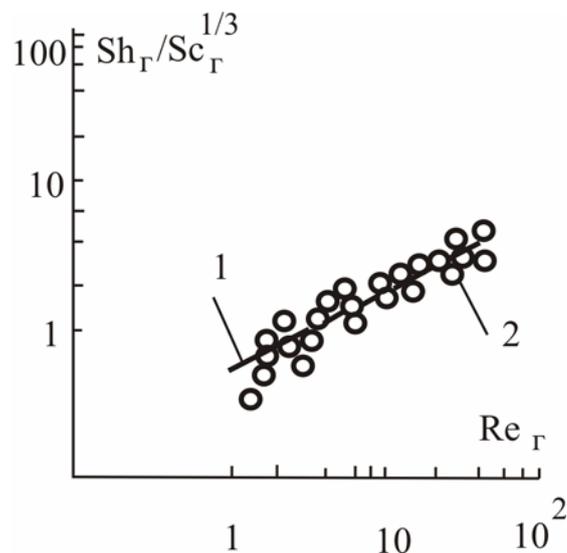


Рис. 4.14. Массоотдача в зернистом слое при ламинарном течении: 1 – расчет по уравнению (4.4.1); 2 – эксперимент [29] (возгонка нафталина)

При движении газа в слое насадочных элементов турбулизация развивается значительно раньше, чем при течении жидкости по трубам. Границе ламинарного движения соответствует [30] $Re_G \approx 40$.

Рассмотрим процессы массо- и теплоотдачи при турбулентном движении газа.

При исследовании массоотдачи в газовой фазе в сухой насадке обычно применяется нафталин (рис. 4.14), из которого изготавливаются насадочные

элементы [29 – 32]. В этом случае поверхность массообмена равна геометрической поверхности. Процесс теплоотдачи изучался в колонне, засыпанной металлическими цилиндрами и капроновыми параллелепипедами [33]. Результаты экспериментальных исследований обработаны на основе теории подобия и предложены критериальные выражения [32, 33].

Используя модель диффузионного пограничного слоя и обобщение гидродинамической аналогии (главы 2, 3), определим коэффициенты массо- и теплоотдачи в сухой насадке.

Из критериальных выражений [23, 30, 34] следует связь $\beta_{\Gamma} \sim D_{\Gamma}^{\frac{2}{3}}$ и $\alpha_{\Gamma} \sim a_{\Gamma}^{\frac{2}{3}}$, тогда показатель степени в функции (3.3.49) равен $n=3$ и уравнения для определения β_{Γ} и α_{Γ} имеют вид (3.3.47), (3.3.48) соответственно.

Одна из основных трудностей в вычислении коэффициентов β_{Γ} и α_{Γ} по данным выражениям заключается в расчете значений динамической скорости $u_{*\Gamma}$ и безразмерной толщины вязкого подслоя $R_{1\Gamma}$. Гидродинамические закономерности турбулентного движения газа в слоях насыпной насадки имеют сложный характер из-за наличия сужения и расширения потока, градиента давления, отрыва пограничного слоя и ряда других факторов. Поэтому определить динамическую скорость (или касательное напряжение) в турбулентном пограничном слое на насадочных элементах, используя соотношение баланса сил, затруднительно. В этом случае определение динамической скорости проведем по величине диссипируемой энергии (раздел 3.6), что дает хорошие результаты как для пограничного слоя без возмущений (на пластине, в трубе), так и при обтекании пучков труб в теплообменных аппаратах.

При $n=3$ выражение (3.6.29) получит вид

$$u_{*\Gamma} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}_{\Gamma} R_{1\Gamma} \nu_{\Gamma}}{4\rho_{\Gamma}} \right)^{0,25}, \quad (4.4.3)$$

где среднее значение параметра $R_{1\Gamma}$ найдем по формуле (3.6.21), а средняя диссипируемая энергия стабилизированного потока в свободном объеме насадочной колонны равна:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P_{\Gamma} S_{\text{к}} \varepsilon_{\text{св}} W_{\text{к}}}{\varepsilon_{\text{св}}^2 H S_{\text{к}}} = \frac{\Delta P_{\Gamma} W_{\text{к}}}{\varepsilon_{\text{св}} H}, \quad (4.4.4)$$

где ΔP_{Γ} – перепад давления газа в колонне с насадкой [29, 30].

В слое насадочных элементов скорость газового потока непостоянна из-за сужения и расширения проходного сечения каналов. Она изменяется от значения средней скорости в свободном сечении колонны до максимального значения в самом узком проходном сечении насадки. Учитывая, что на поверхности сухих насадочных элементов скорость газа равна нулю, средняя движущая сила переноса импульса $\Delta \bar{U}_\infty$ в выражении (3.6.21) будет определяться средней скоростью на внешней границе пограничного слоя (на оси потока)

$$\Delta \bar{U}_\infty = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} U_\infty \sin \varphi d \varphi, \quad (4.4.5)$$

где при $\varphi = 0$ $U_\infty \approx W_K$, а при $\varphi = 90^\circ$ $U_\infty \approx W_{\max}$.

Максимальная скорость газа по оси канала определяется уравнением, аналогичным (4.3.4). В результате получим:

$$\Delta \bar{U}_\infty = \frac{2}{\pi} \left[W_K + \left(\frac{W_K}{\phi_{\min}} + 3,75 u_{*Г} \right) \right], \quad (4.4.6)$$

где относительное минимальное проходное сечение для насадочных слоев по справочным данным равно [21] $\phi_{\min} \approx \varepsilon_{св} \cdot 0,56 - 0,052$.

Таким образом, значения параметров $u_{*Г}$ и $R_{1Г}$ для определения коэффициентов массо- и теплоотдачи вычисляются из решения системы уравнений (4.4.3), (3.6.21).

В табл. 4.5 и на рис. 4.15 представлены результаты расчета числа Шервуда $Sh_\Gamma = \beta_\Gamma d_\vartheta / D_\Gamma$ по уравнению (3.3.47) и сравнение с эмпирическими данными.

Полученные значения Sh_Γ согласуются с опытными данными в пределах $\pm 10 \div 15 \%$ в интервале: уравнения (4.4.1), (4.4.2) $1 < Re < 40$; уравнения (3.3.47), (3.3.48) $40 < Re < 10^4$. Аналогичные результаты установлены и для случая теплоотдачи от воздуха в сухих насадочных и зернистых слоях (рис. 4.16).

Коэффициенты тепло- и массоотдачи при турбулентном движении также можно определить на основе подхода, рассмотренного в разделе 2.6.

**Результаты расчета массоотдачи в сухой насадке ($H=1$ м, $Sc=1$) с
кольцами Рашига**

Re_{Γ}	$\Delta P_{\Gamma} \cdot 10^{-2}$, Па	$u_{*\Gamma}$, м/с	$R_{1\Gamma}$	Sh_{Γ} по уравнению (3.3.47)	Sh_{Γ} по уравнению [30]
Кольца $10 \times 10 \times 1$ мм					
250	0,1992	0,279	16,21	17,10	15,14
500	0,6936	0,471	18,74	25,87	23,84
10^3	2,4154	0,794	21,84	39,00	37,54
$2,5 \cdot 10^3$	12,568	1,592	27,07	66,80	68,43
$5 \cdot 10^3$	43,766	2,69	32,09	100,09	107,75
10^4	152,405	4,58	38,30	149,61	169,66
Кольца $25 \times 25 \times 3$ мм					
250	0,0158	0,120	16,30	17,06	15,14
500	0,0551	0,200	18,85	25,80	23,84
10^3	0,1920	0,342	21,98	38,98	37,54
$2,5 \cdot 10^3$	0,9991	0,685	27,25	66,59	68,43
$5 \cdot 10^3$	3,4792	1,162	32,32	99,74	107,75
10^4	12,115	1,974	38,57	149,10	169,66

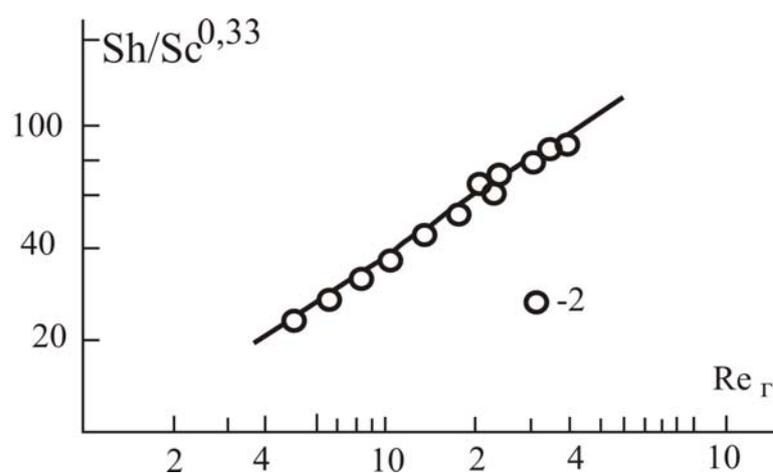


Рис. 4.15. Корреляция данных по массоотдаче в газовой фазе насадочных колонн: 1 – расчет по уравнению (3.3.47); 2 – эксперимент [32]

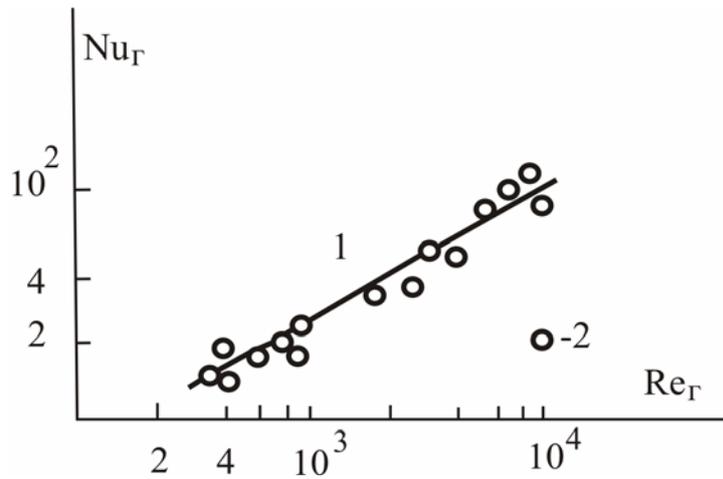


Рис. 4.16. Теплоотдача в слоях насадочных элементов: 1 – расчет по уравнению (3.3.48); 2 – опытные данные [33]

Из выражений (2.4.3), (2.4.7) и (3.1.20) получим

$$\alpha = 0,159 \rho c_p (\tau/\rho)^{\frac{4}{9}} (v/L)^{\frac{1}{9}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.4.7)$$

$$\beta = 0,159 (\tau/\rho)^{\frac{4}{9}} (v/L)^{\frac{1}{9}} \text{Sc}^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.4.8)$$

где $L = \pi d_9 / 2$, $d_9 = 4\epsilon_{\text{св}} / a_v$.

Результаты расчета даны на рис. 4.17.

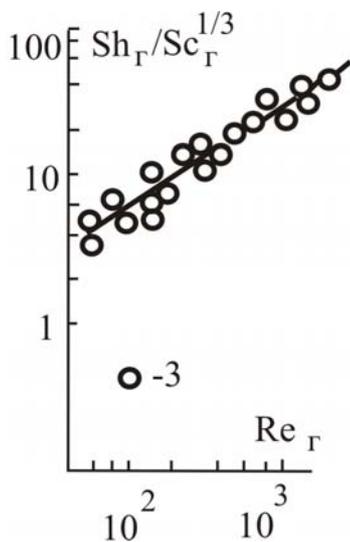


Рис. 4.17. Массоотдача в зернистом слое: 1 – расчет по уравнению (4.4.8); 2 – эксперимент [29] (возгонка нафталина)

Обобщение результатов моделирования тепло- и массоотдачи в насадочных и зернистых слоях в виде простых расчетных выражений сделано в разделе 4.7 (уравнения (4.7.3), (4.7.4))

4.5. Коэффициенты тепло- и массоотдачи в градирнях

Градирни используются в различных отраслях промышленности для охлаждения оборотной воды предприятий. В данном разделе рассмотрены основные закономерности тепло- и массообменных процессов в вентиляторных градирнях. Представлены результаты экспериментальных исследований и расчета коэффициентов тепло- и массоотдачи [35–40].

В градирнях происходит противоточное движение воды и воздуха. В верхней части вода диспергируется при помощи специальных сопел и далее в виде капель взаимодействует с восходящим воздушным потоком. В нижней части градирни размещаются специальные контактные устройства для создания большей поверхности контакта фаз. При испарительном охлаждении воды основное сопротивление тепло- и массоотдаче сосредоточено в газовой фазе. Тогда скорость процессов переноса будет зависеть от характеристик пограничного слоя, который образуется на межфазной поверхности (капель и пленок жидкости) со стороны воздушного потока.

Коэффициенты тепло- и массоотдачи можно вычислить по уравнениям, полученным для капель и пленок жидкости. Однако из-за неизвестного значения площади межфазной поверхности в градирне находят применение различные эмпирические методы расчета.

Уравнение для расчета потока тепла, передаваемого от жидкости в воздух (парогазовую смесь) при испарительном охлаждении воды в градирне, для элемента df имеет известный вид:

$$dQ = \alpha(T_{L_f} - T_G)df + I_n'' \cdot dL_{ж}, \quad (4.5.1)$$

где $L_{ж}$ – гидравлическая нагрузка градирни (количество охлаждаемой воды), м³/ч; I_n'' – энтальпия водяного пара, ккал/кг·сух. возд.; α – коэффициент теплоотдачи, ккал/м²·час °С; T_{L_f} , T_G – температура воды и воздуха.

Количество испарившейся жидкости

$$dM = \beta_x (x'' - x) df, \quad (4.5.2)$$

где x'' – влагосодержание насыщенного воздуха, кг/кг; x – влагосодержание воздуха, кг/кг; β_x – коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности влагосодержаний, $\text{кг/м}^2 \cdot \text{час}$ (кг/кг).

Принимая во внимание соотношение аналогии Льюиса: $\frac{\alpha}{\beta_x} \approx c_{p\Gamma}$,

где $c_{p\Gamma}$ – теплоемкость влажного воздуха, отнесенная к 1 кг содержащегося в нем сухого воздуха, ккал/град·кг.

Переписывая равенство (4.5.1) с учетом (4.5.2), получают [41, 42]:

$$dQ = [\alpha(T_{Lf} - T_G) + I_n'' \beta_x (x'' - x)] df = \beta_x [c_{\text{вл}}(T_{Lf} - T_G) + I_n'' (x'' - x)] df. \quad (4.5.3)$$

Подставив сюда: $c_{\text{вл}} = c_{\text{в}} + c_n x_{\text{в}}$ и $I_n'' \approx r + c_n T_{Lf}$, где c_n – теплоемкость водяного пара, ккал/кг °С; $c_{\text{в}}$ – теплоемкость сухого воздуха, ккал/кг °С; r – теплота парообразования, ккал/кг. Тогда, учитывая, что:

$$I_n'' = c_{\text{в}} T_{Lf} + (r + c_n T_{Lf}) x'', \quad I = c_{\text{в}} T_G + (r + c_n T_G) x.$$

После простых преобразований записывают [41, 42]:

$$dQ = \beta_x (I_n'' - I) df. \quad (4.5.4)$$

В интегральной форме

$$Q = \beta_x \int_0^F (I_n'' - I) df = \beta_x \cdot \overline{\Delta I_{\text{cp}}} \cdot F, \quad (4.5.5)$$

где $\overline{\Delta I_{\text{cp}}}$ – средняя движущая сила процесса испарительного охлаждения, ккал/кг.

При экспериментальном определении коэффициента массоотдачи используется уравнение (4.5.5), записанное в виде [41, 42]:

$$\beta_x F = \frac{Q}{\Delta T_{cp}}. \quad (4.5.6)$$

Экспериментальные данные по массоотдаче при испарительном охлаждении воды в градирнях обобщаются в виде эмпирической зависимости для объемного коэффициента [41]:

$$\beta_{V_x} = A \cdot \Gamma^n (\lambda)^m, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \text{с}}, \quad (4.5.7)$$

где A , m , n – константы, зависящие от типа насадки; Γ – плотность орошения, $\text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$; $\lambda = \frac{G}{L_{ж}}$.

Коэффициенты теплоотдачи и массоотдачи в газовой фазе связаны соотношением Льюиса

$$\frac{\alpha_V}{\beta_{V_x}} = c_{p\Gamma} \left(\frac{Sc_{\Gamma}}{Pr_{\Gamma}} \right)^{0,5}, \quad (4.5.8)$$

где $c_{p\Gamma}$ – теплоемкость воздуха; Sc_{Γ} – число Шмидта; Pr_{Γ} – число Прандтля, α_V – объемный коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/\text{м}^3 \cdot \text{К}$.

$$\text{Для воздуха} \left(\frac{Sc_{\Gamma}}{Pr_{\Gamma}} \right)^{0,5} \approx 1.$$

Результаты экспериментальных исследований

Выполнено экспериментальное исследование процесса испарительного охлаждения воды на макете характерной области градирни. Опыты проводились с сетчатыми блоками насадки и распылителями ситчатого и трубчатого типа [35–40].

Исследовался процесс охлаждения воды в полном аппарате и выполнены эксперименты с различным числом контактных элементов (10 и 18 штук). Также исследовалось влияние условий диспергирования жидкой фазы. Известно, что применение ПАВ позволяет повысить эффективность процесса испарительного охлаждения за счет увеличения контакта фаз. Результаты исследования влияния ПАВ (синтетическое моющее средство) на процесс охлаждения воды приведены в табл. 4.5.

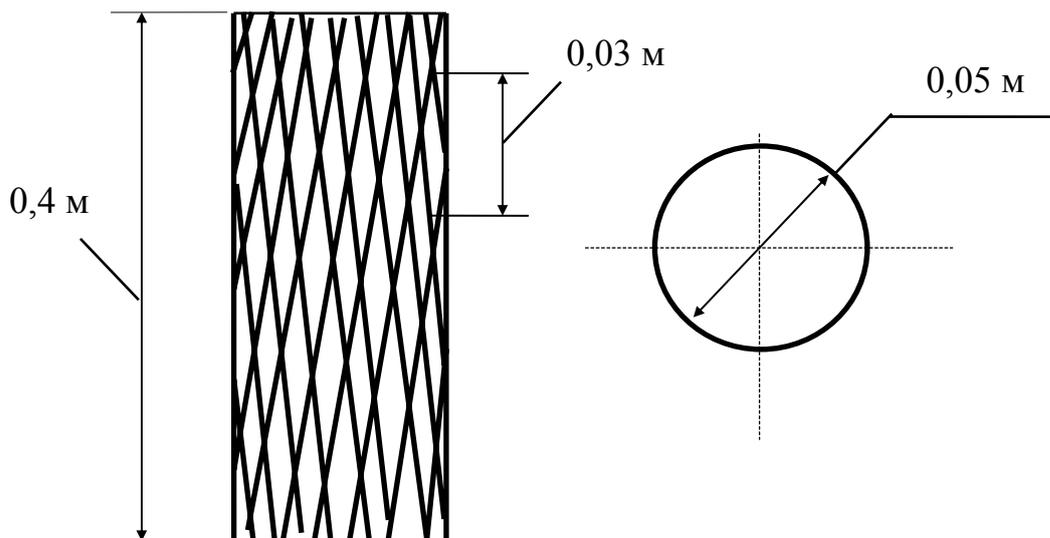


Рис. 4.18. Полиэтиленовая сетчатая насадка градирни

Основные характеристики сетчатой насадки:

удельная поверхность	$a_v=140 \text{ м}^2/\text{м}^3$
удельный свободный объем	$\varepsilon_{\text{св}}=0,895 \text{ м}^3/\text{м}^3$
эквивалентный диаметр насадки	$d_{\text{эКВ}}=0,026 \text{ м}$

Все эксперименты проводились при фиксированных плотностях орошения и скоростях воздуха, т. е. в стационарных режимах. Режимные характеристики выбирались близкими к работе промышленных градирен.

Максимальная погрешность эксперимента $\pm 15\%$, средняя погрешность $\pm 7-8\%$.

Низкая эффективность процесса охлаждения воды в аппарате без насадки объясняется небольшой поверхностью контакта фаз и малым временем контакта сред. В качестве распределителя жидкости использовался распылитель ситчатого типа.

В полом аппарате разбрызгивающими соплами под давлением 0,25–0,3 МПа можно раздробить воду на капли диаметром 0,75 мм и менее (оптимальный диаметр капель для градирен – 2–3 мм). Поверхность контакта при этом может быть одинаковой или даже больше, чем в градирне с насадкой, но энергетические затраты на охлаждение воды будут значительно больше.

В качестве распределителя жидкости также использовался распылитель ситчатого типа. Число контактных элементов было выбрано 10 и 18.

На рис. 4.19 показаны зависимости объемного коэффициента массоотдачи от скорости воздуха при различном количестве насадочных элементов. Кривая 3 получена при установке 18 насадочных элементов. Дальнейшее увеличение насадочных элементов приводит к их деформации, и значение β_{V_x} снижается.

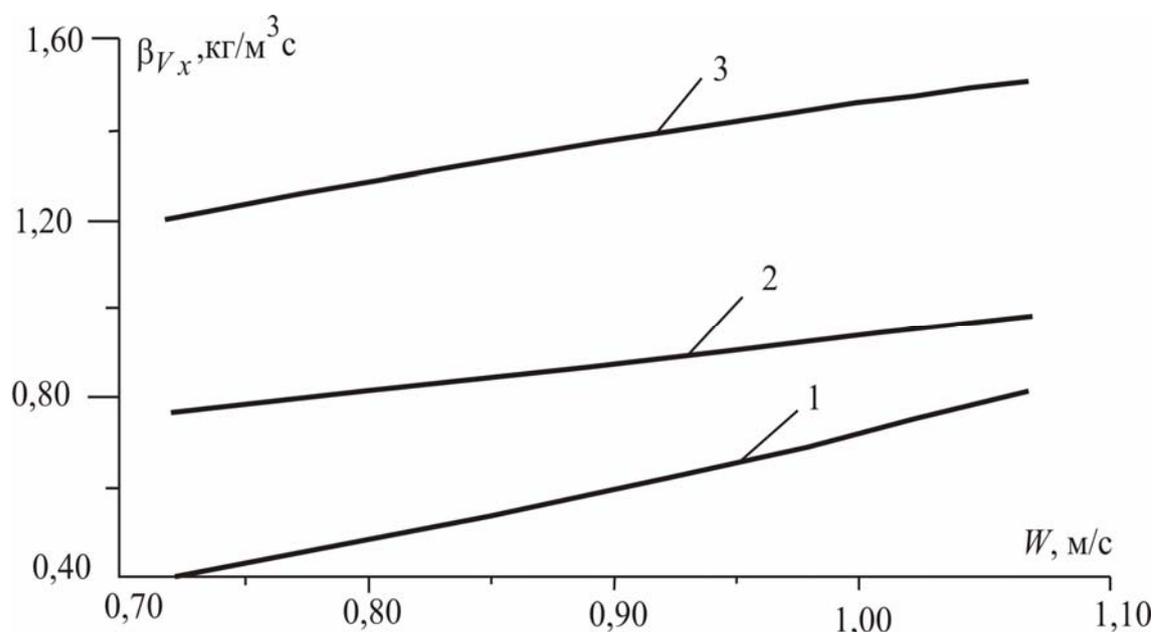


Рис. 4.19. Влияние количества насадочных элементов на массоотдачу с ситчатым распределителем жидкости при плотности орошения – $4,93 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$: 1 – в полном аппарате; 2 – 10 насадочных элементов; 3 – 18 насадочных элементов

Здесь в качестве распределителя жидкости использовался распылитель трубчатого типа. Число контактных элементов – 18 (плотная упаковка по поперечному сечению).

Экспериментальное исследование показало, что ситчатый распылитель обеспечивает более равномерное распределение воды по поверхности насадки по сравнению с трубчатым.

Результаты исследований даны на рис. 4.20.

На основе экспериментальных данных построены зависимости коэффициента массоотдачи по жидкой фазе от скорости воздуха (рис. 4.21) при различном расположении насадки.

Как видно из графика (рис. 4.21), с увеличением скорости газа возрастает коэффициент массоотдачи. Это связано с изменением гидродинамических условий и увеличением степени турбулентности газового потока в слое насадки.

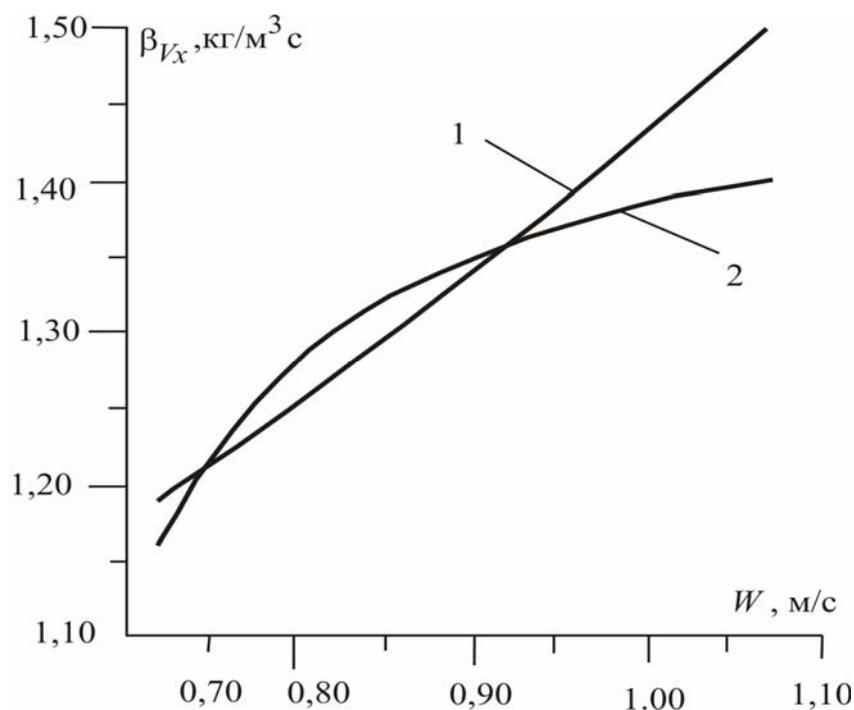


Рис. 4.20. Влияние скорости воздуха на коэффициент массоотдачи в градирне при плотности орошения – $4,93 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$: 1 – ситчатый распылитель; 2 – трубчатый распылитель [36]

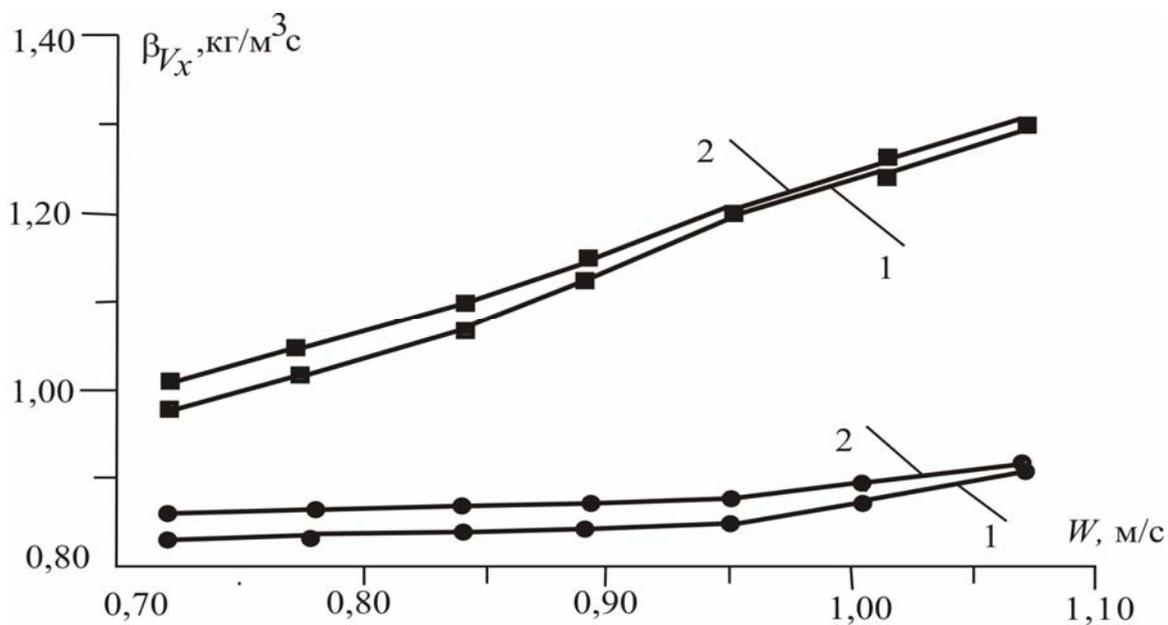


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента массоотдачи от скорости воздуха: ■ – при расходе жидкости, равным $7,6 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; ● – при расходе жидкости $4,01 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; 1 – вертикальное расположение элементов насадки; 2 – горизонтальное расположение элементов насадки

Коэффициент массоотдачи несколько возрастает (на 7÷16 %) при расположении элементов насадки горизонтально.

Это можно объяснить большей турбулизацией воздуха и увеличением поверхности контакта фаз за счет более интенсивного дробления капель жидкости и снижения проскока капель. При увеличении скорости воздуха в 1,5 раза коэффициент массоотдачи увеличивается в 1,32 раза при максимальном расходе жидкости и в 1,01 раза – при минимальном расходе жидкости.

Т а б л и ц а 4.5

Результаты экспериментального исследования процесса испарительного охлаждения воды на лабораторной модели при наличии ПАВ (синтетическое моющее средство)

Номер опыта	1	2	3
Количество ПАВ, мг/л	1	2	3
Скорость воздуха, м/с	1,07	1,07	1,07
Плотность орошения, м ³ /м ² · час	4,93	4,93	4,93
Температура воздуха на входе	15,9	14,6	16,7
Температура воздуха на выходе	23,3	23,3	23,3
Температура воды на входе	43,1	43,1	43,1
Температура воды на выходе	36,1	35,1	32,9
Тепловой КПД по жидкости, %	22	28	34
Коэффициент теплоотдачи α_V , Вт/м ³ ·К	1202,4	1402,8	1903,8
Коэффициент массоотдачи β_{Vx} , кг/м ³ ·с	1,2	1,4	1,9

В качестве распределителя жидкости использовался распылитель ситчатого типа. Число контактных элементов – 18 (табл. 4.5).

Результаты исследования тепломассопереноса показывают, что введение ПАВ увеличивает интенсивность дробления капель в зоне распылителя и смачиваемость контактных элементов, это приводит к увеличению коэффициентов тепломассоотдачи и КПД процесса. С увеличением концентрации ПАВ в воде с 1 до 3 мг/л тепловой КПД увеличивается на 12 %. При дальнейшем увеличении концентрации (ПАВ 4 мг/л; 5 мг/л) значительного повышения КПД не происходит.

Концентрация насыщения ПАВ (СМС) в воде при температуре 30 °С составляет 3 мг/л.

На основе обработки опытных данных получены эмпирические выражения для расчета объемного коэффициента массоотдачи при использовании сетчатого распылителя. Для макета характерной области с ситчатой насадкой (18 насадочных элементов – плотное расположение) получены следующие выражения (без ПАВ):

при горизонтальном расположении насадочных элементов

$$\beta_{Vx} = 1,04 \cdot \Gamma^{1,04} \lambda^{0,79}, \quad (4.5.9)$$

при вертикальном расположении насадочных элементов

$$\beta_{Vx} = 0,93 \cdot \Gamma^{1,02} \lambda^{0,79}, \quad (4.5.10)$$

где Γ – плотность орошения, $\text{м}^3/(\text{м}^2 \text{с})$; $\lambda = \frac{G}{L_{\text{ж}}}$.

4.6. Пример расчета градирни [43]

Исходные данные: Градирня СК-40 с сетчатой насадкой из полиэтилена; высота градирни 20 м; диаметр градирни $D_{\text{гр}}=20$ м; объемный расход воды $V_{\text{ж}}=2500$ $\text{м}^3/\text{ч}$; объемный расход воздуха $V_{\text{г}}=275000$ $\text{м}^3/\text{ч}$; скорость воздуха $W_{\text{г}}=1,5$ м/с, температура воды на входе в градирню $T_{\text{н}}=33$ °С, требуемая температура охлажденной воды $T_{\text{к}}=25$ °С; температура воздуха на входе $t_{\text{н}}=18$ °С; температура мокрого термометра на входе в градирню $t_{\text{МН}}=14,4$ °С; температура воздуха на выходе из градирни $t_{\text{к}}=24$ °С; температура на выходе по показаниям мокрого термометра $t_{\text{МК}}=21$ °С.

Определить высоту насадочной части – $H_{\text{нас}}$, м.

Решение.

1. Материальный баланс градирни:

$$G_{\text{н}} + L_{\text{н}} = G_{\text{к}} + L_{\text{к}}.$$

Массовый расход воздуха на входе в градирню:

$$G_H = V_{\Gamma} \cdot \rho_{\text{вл}} = 275000 / 3600 \cdot 1,2 = 91,67 \text{ кг/с.}$$

Массовый расход воды на входе в градирню:

$$L_H = V_{\text{ж}} \cdot \rho_{\text{ж}} = 2500 / 3600 \cdot 1000 = 694,44 \text{ кг/с.}$$

Определим влажность воздуха – по психрометрической таблице:

при $t_M=14,4$ °С, $t_H=18$ °С, $(t-t_M)_H=3,6$ °С получим $\varphi_H=65$ %;

при $t_M=21$ °С, $t_K=24$ °С, $(t-t_M)_K=3$ °С получим $\varphi_K=77$ %.

Находим влагосодержание воздуха на входе в градирню x_H :

$$x_H = 0,622 \frac{\varphi_H P_S}{\Pi - \varphi_H P_S} = 0,622 \frac{0,65 \cdot 2065}{101300 - 0,65 \cdot 2065} = 0,0081 \frac{\text{кг пара}}{\text{кг сух. возд.}},$$

где P_S – давление насыщенного водяного пара 2065 Па; Π – атмосферное давление ($\Pi=101300$ Па).

Массовый расход сухого воздуха в градирне:

$$G_{\text{сух.}} = \frac{G_H}{1 + x_H} = \frac{91,67}{1 + 0,0081} = 90,93 \text{ кг/с.}$$

Влагосодержание воздуха на выходе из градирни без учета скорости воздуха x_K (при $\varphi_K=77$ % и $t_K=24$ °С $P_{SK}=22,38 \cdot 133,4=2985,49$ Па);

$$x_K = 0,622 \cdot \frac{0,77 \cdot 2985,49}{101300 - 0,77 \cdot 2985,49} = 0,0143 \frac{\text{кг пара}}{\text{кг сух. возд.}}.$$

Относительная влажность воздуха на выходе из установки с поправкой на скорость воздуха рассчитывается по формуле

$$\varphi_K = \frac{P_{\Pi}}{P_{SK}} = \frac{P_{sm} - A(t_K - t_M)\Pi}{P_{SK}} = \frac{2487,91 - 0,000695 \cdot 101300 \cdot (24 - 21)}{2985,49} = 0,76,$$

где коэффициент:

$$A = 0,00001 \cdot \left(65 + \frac{6,75}{1,5}\right) = 0,000695, \quad P_{sm} = 18,65 \cdot 133,4 = 2487,91 \quad - \text{давление}$$

насыщенного водяного пара при температуре мокрого термометра $t_M=21$ °С.

Влагосодержание воздуха на выходе из установки с учетом скорости воздуха

$$x_k = 0,622 \cdot \frac{0,76 \cdot 2985,49}{101300 - 0,76 \cdot 2985,49} = 0,013 \frac{\text{кг пара}}{\text{кг сух. возд.}}$$

Количество испарившейся воды

$$M = G_{\text{сух.}} \cdot (x_k - x_n) = 90,93 \cdot (0,013 - 0,0081) = 0,446 \text{ кг/с.}$$

Массовый расход воды на выходе из градирни

$$L_k = L_n - M = 694,44 - 0,446 = 693,95 \text{ кг/с.}$$

Расход воздуха на выходе из установки из уравнения материального баланса

$$G_k = G_n + L_n - L_k = 91,67 + 694,44 - 693,95 = 92,12 \text{ кг/с.}$$

2. Тепловой баланс с учетом потерь в окружающую среду

$$G_{\text{сух.}} \cdot I_n + L_n H_n = G_{\text{сух.}} \cdot I_k + L_k H_k + Q_{\text{потерь}}$$

Рассчитаем энтальпию воздуха на входе и на выходе из градирни:

$$I = (c_{\text{св}} + c_{\text{п}} x) t + R_0 x,$$

где I – энтальпия воздуха, Дж/кг; $c_{\text{св}}$ – средняя удельная теплоемкость сухого воздуха (при постоянном давлении), Дж/(кг·К); $c_{\text{п}}$ – удельная теплоемкость водяного пара, Дж/(кг·К); x – влагосодержание воздуха, кг пара/кг сухого воздуха; t – температура воздуха по сухому термометру °С; R_0 – удельная теплота парообразования воды Дж/кг.

По справочным данным находим энтальпию воздуха I_n на входе в градирню.

При $t_n=18$ °С, $x_n=0,0081$ кг пара/кг сух. возд., $R_0=2448200$ Дж/кг; находим $c_{\text{св}}=1007,2$ Дж/(кг·К); средняя удельная теплоемкость водяного пара $c_{\text{п}}=1970$ Дж/(кг·К);

$$I_{\text{H}} = (1007,2 + 1970 \cdot 0,0081)18 + 2448200 \cdot 0,0081 = 38247,25 \frac{\text{Дж}}{\text{кг сух. возд.}}$$

Находим энтальпию на выходе из градирни I_{K} при $t_{\text{K}}=24$ °С, $x_{\text{K}}=0,022$ кг пара/кг сух. возд., $R_0=2436900$ Дж/кг; $c_{\text{св}}=1007,4$ Дж/(кг·К); средняя удельная теплоемкость водяного пара $c_{\text{п}}=1970$ Дж/(кг·К);

$$I_{\text{K}} = (1007,4 + 1970 \cdot 0,013)24 + 2436900 \cdot 0,013 = 56471,94 \frac{\text{Дж}}{\text{кг сух. возд.}}$$

Энтальпия воды на входе в установку H_{H} :
при $T_{\text{H}}=33$ °С, $c_{\text{ржн}}=4174$ Дж/(кг·К)

$$H_{\text{H}} = T_{\text{H}} c_{\text{р}} = 33 \cdot 4174 = 137742 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$$

Энтальпия воды на выходе из установки:
при $T_{\text{K}}=25$ °С, $c_{\text{ржк}}=4178$ Дж/кг·К

$$H_{\text{K}} = T_{\text{K}} c_{\text{р}} = 25 \cdot 4178 = 104450 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$$

Потери теплоты в окружающую среду через стенки аппарата

$$Q_{\text{потерь}} = \alpha_{\text{ст}} \cdot F_{\text{ст}} (t_{\text{ст}} - t_{\text{H}}) = 9,47 \cdot 1256(21 - 18) = 35682,96 \text{ Вт.}$$

В инженерных расчетах коэффициент теплоотдачи воздуха $\alpha_{\text{ст}}$ определяют по известной эмпирической зависимости:

$$\alpha_{\text{ст}} = 9,3 + 0,058 \cdot (t_{\text{ст}} - t_{\text{H}}) = 9,3 + 0,058(21 - 18) = 9,47 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}}$$

Поверхность стенки аппарата

$$F_{\text{ст}} = \pi D_{\text{гр}} H_{\text{ап}} = 3,14 \cdot 20 \cdot 20 = 1256 \text{ м}^2$$

Средняя температура стенки: $t_{ст} = \frac{t_H + t_K}{2} = \frac{18 + 24}{2} = 21^\circ \text{C}$.

$$G_{сух} I_H + L_H H_H = 90,93 \cdot 38247,25 + 694,44 \cdot 137742 = 99131377 = 99,1 \text{ МВт};$$

$$G_{сух} I_K + L_K H_K + Q_{потерь} = 90,93 \cdot 56471,94 + 693,95 \cdot 104450 + 35682,96 =$$

$$= 77653753,96 = 77,6 \text{ МВт}.$$

Разница тепловых потоков, входящих и выходящих из установки, составляет 21,5 МВт.

3. Рассчитаем объемный коэффициент массоотдачи по эмпирической формуле (4.5.10):

$$\beta_{V_\Gamma} = \Gamma^{1,02} \cdot 0,93 \cdot \lambda^{0,79} = 7,96^{1,02} \cdot 0,93 \cdot 0,13^{0,79} = 0,15 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3 \cdot \text{с}},$$

$$\lambda = \frac{G_H}{L_H} = \frac{91,67}{694,44} = 0,13.$$

Плотность орошения:

$$\Gamma = \frac{V_{ж}}{S_{\Gamma p}} = \frac{2500}{314} = 7,96 \text{ м}^3 / (\text{м}^2 \text{ ч}),$$

где $S_{\Gamma p} = \pi D_{\Gamma p}^2 / 4$.

Определим количество теплоты, переданной от воды к воздуху:

$$Q = C_{сух} \cdot I_K - G_{сух} \cdot I_H = 90,93 \cdot 56471,94 - 90,93 \cdot 38247,25 = 1657171,06 \text{ Вт}.$$

4. Движущая сила процесса испарительного охлаждения воды в градирне определяется по формуле:

$$\overline{\Delta I}_{\text{ср}} = \frac{\Delta I_{\text{б}} - \Delta I_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta I_{\text{б}}}{\Delta I_{\text{м}}}}$$

Находим влагосодержание $x_{\text{гр.н}}$ на границе раздела фаз в сечении входа воздуха в аппарат при температуре $T_{Lн}$:

$$\begin{aligned} x_{\text{гр.н}} &= 0,622 \cdot \frac{\varphi_{\text{гр.н}} \cdot P_{\text{гр.с}}}{P - \varphi_{\text{гр.н}} \cdot P_{\text{гр.с}}} = \\ &= 0,622 \cdot \frac{1 \cdot 5033,18}{101300 - 1 \cdot 5033,18} = 0,032 \frac{\text{кг пара}}{\text{кг сух.возд.}}, \end{aligned}$$

при $\varphi_{\text{гр.н}}=100\%$ и $T_{Lн}=33^{\circ}\text{C}$; по справочным данным $P_{\text{гр.с}}=37,73$ мм рт.ст.= $=33,73 \cdot 133,4=8868,5$ Па.

Влагосодержание $x_{\text{гр.к}}$ на границе раздела фаз в сечении выхода воздуха из аппарата при температуре $T_{Lк}$:

$$\begin{aligned} x_{\text{гр.к}} &= 0,622 \cdot \frac{\varphi_{\text{гр.к}} \cdot P_{\text{гр.с}}}{P - \varphi_{\text{гр.к}} \cdot P_{\text{гр.с}}} = \\ &= 0,622 \cdot \frac{1 \cdot 3169,58}{101300 - 3169,58} = 0,02 \frac{\text{кг пара}}{\text{кг сух.возд.}}, \end{aligned}$$

при $\varphi_{\text{гр.к}}=100\%$ и $T_{Lк}=25^{\circ}\text{C}$; по справочным данным $P_{\text{гр.с}}=23,76$ мм.рт.ст.= $23,76 \cdot 133,4=3169,58$ Па.

Энтальпия воздуха на границе раздела фаз при температуре $t=T_{н}$:

$$\begin{aligned} I_{\text{гр.н}} &= (c_{\text{св}} + c_{\text{п}} x_{\text{гр.н}}) T_{н} + R_0 x_{\text{гр.н}} = (1007,2 + 1970 \cdot 0,032) \cdot 33 + \\ &+ 2414300 \cdot 0,032 = 112575,52 \frac{\text{Дж}}{\text{кг сух.возд.}}, \end{aligned}$$

где $x_{\text{гр.н}}$ – влагосодержание воздуха на границе раздела фаз при $t=T_{н}$, кг пара/кг сухого воздуха.

Энтальпия воздуха на границе раздела фаз при температуре $t=T_k$:

$$I_{\text{гр.к}} = (c_{\text{св}} + c_{\text{п}} x_{\text{гр.к}}) T_k + R_0 x_{\text{гр.к}} = (1007,4 + 1970 \cdot 0,02) \cdot 25 + \\ + 2436900 \cdot 0,02 = 74908 \frac{\text{Дж}}{\text{кг сух.возд.}},$$

где $x_{\text{гр.к}}$ – влагосодержание воздуха на границе раздела фаз при $t=T_k$, кг пара/кг сухого воздуха.

$$\overline{\Delta I_{\text{ср}}} = \frac{\Delta I_{\text{б}} - \Delta I_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta I_{\text{б}}}{\Delta I_{\text{м}}}} = \frac{56103,58 - 36660,75}{\ln \frac{56103,58}{36660,75}} = 45215,88, \text{ Дж},$$

где $\Delta I_{\text{б}}$ и $\Delta I_{\text{м}}$ – большая и меньшая разности энтальпий теплоносителей в верхнем и нижнем сечениях градирни:

$$\Delta I_{\text{б}} = I_{\text{гр.н}} - I_{\text{к}} = 112575,52 - 56471,94 = 56103,58, \text{ Дж};$$

$$\Delta I_{\text{м}} = I_{\text{гр.к}} - I_{\text{н}} = 74908 - 38247,25 = 36660,75, \text{ Дж}.$$

Объемный коэффициент массоотдачи находится по формуле

$$\beta_{V_{\text{г}}} = \frac{Q}{V_{\text{нас.}} \Delta I_{\text{ср}}}.$$

Отсюда объем насадки

$$V_{\text{нас.}} = \frac{Q}{\beta_{V_{\text{г}}} \Delta I_{\text{ср}}} = \frac{3690149,4}{0,15 \cdot 45215,88} = 544,07 \text{ м}^3.$$

5. Высота насадочной части в градирне:

$$H_{\text{нас.}} = \frac{V_{\text{нас.}}}{S_{\text{гр}}} = \frac{544}{314} = 1,73 \text{ м}.$$

С запасом следует принять $H_{\text{нас.}}=2,0$ м.

Расчет градиента с учетом структуры потоков дан в разделе 8.4.

4.7. Теплоотдача в аппарате с мешалкой

Рассмотрим процесс теплообмена между жидкостью, перемешиваемой мешалкой в емкости без перегородок, и стенкой аппарата, заключенной в рубашку.

При турбулентном движении перемешиваемой среды коэффициент теплоотдачи найдем по формуле (4.4.7), где в качестве характерного размера примем радиус аппарата ($L = R_a$), а среднее касательное напряжение на стенке определим по выражению [18]:

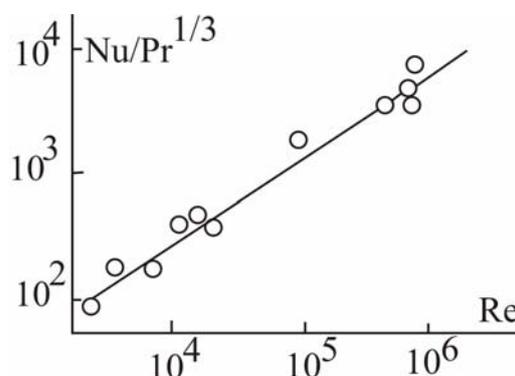
$$u_* = \sqrt{\tau/\rho_{\text{ж}}} = 2 \left(\frac{\bar{\varepsilon} v_{\text{ж}}}{\rho_{\text{ж}}} \right)^{0,25}. \quad (4.7.1)$$

Величину средней диссипации турбулентной энергии выразим в виде отношения мощности N , затрачиваемой на перемешивание, к объему жидкости в аппарате

$$\varepsilon = \frac{4N}{\pi D_a^2 H_{\text{ж}}}, \quad (4.7.2)$$

где D_a – диаметр аппарата, м; $H_{\text{ж}}$ – высота уровня жидкости, м.

Рис.4.21. Зависимость Nu от центробежного числа Re в аппарате с турбинной мешалкой. Линия – расчет по (4.4.7); точки – опытные данные [18]



Результаты расчета числа Нуссельта показаны на рис. 4.21.

4.8. Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в турбулентных средах

С целью упрощения уравнений математической модели и исключения итерационных процедур при вычислении коэффициентов переноса выполним преобразование выражения (3.3.48), где значение динамической скорости определяется по (3.6.21).

Тогда

$$\alpha = 6 \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{(\bar{\epsilon} \nu / \rho)^{0,25} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}}{[K_1 + K_2 + \pi] R_1^{12}}, \quad (4.8.1)$$

где $K_1 = \sqrt{3} \ln \frac{(N+1)^2}{N(N-1)+1}$, $K_2 = 6 \operatorname{arctg} \frac{2-N}{N 3^{0,5}}$.

Знаменатель выражения (4.8.1) есть функция безразмерной толщины вязкого подслоя R_1 и числа Pr , $b=f(R_1, \text{Pr})$. Как показано ниже, определение вида этой функции для реального типа тепло- или массообменного аппарата позволит производить вычисления коэффициента α только на основе известной средней диссипируемой энергии $\bar{\epsilon}$.

В результате многочисленных расчетов для случаев теплоотдачи в шахматных и коридорных пучках труб глубинного ряда установлено, что значение функции $b=(R_1 \text{Pr})$ находится в пределах $b \approx 30 - 50$ при $\text{Re} = 2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^5$ и $\text{Pr} = 0,7 - 10^2$.

Аппроксимация численного эксперимента [44] при $\text{Re} > 2 \cdot 10^3$ на основе выражения (4.8.1) приводит к зависимости вида

$$\alpha = \rho c_p \frac{0,37 \left(\frac{\bar{\epsilon} \nu}{\rho} \right)^{0,25} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}}{\text{Re}^m}, \quad (4.8.2)$$

где значение показателя степени при числе Рейнольдса $\text{Re} = \bar{U}_m d / \nu$ для гладкостенных шахматных пучков труб равно $m=0,066$, а для коридорных $m=0,08$. Число Re вычисляется через среднюю скорость в узком сечении пучка \bar{U}_m и диаметр трубы.

Уравнение (4.8.2) аппроксимирует результаты расчета коэффициентов теплоотдачи по математической модели с точностью $\pm 10\%$ и хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Обобщение результатов математического моделирования массо- и теплоотдачи в сухих насадочных и зернистых слоях на основе рассмотренного в разделе 4.4 подхода приводит к выражениям [6, 44, 45]:

$$\beta = 0,175 \left(\frac{\bar{\varepsilon}v}{\rho} \right)^{0,25} Sc^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.8.3)$$

$$\alpha = 0,175 \rho c_p \left(\frac{\bar{\varepsilon}v}{\rho} \right)^{0,25} Pr^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.8.4)$$

которые аппроксимируют вышеприведенные результаты с погрешностью не более $\pm 10\%$ и хорошо согласуются с опытными данными [32, 33] и теоретическими исследованиями других авторов по моделированию массотеплообмена в турбулентных потоках [46–49].

На основе выражений (4.8.2)–(4.8.4) функциональные зависимости коэффициентов тепло- и массоотдачи от диссипируемой энергии можно представить в виде

$$\alpha = \rho c_p C_1 \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} Pr^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.8.5)$$

$$\beta = C_2 \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} Sc^{-\frac{2}{3}}. \quad (4.8.6)$$

Аналогичные соотношения установлены в работах [18, 22, 46–49], где коэффициенты пропорциональности C_1 и C_2 определены теоретическими или экспериментальными методами для конкретных типов тепло- и массообменных аппаратов.

На основе гидродинамической аналогии (2.2.5) и уравнений (4.8.5), (4.8.6) запишем формулу для определения коэффициента переноса импульса

$$\gamma = C_1 \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} = C_2 \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} . \quad (4.8.7)$$

Отсюда следует $C_1=C_2$.

Представим поток импульса (касательное напряжение) через коэффициент γ и среднюю движущую силу – $\Delta \bar{U}_\infty$

$$\tau = \rho \gamma \Delta \bar{U}_\infty = \rho \Delta \bar{U}_\infty C_1 \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} . \quad (4.8.8)$$

Отсюда найдем значение коэффициента пропорциональности

$$C_1 = \frac{\tau}{\rho \Delta \bar{U}_\infty \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25}} . \quad (4.8.9)$$

Следовательно, для определения коэффициентов тепло- и массоотдачи по уравнениям (4.8.5), (4.8.6) в аппаратах различных конструкций неизвестные значения C_1 и C_2 ($C_1=C_2$) можно найти по формуле (4.8.9) при известных значениях среднего касательного напряжения τ и средней движущей силы переноса импульса $\Delta \bar{U}_\infty$. Как показано выше, для шахматных и коридорных пучков труб с гладкой поверхностью это приводит к уравнению (4.8.2), где коэффициент $C_1 = 0,37 Re^{-m}$, а для насадочных слоев $C_1=0,175$.

Для аппаратов с мешалками $C_1=0,267$, что согласуется с данными работы [46].

Для случаев теплоотдачи от турбулентного осевого и закрученного однофазного потока в трубе [5] (раздел 4.2) аппроксимация по C_1 (4.8.9) дает:

$$C_1 = 0,04 Re^{0,1} ,$$

при $Re=10^4-10^6$, где $Re = U_{cp} d / (\cos \theta v)$ – число Рейнольдса, которое вычисляется через среднюю расходную скорость осевого или закрученного движения.

Коэффициент α для этих условий равен [44]:

$$\alpha = \rho c_p 0,04 \text{Re}^{0,1} \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}, \quad (4.8.10)$$

где среднее значение диссипируемой энергии ε в объеме трубы длиной H , определяется как функция перепада давления ΔP [7]

$$\varepsilon = \frac{\Delta P U_{\text{cp}}}{H \cos \theta}.$$

Уравнение (4.8.10) дает удовлетворительное согласование с опытными данными ($\pm 15\%$) при $\text{Pr} \approx 1$. При $\text{Pr} > 1$ значения коэффициента α (4.8.10) меньше экспериментальных. Это объясняется зависимостью $\alpha \sim \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}$, которая несколько отличается от опытной [13–16, 50]: $\alpha \sim \text{Pr}^{-(0,56 \div 0,6)}$. Отсюда следует другое значение показателя степени в соотношении (3.3.49) $n < 3$. Различными исследователями для случая тепло- и массоотдачи в турбулентном пограничном слое на твердой поверхности установлен довольно широкий интервал $n = 2 \div 4$. Уменьшение показателя степени $n < 3$ объясняется периодическим формированием и разрушением вязкого подслоя на поверхности раздела [49–52].

Таким образом, обобщение результатов теоретических исследований [1–7] процессов переноса в турбулентном пограничном слое приводит к зависимостям (4.8.5), (4.8.6) с параметрами (4.8.9). Данные выражения позволяют с достаточной для практических целей точностью аппроксимировать результаты теоретических или экспериментальных исследований массо- и теплоотдачи в промышленных аппаратах при турбулентном движении однофазных сред.

На основе приведенных в данной главе результатов расчетов процессов тепломассоотдачи можно ввести ограничение по использованию обобщения гидродинамической аналогии на градиентные потоки (раздел 2.4). Так, например, расчет коэффициента теплоотдачи по формуле (4.3.1) при поперечном обтекании одиночного цилиндра дает завышенное значение α почти на 30 %, а расчет процесса теплоотдачи по этой же формуле, но только при поперечном обтекании пучка труб глубинного ряда удовлетворительно согласуется с экспериментом. Эти результаты можно объяснить различными значениями градиентов давления обтекаемых труб. Как отмечено в разделе 4.3, коэффициент давления \bar{P} одиночной трубы превышает коэффициент давления трубы в пучке в 2–3 раза. Следовательно, обобщение

гидродинамической аналогии на градиентные потоки можно использовать при значениях коэффициента давления $\bar{P} = 2\Delta P / \rho U_{\infty}^2 \leq 1,5$.

Л и т е р а т у р а

1. **Дьяконов С.Г.** Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // Методы кибернетики химико-технологических процессов (КХТП-V): тез. докл. Междунар. конф. – М., 1994. – С. 24.

2. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном обтекании пучка труб / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // Теплоэнергетика. – 1992. – № 12. – С. 34–38.

3. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в канале / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Интенсификация процессов теплообмена в энергетических и технологических установках: сб. науч. тр. – М.: МЭИ. – 1990. – № 244. – С. 4–8.

4. **Лаптев А.Г.** Гидродинамическая аналогия процессов переноса при турбулентном движении одно- и двухфазных потоков на твердой стенке / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим.технол.: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1990. – С. 64–73.

5. **Дьяконов С.Г.** Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // Теор. основы хим. технол. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 229–236.

6. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование процессов массо- и теплоотдачи в газовой фазе насадочных колонн / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов** // Химическая промышленность. – 1993. – № 6. – С. 48–51.

7. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи в закрученных турбулентных потоках / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1991. – С. 25–30.

8. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. / **Г.Шлихтинг.** – М.: Наука, 1974.

9. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа./ **Л.Г.Лойцянский.** – М.: Наука, 1987.

10. **Протодьяконов И.О.** Турбулентность в процессах химической технологии. / **И.О.Протодьяконов, Ю.В.Сыщиков.** – Л.: Наука, 1983.

11. **Протодьяконов И.О.** Явления переноса в процессах химической технологии. / **И.О.Протодьяконов, Н.А.Марцулевич, А.В.Марков.** – Л.: Химия, 1981.
12. **Жукаускас А.А.** Конвективный перенос в теплообменниках. / **А.А.Жукаускас.** – М.: Наука, 1982.
13. **Михеев М.А.** Основы теплопередачи. / **М.А.Михеев, И.М.Михеева.** – М.: Энергия, 1973.
14. **Петухов Б.С.** Вопросы теплообмена. Избр. тр. / **Б.С.Петухов** отв. ред. **В.А.Кирилин.** – М.: Наука, 1987.
15. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена. / **С.С.Кутателадзе.** – М.: Атомиздат, 1979.
16. **Исаченко В.П.** Теплопередача. / **В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С.Сукомел.** – М.: Энергоиздат, 1981.
17. **Юдаев Б.Н.** Техническая термодинамика. Теплопередача. / **Б.Н.Юдаев.** – М.: Высшая школа, 1988.
18. **Доманский И.В.** Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса / **И.В.Доманский, В.Н.Соколов** // Теор. основы хим. технол. – 1968. – Т. 2, № 5. – С. 761–767.
19. **Исаев С.И.** Теория тепломассообмена / **С.И.Исаев, И.А.Кожин, В.И.Кофанов** и др. / под ред. **А.И.Леонтьева.** – М.: Высшая школа, 1979.
20. **Елизаров В.И.** Теоретические методы моделирования и расчет массотеплоотдачи в аппаратах химической технологии: Метод. указания / **В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев, О.В.Зайкова;** под ред. **С.Г.Дьяконова** – Казань: КГТУ, 1994.
21. **Кутателадзе С.С.** Теплопередача и гидромеханическое сопротивление: справ. пособие. / **С.С.Кутателадзе.** – М.: Энергоиздат, 1990.
22. **Соколов В.Н.** Газожидкостные реакторы. / **В.Н.Соколов, И.В.Доманский.** – Л.: Машиностроение, 1976.
23. **Balasubramanian G.R.** Pressure drop for gas- liquid flows / **G.R.Balasubramanian, S.Koganti, R.Natarajan** // Chem. Eng. – 1980. – V. 87, № 11. – P. 101–102.
24. **Соколов В.Н.** Конвективный теплообмен между газожидкостной смесью и стенкой / **В.Н.Соколов, М.Д.Бушков** // Процессы химической технологии / под ред. **М.Е.Позина.** – Л.: Наука, 1965. – С. 117–119.
25. **Жукаускас А.А.** Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб. / **А.А.Жукаускас, Р.Улинскас.** – Вильнюс: Москлас, 1986. – (Теплофизика-18).
26. **Mehta V.D.** Effect of diffusivity on gas – side mass transfer coefficient / **V.D.Mehta, M.M.Sharma** // Chem. Eng. Sci. – 1966. – V. 21. – P. 361.

27. **Лапин М.Ф.** Теплоотдача и аэродинамическое сопротивление гладкотрубных пучков при больших числах Re газового потока / **М.Ф.Лапин** // Теплоэнергетика. – 1956. – №9. – С. 49–52.

28. **Павлов К.Ф.** Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии / **К.Ф.Павлов, П.Г.Романков, А.А.Носков.** – Л.: Химия, 1981.

29. **Аэров М.Э.** Аппараты со стационарным зернистым слоем: Гидравлические и тепловые основы расчета / **М.Э.Аэров, О.М.Тодес, Д.А.Наринаский.** – Л.: Химия, 1979.

30. **Рамм В.М.** Абсорбция газов / **В.М.Рамм.** – М.: Химия, 1976.

31. **Tsotsas E.** Heat transfer in packed beds with flow: remarkson the meaning and the calculation of a heat transfer coefficient at the wall / **E.Tsotsas, E.Schlunder** // Chem. Eng. Sci. – 1990. – V. 45, № 4. – P. 819–837.

32. **Жаворонков Н.М.** Исследование массопередачи к однофазному газовому потоку в насадочных колоннах / **Н.М.Жаворонков, И.А.Гинденблат, В.М.Рамм** // Журн. прикл. химии. – 1960. – Т. 33, № 8. – С. 1790–1800.

33. **Блиничев В.Н.** Исследование коэффициентов сопротивления и теплоотдачи слоя насадки / **В.Н.Блиничев, В.Г.Комлев, В.М.Захаров и др.** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1987. – Т. 30, № 2. – С. 124–126.

34. **Burdukobv A.P.** Experimental investigation of turbulent transfer processes in gas-liquid flows / **A.P.Burdukobv, O.N.Kashisky, V.A.Mukhin** // 2 – Phase Mamentym, Heat and Mfss Transfer. Chem., Process and Energy Eng. Syst. – Vol. 2” Washiun – ton. e. a. – 1979. – P. 959–972.

35. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование и повышение эффективности процессов теплообмена в градирнях / **А.Г.Лаптев, И.А.Ведьгаева, В.А.Данилов** // Материалы юбилейной научно-практической конференции, посвященной 40-летию ОАО «Казаньоргсинтез». – Казань, 2003. – С. 259–271.

36. **Вишнякова И.В.** Моделирование процесса охлаждения оборотной воды и реконструкция промышленных градирен: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.

37. **Ведьгаева И.А.** Математическое моделирование, исследование и повышение эффективности работы промышленных градирен: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГЭУ, 2003.

38. **Лаптев А.Г.** Математическая модель процесса испарительного охлаждения воды в вентиляторной градирне / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.А.Ведьгаева** // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2001. – № 11–12. – С. 113–122.

39. **Лаптев А.Г.** Анализ эффективности работы водоохладительных устройств (вентиляторных градирен) / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.В.Вишнякова** // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1998. – С. 8–25.
40. **Лаптев А.Г.** Определение эффективности охлаждения оборотной воды в градирне / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.В.Вишнякова** // Теплоэнергетика. – 2004. – № 8. – С. 61–65.
41. **Пономаренко В.С.** Градирни промышленных и энергетических предприятий / **В.С.Пономаренко, Ю.И.Арефьев.** – М.: Энергоатомиздат, 1998.
42. **Гладков В.А.** Вентиляторные градирни / **В.А.Гладков, Ю.И.Арефьев, В.С.Пономаренко** – М.: Стройиздат, 1976.
43. **Лаптев А.Г.** Расчет процесса испарительного охлаждения воды в градирне. Метод. указания / **А.Г.Лаптев, И.А.Ведьгаева** – Казань: КГЭУ, 2004.
44. **Лаптев А.Г.** Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1992. – С. 93–99.
45. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе использования лабораторного макета / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Теор. основы хим. технол. – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 4–18.
46. **Брагинский Л.Н.** Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета / **Л.Н.Брагинский, В.И.Бегачев, В.М.Барабаш.** – Л.: Химия, 1984.
47. **Ермаков П.П.** Влияние воздействия акустических колебаний на процесс массопередачи / **П.П.Ермаков** // Теор. основы хим. технол. – 1991. – Т. 25, № 2. – С. 198–203.
48. **Kawase Y.** Mathematical models for design of bioreactors: applications of Kolmogoroff's theory of isotropic turbulence / **Y.Kawase, M.Moo-Young** // Chem. Eng. J. – 1990. – V. 43, № 5. – P.319–341.
49. **Барабаш В.М.** Процессы переноса в турбулентных потоках с интенсивным внешним источником турбулизации / **В.М.Барабаш** // Теор. основы хим. технол. – 1994. – Т. 28, № 2. – С. 110–117.
50. **Кишиневский М.Х.** К вопросу тепло- и массоотдачи от гладкой стенки трубы к турбулентному потоку жидкости / **М.Х.Кишиневский,**

Т.С.Корниенко // Теор. основы хим. технол. – 1967. – Т. 1, № 3. – С. 456–462.

51. **Щукин В.К.** Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / **В.К.Щукин, А.А.Халатов.** – М.: Машиностроение, 1982.

52. **Ибрагимов М.Х.** Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах / **М.Х.Ибрагимов, В.И.Субботин, В.П.Бобков** и др. – М.: Атомиздат, 1978.

ГЛАВА 5

МАССО- И ТЕПЛООТДАЧА ОТ ЭЛЕМЕНТОВ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

При проведении многих массо- и теплообменных процессов происходит контакт совокупности элементов дисперсной фазы со сплошной средой. Решению задач моделирования процессов переноса в таких системах посвящены многочисленные публикации различных авторов и ряд монографий, например [1–10]. Для определения характеристик массо- и теплообмена в сплошной фазе при движении одиночных частиц наибольшее применение находят модель диффузионного пограничного слоя и уравнения Буссинеска–Хигби, а в дисперсной фазе (в каплях и пузырьках)–модель Кронига–Бринка или приближение диффузионного пограничного слоя, а также различные эмпирические выражения. При движении твердых дисперсных частиц в аппаратах с перемешивающими устройствами процесс массоотдачи описывается как на основе теории турбулентного слоя [3], так и с помощью модели псевдоламинарного пограничного слоя [11–13]. Следует отметить, что массоотдача в системах с подвижной поверхностью раздела фаз в основном исследуется опытным путем, а также с использованием различных численных методов.

В данной главе предложены уравнения для вычисления коэффициентов массо- и теплоотдачи от дисперсных элементов (твёрдые частицы, капли и пузыри) при различных условиях движения. Рассмотрены уравнения, которые дают возможность вычислять коэффициенты переноса как при свободном движении дисперсных частиц при $\Delta\rho \gg 1$, так и в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы. Причем в качестве необходимой информации об объекте используются только результаты исследования гидродинамических закономерностей движения частиц, а неизвестные параметры в уравнениях находятся на основе баланса импульса в пограничном слое.

5.1. Массо- и теплоотдача в сплошной фазе при ламинарном обтекании частиц

Процессы массо- и теплообмена в дисперсных потоках можно представить тремя стадиями: перенос в период образования капель или пузырей, свободное движение элементов дисперсной фазы в рабочей зоне аппарата и процесса коалесценции. В ряде случаев перенос вещества в период образования и отрыва пузырей и капель может достигать 50–90 % от

общей перенесенной массы [10, 14–17], и тогда математическое моделирование «входного эффекта» имеет большое значение. Однако во многих случаях размеры промышленного аппарата и скорость движения фаз таковы, что в условиях экстракции основная доля вещества извлекается за время свободного движения капель. Тогда с незначительной погрешностью влиянием «входных эффектов» можно пренебречь. Влияние «входных участков» на тепломассообмен необходимо учитывать только при интенсивных режимах, например, в развитом барботажном слое (глава 7).

При рассмотрении массоотдачи от дисперсных частиц при их свободном движении исследователями [14–18] отмечается неравномерность вклада лобовой и кормовой частей в общий диффузионный поток. Локальные значения коэффициентов массоотдачи изменяются по поверхности в несколько раз, являясь максимальными в точке набегания потока ($\varphi=0^\circ$) и минимальными в экваториальной плоскости. Установлено [16], что вблизи кормовой части сферической частицы локальный коэффициент массоотдачи примерно в четыре раза меньше, чем в точке набегания потока, а при $\varphi\approx 90^\circ$ он принимает еще меньшие значения.

Исследования локальной массоотдачи в системе жидкость–жидкость методом голографической интерферометрии [17] показали, что до 70–80 % вещества переносится через лобовую поверхность капли. Значения коэффициентов массоотдачи, имеющие локальный максимум в области $\varphi=0^\circ$, с увеличением φ понижаются, достигая минимума при $\varphi\approx 90\text{--}120^\circ$. Данные интерферограмм показывают пересечение линий равных концентраций в этой области, что свидетельствует об отрыве пограничного слоя. За точкой отрыва происходит увеличение значений коэффициентов массоотдачи и их пульсации относительно некоторой средней величины. С возрастанием скорости движения капли область отрыва пограничного слоя все сильнее смещается в сторону, обратную точке набегания потока, и за дисперсной частицей образуется зона гидродинамического следа с внутренним вихревым движением жидкости. Вследствие этого вклад кормовой части капли в массообмен возрастает. Поэтому, если при ламинарном обтекании частиц массоотдачу можно рассматривать без учета турбулентности кормовой части, то в области изменения Re от 200 и выше (для капель) и $Re>1000$ (для твердых частиц) учет массоотдачи от кормовой части и следа существенен [10].

Известно, что процесс массоотдачи от пузырей и капель имеет в основном нестационарный характер. Однако, как показано в работе [9], нестационарный массообмен при $t\rightarrow\infty$ хорошо описывается уравнениями,

полученными на основе стационарных моделей, и максимальная погрешность в расчетах составляет около 1 %.

***Обобщение гидродинамической аналогии на случай
обтекания дисперсных частиц [19]***

Гидродинамическая аналогия позволяет находить коэффициенты массо- и теплоотдачи на основе известных коэффициентов трения или сопротивления.

Рассмотрим обтекание одиночной твердой дисперсной частицы ламинарным потоком [20]. Известно, что при $Re > 10^3$ процессы переноса с достаточной для практических целей точностью можно описывать в рамках модели диффузионного пограничного слоя. Так как $\delta \ll R$, будем рассматривать модель плоского пограничного слоя, где δ – толщина пограничного слоя, м; R – радиус частицы, м. В этом случае для вычисления коэффициентов тепло- и массоотдачи используем уравнения из раздела 2.4, где среднее касательное напряжение (поток импульса τ) при безотрывном обтекании частиц найдем из уравнения баланса сил

$$\Delta P \pi R^2 = \tau 4 \pi R^2, \quad (5.1.1)$$

где $\Delta P = \xi \rho V_\infty^2 / 2$ – перепад давления при движении частицы, Па.

Из уравнений (2.4.4), (5.1.1) получим

$$\beta = 0,62 \left[\frac{\xi V_\infty^2 \nu}{8L} \right]^{\frac{1}{3}} Sc^{-\frac{2}{3}}, \quad (5.1.2)$$

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left[\frac{\xi V_\infty^2 \nu}{8L} \right]^{\frac{1}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}}, \quad (5.1.3)$$

где длина пути жидкости для сферической частицы $L = \pi R$.

Тогда уравнение для расчета коэффициента массоотдачи получит вид

$$\beta = 0,62 \left(\frac{\xi V_\infty^2 D^2}{4 \pi \nu d} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (5.1.4)$$

где D – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; d – диаметр частицы, м .

Аналогично записывается выражение и для коэффициента теплоотдачи.

Для расчета коэффициента сопротивления в литературе известны различные зависимости вида $\xi = f(\text{Re})$ (глава 1).

Для твердой сферы уже при $\text{Re} \approx 20$ происходит отрыв пограничного слоя с образованием возвратно-вихревых течений в кормовой части и поэтому уравнения (5.1.1)–(5.1.3) являются приближенными. Но, как видно из сравнения расчетных и опытных (рис. 5.1, 5.2) коэффициентов массо- и теплоотдачи, наблюдается удовлетворительное согласование их значений даже при относительно больших числах Рейнольдса (до 10^3).

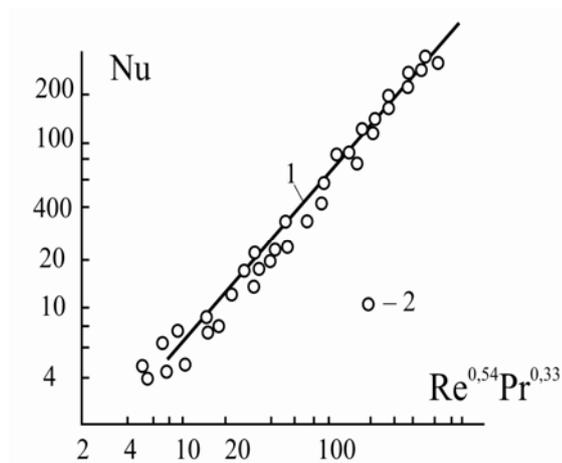


Рис. 5.1. Расчетные – 1 и опытные – 2 [21] данные по теплоотдаче от дисперсных частиц

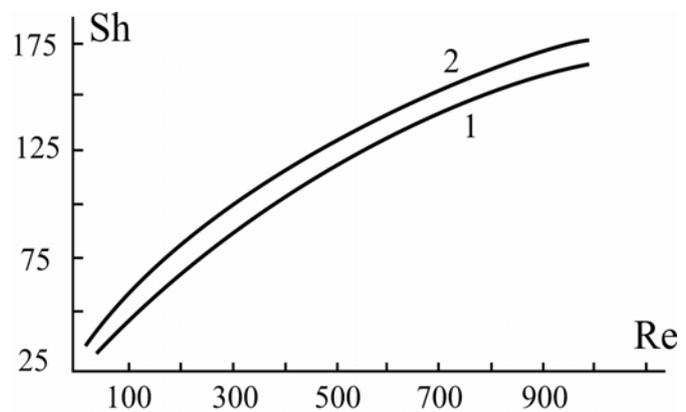


Рис. 5.2. Зависимость числа Шервуда от числа Рейнольдса при массоотдаче от дисперсного элемента: 1 – расчет по уравнению (5.1.2); 2 – расчет по эмпирическому выражению [10]

Возможно, это достигается за счет того, что, как отмечено выше, основной вклад в процесс тепло- и массоотдачи вносит лобовая поверхность частицы, и влияние вихревого следа в данных условиях незначительно.

Расчеты коэффициентов массоотдачи (5.1.2) от дисперсных элементов с подвижной межфазной поверхностью (пузыри, капли) показывают заниженные значения β по сравнению с известными опытными данными. Это можно объяснить тем, что в уравнении (5.1.2) не учитывается влияние межфазного переноса, вызванного подвижной поверхностью раздела фаз. Моделирование массоотдачи с учетом этого эффекта показано ниже [22, 23].

Следует отметить, что рассмотренное в данном разделе обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки дает удовлетворительные результаты не только на случай обтекания дисперсных частиц, но также и при теплоотдаче в каналах с кольцевыми накатками; теплоотдаче при движении газожидкостных смесей в трубах; массо- и теплоотдаче в насадочных и зернистых слоях; теплоотдаче поперечно-обтекаемых труб; теплоотдаче в аппаратах с мешалками (глава 4).

5.2. Определение коэффициентов переноса в переходном режиме [24]

Хорошо известно, что развитое турбулентное движение однофазного потока вдоль гладкой твердой поверхности начинается при $Re > 10^4 - 10^5$. Движение пузырей и капель осуществляется при меньших значениях числа Re , что на первый взгляд дает основание считать пограничный слой на межфазной поверхности ламинарным. Однако гидродинамические закономерности движения двухфазных сред во многих случаях существенно отличаются от гидродинамики однофазных потоков. В двухфазных средах возмущающие факторы (источники возникновения турбулентности) можно подразделить на два класса. Первый класс – внутренние источники: подвижная межфазная поверхность, волнообразование на поверхности раздела; эффект Марагони и ряд других факторов [25–27]. Ко второму классу можно отнести турбулентность, вызванную механическим перемешиванием, пульсационным или вибрационным движением среды в рабочей зоне аппарата, т.е. за счет ввода внешней энергии. Поэтому можно считать, что в реальных условиях пограничный слой почти всегда возмущен турбулентными пульсациями, которые увеличивают скорость переноса массы, тепла, т.е. режим движения дисперсных частиц в этих условиях можно рассматривать как переходный. Ламинарный пограничный слой на мелкодисперсных элементах в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы (создание интенсивной внешней турбулентности) классифицируется как псевдоламинарный [13, 28].

Примем структуру псевдоламинарного пограничного слоя как турбулентного, но его характеристики будем находить, используя балансовые соотношения переноса импульса.

Если скорость диффузионного процесса лимитируется скоростью массообмена в сплошной фазе, то в этом случае величина потока массы зависит от гидродинамики внешнего потока и физических свойств сплошной среды.

Ниже рассмотрена модель массоотдачи, подробно описанная в разделе 3.3.

Массоотдача в сплошной фазе при стационарном движении пузырей и капель с числом Пекле $Pe = V_\infty d/D > 10^3$ обычно рассматривается в рамках модели диффузионного пограничного слоя. Для жидкостей имеем $Sc \gg 1$, т.е. основное сопротивление переносу массы сосредоточено в вязком подслое. Сопротивление переносу массы в пограничном слое сплошной фазы (3.3.7):

$$\frac{1}{\beta} = \frac{C_\infty - C_{\text{Гр}}}{j} = \int_0^\delta \frac{F(y) dy}{D + D_T}, \quad (5.2.1)$$

где закон затухания $D_T(y)$ в вязком подслое имеет вид степенной функции (3.3.49):

$$v_T \approx D_T \approx a_T \approx u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n, \quad (5.2.2)$$

где β – коэффициент массоотдачи, м/с; j – поток массы компонента; C_∞ , $C_{\text{Гр}}$ – концентрации компонента в ядре потока и на границе раздела фаз; F – межфазная поверхность, м²; y – поперечная координата пограничного слоя, м; D , D_T – коэффициенты молекулярного и турбулентного обмена, м²/с; δ_1 – толщина вязкого подслоя, м; u_* – динамическая скорость, м/с.

Для систем с подвижной поверхностью раздела фаз известна зависимость $\beta \sim D^{0,5}$, и тогда значение показателя степени n в выражении (5.2.2) равно двум ($n=2$). Для этого случая из (5.2.1), (5.2.2) получено уравнение (3.3.45), которое содержит динамическую скорость u_* и безразмерную толщину вязкого подслоя R_{1c} (раздел 3.5).

Учитывая, что в выражении (3.3.45) для систем жидкость–жидкость $R_{1c} \sim 10$; $Sc \sim 10^3$ значение $\arctg \sqrt{R_{1c} Sc_c} = \pi/2$, запишем

$$\beta_c = \frac{2u_{*c}}{\pi \sqrt{R_{1c} Sc_c}}, \quad (5.2.3)$$

где нижний индекс «с» – сплошная фаза; $R_{1c} = u_{*c} \delta_{1c} / \nu_c$.

Для проверки уравнения (5.2.3) ниже рассмотрена массоотдача в сплошной фазе от капель и пузырей, т.е. для систем с подвижной поверхностью раздела.

Параметр R_{1c} в пограничном слое на пузыре и капли в переходном режиме получим на основе известного процесса переноса импульса по уравнению (3.6.20):

$$R_{1c} = \left[\Delta \bar{U}_{\infty c} (u_{*c} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1c}})^{-1} \right]^2, \quad (5.2.4)$$

где $\Delta \bar{U}_{\infty c} = (\bar{U}_{\infty} - \bar{U}_{\text{гр}})_c$ – средняя движущая сила переноса импульса в пограничном слое на капле в сплошной среде, м/с.

Уравнение (5.2.4) получено путем интегрирования выражения (3.3.54) с коэффициентом турбулентного обмена (5.2.2) и использованием потокового соотношения $\tau = \rho_c \gamma_c \Delta \bar{U}_{\infty c}$ (см. раздел 5.4).

Если пузырь или капля по форме близки к сферической, то среднее значение скорости на внешней границе пограничного слоя можно вычислить на основе известного распределения скорости по поверхности сферы

$$\bar{U}_{\infty} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} V_{\infty} \sin \varphi \, d\varphi = \frac{3}{\pi} V_{\infty}. \quad (5.2.5)$$

Приближенно можно принять $\bar{U}_{\infty} \approx V_{\infty}$.

Значение $\bar{U}_{\text{гр}}$ при небольших числах Рейнольдса можно вычислить, используя функцию Адамара–Рыбчинского

$$\bar{U}_{\text{гр}} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{V_{\infty} \sin \varphi}{2(1 + \mu^*)} d\varphi = \frac{V_{\infty}}{\pi(1 + \mu^*)}, \quad (5.2.6)$$

где V_{∞} – скорость движения частицы в сплошной среде, м/с; $\mu^* = \mu_D / \mu_c$ – отношение коэффициентов динамической вязкости дисперсной и сплошной фаз; φ – угол.

При $Re \gg 1$ среднее значение скорости на межфазной поверхности пузыря или капли найдем на основе уравнений баланса сил, записанных для

пузыря (или капли) и твердой частицы при идентичных условиях движения в сплошной среде.

Известно [1, 6, 10, 29], что вследствие подвижности поверхности раздела фаз пузырь и капля сферической формы всплывают с большей скоростью, чем твердая частица того же размера при прочих равных условиях. Это обусловлено тем, что на поверхности твердого тела выполняется условие прилипания жидкости ($\bar{U}_{\text{гр}}=0$). На поверхности же раздела фаз газ–жидкость или жидкость–жидкость, если μ^* незначительно отличается от единицы, происходит относительное движение фаз. Поэтому при движении твердой частицы вблизи ее поверхности достигаются большие градиенты скорости, чем в пограничном слое при всплытии сферического пузыря или капли в аналогичных условиях, а коэффициент сопротивления твердой частицы больше коэффициентов сопротивления пузырей и капель. В области устойчивого движения пузыря (или капли) коэффициент уменьшается с ростом числа Re_k , оставаясь все время ниже коэффициента сопротивления твердой сферы. Для этой области запишем уравнения балансов сил для твердой сферы и капли (пузыря):

$$g \frac{4}{3} \pi R_{\text{сф}}^3 (\rho_c - \rho_D)_{\text{сф}} = \xi_{\text{сф}} \frac{\rho_{2\text{сф}} V_{\infty\text{сф}}^2}{2} \pi R_{\text{сф}}^2, \quad (5.2.7)$$

$$g \frac{4}{3} \pi R_k^3 (\rho_c - \rho_D)_k = \xi_k \frac{\rho_{2k} V_{\infty k}^2}{2} \pi R_k^2, \quad (5.2.8)$$

где $\xi_{\text{сф}}$, ξ_k – коэффициенты сопротивления твердой сферы и капли соответственно; $R_{\text{сф}}$, R_k – радиус сферы и капли, м; $V_{\infty\text{сф}}$, $V_{\infty k}$ – скорость движения твердой частицы и капли, м/с; ρ_D , ρ_c – плотности дисперсной и сплошной фаз соответственно, кг/м³. Нижние индексы: сф – твердая сфера, к – капля.

При идентичных условиях ($\rho_{\text{сф}} = \rho_k$, $R_{\text{сф}} = R_k$) левые части уравнений (5.2.7) и (5.2.8) равны. Равенство правых частей достигается за счет соотношения

$$\xi_{\text{сф}} V_{\infty\text{сф}}^2 = \xi_k V_{\infty k}^2, \quad (5.2.9)$$

где, как отмечалось выше, $\xi_{\text{сф}} > \xi_k$, $V_{\infty\text{сф}} < V_{\infty k}$.

Можно предположить, что скорость движения капли (или пузыря) больше скорости движения твердой частицы на величину средней скорости жидкости на межфазной поверхности $\bar{U}_{гр} = V_{\infty к} - V_{\infty сф}$. Тогда из равенства (5.2.8) следует

$$U_{гр} \approx V_{\infty к} \left(1 - \sqrt{\frac{\xi_{к}}{\xi_{сф}}} \right), \text{ при } \xi_{к} < \xi_{сф}. \quad (5.2.10)$$

С увеличением размера пузыря или капли, вследствие уменьшения влияния сил поверхностного натяжения, их форма отличается от сферической, а траектория движения отклоняется от вертикальной. Деформация и колебания элементов приводят к тому, что, начиная с определенного значения $Re_{к}$, соответствующего минимуму сопротивления, коэффициент $\xi_{к}$ начинает возрастать, достигая значения коэффициента сопротивления для твердой сферы, и затем превышает его значение в несколько раз [10, 30–33]. Минимум сопротивления для капель находится при $Re_{к} \approx (200–400)$. Для этого случая можно допустить, что средняя скорость жидкости на межфазной поверхности пузыря или капли изменяется незначительно с увеличением числа Re , и ее значение приближенно можно принять, как при Re , соответствующему минимуму сопротивления.

Для коэффициентов сопротивлений ξ пузырей и капель при различных значениях числа $Re_{к}$ рекомендуются эмпирические выражения (см. главу 1).

Динамическую скорость $u_{*с}$ в уравнении (5.2.3) с параметром $R_{1с}$ (5.2.4) и с $\bar{U}_{гр}$ (5.2.10) в случае безотрывного обтекания и незначительном градиенте межфазного натяжения получим из уравнения баланса сил (5.1.1)

$$u_{*с} = V_{\infty} \sqrt{\rho_{с} \xi / (8\rho_{D})}. \quad (5.2.11)$$

На рис. 5.3, 5.4. и в табл. 5.1 представлены результаты расчета коэффициентов массоотдачи по уравнению (5.2.3) от пузырей и капель [24].

В случае $Re > 100–300$ в кормовой части пузырей и капель наблюдается отрыв пограничного слоя, и уравнение (5.2.11) является приближенным.

В этом случае динамическую скорость выразим через поток диссипируемой энергии, используя зависимость (3.6.1)

$$\varepsilon = \frac{de}{dy} = \tau \frac{du}{dy}, \quad (5.2.12)$$

где $e = u\tau$ – средняя плотность потока энергии; y – координата; ε – кг/(м·с³) или Вт/м³.

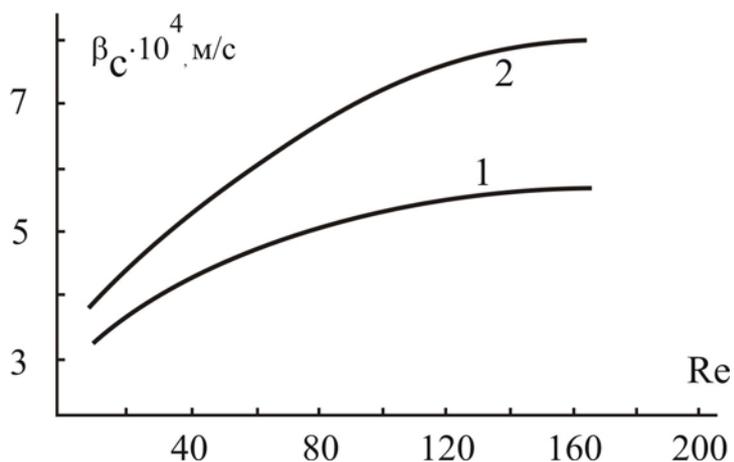


Рис. 5.3. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Re при движении одиночного пузыря в слое жидкости: 1 – расчет по (5.2.3) [34]; 2 – расчет по эмпирическому выражению [4]. Процесс десорбции CO₂ из воды воздухом

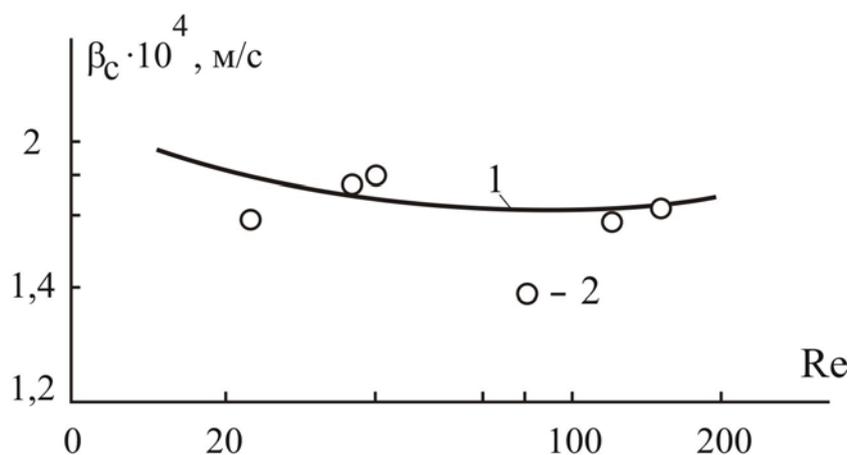


Рис. 5.4. Зависимость коэффициента массоотдачи в сплошной фазе от Re при движении одиночной капли: 1 – расчет [22]; 2 – эксперимент [35]. (Система вода–бензойная кислота–бензол)

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе по математической модели β_p и сравнение с экспериментальными значениями $\beta_э$ для системы вода (спл. фаза)–анилин–ксилол

$$Sc=1326; \mu^* = 0,61$$

$d, \text{ м}$	$V_\infty, \text{ м/с}$	Re_c	$u_* \cdot 10^2, \text{ м/с}$	R_{1c}	$\beta_p \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$\beta_э \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$f = \beta_p / \beta_э$
0,0008	0,028	22	1,32	2,54	1,46	1,59	0,92
0,012	0,032	38	1,25	3,28	1,22	1,7	0,72
0,0016	0,037	59	1,26	4,02	1,1	1,18	0,94
0,0021	0,056	117	1,77	4,48	1,47	1,58	0,93
0,0023	0,061	139	1,89	4,63	1,55	1,07	1,4

Например, на основе уравнения (5.2.12) записывают [36–38]

$$u_* = K \left(\frac{\varepsilon v}{\rho} \right)^{0,25}, \quad (5.2.13)$$

где коэффициент пропорциональности K находится экспериментально для каждого типа аппарата и установлен в интервале $K = 1,6 - 2,9$. Для большинства аппаратов рекомендуется $K \approx 2,2$.

Рассмотрим приближенный теоретический метод определения динамической скорости на основе зависимости (5.2.12) и известного характера переноса импульса [24, 39–41].

В уравнении (5.2.12) значение производной найдем из выражения

$$\tau = \rho(v + v_T) \frac{du}{dy}, \quad \frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\rho(v + v_T)}. \quad (5.2.14)$$

Получим

$$\varepsilon = \frac{\tau^2}{\rho(v + v_T)}, \quad v_T = v_T(y). \quad (5.2.15)$$

Среднее значение диссипируемой энергии в пограничном слое толщиной δ запишем в виде [40]

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2 \delta}{\delta \rho} \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T}, \quad (5.2.16)$$

где подынтегральная функция определяет сопротивление переносу импульса в турбулентном пограничном слое

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T}, \quad (5.2.17)$$

и тогда уравнение (5.2.16) получит форму

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2}{\delta \rho \gamma} = \frac{u_*^4 \rho}{\delta \gamma}. \quad (5.2.18)$$

Отсюда

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \delta \gamma}{\rho} \right)^{0,25} \quad (5.2.19)$$

или для сплошной фазы:

$$u_{*c} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}_c \delta_c \gamma_c}{\rho_c} \right)^{0,25} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}_c R_{1c} \nu_c \gamma_c}{\rho_c} \right)^{0,2}. \quad (5.2.20)$$

Коэффициент переноса импульса γ_c найдем путем интегрирования (5.2.17) с коэффициентом турбулентной вязкости (5.2.2).

При $n=2$ получим

$$\gamma_c = u_{*c} \left(\sqrt{R_{1c}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1c}} \right)^{-1}. \quad (5.2.21)$$

При $n=3$ имеем

$$\gamma_c = 6\sqrt{3}B_\delta^2 u_{*c} (K_1 + K_2 + \pi)^{-1}, \quad (5.2.22)$$

$$\text{где } K_1 = \sqrt{3} \ln \frac{(B_\delta + 1)^2}{B_\delta(B_\delta - 1) + 1}; \quad K_2 = 6 \operatorname{arctg} \frac{(2 - B_\delta)}{B_\delta \sqrt{3}}; \quad B_\delta = R_{1c}^{-\frac{1}{3}}.$$

При свободном движении дисперсной частицы за счет сил трения на межфазной поверхности и сопротивления формы существует разность давлений в лобовой и кормовой части. Перепад давления зависит от кинетической энергии движения частицы, коэффициента сопротивления и записывается в известной форме $\Delta P = \xi \rho_c V_\infty^2 / 2$. Произведение ΔP на площадь миделевого сечения частицы есть сила гидродинамического взаимодействия $P = \Delta P \pi R^2$, а произведение силы на скорость движения – мощность $N = P V_\infty = \Delta P \pi R^2 V_\infty$.

Энергия (мощность N) диссипирует в пограничном слое, который образуется на межфазной поверхности частицы в сплошной фазе, а также в вихревом следе. При наличии циркуляции среды внутри дисперсного элемента (капли, пузыря), вызванной подвижной поверхностью раздела, часть энергии диссипирует в дисперсной фазе. Эту составляющую энергии выразим в виде

$$N_D = \tau F \bar{U}_{\text{гр}} = \tau 4\pi R^2 \bar{U}_{\text{гр}}. \quad (5.2.23)$$

Тогда составляющая от полной энергии, диссипирующая в сплошной фазе, равна

$$N_c = N - N_D = \Delta P \pi R^2 V_\infty - \tau 4\pi R^2 \bar{U}_{\text{гр}} = \pi R^2 (\Delta P V_\infty - \tau 4\bar{U}_{\text{гр}}). \quad (5.2.24)$$

Отношение N_c к объему сплошной фазы V_c , где происходит основное рассеивание энергии, есть средняя составляющая диссипации энергии в сплошной фазе $\bar{\varepsilon}_c$, значение которой будет равно

$$\bar{\varepsilon}_c = \frac{N_c}{V_{\text{сл}} + V_{\text{п.с.}}} = \frac{\pi R^2 (\Delta P V_\infty - \tau 4\bar{U}_{\text{гр}})}{V_{\text{сл}} + V_{\text{п.с.}}}, \quad (5.2.25)$$

где $V_{\text{п.с.}}$ – объем пограничного слоя, $V_{\text{п.с.}} = 4\pi R^2 \delta_c = 4\pi R^2 \nu_c R_{1c} / u_{*c}$; $V_{\text{сл}}$ – объем вихревого следа, м³; $\bar{\varepsilon}_c$ – кг/(м·с³).

Зона с замкнутыми линиями тока – вихревая зона за твердой сферой образуется при $Re_{отр} \approx 20$. На рис. 5.5 показана графическая зависимость длины вихревого следа S от числа Re_* [8].

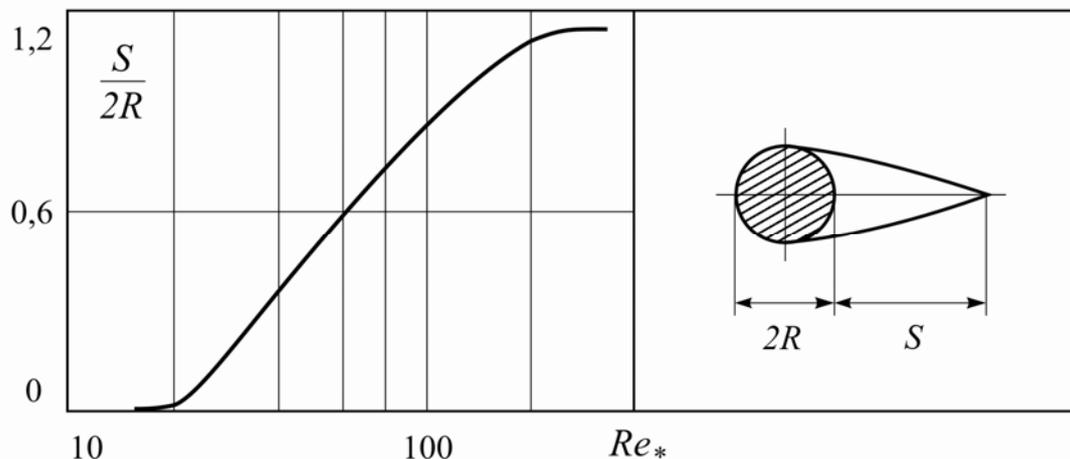


Рис. 5.5. Зависимость длины вихревого следа ($S/(2R)$) от числа Re_* для твердой сферы [8]

Представляя объем вихревого следа в виде полуэллипсоида вращения, в центр которого вписана сферическая дисперсная частица, запишем

$$V_{сл} = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{S}{2R}. \quad (5.2.26)$$

Кривую, представленную на рис. 5.5, можно аппроксимировать функцией вида

$$\frac{S}{2R} = -0,39 + 0,022 Re_* - 0,00011 Re_*^2 + 1,86 \cdot 10^{-7} Re_*^3, \quad (5.2.27)$$

при $20 \leq Re_* \leq 200$.

Используя графическую зависимость (рис. 5.5), можно найти объем следа $V_{сл}$, образующегося за каплей, предположив, что характер зависимости длины следа от числа Рейнольдса сохранится с тем условием, что след образуется при $Re_{отр} \approx 200-300$. При этом используется следующее выражение для пересчета числа Рейнольдса

$$Re_* = Re_c \frac{Re_{отр.сф}}{Re_{отр.к}}. \quad (5.2.28)$$

Из решения системы уравнений (5.2.4) и (5.2.20) итерационным методом находятся параметры пограничного слоя в сплошной фазе u_{*c} и R_{1c} , необходимые для вычисления коэффициента массоотдачи (5.2.3).

Уравнение (5.2.3) проверено путем расчета коэффициентов массоотдачи при экстракции различных систем, когда основное сопротивление переносу массы лимитировано сплошной фазой. Результаты расчета и сравнение с известными экспериментальными данными [35, 42] показаны на рис. 5.6–5.10 и в табл. 5.2.

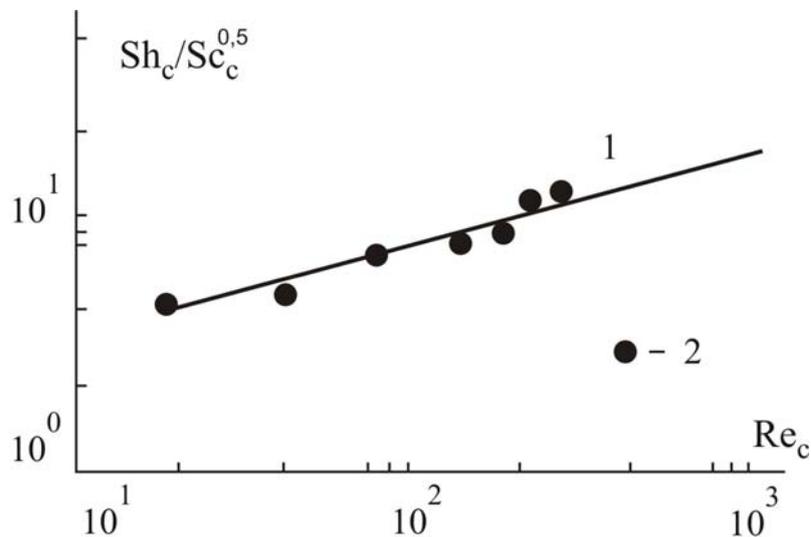


Рис. 5.6. Зависимость безразмерного комплекса $Sh_c / Sc_c^{0,5}$ от числа Re_c при экстракции системы вода (спл. ф.) – бензойная кислота – бензол: 1 – расчет по уравнению (5.2.3); 2 – экспериментальные данные [42]

Расчеты показывают, что в интервале чисел Re_c от 20 до 400, значение параметра R_{1c} для капель ($\mu^* \approx 1$) находится в пределах $3 \div 10$ (рис. 5.7), а $u_{*c} - 0,01 \div 0,025$ м/с (рис. 5.8).

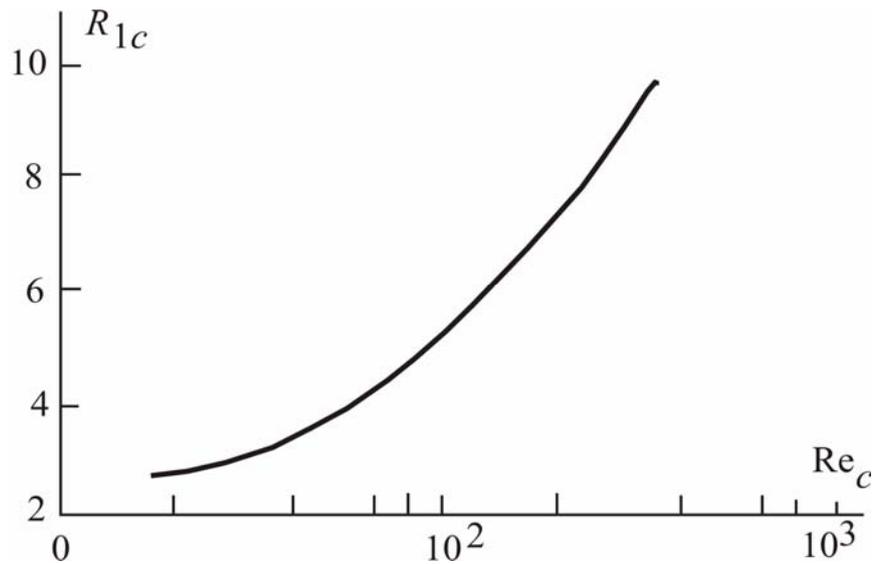


Рис. 5.7. Зависимость безразмерной толщины пограничного слоя R_{1c} от числа Re_c

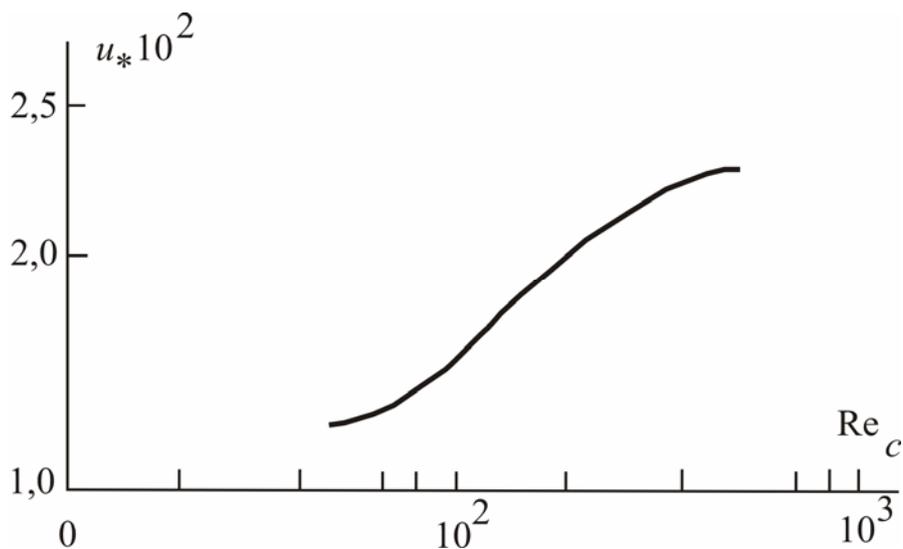


Рис. 5.8. Зависимость динамической скорости u_{*c} от числа Re_c

В работе [42] эксперимент проводился в стеклянной колонне диаметром $D_a=24$ мм и высотой $H=65$ мм при экстракции в системах вода – бензойная кислота–бензол и вода–анилин–ксилол. Диаметр капель изменяется в интервале 0,08 – 0,575 мм (рис. 5.9).

Экспериментальные данные в работе [43] получены в распылительной колонне $D_a=45$ мм и $H = 650$ мм при экстракции бензойной кислоты из бензола водой; диаметр капель $d=0,18-0,24$ мм (рис. 5.10).

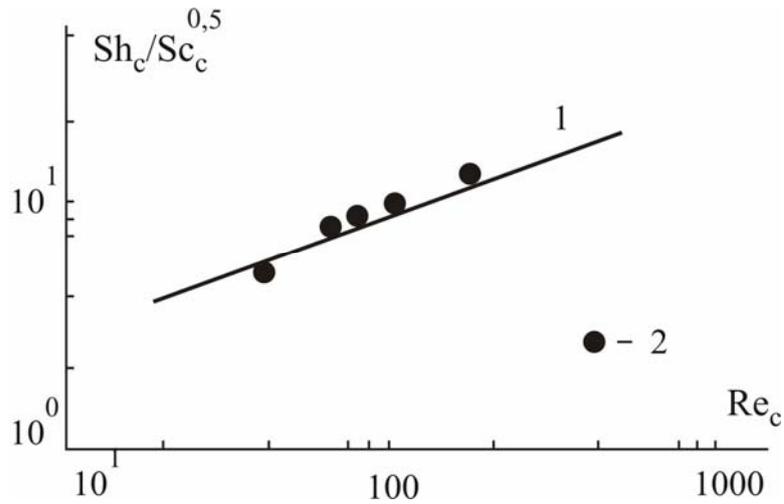
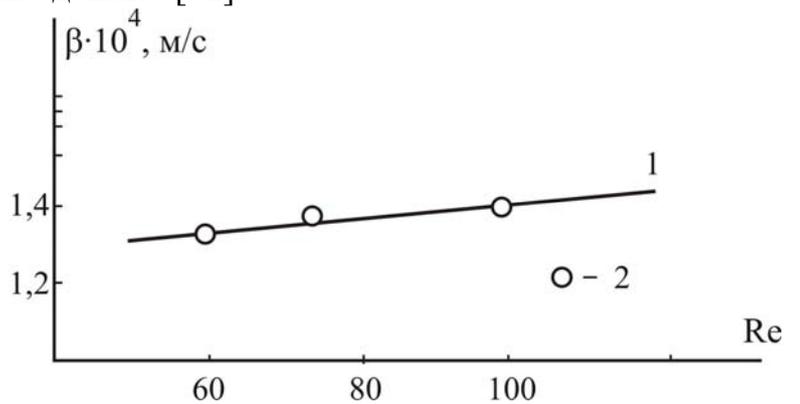


Рис. 5.9. Зависимость безразмерного комплекса $Sh_c/Sc_c^{0,5}$ от числа Re_c при экстракции системы вода (спл. ф.)–анилин–ксилол: 1 – расчет по уравнению (5.2.3); 2 – экспериментальные данные [42]

Рис. 5.10. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса; система вода (дисп. ф.) – бензойная кислота–бензол: 1 – расчет по уравнению (5.2.3); 2 – экспериментальные данные [35]



Т а б л и ц а 5.2

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе β_p и сравнение с экспериментальными значениями β_ε для системы вода (спл. фаза) – анилин–ксилол $Sc=1326$; $\mu^* = 0,61$

$d, \text{ м}$	$V_\infty, \text{ м/с}$	Re_c	$u_* \cdot 10^2, \text{ м/с}$	R_{1c}	$\beta_p \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$\beta_\varepsilon \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$f = \beta_p / \beta_\varepsilon$
0,0029	0,083	239	2,33	6,99	1,56	1,18	1,32
0,0032	0,09	286	2,36	7,9	1,47	1,15	1,27
0,0034	0,095	320	2,38	8,7	1,42	1,47	0,97
0,0036	0,101	361	2,42	9,5	1,37	1,19	1,15

На основе представленных результатов можно сделать вывод о том, что рассмотренный подход и полученные уравнения дают положительные результаты при вычислении коэффициентов массоотдачи от капель.

5.3. Моделирование массоотдачи в дисперсной фазе

В данном разделе рассмотрены различные случаи конвективного массообмена в капле. На основе подхода, описанного выше, получены уравнения для вычисления коэффициентов массоотдачи в дисперсной фазе.

Безвихревое циркуляционное движение в капле

Как известно, процесс массоотдачи внутри капли представляет собой достаточно сложное явление, и о стационарности или нестационарности протекания процессов переноса у исследователей нет однозначного мнения [1, 6, 10, 34, 43–53]. Обычно считается, что в период каплеобразования и в начальный момент времени движения массоотдача существенно нестационарна, а при установившемся движении капля она носит квазистационарный характер до стадии полного перемешивания в капле.

Установлено [48, 50], что при $Fo \ll \pi/12(Re)^{0,5}$ основное сопротивление массоотдаче внутри капли сосредоточено в пограничном слое, где Fo – безразмерное время или число Фурье; Re – число Пекле.

Используем обобщение гидродинамической аналогии (глава 2) для расчета коэффициента массоотдачи в капле сферической формы с внутренним циркуляционным движением ($Re \leq 200$).

Эффективная толщина диффузионного слоя δ_D в капле увеличивается с течением времени по закону [50]

$$\delta_D = \varphi \sqrt{D_D t}, \quad (5.3.1)$$

где φ – численный коэффициент порядка единицы; D_D – коэффициент молекулярной диффузии, m^2/c ; t – время, с.

Тогда коэффициент массоотдачи $\beta_D(t)$ будет равен

$$\beta_D(t) = \frac{D_D}{\delta_D} = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\frac{D_D}{t}}. \quad (5.3.2)$$

Если $Re^*Fo \geq 3$ [10], процесс массоотдачи в капле стационарен, т. е. должно выполняться условие

$$t \geq \frac{12(1 + \mu^*) d}{V_\infty}, \quad (5.3.3)$$

где $Re^* = \frac{Re}{4(1 + \mu^*)}$ – модифицированный критерий Пекле.

В данном случае под стационарностью подразумевается автомодельность коэффициента массоотдачи к времени движения капли [9, 10, 51].

На межфазной поверхности капли при незначительном градиенте поверхностного натяжения выполняется баланс потока импульса $\tau_D = \tau_c$, где τ_c можно вычислить по соотношению (5.1.1). Тогда коэффициент массоотдачи в стационарном режиме можно найти по уравнению (2.4.4)

$$\beta_D = 0,62 \left(\frac{2\tau_D v_D}{\rho_D \pi d} \right)^{\frac{1}{3}} Sc_D^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)}, \quad (5.3.4)$$

где $n=2$ для капель $\mu^* \leq 1$ и без наличия в системе ПАВ; $n=3$ при $\mu^* > 3$, а также при возможном наличии ПАВ.

При $Re^*Fo=3$ коэффициенты массоотдачи (5.3.2) и (5.3.4) должны быть равны. Из этого условия найдем

$$\varphi = 1,61 \left(\frac{V_\infty}{3(1 + \mu^*)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\pi \rho_D}{2\tau_D} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{v_D}{d} \right)^{\frac{1}{6}}. \quad (5.3.5)$$

Средний за время t коэффициент массоотдачи (5.3.2) можно получить по уравнению [24]

$$\bar{\beta}_D = \frac{1}{t} \int_0^{t_K} \beta_D(t) dt = 1,25 \left(\frac{3D_D (1 + \mu^*)}{t_K V_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\tau_D}{\pi\rho_D} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{d}{v_D} \right)^{\frac{1}{6}}. \quad (5.3.6)$$

Коэффициенты массоотдачи в дисперсной фазе, рассчитанные в стационарном режиме по уравнению (5.3.4), сравнивались с экспериментальными данными [47]. На рис. 5.11 показана их корреляция. Эксперименты проводились в колоннах диаметром $D_a=100$ мм, с высотой рабочей части, равной соответственно 1060, 640, 450, 80 мм.

Уравнение (5.3.6), описывающее нестационарную массоотдачу в капле, проверялось путем сравнения с экспериментальными данными [35], полученными при экстракции в распылительной колонне $D_a=45$ мм; $H=650$ мм систем вода (спл. ф.)–уксусная кислота–бензол (рис. 5.12).

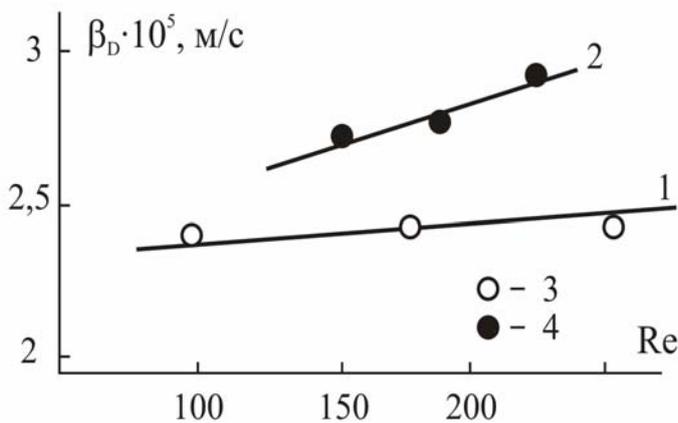


Рис. 5.11. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса при экстракции различных систем: 1, 2 – расчет по (5.3.4); 3, 4 – эксперимент [47]. 1, 3 – гептиловый спирт–соляная кислота–вода (спл. ф.); 2, 4 – гептиловый спирт + 0,15 NHCl–соляная кислота–вода (спл. ф.)

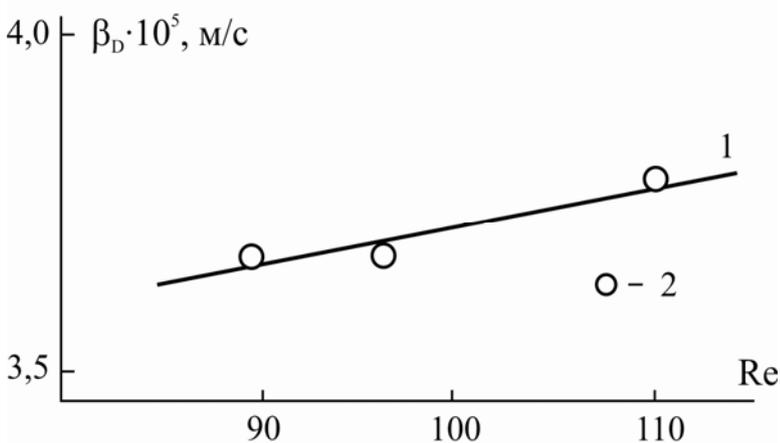


Рис. 5.12. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса: 1 – расчет по (5.3.6); 2 – эксперимент [35]

При $Re > 200$ расчет по уравнению (5.3.4) дает меньшее значение коэффициента массоотдачи по сравнению с опытными данными. Это вызывается тем, что с увеличением числа Рейнольдса процесс массоотдачи

интенсифицируется все в большей степени подвижной межфазной поверхностью за счет осцилляции капли и волнообразования. В капле развивается турбулентность. Учет этих факторов показан в модели массоотдачи при движении капель в переходной области.

Модель массоотдачи в переходной области

При описании массоотдачи в пограничном слое в переходной области изменения чисел Re ($Re > 100-200$), необходимо учитывать молекулярный и турбулентный механизмы переноса. Следует, однако, отметить, что крупные осциллирующие капли, как правило, дробятся на более мелкие. Поэтому турбулентный режим в каплях бывает в ограниченных случаях.

Сопротивление переносу массы представим в виде (5.2.1), где для закона затухания турбулентной диффузии в пограничном слое используются различные функции. Рассмотрим применение некоторых функций для определения коэффициента массоотдачи β_D в дисперсной фазе в режиме развития турбулентности.

Например, в жидкой пленке турбулентность, вызванную волнообразованием, предложено [2] описывать функцией вида

$$D_T \approx u_* y^2 / \lambda, \quad (5.3.7)$$

где λ – наименьший радиус кривизны деформации поверхности, определяемый как $\lambda = 2\sigma / (\rho u_*^2)$; σ – межфазное натяжение, Н/м.

Данное выражение рекомендовано [3] также для системы жидкость - жидкость. Используя эту функцию, получим из соотношения (5.2.1) уравнение для определения коэффициента массоотдачи в режиме развития турбулентности в осциллирующих каплях [23, 24, 53]

$$\frac{1}{\beta_D} = \frac{2\sigma}{\rho_D u_{*D}^3 \delta} \int_0^1 \frac{d\left(\frac{y_D}{\delta}\right)}{\frac{2D_D \sigma}{u_{*D}^3 \delta_D^2 \rho_D} + \left(\frac{y_D}{\delta}\right)^2} = \frac{2\sigma}{\rho_D u_{*D}^3 \delta} \frac{1}{\sqrt{a_1}} \operatorname{arctg} \psi_D \sqrt{\frac{1}{a_D}}, \quad (5.3.8)$$

где $\psi_D = y_D / \delta$; $a_D = \frac{2D_D \sigma}{u_{*D}^3 \delta^2 \rho_D}$.

Из выражения (5.3.8) получено

$$\beta_D = u_{*D} \sqrt{\frac{u_{*D} \rho_D D_D}{2\sigma}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{\operatorname{Sc}_D \frac{u_{*D} R_{1D}^2 v_D \rho_D}{2\sigma}} \right]^{-1}, \quad (5.3.9)$$

где $R_{1D} = (u_* \delta / \nu)_D$ – безразмерная толщина пограничного слоя, где справедлив закон $D_T(y)$ в форме (5.3.7); индекс D – дисперсная фаза.

Для определения параметра R_{1D} представим сопротивление переноса импульса в пограничном слое дисперсной фазы аналогично (5.2.17). Допуская, что турбулентное число Шмидта незначительно отличается от единицы, коэффициент турбулентной вязкости $\nu_T(y)$ примем в виде (5.3.7) $\nu_T \approx D_T$.

Тогда из уравнений (5.2.17), (5.3.7) найдем параметр R_{1D} с использованием потокового соотношения $\tau = \rho_D \gamma_D \Delta \bar{U}_\infty$ [24, 53]

$$R_{1D} = \sqrt{\frac{2\sigma}{v_D \rho_D u_{*D}}} \operatorname{tg} \left(\Delta \bar{U}_{\infty D} \sqrt{\frac{v_D \rho_D}{2\sigma u_{*D}}} \right). \quad (5.3.10)$$

Движущая сила переноса импульса $\Delta \bar{U}_{\infty D}$ для пограничного слоя внутри капли определяется разностью скорости жидкости на межфазной поверхности $\bar{U}_{\text{гр}}$ и в ядре $\bar{U}_{\infty D}$.

В ядре капли, исходя из условий симметрии поля скорости, имеем $\bar{U}_{\infty D} = 0$, тогда $\Delta \bar{U}_{\infty D} = \bar{U}_{\text{гр}}$. Значение $\bar{U}_{\text{гр}}$ можно найти по уравнению (5.2.9).

При незначительном градиенте межфазного натяжения динамическую скорость u_{*D} запишем из условия равенства потока импульса через межфазную поверхность $\tau_D = \tau_c$. В результате имеем

$$u_{*D} = u_{*c} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_D}}. \quad (5.3.11)$$

Уравнение (5.3.9) проверено [23, 24, 53] путем расчета коэффициентов массоотдачи в дисперсной фазе при экстракции различных систем в интервале чисел Рейнольдса $Re=200-700$; $\mu^*=0,65-1,73$; $Sc_D=570-848$.

Результаты расчета сравнивались с известными экспериментальными данными [42, 52] и с расчетом по эмпирическим уравнениям, полученным для средних и крупных капель [47]. Сравнение расчетных и экспериментальных данных представлены на рис. 5.13–5.15.

Рис. 5.13. Зависимость коэффициента массоотдачи в дисперсной фазе при экстракции системы: амиловый спирт – фенол – вода. Дисперсная фаза – вода:
1 – расчет по уравнению (5.3.9); 2 – опытные данные [42]; $\mu^*=1,73$; $D_D=0,84 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$

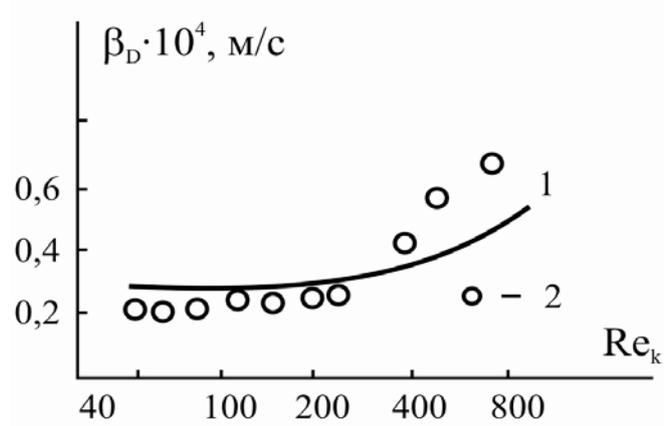


Рис. 5.14. Зависимость комплекса $Sh_D/Sc_D^{0,5}$ от числа Рейнольдса Re : 1 – расчет по уравнению (5.3.9); 2 – экспериментальные данные [42]. Система амиловый спирт–фенол–вода

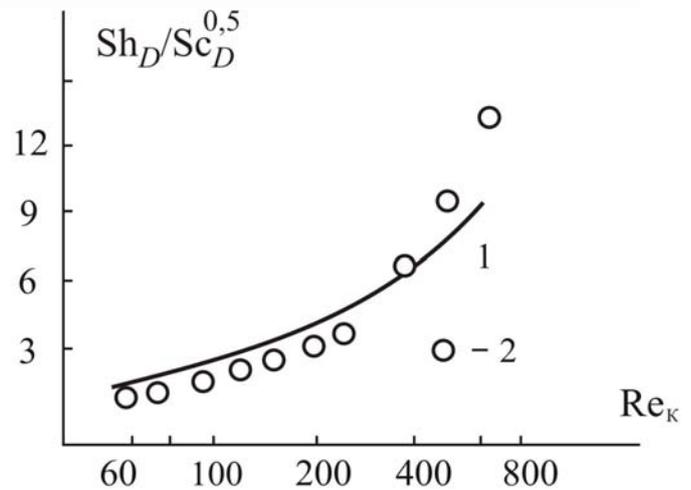
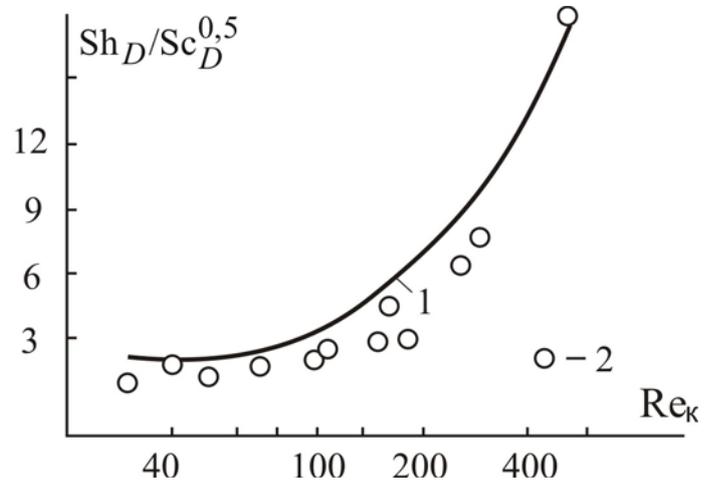


Рис. 5.15. Зависимость комплекса $Sh_D/Sc_D^{0,5}$ от числа Рейнольдса Re . Система вода – уксусная кислота–бензол:
1 – расчет по уравнению (5.3.9); 2 – экспериментальные данные [52]; $\mu^*=0,65$



Уравнение (5.3.9) с параметром (5.3.10) можно рекомендовать для расчета коэффициентов массоотдачи в крупных каплях.

На основе приведенных в данной главе результатов можно рекомендовать следующий интервал применения предложенных уравнений: уравнения (5.1.2), (5.1.3) $10 < Re < 10^3$, $1 < Sc(Pr) < 2 \cdot 10^3$; уравнение (5.2.3) для капель при свободном движении $20 < Re < 400$, $500 < Sc < 2 \cdot 10^3$; уравнение (5.3.4) для капель при свободном движении $Pe \cdot Fo \geq 3$, $20 < Re < 250$, $500 < Sc < 3 \cdot 10^3$; уравнение (5.3.6) $Pe \cdot Fo < 3$, $20 < Re < 200$, $300 < Sc < 600$; уравнение (5.3.9) для осциллирующих капель $200 < Re < 700$.

5.4. Массоотдача в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы

Массообменные аппараты могут быть подразделены на работающие под действием гравитационных сил и под действием внешней энергии, вводимой в жидкость. Ввод внешней энергии интенсифицирует процесс массопередачи и осуществляется путем сообщения контактирующим фазам колебательного движения (пульсацией или вибраций), перемешивания механическими мешалками или за счет центробежных сил.

Рассмотрим применение уравнений математической модели для расчета коэффициентов массоотдачи в аппаратах с внешним вводом энергии в контактирующие фазы при жидкостной экстракции и растворении твердых частиц.

Одним из основных параметров, представленных в разделах 5.2 и 5.3 уравнений, является динамическая скорость в пограничном слое на межфазной поверхности дисперсной фазы. Получил применение подход [3, 24, 36, 40, 45, 54], когда динамическую скорость выражают через среднюю величину диссипации энергии $u_* \sim f(\bar{\epsilon})$. Диссипацию энергии находят в виде отношения мощности, потребляемой на создание пульсаций, вибраций или на перемешивание, к объему жидкости в рабочей зоне аппарата $\epsilon = N/V_{ж}$. При этом допускается, что мощность равномерно распределяется по объему среды.

Найдем динамическую скорость в пограничном слое сплошной фазы на поверхности раздела с дисперсной.

Безразмерная толщина вязкого подслоя R_{1c} в работах [3, 55, 56] принимается на основе двухслойной модели плоского турбулентного пограничного слоя в виде $R_{1c} \approx 11,6$; индекс «с» – сплошная фаза. Известно, что переход от ламинарного режима к развитому турбулентному обусловлен

достижением некоторого критического числа Рейнольдса Re . Например, для трубы это значение $Re > 10^4$. Однако даже при достижении критического числа Re на начальном участке пограничный слой остается ламинарным. Относительный размер ламинарного участка зависит от шероховатости и кривизны поверхности, а также от интенсивности турбулентности набегающего потока. Так, например, размер взвешенных частиц в аппарате с перемешивающими устройствами меньше длины начального участка и их движение осуществляется с числами $Re < 10^3$. Поэтому в этих условиях пограничный слой на элементах дисперсной фазы ламинарный. Однако турбулентность внешнего потока оказывает влияние на формирование пограничного слоя и на скорость переноса импульса и массы, что подтверждается экспериментально [3, 28, 55, 56]. В работе [28] методом голографической интерферометрии установлены автомодельность профиля концентрации, характерная для ламинарного пограничного слоя, и наличие логарифмического профиля концентрации, присущей турбулентным пограничным слоям. Пульсации турбулизованного внешнего течения, проникая в вязкий подслой, вызывают усиление процессов массопереноса. Все вышеперечисленное позволяет рассматривать пограничный слой как «псевдоламинарный» и, следовательно, безразмерная толщина вязкого подслоя может отличаться от значения $R_{1c} \approx 11,6$.

Поэтому для системы с подвижной поверхностью раздела используем потоковое соотношение:

$$\tau = \rho \gamma_c \Delta \bar{U}_{\infty c}, \quad (5.4.1)$$

где $\Delta \bar{U}_{\infty c}$ – средняя скорость относительного движения фаз, м/с;
 $\Delta \bar{U}_{\infty c} = (\bar{U}_{\infty} - \bar{U}_{гр})_c$. В частности, для капель при $\mu^* > 3$ и твердых частиц $U_{гр} = 0$.

Коэффициент переноса импульса γ_c найдем путем интегрирования (5.2.17) с коэффициентом турбулентного обмена (5.2.2) [39, 40].

При $n=2$ получены выражения (5.2.21), а при $n=3$ – (5.2.22).

Из (5.4.1) найдены средние значения безразмерной толщины вязкого подслоя.

При $n=2$ получено

$$R_{1c} = \left[\Delta \bar{U}_{\infty} (u_{*c} \operatorname{arctg} \sqrt{R_c})^{-1} \right]^2. \quad (5.4.2)$$

При $n=3$ имеем

$$R_{1c} = \left[\frac{6\sqrt{3} \Delta \bar{U}_\infty}{u_{*c}} (K_1 + K_2 + \pi)^{-1} \right]^{1,5}, \quad (5.4.3)$$

где значение коэффициентов K_1 и K_2 даны после формулы (5.2.22).

Следовательно, при известных значениях средней диссипируемой энергии ε и среднем градиенте скорости $\Delta \bar{U}_\infty$ характеристики пограничного слоя с различными гидродинамическими возмущениями определяются из уравнений (5.2.20), (5.2.21), (5.4.2) при $n=2$ и (5.2.20), (5.2.22), (5.4.3) при $n=3$.

При известном значении u_{*c} динамическую скорость в пограничном слое дисперсной фазы найдем на основе (5.3.11).

Следует отметить, что коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе для капель вычисляются по выражению (5.2.3), а для твердых частиц и капель при $\mu^* \gg 1$ по уравнению (3.3.47).

Аппараты с механическим перемешиванием

В аппаратах с перемешивающими устройствами при значениях центробежного числа Рейнольдса $Re_{ц} = nd_M^2/\nu_c > 10^3$ режим движения среды турбулентный [3].

Рассмотрим определение коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе двух контактирующих жидкостей с подвижной поверхностью раздела [24, 45, 54, 57, 58]. В этом случае формула для расчета коэффициента массоотдачи имеет вид (5.2.3).

Динамическую скорость в сплошной фазе найдем из решения системы уравнений (5.2.20), (5.2.21), (5.4.2) со средней величиной диссипации энергии

$$\bar{\varepsilon} = \frac{N}{V_{ж}} = \frac{k_N \rho_c n^3 d_M^5}{V_{ж}}, \quad (5.4.4)$$

где N – мощность, потребляемая на перемешивание, Вт; $V_{ж}$ – объем жидкости, m^3 ; k_N – критерий мощности, зависящий от типа мешалки, размеров и конструкции аппарата, а также свойств перемешиваемой среды. Для известных типов мешалок в литературе [3, 59] приведены экспериментальные зависимости k_N от числа Рейнольдса $Re_{ц} = nd_M^2/\nu_c$.

Средняя движущая сила переноса импульса $\Delta \bar{U}_{\infty c}$ в выражении (5.4.2) зависит от скорости движения капли относительно сплошной среды и средней скорости жидкости на межфазной поверхности.

Определение средней скорости \bar{U}_{∞} относительного движения дисперсных элементов в перемешиваемой среде является сложной задачей, которая не имеет пока точного аналитического решения.

В работе [60] предлагается среднюю скорость движения дисперсной частицы представить как результирующую скоростей

$$\bar{U}_{\infty} = \sqrt{w_{oc}^2 + w_{обт}^2 + u_{\varepsilon}^2}, \quad (5.4.5)$$

где w_{oc} – скорость свободного осаждения дисперсной частицы, м/с; $w_{обт}$ – скорость проскальзывания, м/с; u_{ε} – средняя скорость турбулентных пульсаций порядка диаметра частицы, м/с.

Скорость осаждения найдем из условия равенства силы, движущей частицу, и силы сопротивления среды по известному выражению

$$V_{\infty k} = \sqrt{\frac{8\Delta\rho g R_k}{3\rho_c \xi}}, \quad (5.4.6)$$

где $\Delta\rho = |\rho_c - \rho_D|$; R_k – радиус частицы; ξ – коэффициент сопротивления.

Скорость проскальзывания $w_{обт}$ может быть вычислена из уравнения балансов сил, действующих на частицу.

Однако, вследствие большой сложности аналитического решения системы уравнений [60], принимаем скорость проскальзывания, равной скорости обтекания дисперсной частицы потоком вращения перемешивающего устройства, частоты вращения, разности сплошной и дисперсной фаз [61]

$$w_{обт} = \sqrt{\frac{\pi \Delta\rho U_M^2 R_k}{3\xi \rho_c d_M}}, \quad (5.4.7)$$

где U_M – скорость вращения конца лопасти мешалки, м/с; $U_M = \pi n d_M$, n – частота вращения, s^{-1} ; d_M – диаметр мешалки, м.

Входящая в уравнение (5.4.5) скорость u_ε рассматривается [3, 60] как скорость обтекания частицы турбулентными пульсациями порядка диаметра частицы, выраженная через величину диссипации энергии

$$u_\varepsilon \approx \left(\frac{2R_k \bar{\varepsilon}}{\rho_c} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (5.4.8)$$

Таким образом, движущая сила переноса импульса в пограничном слое сплошной среды в формуле (5.4.2) получит вид

$$\Delta \bar{U}_\infty = \sqrt{w_{oc}^2 + w_{обт}^2 + u_\varepsilon^2} - \bar{U}_{гр}, \quad (5.4.9)$$

где среднее значение скорости жидкости на межфазной поверхности капли найдем на основе использования уравнения (5.2.10).

Расчет показывает, что значение параметра R_{1c} для капель находится в пределах $R_{1c} \approx 6-8$.

Результаты расчета [24, 62–64] коэффициента массоотдачи в сплошной фазе по уравнению (5.2.3) и сравнение с опытными данными [3, 65] показано на рис. 5.16. Эксперименты [65] проводились в проточном смесителе диаметром $D_a = 38$ мм при перемешивании 2-лопастной мешалкой с соотношениями диаметра мешалки, ширины лопасти и диаметра аппарата, равными соответственно 1 : 2; 1 : 10.

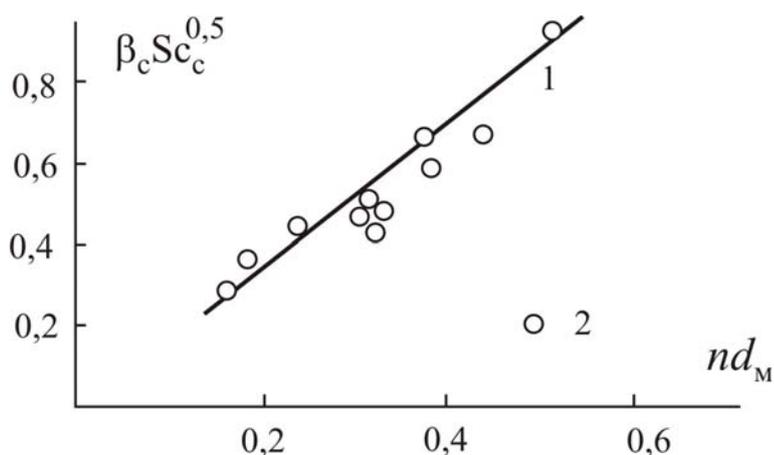


Рис. 5.16. Зависимость коэффициентов массоотдачи β_c в сплошной фазе от комплекса nd_M при экстракции различных систем: 1 – расчет по уравнению (5.2.3); 2 – экспериментальные данные, обобщенные в работе [3]

Для твердых частиц и капель с большой вязкостью, относительно сплошной среды, коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе можно определить по уравнению (3.3.47) с параметром (5.4.3). Проведенные

расчеты безразмерной толщины вязкого подслоя показывают, что $R_{1c} \approx 15 - 25$.

Многие авторы изучают массоотдачу в сплошной фазе при растворении твердых частиц. На рис. 5.17 показана корреляция расчетных [62–64] и экспериментальных данных [60] при растворении анионообменной смолы в растворе соляной кислоты. Диаметр частиц анионообменной смолы – $30,8 \cdot 10^{-6}$; $593 \cdot 10^{-6}$, м.

На рис. 5.18 приведено сравнение рассчитанных по модели и экспериментальных данных различных авторов, обобщенных в работе [3], при растворении твердых взвешенных частиц в аппаратах с мешалками.

Рис. 5.17. Корреляционная зависимость расчетных и экспериментальных значений коэффициента массоотдачи β_c от диссипации энергии ε :

1, 2 – расчет по уравнению (3.3.47);

3, 4 – экспериментальные данные [60]. Диаметр частиц (м): 1, 3 – $30,8 \cdot 10^{-6}$;

2, 4 – $593 \cdot 10^{-6}$

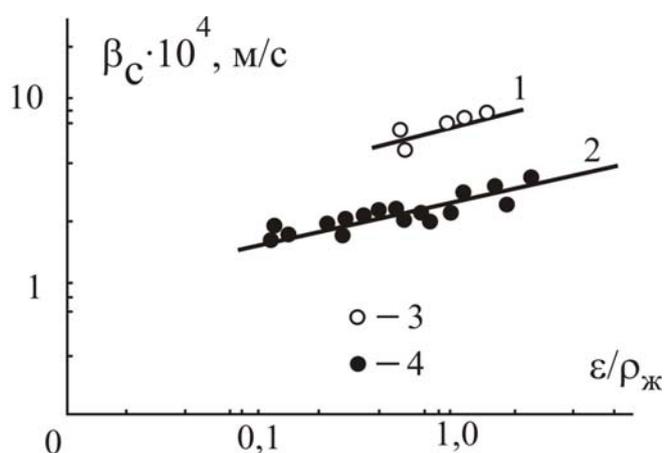
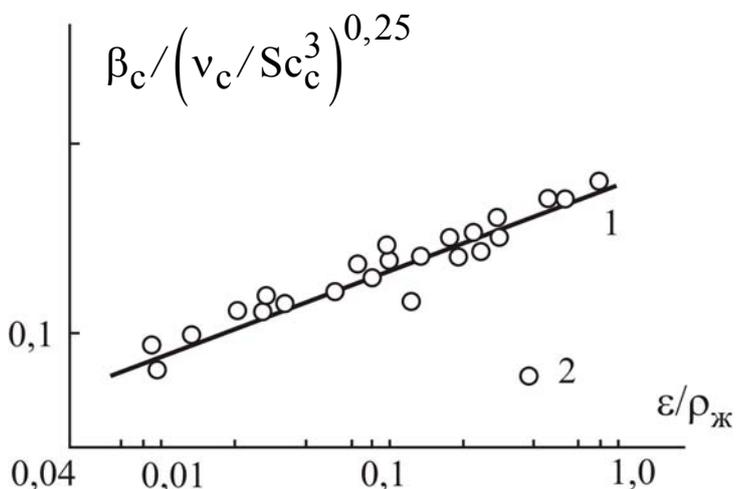


Рис. 5.18. Зависимость комплекса $\beta_c / (v_c / Sc_c^3)^{0,25}$ от диссипации энергии:

1 – расчет по уравнению (3.3.47);

2 – экспериментальные данные [3]



Приведенные в данной главе уравнения проверены для аппаратов с механическим перемешиванием: $Re_{ц} > 10^3$, $10^{-4} < d_k < 10^{-3}$ м, $500 < Sc < 1700$.

Вибрационные аппараты

Одним из наиболее эффективных способов подведения дополнительной внешней энергии является наложение низкочастотных колебаний на взаимодействующие фазы. Аппараты, в которых используются низкочастотные колебания, характеризуются высокой эффективностью при большой удельной производительности. Происходит это вследствие того, что вводимая внешняя энергия распределяется равномерно или по заранее заданному закону, по поперечному сечению и высоте аппарата. Это в свою очередь ведет к определенному распределению поля скоростей взаимодействующих фаз. Тем самым создаются предпосылки к оптимальному дроблению дисперсной фазы, к уменьшению ее полидисперсности, а также к выравниванию поперечной неравномерности и уменьшению продольного перемешивания.

Низкочастотные колебания можно подводить в массообменную аппаратуру двумя способами: за счет создания возвратно-поступательного движения взаимодействующих фаз и колебательного движения насадки аппаратов. Первый способ реализуется в пульсационных аппаратах, второй – в вибрационных.

Аппараты с вибрирующей насадкой характеризуются наличием в них перемешивающих устройств, совершающих колебательные движения и получающих колебательные импульсы от вибраторов. Аппараты с вибрирующей насадкой, благодаря целому ряду достоинств, находят применение в промышленности [66–69].

Так, в производстве капролактама используются колонны с вибрирующими тарелками конструкций Прохазки, ГИАП, КРИМЗ. Каждый диск данных насадок (тарелок) имеет срез по хорде, отсекающий от 5 до 15 % площади диска. Насадка собирается так, чтобы срезы соседних дисков располагались у противоположных сторон корпуса аппарата. При работе экстрактора часть потока рабочих сред проходит через сегментообразные сечения, имеющиеся в местах срезов дисков, двигаясь в межтарельчатом пространстве в поперечном направлении. Другая часть потока проходит через отверстия с направляющими лопатками, ориентированными определенным образом. У насадки КРИМЗ эта ориентация по концентрическим окружностям; насадки ГИАП-3 – вдоль радиальных линий.

Насадка ГИАП-2 представляет собой набор горизонтальных дисков с прямоугольными отверстиями, снабженными направляющими лопатками, позволяющими создать активное поперечное движение рабочих сред, полностью исключая их вращение и центробежную сепарацию. При этом

несколько ухудшаются условия подведения внешней энергии и секционирования.

Схематично виброэкстрактор и насадка ГИАП-2 изображены на рис. 5.19, 5.20.

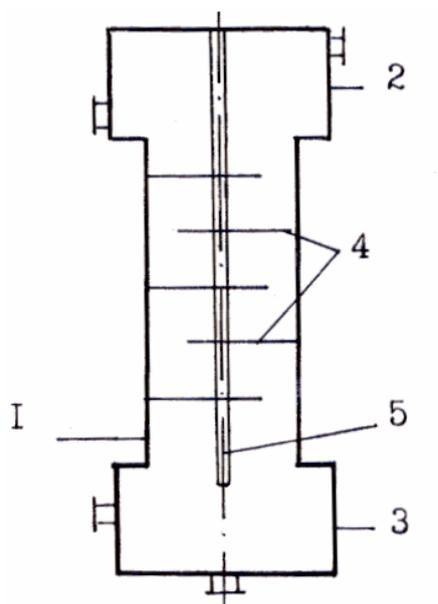


Рис. 5.19. Схема экстракционной колонны с насадкой ГИАП-2: 1—корпус колонны; 2,3—отстойные зоны; 4—диски насадки; 5—штанга

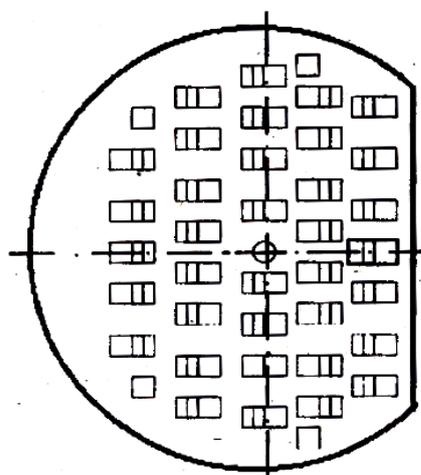


Рис. 5.20. Насадка ГИАП-2 (вид сверху)

Для исследования экстракции капролактама водой из трихлорэтилена использовалась в работе [66] колонна диаметром 100 мм с двадцатью тарелками насадки ГИАП-2. Объемное соотношение дисперсной (вода) и сплошной фаз $W_1:W_2=1:2$; суммарный расход фаз $\sum W = 17 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \text{ч})$. Частоту колебаний тарелок варьировали в пределах $2,5 \div 5,5 \text{ с}^{-1}$ при амплитуде $s=8 \times 10^{-3} \text{ м}$. Доля свободного сечения колонны 30%; относительная площадь сегментарного среза – 9%.

Ниже рассмотрено применение уравнений математической модели массоотдачи (из предыдущих разделов) для расчета коэффициента массопередачи и дано сравнение с экспериментальными данными.

Для расчета коэффициентов массоотдачи и массопередачи необходимо оценить долю дисперсной фазы, проходящей через различные зоны тарелки – отверстия и сегментный срез.

Средние коэффициенты массоотдачи и массопередачи находятся по уравнениям

$$\beta_i = \beta_{oi} \Delta_{oi} + \beta_{cpi} \Delta_{cpi}, \quad (5.4.10)$$

$$K_x = K_{xo} \Delta_{oi} + K_{xcр} \Delta_{oi}, \quad (5.4.11)$$

где β_{oi}, K_{xo} – коэффициент массоотдачи и массопередачи в зоне тарелки, а $\beta_{cpi}, K_{xcр}$ – в зоне среза тарелки.

Доля капель, прошедших определенную зону Δ_{oi} или Δ_{ci} , выражается через отношение соответствующего объемного расхода потока к общему объемному расходу V ее через сечение колонны:

$$\Delta_{oi} = \frac{V_{oi}}{V}, \quad \Delta_{ci} = \frac{V_{cpi}}{V}. \quad (5.4.12)$$

Объемные расходы зон V_{oi}, V_{cpi} связаны со скоростями потока u_{oi}, u_{cpi} и поперечными сечениями соответствующих зон $S_o, S_{cр}$ следующими соотношениями:

$$V_{oi} = u_{oi} S_o, \quad V_{cpi} = u_{cpi} S_{cр}. \quad (5.4.13)$$

Неравномерность распределения скоростей в зонах можно учитывать через их гидравлическое сопротивление [70]

$$\frac{u_{oi}}{u_{cpi}} = \sqrt{\frac{\Delta P_{cpi}}{\Delta P_{oi}}}. \quad (5.4.14)$$

Используя известные значения u_{oi}, u_{cpi} , определяем суммарный объемный расход потока через сечение колонны

$$V = u_{oi} S_o + u_{cpi} S_{cр}. \quad (5.4.15)$$

В табл. 5.3. приведены результаты расчета коэффициентов массоотдачи по сплошной и дисперсной фазам и массопередачи в различных зонах тарелки.

Результаты расчетов коэффициентов массоотдачи по зонам и средних коэффициентов массоотдачи и массопередачи

$\varepsilon, \text{Вт/м}^3$	$\beta_{oD} \times 10^5$	$\beta_{cpD} \times 10^5$	$\bar{\beta}_D \times 10^5$	$\beta_{oc} \times 10^4$	$\beta_{cp,c} \times 10^4$	$\bar{\beta}_c \times 10^4$	$K_{xo} \times 10^6$	$K_{xcc} \times 10^6$	$\bar{K}_x \times 10^6$
200	1,98	0,66	2,64	2,17	0,72	2,9	5,17	1,72	6,9
400	1,29	0,43	1,72	2,85	0,95	3,8	3,43	1,14	4,58
600	1,03	0,34	1,37	3,3	1,1	4,4	2,74	0,92	3,66

На рис. 5.21 представлена корреляция расчетных и экспериментальных значений коэффициента массопередачи в виброэкстракторе с насадкой ГИАП - 2 [66]. Снижение значений коэффициента массопередачи объясняется уменьшением диаметра капель, а общее повышение эффективности массопередачи в виброэкстракторе достигается за счет увеличения площади межфазной поверхности.

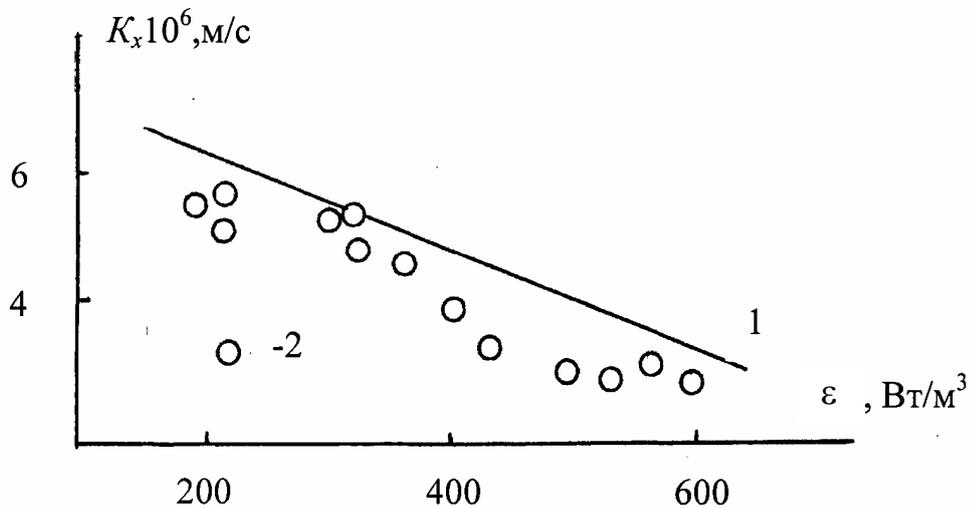


Рис. 5.21. Зависимость коэффициента массопередачи K_x от диссипации энергии ε : 1 – расчет [24]; 2 – эксперимент [66]

Расхождение результатов расчета коэффициентов переноса по уравнениям математической модели с опытными значениями находится в пределах $\pm(15 - 25) \%$, при $2 \cdot 10^{-4} < d_k < 5 \cdot 10^{-4}$ м и $500 < Sc < 1000$.

Л и т е р а т у р а

1. **Гупало Ю.П.** Массотеплообмен реагирующих частиц с потоком / **Ю.П.Гупало, А.Д.Полянин, Ю.С.Рязанцев.** – М.: Наука, 1985.
2. **Левич В.Г.** Физико-химическая гидродинамика / **В.Г.Левич.** – М.: Физматгиз, 1959.
3. **Брагинский Л.Н.** Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета / **Л.Н.Брагинский, В.И.Бегачев, В.М.Барабаш.** – Л.: Химия, 1984.
4. **Александров И.А.** Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей / **И.А.Александров.** – М.: Химия, 1975.
5. **Холпанов Л.П.** Гидродинамика и теплообмен с поверхностью раздела / **Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов.** – М.: Наука, 1990.
6. **Протодьяконов И.О.** Явления переноса в процессах химической технологии / **И.О.Протодьяконов, Н.А.Марцулевич, А.В.Марков.** – Л.: Химия, 1981.
7. **Гиргодов А.Г.** Механика жидкости и газа (гидравлика): учебник для вузов / **А.Г.Гиргодов.** – 2-е изд. СПб.: Изд. – СПбГПУ, 2003.
8. **Нигматуллин Р.И.** Динамика многофазных сред / **Р.И.Нигматуллин.** – М.: Наука, 1987.
9. **Дильман В.В.** Методы модельных уравнений и аналогий / **В.В.Дильман, А.Д.Полянин.** – М.: Химия, 1988.
10. **Броунштейн Б.И.** Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах / **Б.И.Броунштейн, В.В.Щеголев.** – Л.: Химия, 1988.
11. **Елизаров В.И.** Сопряженное физическое и математическое моделирование диффузионного пограничного слоя // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. / **В.И.Елизаров, Б.М.Израйлев** – Казань: КХТИ, 1987. – С. 53–57.
12. **Дьяконов С.Г.** Модель роста микрокристаллов галогенидов серебра в аппаратах с перемешиванием // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, Б.А.Воробьев.** – Казань: КХТИ, 1989. – С. 4–10.
13. **Клинова Л.П.** Математическое моделирование процесса растворения твердых частиц в аппаратах с перемешивающими устройствами / **Л.П.Клинова, Н.Б.Сосновская, С.Г.Дьяконов** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1987. – С. 114–125.

14. **Heideger W.U.** Liquid Extraction During Drop Formation: Effect of Formation Time / **W.U.Heideger, M.W.Wright** // A. I. Ch. E. J. – 1986. – V. 32, № 8. – P. 1372–1376.

15. **Броунштейн Б.И.** К вопросу о нестационарном механизме переноса внутри движущейся капли и концевом эффекте / **Б.И.Броунштейн, Г.А.Фишбейн** // Теор. основы хим. технол. – 1974. – Т. 8, № 2. – С. 196–202.

16. **Гвоздев-Корелин С.В.** Локальная и средняя массоотдача в начальной фазе процессов диспергирования в системе жидкость–жидкость: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1991.

17. **Шарнин И.В.** Локальная и средняя массоотдача на элементах дисперсной фазы в процессах диспергирования в системах газ–жидкость и жидкость–жидкость: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1990.

18. **Lee K.** Some observations on transport processes in the wake of a sphere in low speed flow / **K.Lee, H.Varrow** // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1965, № 8. – P. 403–410.

19. **Дьяконов С.Г.** Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // Теор. основы хим. технол. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 229–236.

20. **Лаптев А.Г.** Универсальная математическая модель для расчета коэффициентов теплоотдачи от элементов дисперсной фазы в промышленных аппаратах / **А.Г.Лаптев, О.В.Зайкова, В.И.Елизаров** // Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах: тез. докл. VIII Всесоюз. конф. – Л., 1990. – Т. 3. – С. 237–239.

21. **Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена / **С.С.Кутателадзе**. – М.: Атомиздат, 1979.

22. **Елизаров В.И.** Математическое моделирование массоотдачи в сплошной фазе при движении капель в экстракторах / **В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев, А.В.Зайкова** // Математические методы в химии (ММХ- VII): тез. докл. VII Всесоюз. конф. – Казань, 1991. – С. 189–191.

23. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массоотдачи в дисперсной фазе системы жидкость–жидкость с подвижной поверхностью раздела / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1991. – С. 4–14.

24. **Лаптев А.Г.** Модели переноса и эффективность жидкостной экстракции / **А.Г.Лаптев**. – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2005.

25. **Головин А.А.** Расчет массопереноса в движущую каплю в условиях спонтанной межфазной конвекции при экстракции / **А.А.Головин,**

Н.И.Поломарчук, А.А.Ермаков // Теор. основы хим. технол. – 1990. – Т. 24, № 4. – С. 450–455.

26. **Пиков Л.М.** О расчете скорости массопереноса в жидкости при наличии эффекта Марантони / **Л.М.Пиков, Л.М.Рабинович** // Теор. основы хим. технол. – 1989. – Т. 23, № 2. – С. 166–170.

27. **Слинько М.Г.** О межфазном обмене при поверхностных конвективных структурах в жидкости / **М.Г.Слинько, В.В.Дильман, Л.М.Рабинович** // Теор. основы хим. технол. – 1985. – Т. 27, № 1. – С. 10–14.

28. **Дьяконов С.Г.** Исследование диффузионных пограничных слоев методом голографической интерферометрии / **С.Г.Дьяконов, Н.Б.Сосновская, Л.П.Клинова** и др. // Докл. АН СССР. – 1982. – Т. 264, № 4. – С. 905–908.

29. **Коган В.Б.** Теоретические основы типовых процессов химической технологии / **В.Б.Коган**. – Л.: Химия, 1997.

30. **Протодьяконов И.О.** Гидромеханические основы процессов химической технологии / **И.О.Протодьяконов, Ю.Г.Чесноков**. – Л.: Химия, 1987.

31. **Розен А.М.** Массопередача при экстракции и моделирование экстракционной аппаратуры / **А.М.Розен, А.И.Беззубова, В.А.Васильев** и др. // Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции: тр. II Всесоюз. науч.-техн. совещания. – М.: Химия, 1966. – С. 99–112.

32. **Kiele A.I.** Rate of raise or fall of liquid drops / **A.I.Kiele, R.E.Treybal** // A. I. Ch. E. J. – 1956. – № 4. – P. 444–447.

33. **Романков П.Г.** Массообменные процессы химической технологии (системы с твердой фазой) / **П.Г.Романков, В.Ф.Фролов**. – Л.: Химия, 1990.

34. **Данилов В.А.** Расчет коэффициентов тепло- и массоотдачи от пузырей на основе теории диффузионного пограничного слоя / **В.А.Данилов, А.Г.Лаптев** // Внедрение научно-технических разработок в энергетику и электротехническую промышленность: тез. докл. науч.-техн. конф. – Казань: КФ МЭИ, ТАТЦНТИ, 1988. – С. 20–23.

35. **Железняк А.С.** Массопередача при экстракции единичными каплями / **А.С.Железняк, Б.И.Броунштейн** // Журн. прикл. химии. – 1963. – Т. 36, № 11. – С. 2437–2445.

36. **Доманский И.В.** Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса / **И.В.Доманский, В.Н.Соколов** // Теор. основы хим. технол. – 1968. – Т. 2, № 5. – С. 761–767.

37. **Ермаков П.П.** Влияние воздействия акустических колебаний на процесс массопередачи / **П.П.Ермаков** // Теор. основы хим. технол. - 1991. – Т. 25, № 2. – С. 198–203.
38. **Соколов В.Н.** Газожидкостные реакторы / **В.Н.Соколов, И.В.Доманский**. – Л.: Машиностроение, 1976.
39. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном обтекании пучков труб / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // Теплоэнергетика. – 1992. – № 12. – С. 34–38.
40. **Лаптев А.Г.** Моделирование тепломассообмена в турбулентном пограничном слое с градиентом давления / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепломассообмен – ММФ-92. Конвективный тепломассообмен: тез. докл. – Т. 1, ч. 2. – Минск: АНК «ИНТО им.А.В.Лькова» АНБ, 1992. – С. 92–95.
41. **Дьяконов С.Г.** Элементарные акты переноса в двухфазных средах и расчет эффективности тепломассообменных процессов / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // Математические методы в химии и хим. технологиях: тез. докл. Междун.конф. (ММХ-9). – Тверь, 1995. – Ч. 1. – С. 126–128.
42. **Каденская Н.И.** Исследование массопереноса в экстракционной распылительной колонне / **Н.И.Каденская, А.С.Железняк, Б.И.Броунштейн** // Процессы хим. технологии. – М.: Наука, 1965. – С. 215–218.
43. **Железняк А.С.** О кинетике экстракции в капле большого размера / **А.С.Железняк, Б.И.Броунштейн** // Тр. ГИПХ. – 1966. – Т. 54. – С. 267–273.
44. **Scibert A.F.** Hydrodynamics and mass transfer in spray and packed liquid-liquid extraction columns / **A.F.Scibert, J.R.Fair** // Ind. Eng. Chem. Res. – 1988. – № 27. – P. 470–481.
45. **Лаптев А.Г.** Диссипативная модель кинетики двухфазной системы жидкость – жидкость в аппаратах с перемешивающим устройством / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, О.В.Зайкова** // Тез. докл. II Респуб. конф. по интенсификации нефтехимических процессов «Нефтехимия-92». – Нижнекамск, 1992. – С. 57–59.
46. **Шестаков В.М.** Скорость всплывания одиночных пузырей в расплавленных солях / **В.М.Шестаков, П.В.Поляков, В.В.Бурнакин** // ТОХТ. – 1984. – Т. 18, № 3. – С. 341–345.
47. **Розен А.М.** Массоотдача в одиночных каплях / **А.М.Розен, А.И.Беззубова** // Теор. основы хим. технол. – 1968. – Т. 2, № 6. – С. 850–862.
48. **Крылов В.С.** Особенности диффузионного пограничного слоя внутри движущейся сферической капли / **В.С.Крылов, А.И.Сафонов, К.В.Гомонова** // Теор. основы хим. технол. – 1977. – Т. 11, № 6. – С. 916–918.

49. **Полянин А.Д.** Качественные особенности внутренних задач нестационарного конвективного массо- и теплообмена при больших числах Пекле / **А.Д.Полянин** // Теор. основы хим. технол. – 1984. – Т. 18, № 3. – С. 284–296.

50. **Ягодин Т.А.** Основы жидкостной экстракции / **Т.А.Ягодин, С.З.Каган, В.В.Тарасов.** – М.: Химия, 1981.

51. **Левич В.Г.** К теории нестационарной диффузии из движущейся капли / **В.Г.Левич, В.С.Крылов, В.П.Воротилин** // Докл. АН СССР. – 1965. – Т. 161, № 3. – С. 648–651.

52. **Reissinger К.Н.** Beitrag zur Auslegung pulsierter Siebboden - Extraktoren (PSE) / **К.Н.Reissinger, R.Marr** // VDI – Ber. – 1983. – №. 545. – S. 411–424.

53. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах при движении капель в экстракторах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Инж.-физ. журн. – 1993. – Т. 65, № 1. – С. 13–18.

54. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование массоотдачи при перемешивании двухфазных сред / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // ЖПХ. – 1993. – Т. 6, № 3. – С. 531–536.

55. **Дыбан Е.П.** Характеристики ламинарного пограничного слоя при повышенной турбулентности потока / **Е.П.Дыбан, Э.Я.Эпик, Э.Э.Супрун** // Теплофизика и теплоэнергетика. – 1976. – Вып. 30. – С. 86–90.

56. **Орел С.М.** К вопросу о растворении твердых частиц в аппаратах с мешалками / **С.М.Орел** // ЖПХ. – 1986. – Т. 59, № 1. – С. 103–107.

57. **Лаптев А.Г.** Определение коэффициентов массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах при экстракции систем жидкость–жидкость в аппаратах с перемешивающим устройством / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1993. – С. 4–11.

58. **Laptev A.G.** Mass transfer mathematical model for motion Seal Extractors of External Energy in contacting Phases / **A.G.Laptev, O.V.Zaikowa, V.I.Elizarov** // Int. Conf. in. Liquid Extr. of org. Comp. Voroneg. – 1992. – V. 1. – P. 368–370.

59. **Стренк Ф.** Перемешивание и аппараты с мешалками / **Ф.Стренк.** – Л.: Химия, 1975.

60. **Орел С.М.** Растворение твердой частицы в перемешиваемой жидкости / **С.М.Орел** // ЖПХ. – 1988. – Т. 61, № 7. – С. 1530–1536.

61. Руководство к практическим занятиям в лаборатории процессов и аппаратов химической технологии: учеб. пособие для вузов / под ред. чл.-кор. АН СССР **П.Г.Романкова**. – Л.: Химия, 1990.

62. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование массопереноса в промышленных жидкофазных экстракторах на основе исследования лабораторного макета / **А.Г.Лаптев, О.В.Зайкова, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 1994. – № 2. – С. 98–104.

63. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование и исследование массоотдачи в дисперсной фазе при экстракции системы жидкость – жидкость в аппарате с мешалкой / **А.Г.Лаптев, О.В.Зайкова, В.И.Елизаров** // Динамика процессов и аппаратов химической технологии (Динамика ПАХТ- 94). тез. докл. IV науч. конф. – Ярославль, 1994. – Т. 1. – С. 91–92.

64. **Зайкова О.В.** Моделирование разделения смесей в процессе жидкостной экстракции: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1995.

65. **Каган С.З.** Определение коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе для систем жидкость – жидкость в проточном смесителе / **С.З.Каган, Ю.Н.Ковалев, В.И.Ильин** // ЖПХ. – 1967. – Т. XL, № 11. – С. 2478–2481.

66. **Костанян А.Е.** Закономерность диспергирования и расчет энергии в экстракторе с вращательными колебаниями перфорированных пластин / **А.Е.Костанян, В.Л.Пебалк, Н.И.Городецкая** // Хим. пром. – 1982. – № 7. – С. 41–42.

67. **Костанян А.Е.** Исследование массообменной эффективности вибрационных экстракционных колонн в производстве капролактама / **А.Е.Костанян, Н.И.Городецкая** // Хим. пром. – 1984. – № 5. – С. 47–48.

68. **Олевский В.М.** Основные направления совершенствования экстракторов с вибрирующей насадкой / **В.М.Олевский, А.Е.Костанян, И.Я.Городецкий** // ЖПХ. – 1986. – № 9. – С. 2068–2073.

69. **Korchinsky W.J.** Hydrodynamic and Mass Transfer Parameter Correlations for the Rotation Disc Confactor / **W.J.Korchinsky** // J. Chem. Technol and Biotechnol. – 1991. – V. 50, № 2. – P. 239–256.

70. **Скобло А.И.** Процессы и аппараты нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности / **А.И.Скобло, И.А.Трегубова, Ю.К.Молоканов**. 2-е изд. – М.: Химия, 1982.

ГЛАВА 6

МАССО- И ТЕПЛООТДАЧА В АППАРАТАХ ПЛЕНОЧНОГО ТИПА

Проведение различных процессов тепло- и массообмена в двухфазных системах путем контактирования газа или пара с тонкой пленкой жидкости является, наряду с барботажем, одним из основных в различных отраслях промышленности.

В данной главе рассмотрен подход математического описания переноса импульса, массы и тепла в ламинарных и турбулентных пленках, основанный на развитии гидродинамической аналогии и модели диффузионного пограничного слоя (глава 2, 3), что позволяет вычислять кинетические характеристики двухфазных систем только на основе использования результатов гидравлического исследования контактных устройств.

Автор не претендует на всестороннее рассмотрение процессов переноса при пленочном течении. Этим вопросам посвящены многочисленные работы различных авторов (см. раздел 1.3).

6.1. Насадочные колонны

Рассмотрим процессы массоотдачи в колоннах с нерегулярной насадкой, т.е. засыпанной внавал.

В насадочных колоннах жидкость по возможности равномерно распределяется по поверхности насадочных элементов, образуя на них жидкую пленку. Газ (или пар) также разделяется на ряд потоков, которые движутся в каналах сложной формы, образованными насадкой и стекающей жидкостью. При сравнительно невысокой скорости газа течение жидкости имеет в основном пленочный характер, и движение фаз осуществляется противотоком. Этот режим из-за небольшого гидравлического сопротивления получил наибольшее распространение при проведении процессов разделения. Увеличение скорости газа в колонне до некоторого критического значения приводит к торможению жидкой фазы и ее подвисанию. При этом гидравлическое сопротивление насадочной колонны резко увеличивается, а процессы массо- и теплоотдачи значительно интенсифицируются [1–5]. Конструкции и режимы работы насадочных колонн подробно рассмотрены в различных монографиях (см. библиографический список к разделу 1.4).

Рассмотрим применение уравнений, приведенных в главах 2 и 3 для расчета коэффициентов массоотдачи в насадочных колоннах различных конструкций при пленочном режиме [6–13].

Массоотдача в жидкой фазе

Теоретический анализ и экспериментальные исследования гидродинамических закономерностей в слоях насыпной насадки показывают [14–17], что пленочное течение жидкости по насадочным элементам небольших размеров является ламинарным и безволновым.

При моделировании массоотдачи в насадочной колонне примем известное допущение, что при перетекании жидкости с одного насадочного элемента на другой в жидкости происходит полное перемешивание. Следовательно, с передней кромки каждого насадочного элемента на его поверхности происходит формирование пограничного слоя. Согласно исследованиям Дэвидсона пленочное течение в беспорядочных насадках соответствует пленочному течению по вертикальным поверхностям с поправочным коэффициентом $k = \pi/2$ при эквивалентном критерии Рейнольдса, равном $Re_{\text{ЭКВ}} = \pi/2 Re_{\text{ПЛ}}$.

Если касательное напряжение на границе раздела фаз незначительно, т.е. при условии $\tau_{\Gamma-ж} \ll \rho_{ж} g \delta_0$, что имеет место при работе насадочных колонн до точки подвисяния, то профиль скорости в пленке описывается выражением:

$$U_z = \left(\delta_0 - \frac{y}{2} \right) \frac{gy}{\nu} \sin \alpha \approx \left(\delta_0 - \frac{y}{2} \right) \frac{gy}{\nu} \frac{\pi}{2}, \quad (6.1.1)$$

где α – угол наклона поверхности элемента к горизонту.

Для беспорядочной насадки (засыпанной внавал), как отмечено выше, $k = \pi/2$. Тогда коэффициент массоотдачи в жидкой фазе при равномерном распределении потока найдем по (2.3.7):

$$\beta_{ж} = 1,367 \sqrt{\frac{\pi \nu_{ж} U_{\text{ср}}}{2 l}} Sc_{ж}^{-0,5}. \quad (6.1.2)$$

В качестве характерного размера примем эквивалентный диаметр насадки с учетом смачиваемости поверхности [18]

$$d_э = \frac{4\varepsilon_{св}}{\alpha_v \psi_w}, \quad (6.1.3)$$

а среднее значение длины пути жидкости по элементу насадки запишем в виде $l = d_э \pi / 2$; ψ_w – коэффициент смачиваемости поверхности (1.4.6).

Среднюю скорость жидкости в слоях насадочных элементов выразим через удельный расход $Q_{ж}$ ($\text{м}^3/\text{м}^2\text{с}$) и динамическую составляющую задержки жидкости

$$U_{ср} = \frac{Q_{ж}}{\varepsilon_{жд}}. \quad (6.1.4)$$

В результате уравнение (6.1.2) получит форму [10]

$$\beta_{ж} = 1,367 \sqrt{\frac{Q \alpha_v \psi_w D_{ж}}{4 \varepsilon_{св} \varepsilon_{жд}}}. \quad (6.1.5)$$

Данное выражение содержит параметры, которые, как правило, определяются при гидравлическом исследовании насадочных колонн – задержку жидкости и коэффициент смачиваемости поверхности насадки [18].

Коэффициенты массоотдачи можно определить также на основе обобщения гидродинамической аналогии на градиентные потоки (раздел 2.4). При ламинарном течении пленки жидкости воспользуемся уравнением (2.4.4), где $l = \pi / 2 d_э$, а среднее касательное напряжение найдем на основе известного коэффициента гидравлического сопротивления насадки [19] по приближенной формуле $\tau = \rho U_\infty^2 \xi / 8$. В результате получим [6]

$$\beta_{ж} = 0,62 \left(\frac{U_\infty^2 v_{ж} \xi}{4 \pi d_э} \right)^{1/3} Sc_{ж}^{-0,5}, \quad (6.1.6)$$

где $\xi = 36,3 / Re_э + 0,45$; $Re_э = U_\infty d_э / v_{ж}$.

Расчет коэффициентов $\beta_{ж}$ по формулам (6.1.5) и (6.1.6) показывает удовлетворительное согласование с опытными данными и с расчетом $\beta_{ж}$ по эмпирическим выражениям (рис. 6.1–6.5).

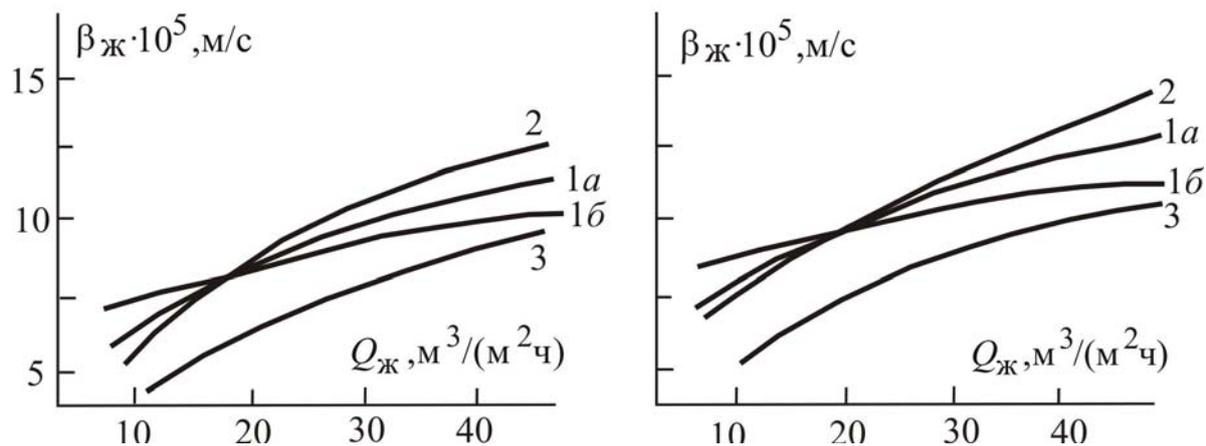


Рис. 6.1. Зависимость коэффициентов массоотдачи от расхода жидкости в колонне с кольцами Рашига: 1а, 1б – расчет по уравнениям (6.1.5) и (6.1.6); 2 – расчет по уравнению Касаткина [20]; 3 – расчет по уравнению [21]. Процесс десорбции CO_2 из воды воздухом. Кольца 10 и 15 мм

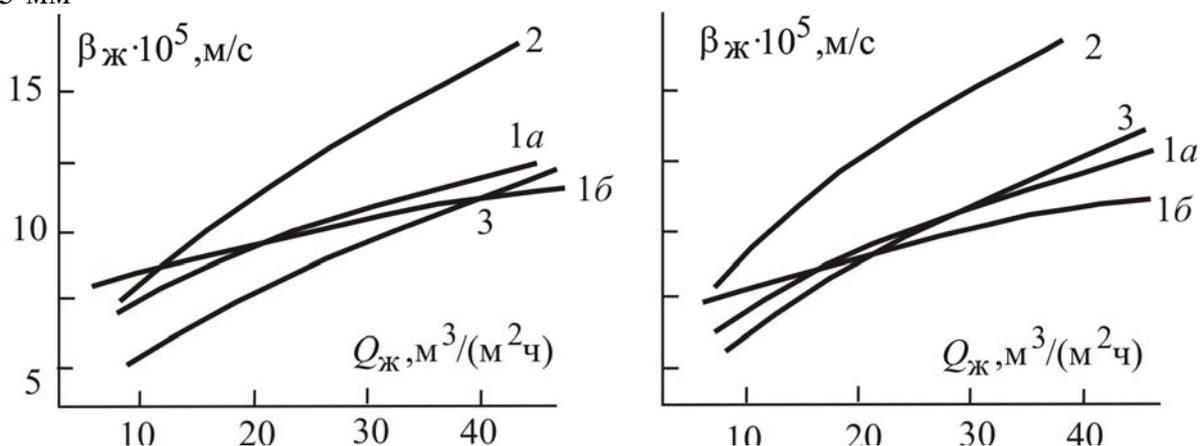
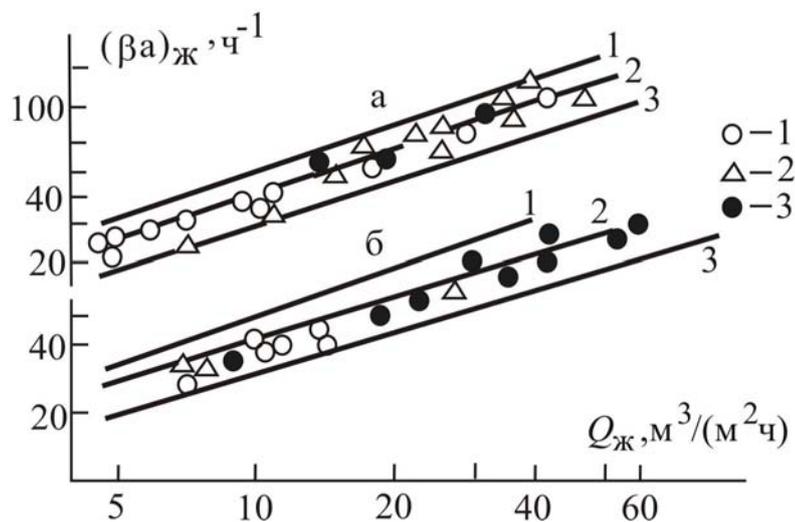


Рис. 6.2. Кольца 20 и 25 мм. Остальные обозначения см. на рис. 6.1

Рис. 6.3. Зависимости объемных коэффициентов массоотдачи от расхода жидкости. Сплошные линии – расчет по уравнениям (6.1.5) и (6.1.6): 1 – кольца – 8 мм; 2 – 12 мм; 3 – 20 мм: а) десорбция CO_2 из воды воздухом; б) десорбция O_2 из воды воздухом. Экспериментальные данные из работы [20]



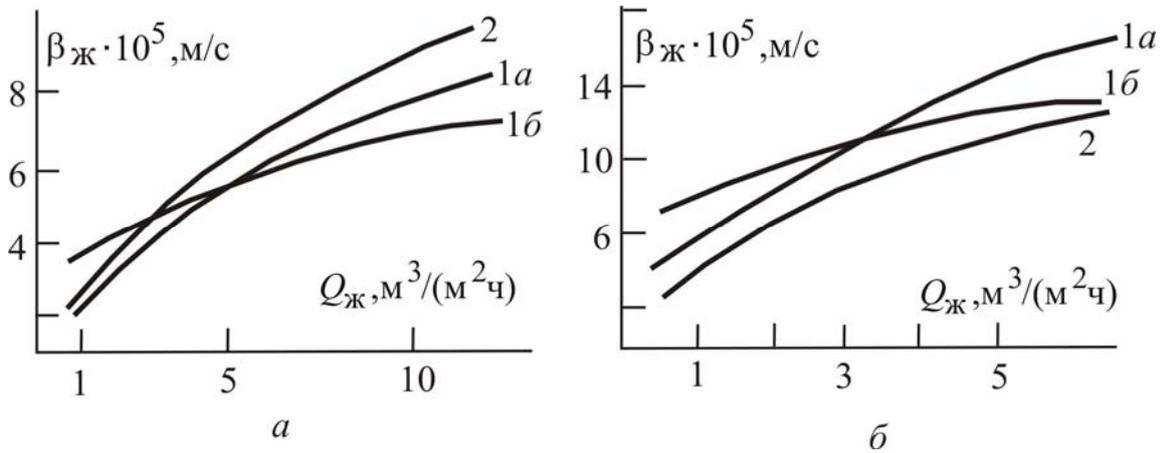


Рис. 6.4. Зависимости коэффициентов массоотдачи для насадки из трехгранных спиралей от расхода жидкости: *a* - десорбция CO_2 из воды воздухом; *б* – ректификация смеси бензол – толуол; 1*a*, 1*б* – расчеты по уравнениям (6.1.5) и (6.1.6); 2 – расчет по критериальному выражению [22]

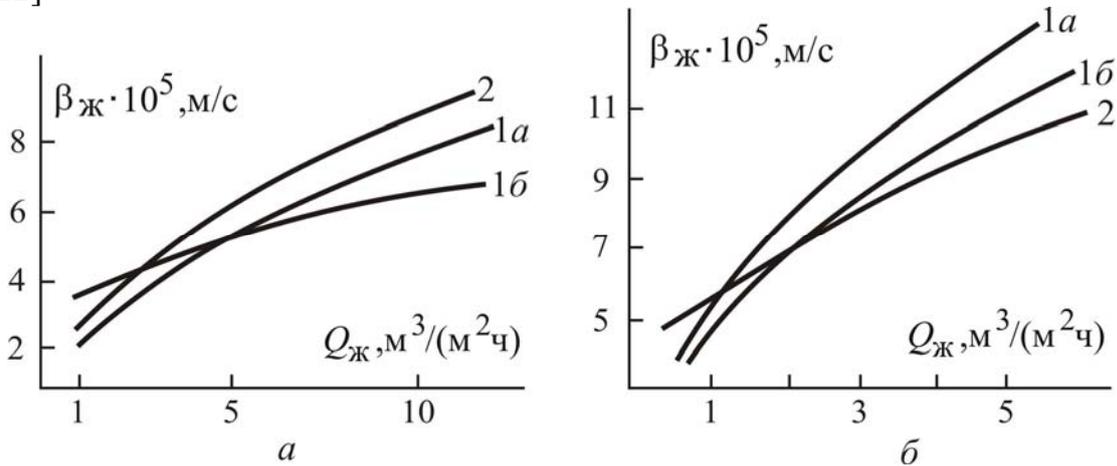


Рис. 6.5. Зависимости коэффициентов массоотдачи для насадки из колпачков сетки от расхода жидкости. Обозначения см. на рис. 6.4

Выражения (6.1.2) или (6.1.5) можно записать в критериальном виде

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = 1,71 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,5} \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,5},$$

где $\text{Sh} = \beta_{\text{ж}} d_{\text{э}} / D_{\text{ж}}$; $\text{Re}_{\text{ж}} = U_{\text{ср}} d_{\text{э}} / \nu_{\text{ж}}$; $d_{\text{э}}$ – по (6.1.3); $U_{\text{ср}}$ – по (6.1.4).

Массоотдача в газовой фазе

В орошаемой насадочной колонне по сравнению с сухой насадкой (раздел 1.4) свободный объем уменьшается на величину $\varepsilon_{\text{ж}}$, скорость газа возрастает, и на поверхности раздела фаз в результате трения газа и

жидкости возникают касательные напряжения. Это приводит к увеличению гидравлического сопротивления.

Известно, что при пленочном режиме работы насадочной колонны, до захвата жидкости газом, газовый поток очень слабо влияет на параметры пленочного течения [18]. Большинство экспериментальных данных при исследовании массоотдачи в газовой фазе в насадочных колоннах дает зависимость [18, 23–25]: $\beta_{\Gamma} \sim D_{\Gamma}^{\frac{2}{3}}$, что, согласно модели диффузионного пограничного слоя и соотношения (3.3.26), соответствует значению $n=m=3$.

В этом случае коэффициент массоотдачи в газовой фазе при разделении бинарных смесей можно вычислить по уравнению (3.3.47), а многокомпонентных смесей по (3.4.11) и (3.4.12). Динамическую скорость в пограничном слое на межфазной поверхности газ – жидкость можно вычислить на основе диссипируемой энергии газового потока по формулам (3.6.4) или (3.6.29), где средняя диссипация энергии равна:

$$\varepsilon_{\Gamma-ж} = \frac{\Delta P_{\Gamma-ж} W_k}{(\varepsilon_{св} - \varepsilon_{ж}) H}, \quad (6.1.7)$$

где $\Delta P_{\Gamma-ж}$ – составляющая перепада давления $\Delta P_{ор}$ в орошаемой насадке, вызванная наличием жидкой фазы; H – высота слоя насадки.

Если вся поверхность насадочных элементов смочена жидкостью, то $\Delta P_{\Gamma-ж} = \Delta P_{ор}$. В случае значения коэффициента смачиваемости поверхности $\psi_w < 1$, что имеет место при пленочном режиме работы, запишем $\Delta P_{\Gamma-ж} \approx \Delta P_{ор} - \Delta P_{сух} (1 - \psi_w)$.

Средняя движущая сила переноса импульса $\Delta \bar{U}_{\infty}$ в формуле (3.6.17) будет иметь большее значение, чем в сухой насадке, из-за сужения каналов стекающей жидкостью. Кроме этого необходимо учитывать скорость движения жидкой фазы в виде $\Delta \bar{U}_{\infty} = \bar{U}_{\infty} \pm \bar{U}_{\Gamma p}$, где знак «+» – для противоточного движения фаз, а «-» – прямоточного.

Многочисленные расчеты [12, 26] коэффициента массоотдачи (3.3.47) в газовой фазе при пленочном режиме работы насадочных колонн показывают, что значение функции $b = f(R_1, Sc)$ в выражении, аналогичном (4.8.1), находится в пределах $b=30-90$. Причем при увеличении расхода жидкости значение параметра b увеличивается, что связано с увеличением скорости газа за счет уменьшения проходного сечения канала.

В итоге получено уравнение

$$\beta_{\Gamma} = 0,013 \frac{\left(\varepsilon_{\Gamma-ж} \frac{v_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}} \right)^{0,25}}{Sc_{\Gamma}^{\frac{2}{3}} Q_{ж}^{0,4}}. \quad (6.1.8)$$

При известном среднеповерхностном коэффициенте массоотдачи β_{Γ} , объемный коэффициент массоотдачи найдем по известному выражению

$$(\beta a)_{\Gamma} = \beta_{\Gamma} a_v \psi_a, \quad (6.1.9)$$

где ψ_a – коэффициент активной поверхности массопередачи [18].

Уравнения (3.3.47), (6.1.8) проверены путем сравнения результатов расчета с известными экспериментальными данными и по эмпирическим выражениям (рис. 6.6–6.9).

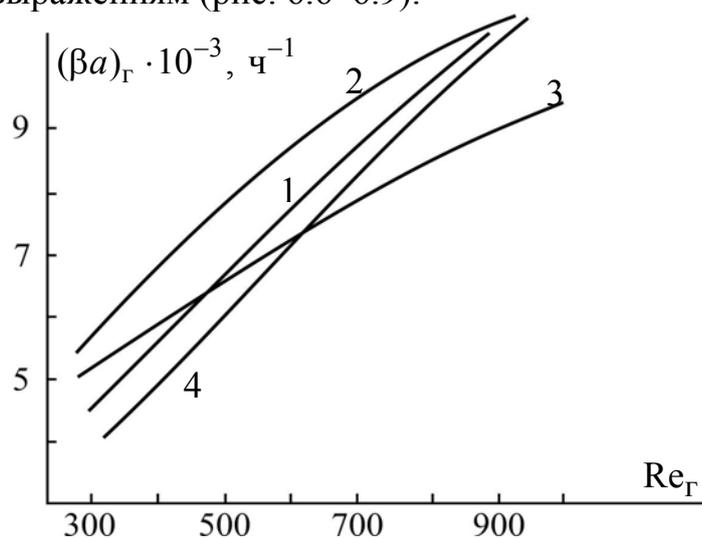


Рис. 6.6. Зависимость объемного коэффициента массоотдачи в газовой фазе от числа Рейнольдса: 1 – расчет по уравнению (6.1.9); 2,3,4 – по уравнениям Догерти, Бордена и Молстэда, соответственно. Расход жидкости $10 \text{ м}^3 / (\text{м}^2 \cdot \text{ч})$

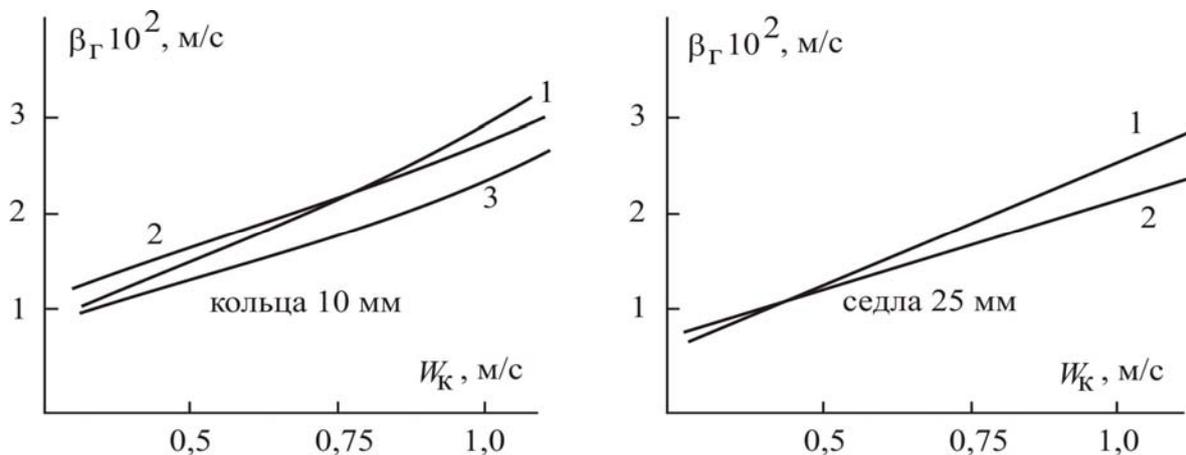


Рис. 6.7. Зависимость коэффициента массоотдачи в газовой фазе от скорости газа в колонне: 1 – по уравнению (3.3.47) или (6.1.8); 2,3 – по эмпирическим выражениям [21] и [18]. Коэффициент массоотдачи отнесен к смоченной поверхности насадки

Рис. 6.8. Корреляция данных по массоотдаче в газовой фазе с насадкой из Колец Рашига: 1,4 – кольца 10 мм; 2,5 – 15 мм; 3,6 – 25 мм. 1 – 3 – расчет по уравнению (3.3.47); 4 – 6 – экспериментальные данные, обобщенные в работе [18]. Коэффициент массоотдачи отнесен к смоченной поверхности насадки

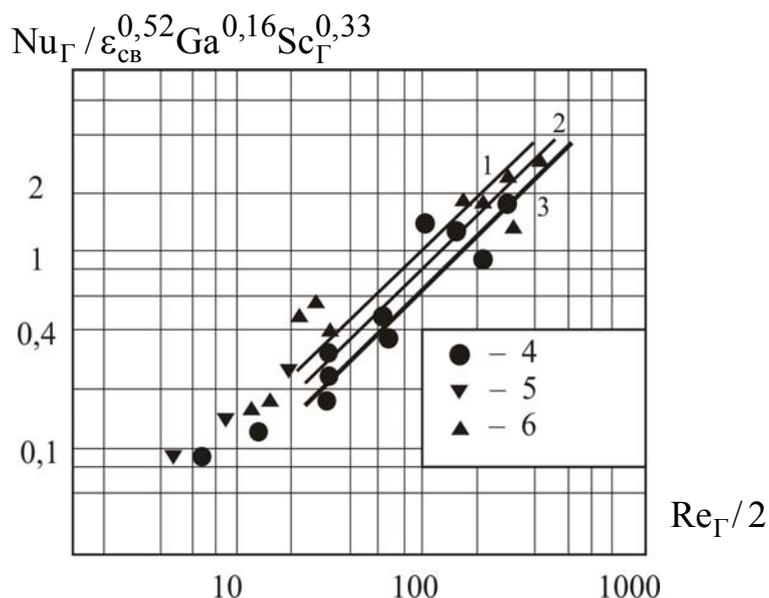
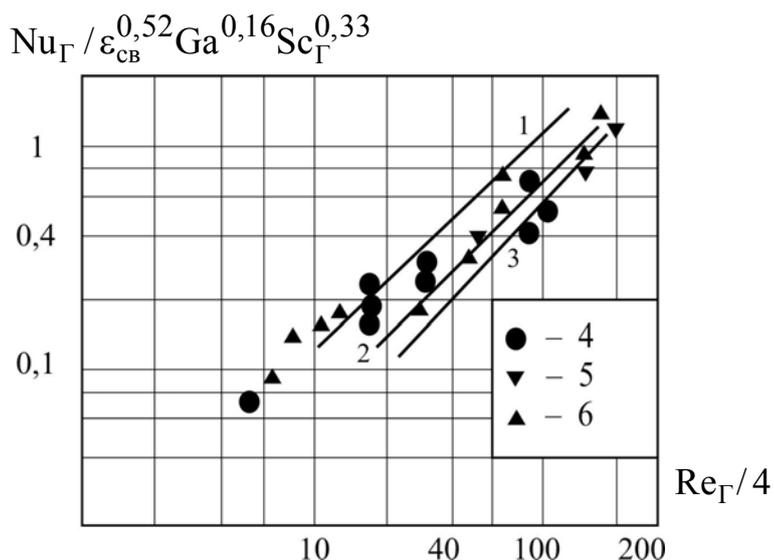


Рис.6.9. Массоотдача в газовой фазе с седлами Берля: 1,4 – седла 13 мм; 2,5 – 25 мм; 3,6 – 38 мм. Остальные обозначения см. на рис. 6.8



Результаты расчета показывают, что коэффициент массоотдачи β_{Γ} , отнесенный к поверхности контакта фаз, слабо зависит от расхода жидкости. Зависимость объемного коэффициента от расхода жидкости имеет вид $(\beta a)_{\Gamma} \sim Q_{ж}^{0,3-0,4}$, что вызвано зависимостью коэффициента смоченной поверхности насадки от нагрузки по жидкой фазе.

Аналогичным путем на основе уравнений (3.4.11) и (3.4.12) можно определить диагональные матрицы коэффициентов массоотдачи при разделении многокомпонентной смеси.

6.2. Турбулентное движение пленки жидкости и газа в режиме слабого взаимодействия

Рассмотрим процессы тепло- и массообмена в режиме слабого взаимодействия газового потока с турбулентной пленкой жидкости. Такой режим, например, реализуется в пленочном аппарате трубчатого типа при скорости газа менее 8–10 м/с ($Re_{ог} \leq 2 \times 10^4$) [15, 18, 27, 28].

Тепло - и массоотдача в турбулентной пленке

Используя подход, приведенный в главе 3, получим уравнения для определения коэффициентов тепло- и массоотдачи при развитом турбулентном режиме движения ($Re_{пл} = 4q/\nu \geq 2000$) пленки жидкости по гладкой вертикальной поверхности; $q - \text{м}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$.

Для определения коэффициента теплоотдачи в турбулентной пленке используем трехслойную модель пограничного слоя Кармана и модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича, и сравним полученные результаты.

Зависимость коэффициента теплоотдачи от коэффициента молекулярного переноса согласно данным [29] имеет вид $\alpha \sim a^{0,5}$.

Отсюда в зависимости (3.3.26) следует $m=2$, и на основе выражения (3.2.19) получим

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{\sqrt{\text{Pr}} 5 [1 + \ln 6 + 0,5(\ln \delta - \ln 30 \nu / u_*)]}, \quad (6.2.1)$$

где динамическую скорость в пограничном слое на стенке канала запишем в известной форме $u_* = (g\delta_0)^{0,5}$, где δ_0 – толщина пленки.

На участке стабилизированного течения в качестве толщины пограничного слоя примем среднюю толщину пленки [30, 31] (рис. 6.10).

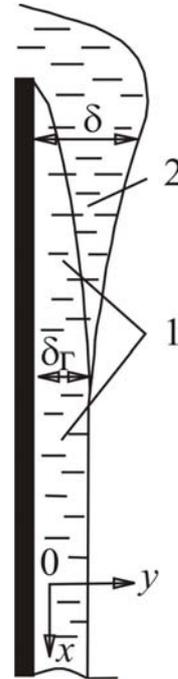
Уравнение (6.2.1) для определения коэффициента теплоотдачи в турбулентной пленке является приближенным, так как коэффициенты турбулентного обмена теплом $a_T(y)$ и массой $D_T(y)$ в данном случае имеют более сложную зависимость [14, 29, 32–36], чем в модели Кармана.

В работе Левича для турбулентной пленки получены приближенные выражения:

$$a_T \approx \frac{\rho y^2 (v')^3}{\sigma}, \quad D_T \approx \frac{\rho y_0^2 (v')^3}{\sigma}, \quad (6.2.2)$$

где σ – поверхностное натяжение, Н/м; y_0 – поперечная координата с точкой отсчета от межфазной поверхности пленки.

Рис. 6.10. Возникновение пограничного слоя на начальном участке жидкой пленки: 1 – область пограничного слоя; 2 – область потенциального течения



В пограничном слое на стенке канала в качестве характерной скорости турбулентных пульсаций v' обычно принимают динамическую скорость ($v' \approx u_*$).

Из выражений (3.3.10), (6.2.2) можно записать

$$\frac{I}{\alpha} \approx \frac{I}{\rho c_p} \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{a + \rho y^2 u_*^3 / \sigma} = \frac{\sigma}{\rho^2 c_p u_*^3 \delta_1} \int_0^1 \frac{d\varphi}{(\sqrt{k})^2 + \varphi^2} = \frac{\sigma}{\rho^2 c_p u_*^3 \delta_1} \frac{I}{\sqrt{k}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{I}{k}},$$

где $k = a\sigma / \rho u_*^3 \delta_1^2$, $\varphi = y / \delta_1$; δ_1 – толщина вязкого подслоя, м; a – коэффициент теплопроводности, м²/с.

Отсюда получим приближенное уравнение для определения коэффициента теплоотдачи [10, 37]

$$\alpha = \rho c_p u_* \sqrt{\frac{u_* a \rho}{\sigma}} \left(\operatorname{arctg} \left(R_1 v \sqrt{\frac{\rho u_*}{a \sigma}} \right) \right)^{-1}. \quad (6.2.3)$$

Значение \arctg здесь и далее в радианах.

Если допустить, что профиль скорости в турбулентной пленке описывается законом корня одной седьмой степени [28], то безразмерную толщину вязкого подслоя $R_1 = u_* \delta_1 / \nu$ можно определить по формуле (3.2.7) при $n=7$

$$R_1 = \left(\frac{U_\infty}{u_*} \right)^{\frac{7}{6}} \left(\frac{\nu}{u_* \delta_0} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad (6.2.4)$$

где средняя скорость на внешней границе пограничного слоя (межфазной поверхности пленки) согласно закону корня 1/7 имеет значение $U_\infty = 1,15U_{\text{ср}}$.

Найдем параметр R_1 на основе условия баланса импульса в пограничном слое. Для этого сопротивление переносу импульса представим в форме (3.2.17), используя коэффициент турбулентного обмена в виде (6.2.2) и допуская, что $\text{Pr}_T \approx 1$, имеем:

$$\frac{\rho \Delta U_\infty}{\tau} = \frac{1}{\gamma} \approx \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu + \rho y^2 u_*^3 / \sigma}.$$

Отсюда приближенное выражение для расчета R_1 получит вид [10, 37]:

$$R_1 = \sqrt{\frac{\sigma}{\nu \rho u_*}} \operatorname{tg} \left(\Delta \bar{U}_\infty \sqrt{\frac{\nu \rho}{u_* \sigma}} \right). \quad (6.2.5)$$

Учитывая, что на стенке канала выполняется условие прилипания жидкости, запишем $\Delta \bar{U}_\infty = 1,15U_{\text{ср}}$.

Проведем сравнение результатов расчета коэффициентов теплоотдачи по выражениям (6.2.1) и (6.2.3) с параметрами (6.2.4) и (6.2.5), используя известное уравнение [29]

$$\text{Nu}_{\text{пл}} = \frac{\alpha \theta}{\lambda} = 0,0325 \text{Re}_{\text{пл}}^{0,25} \text{Pr}^{0,5}, \quad (6.2.6)$$

где $Re_{пл} = q/v = U_{ср} \delta_0 / \nu$; $\theta = \left(\nu^2 / g \right)^{1/3}$ – приведенная толщина пленки, м.

В табл. 6.1 представлены результаты расчета числа Нуссельта по вышеприведенным зависимостям для случая теплоотдачи между стенкой канала и водой при температуре 100 °С.

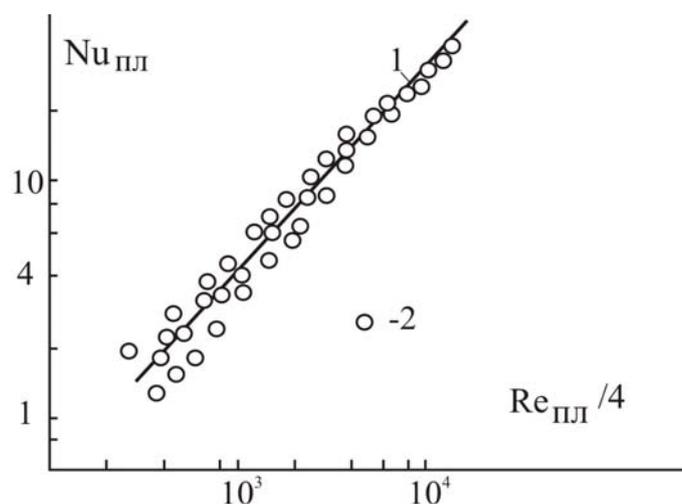
Т а б л и ц а 6.1

Результаты расчета числа Нуссельта для турбулентной пленки

№	$Re_{пл}$	Уравнения			
		(6.2.6)	(6.2.1)	(6.2.3)	
				(6.2.4)	(6.2.5)
1	$2,5 \cdot 10^3$	0,214	0,316	0,287	0,236
2	$5 \cdot 10^3$	0,255	0,351	0,353	0,267
3	10^4	0,304	0,394	0,435	0,302
4	$2 \cdot 10^4$	0,361	0,445	0,536	0,344
5	$4 \cdot 10^4$	0,430	0,505	0,662	0,392

На основе приведенных результатов можно сделать вывод о том, что наилучшее согласование ($\pm 10\%$) с выражением (6.2.6) обеспечивает уравнение (6.2.3) с параметром R_1 (6.2.5). На рис. 6.11 показаны расчетные и опытные значения коэффициентов теплоотдачи в безразмерном виде.

Рис. 6.11. Корреляция данных по теплоотдаче при пленочном течении: 1 – расчет по уравнению (6.2.3); 2 – опытные результаты различных авторов, обобщенные в работе [38]



На основе расчета α по уравнениям (6.2.1), (6.2.3), (6.2.6) и многочисленных экспериментальных исследований, обобщенных в работе [38], следует зависимость

$$\alpha \sim \text{Re}_{\text{пл}}^{0,25}.$$

Результаты экспериментальных исследований массообмена в турбулентных пленках, стекающих по гладким вертикальным поверхностям, дают более сильное влияние числа Рейнольдса на коэффициент массоотдачи [14, 33, 39–41]

$$\beta \sim \text{Re}_{\text{пл}}^{0,7 \div 0,84}.$$

Следовательно, в турбулентной пленке гидродинамическая аналогия в форме (3.2.14) нарушается.

Можно предположить, что это связано с различным характером изменения коэффициентов $D_T(y)$ и $a_T(y)$ вблизи стенки канала, в ядре потока и около границы раздела фаз [14, 29, 32–36, 42, 43]. Тогда, если процесс теплоотдачи лимитируется сопротивлением пограничного слоя у стенки, а основное сопротивление массоотдаче сосредоточено в тонкой области у поверхности раздела фаз, то вследствие различных функциональных зависимостей $a_T(y)$ у стенки и $D_T(y)$ вблизи межфазной поверхности, коэффициенты тепло- и массоотдачи будут иметь различную зависимость от гидродинамического режима ($\text{Re}_{\text{пл}}$).

Если в пограничном слое на стенке канала в качестве характерной скорости турбулентных пульсаций обычно принимается динамическая скорость, то в области у межфазной поверхности различными авторами было установлено, что пульсационная скорость пропорциональна средней скорости жидкости в пленке $v' \sim U_{\text{cp}}$.

Тогда функция (6.2.2) записывается в виде [32, 35]

$$D_T = 5,5 \cdot 10^3 \rho \nu^2 U_{\text{cp}}^3 / \sigma. \quad (6.2.7)$$

Также для этой области в работе [33] рекомендуется зависимость:

$$D_T = 3,153 \cdot 10^{-7} \nu \text{Fr}^{-\frac{2}{3}} \text{Re}_{\text{пл}}^{2,758} (1 - \eta)^2, \quad (6.2.8)$$

где $\text{Fr} = U_{\text{cp}}^2 / \delta_0 g$; $\eta = y / \delta_0$; $\text{Re}_{\text{пл}} = 4q / \nu$.

Найдем коэффициент массоотдачи в турбулентной пленке, используя функцию (6.2.7). Запишем интеграл

$$\frac{1}{\beta} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy_0}{D + b\rho y_0^2 U_{cp}^3 / \sigma} = \frac{\sigma}{b\rho U_{cp}^3 \delta_1} \int_0^1 \frac{d\phi}{(\sqrt{k})^2 + \phi^2} = \frac{\sigma}{b\rho U_{cp}^3 \delta_1} \frac{1}{\sqrt{k}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1}{k}},$$

где $k = D\sigma / b\rho U_{cp}^3 \delta_1^2$, $\phi = y_0 / \delta_1$, $b = 5,5 \cdot 10^{-3}$.

Отсюда получено [10]

$$\beta = U_{cp} \sqrt{b\rho U_{cp} D / \sigma} \operatorname{arctg} \left(R_1 v \sqrt{\frac{b\rho U_{cp}^3}{u_*^2 D \sigma}} \right)^{-1}. \quad (6.2.9)$$

Аналогичным путем найдем коэффициенты массоотдачи на основе функции (6.2.8) [37]. Для этого выражение (6.2.8) запишем относительно начала координат Oy_0 , расположенных на межфазной поверхности пленки:

$$D_T = b_0 v (y_0 / \delta_0)^2, \quad (6.2.10)$$

где $b_0 = 3,153 \cdot 10^{-7} \operatorname{Fr}^{-\frac{2}{3}} \operatorname{Re}_{пл}^{2,758}$.

Проинтегрируем (3.3.9) с функцией (6.2.10):

$$\frac{I}{\beta} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy_0}{D + b_0 v (y_0 / \delta_0)^2} = \frac{\delta_0}{(b_0 v D)^{1/2}} \operatorname{arctg} \left[\delta_1 \left(\frac{b_0 v}{D \delta_0^2} \right)^{0,5} \right]. \quad (6.2.11)$$

Отсюда получено [37]

$$\beta = \frac{(b_0 v D)^{0,5}}{\delta_0 \operatorname{arctg} \left[\frac{R_1 v}{u_*} \left(\frac{b_0 \operatorname{Sc}}{\delta_0^2} \right)^{0,5} \right]}, \quad (6.2.12)$$

где параметр R_1 можно определить по уравнению (6.2.4).

Выполненные расчеты показывают, что значение безразмерной толщины вязкого подслоя для данного случая находится в пределах $R_1 = 8 \div 12$, и значение arctg в знаменателе выражения (6.2.12) равно $\pi/2$.

Тогда уравнение (6.2.12) получит вид

$$\beta = \frac{2,56 \cdot 10^{-4} \nu \text{Re}_{\text{пл}}^{1,379}}{\pi \frac{1}{\text{Fr}^3 \delta_0 \text{Sc}^{0,5}}}$$

После подстановки числа $\text{Fr} = U_{\text{ср}}^2 / \delta_0 g = q^2 / \delta_0^3 g$ и вычисления постоянных коэффициентов имеем [7, 37]

$$\beta = 9 \cdot 10^{-4} (\nu g)^{\frac{1}{3}} \text{Re}_{\text{пл}}^{0,712} \text{Sc}^{-0,5}, \quad (6.2.13)$$

или в критериальном виде

$$\text{Sh}_{\text{ж}} = 9 \cdot 10^{-4} \text{Re}_{\text{пл}}^{0,712} \text{Sc}^{0,5}. \quad (6.2.14)$$

Из этого уравнения следует зависимость $\beta \sim \text{Re}_{\text{пл}}^{0,712}$, которая соответствует экспериментальным данным [14, 39–41].

Сравнение результатов расчета числа Шервуда $\text{Sh} = \beta \theta / D$ по уравнению (6.2.9) и (6.2.14) с опытными данными [40] (рис. 6.12) показывает их удовлетворительное согласование при развитом турбулентном режиме течения пленки, что позволяет рекомендовать данные выражения для практического применения. Следует отметить, что в уравнении (6.2.13) не учитывается кривизна канала, что допустимо при $R \gg \delta_0$ (R – радиус канала).

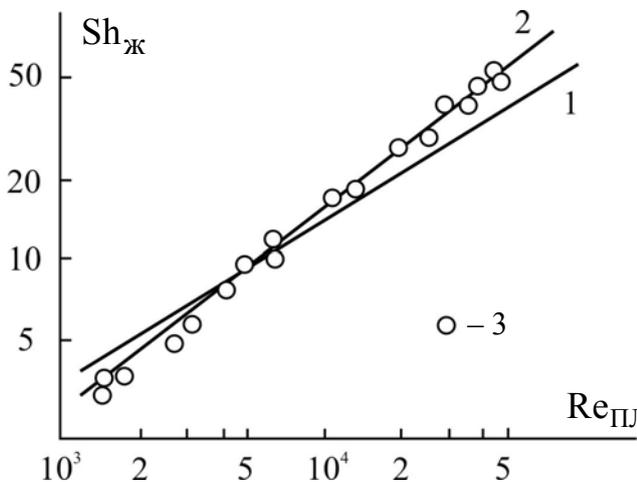


Рис. 6.12. Зависимость числа Шервуда в турбулентной пленке, стекающей по гладкой поверхности труб, от числа Рейнольдса при абсорбции кислорода воздуха дистиллированной водой: 1,2 – расчет по уравнениям (6.2.9) и (6.2.14) соответственно; 3 – опытные данные [39, 40]

При разделении многокомпонентной смеси коэффициенты массоотдачи найдем путем интегрирования выражения (3.4.8) с

коэффициентом $D_T(y)$ в виде (6.2.10). В результате аналогичных преобразований (6.2.11) получим диагональную матрицу коэффициентов массоотдачи [44]:

при $L_i > 0$

$$L_i = \frac{(b_0 v D_i)^{0,5}}{\delta_0 \operatorname{arctg} \left[\frac{R_1 v \left(\frac{b_0 Sc_i}{\delta_0^2} \right)^{0,5}}{u_*} \right]} \quad (6.2.15)$$

при $L_i < 0$

$$L_i = - \frac{(b_0 v D_i)^{0,5}}{\delta_0 \operatorname{arctg} \left[\frac{R_1 v \left(\frac{b_0 Sc_i}{\delta_0^2} \right)^{0,5}}{u_*} \right]}, \quad (6.2.16)$$

где параметр R_1 можно вычислить по уравнению (6.2.4).

Массоотдача в газовой (паровой) фазе

Режим слабого взаимодействия газового или парового потока с пленкой жидкости в орошаемых трубчатых контактных устройствах характеризуется числами Рейнольдса $Re_T < 20000$. Большинство экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению и кинетике массоотдачи получены в интервале $Re_T \approx (2 - 10) \cdot 10^3$, что соответствует переходному режиму движения от ламинарного к турбулентному. Для этого режима нет точного математического описания процессов переноса импульса, массы и тепла в пограничном слое даже однофазных сред.

В переходном режиме движения необходимо учитывать как молекулярную, так и турбулентную диффузию субстанции в пограничном слое. Следовательно, коэффициент массоотдачи в газовой фазе ($m=3$) при разделении бинарных смесей можно определить по уравнению (3.3.47), а многокомпонентной смеси – по (3.4.11) и (3.4.12). Данные выражения содержат локальное число Рейнольдса для толщины вязкого подслоя R_1 , значение которого при развитом турбулентном движении двухфазной среды вычисляется по соотношению (3.5.4), полученному на основе известного

числа $R_{10} \approx 11,6$ для пограничного слоя пластины. В переходном режиме значение параметра R_{10} для пластины неизвестно. В этом случае параметр R_1 в пограничном слое газового потока на межфазной поверхности с пленкой жидкости найдем на основе баланса импульса, используя выражение (3.6.21) с $\Delta U_\infty = (\bar{W}_\infty \pm \bar{U}_{\Gamma p})$, где знак «+» для противоточного движения фаз, а «-» – прямоточного.

Среднюю скорость на межфазной поверхности волновой пленки с достаточной точностью примем как $\bar{U}_{\Gamma p} / U_{\text{ср}} = 1,33$ [45], а для турбулентной пленки – $\bar{U}_{\Gamma p} / U_{\text{ср}} = 1,15$. Учитывая, что, как правило, $\bar{W}_\infty \geq \bar{U}_{\Gamma p}$, то погрешность расчета $\bar{U}_{\Gamma p}$ слабо отражается на точности определения параметра (3.6.21) и коэффициента массоотдачи в газовой фазе (3.3.47).

Среднюю скорость газа на оси орошаемого канала найдем по известному уравнению $\bar{W}_\infty = \bar{W}_\Gamma + 3,75u_{*\Gamma}$.

Динамическую скорость в пограничном слое газового потока выразим через коэффициент сопротивления в двухфазной системе. Коэффициент гидравлического сопротивления при противоточном движении пленки жидкости и газа в трубе (см. работы [15, 46]) получен в виде функции $\xi_{\text{оп}} = k \text{Re}_{\text{ог}}^{-b}$, где число Рейнольдса для газовой фазы определяется с учетом сужения канала стекающей жидкостью и средней скоростью на межфазной поверхности пленки.

На основе уравнения баланса сил для газового потока в трубке

$$\tau F = \Delta P_{\text{оп}} S_\Gamma, \quad (6.2.17)$$

где $F = \pi(d - 2\delta_0)H$; $S_\Gamma = 0,25\pi(d - 2\delta_0)^2$, найдем среднее значение динамической скорости

$$u_{*\Gamma} = (\bar{W}_\Gamma \pm \bar{U}_{\Gamma p}) \sqrt{\xi_{\text{оп}} / 8}, \quad (6.2.18)$$

где «+» – противоток; «-» – прямоток.

В процессах ректификации кинетические характеристики двухфазных систем часто представляются в виде чисел единиц переноса или высоты единиц переноса.

Высоту единиц переноса для трубчатого контактного устройства найдем по выражению:

$$h_{\Gamma} = \frac{HG}{\beta_{\Gamma} F \rho_{\Gamma}} = \frac{d^2 W_{\Gamma}}{4\beta_{\Gamma} (d - 2\delta_0)}, \quad (6.2.19)$$

где H – длина трубки, м; d – диаметр, м; F – площадь межфазной поверхности, м²; G – массовый расход газа, кг/с.

Эмпирические выражения для h_{Γ} даны в работах [15, 18, 47].

Результаты расчета β_{Γ} (3.3.47) и h_{Γ} по вышеприведенным уравнениям и сравнение с опытными данными различных авторов представлены на рис. 6.13, 6.14.

Рис. 6.13. Расчетные – 1 и экспериментальные – 2 – 7 [15] данные при ректификации различных систем в орошаемых каналах

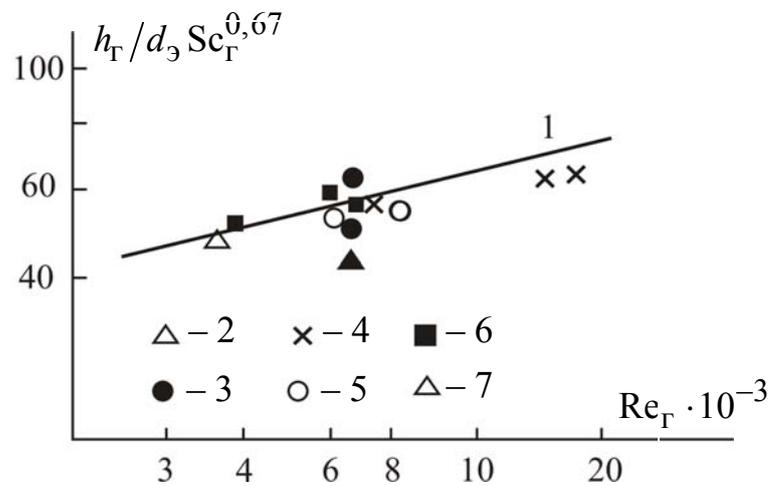
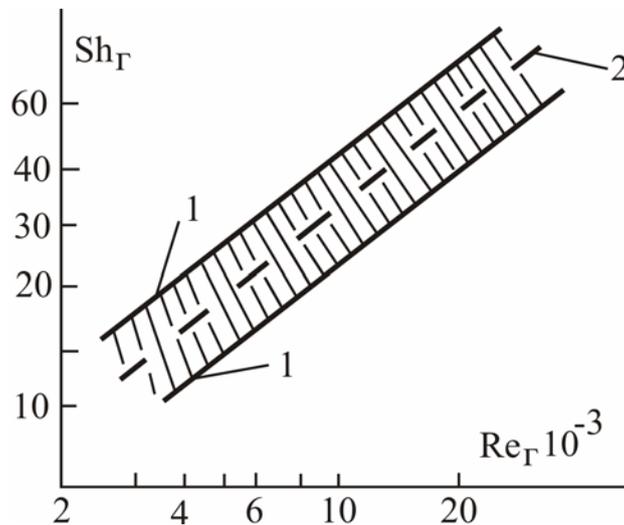


Рис. 6.14. Зависимость числа Шервуда от числа Рейнольдса в орошаемых трубках: 1 – 1 – область расчета по эмпирическим уравнениям различных авторов [18]; 2 – расчет по формуле (3.3.47)



Рассмотренная математическая модель массоотдачи в газовой (паровой) фазе позволяет приближенно учесть влияние входного участка за счет изменения параметра $R_{1\Gamma}$ и скорости \bar{W}_{∞} , а также влияние скорости пленки на кинетические характеристики.

Удовлетворительное согласование ($\pm 20\%$) результатов расчета кинетических характеристик подтверждает справедливость полученного математического описания, построенного на основе развития гидродинамической аналогии [9, 10, 13, 48, 49].

6.3. Дисперсно-кольцевые потоки при осевом движении (сильное взаимодействие фаз)

Рассмотрим [10, 49–51] прямоточное осевое (восходящее или нисходящее) турбулентное движение пленки жидкости и газа в цилиндрическом канале, когда касательное напряжение на поверхности раздела фаз $\tau_{\Gamma-ж}$ значительно превышает напряжение на стенке $\tau_{ст} = \rho_{ж} g \delta_0$, обусловленное только силами тяжести ($\tau_{\Gamma-ж} \gg \tau_{ст}$). Такой режим реализуется в трубчатых контактных устройствах при высокой скорости газового потока $W_{\Gamma} > 12-15$ м/с и получил название сильного взаимодействия фаз [52–71]. При этом режиме процессы массо- и теплоотдачи значительно интенсифицируются.

Динамическая скорость в дисперсно-кольцевом потоке

Для описания процессов переноса массы в турбулентной пленке в режиме сильного взаимодействия используем модель диффузионного пограничного слоя, подробно рассмотренную в главе 3, где основным параметром полученных уравнений является динамическая скорость.

Динамическую скорость при осевом движении дисперсно-кольцевого потока можно вычислить на основе известного коэффициента сопротивления $\xi_{ор}$ или трения $C_{f\text{ ор}}$:

$$u_{*i} = (\overline{W}_{\Gamma} \pm \overline{U}_{\Gamma p}) \sqrt{\frac{\xi_{ор} \rho_{\Gamma}}{8 \rho_i}} = (\overline{W}_{\Gamma} \pm \overline{U}_{\Gamma p}) \sqrt{\frac{C_{f\text{ ор}} \rho_{\Gamma}}{2 \rho_i}}, \quad (6.3.1)$$

где коэффициент $\xi_{ор}$ определяется, как правило, на основе экспериментальных исследований перепада давления в орошаемом канале [55, 56, 59–61, 72–75].

В работах [76–78] предлагается метод расчета параметра u_* с использованием известной скорости на оси газового потока или на основе экспериментальных результатов исследования профиля скорости газа у поверхности раздела.

Рассмотрим методы определения средней динамической скорости в дисперсно-кольцевом потоке на основе известного перепада давления в трубчатом контактном устройстве.

Суммарные затраты энергии при движении двухфазного дисперсно-кольцевого потока в цилиндрическом канале складываются из затрат энергии на ускорение пленки жидкости от начальной до средней, на срыв капель жидкости газовым потоком, на транспорт капель в канале и на трение газа о межфазную поверхность пленки [56, 60]

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{уск}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ун}} + \Delta P_{\text{ср}}. \quad (6.3.2)$$

В работе [56] показано, что затраты энергии на ускорение пленки жидкости $\Delta P_{\text{уск}}$ составляют не более 0,25 – 0,5 % от $\Delta P_{\text{ор}}$, а затраты энергии на срыв капель с поверхности пленки $\Delta P_{\text{ср}}$ не превышают 2–3 %. Расчет потери давления на транспорт капель жидкости без учета скорости скольжения (что приводит к завышенным результатам) составляет до 15 – 25 % от общего перепада давления [56]. В то же время, по данным работы [79], эта составляющая перепада давления находится в пределах 6 – 11 % от $\Delta P_{\text{ор}}$. В результате можно сделать вывод, что перепад давления, обусловленный трением газа и жидкости, находится в пределах

$$\Delta P_{\text{тр}} = (0,8...0,95)\Delta P_{\text{ор}}.$$

Запишем условие баланса сил, действующих на газовой поток, для трубчатого контактного устройства

$$\Delta P_{\text{тр}} \frac{\pi(d - 2\delta_0)^2}{4} = \tau F. \quad (6.3.3)$$

Отсюда найдем динамическую скорость

$$u_{*i} = (d - 2\delta_0) \sqrt{\frac{\pi \Delta P_{\text{тр}}}{4F\rho_i}}, \quad (6.3.4)$$

где индекс $i=\text{г}$ – газовая фаза; $i=\text{ж}$ – жидкая фаза; d – диаметр трубки, м.

Если в данном выражении значение межфазной поверхности записать как для гладкой пленки $F = \pi(d - 2\delta_0)H$, то получим известное уравнение,

которое применяется для вычисления динамической скорости в орошаемых трубах.

В работе [80] предлагается выражение для определения касательного напряжения с учетом веса газового ядра и капельного уноса. В орошаемых каналах при скорости газа 10 – 40 м/с унос жидкости не превышает 10 – 15 % от количества жидкости в трубке [81, 82], поэтому поправка [80] на капельный унос незначительна.

Для сравнения результатов расчета динамической скорости по уравнению (6.3.4) используем выражение (3.6.28), которое дает возможность вычислить параметр u_{*i} на основе диссипации энергии газового потока.

На участке стабилизированного турбулентного движения газового потока в орошаемом канале среднюю по объему диссипацию энергии можно записать аналогично (6.1.10). Однако размеры трубчатых контактных устройств в большинстве случаев таковы, что длина участка гидродинамической стабилизации $l_{ст}$ больше длины канала ($l_{ст} > H$), где $l_{ст} \approx 15(d - 2\delta_0)$ [15]. На участке длиной $l_{ст}$ происходит формирование профиля скорости газа и пограничного слоя в интервале [15]: при $x=0$, $\delta_\Gamma = 0$, $W_{max} = W_{cp}$; при $x = l_{ст}$, $\delta_\Gamma \approx (d - 2\delta_0)/2$, $W_{max} = W_{cp} + 3,75u_{*\Gamma}$.

Для этого участка среднее значение диссипируемой энергии в вязком подслое запишем в виде

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P_{тр} \pi (d - 2\delta_0)^2 \bar{W}_\Gamma}{4V_1}, \quad (6.3.5)$$

где $V_1 = F\delta_1$ – объем вязкого подслоя, м³; $\delta_1 = R_{1\Gamma} v_\Gamma / u_{*\Gamma}$.

В результате на основе выражений (3.6.29), (3.6.21) и (6.3.5) получим следующую систему уравнений:

$$u_{*\Gamma} = \left(\frac{\bar{\varepsilon} v_\Gamma R_{1\Gamma}}{4\rho_\Gamma} \right)^{0,25}, \quad (6.3.6)$$

$$R_{1\Gamma} = \left\{ \frac{6\sqrt{3} \Delta \bar{U}_\infty}{u_{*\Gamma} \left[\sqrt{3} \frac{(B+1)^2}{B(B-1)+1} + 6 \arctg \frac{(2-B)}{B\sqrt{3}} + \pi \right]} \right\}^{1,5}, \quad (6.3.7)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P_{\text{тр}}(d - 2\delta_0)\overline{W}_{\Gamma}u_{*\Gamma}}{4HR_{1\Gamma}v_{\Gamma}}, \quad (6.3.8)$$

которая дает возможность вычислить средние значения характеристик пограничного слоя газовой фазы $u_{*\Gamma}$ и $R_{1\Gamma}$, необходимые для расчета коэффициентов массоотдачи.

Т а б л и ц а 6.2

Результаты расчета динамической скорости

W_{Γ} м/с	$q_{\text{ж}}$ м ³ /м·ч	$\Delta P_{\text{ор}}$, Па	Динамическая скорость, $u_{*\text{ж}}$, м/с	
			по уравнениям	
			(6.3.5)–(6.3.10)	(6.3.4)
Восходящее движение фаз, $H=0,15$ м				
13,95	1,845	1206,6	0,159	0,177
18,05	-//-	1393,0	0,181	0,191
24,3	-//-	1863,9	0,219	0,223
29,3	-//-	2256,3	0,248	0,246
33,7	-//-	2648,7	0,274	0,267
38,5	-//-	3139,2	0,303	0,291
35,1	1,555	2354,4	0,266	0,252
-//-	2,15	3266,7	0,298	0,296
-//-	2,72	4169,7	0,323	0,334
Нисходящее движение фаз, $H=0,15$ м				
15,1	2,14	490,5	0,121	0,113
15,1	3,32	706,3	0,137	0,134
30,0	2,14	1177,2	0,201	0,177
30,0	3,32	1569,6	0,222	0,204
Восходящее движение фаз, $H=0,2$ м				
18,6	2,398	1912,9	0,185	0,194
25,1	-//-	2403,4	0,219	0,218
32,1	-//-	3482,4	0,269	0,264
40,1	-//-	4708,8	0,319	0,309
46,3	-//-	5,2974	0,348	0,328

В уравнении (6.3.7) среднюю движущую силу переноса импульса в газовой фазе запишем как разность средних значений скорости на оси газового потока и на межфазной поверхности пленки

$$\Delta \bar{U}_\infty = \bar{W}_\infty \pm \bar{U}_{\Gamma}, \quad (6.3.9)$$

где \bar{W}_∞ и \bar{U}_{Γ} вычислим по формулам, приведенным ниже (стр. 297).

При известном значении $u_{*\Gamma}$, динамическая скорость в пограничном слое пленки жидкости равна

$$u_{*ж} = u_{*\Gamma} \sqrt{\rho_\Gamma / \rho_ж}. \quad (6.3.10)$$

В табл. 6.2 показаны результаты расчета динамической скорости $u_{*ж}$ по уравнениям (6.3.4) и (6.3.5) – (6.3.10) в цилиндрическом канале диаметром $d=0,0168$ м для системы воздух – вода с экспериментальными значениями перепада движения [59, 60].

Из табл. 6.2 следует, что приведенные методы расчета средней динамической скорости в дисперсно-кольцевом потоке дают удовлетворительное согласование.

Выбор функции для коэффициента турбулентного обмена

Для определения коэффициента массоотдачи в турбулентной пленке в режиме сильного взаимодействия фаз примем модель диффузионного пограничного слоя, согласно которой в вязком подслое происходит перенос импульса и массы как молекулярным, так и турбулентным механизмами. В этом случае встает вопрос о выборе функций для коэффициентов турбулентного обмена $\nu_T(y)$ и $D_T(y)$. Известно, что распределение данных величин в поперечном сечении пленки жидкости имеет сложный характер, близкий к параболическому закону с максимумом в середине пленки [14, 29, 42, 43]. На стенке канала и межфазной поверхности газ - жидкость величины ν_T и D_T приближаются к значениям молекулярных коэффициентов. Проведем выбор функции $\nu_T(y)$ на основе выражения средней диссипируемой энергии в вязком подслое:

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{\tau F \bar{u}_1}{V_1} = \frac{u_*^2 \rho F \bar{u}_1}{V_1}, \quad (6.3.11)$$

где \bar{u}_1 – средняя скорость жидкости в вязком подслое, м/с.

Согласно линейному распределению профиля скорости в вязком подслое значение \bar{u}_1 равно

$$\bar{u}_1 = R_1 u_* / 2,$$

а объем вязкого подслоя имеет значение

$$V_{ж1} = F \frac{R_1 v}{u_*} = F \delta_1.$$

Диссипацию энергии также можно представить в форме (3.6.14), среднее значение которой в вязком подслое равно

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{\tau^2}{\rho \delta_1} \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{v + v_T} = \frac{u_*^5 \rho}{R_1 v \gamma_{ж}}. \quad (6.3.12)$$

Если допустить, что в турбулентной пленке профиль скорости описывается степенным законом корня одной седьмой степени [28], то на участке стабилизированного течения безразмерную толщину вязкого подслоя найдем по выражению (6.2.4).

Таким образом, используя формулу (6.3.12) с параметром R_1 (6.2.4) и динамической скоростью (6.3.4), можно проконтролировать правильность выбора функции $v_T(y)$ для определения коэффициента переноса импульса $\gamma_{ж}$ путем сравнения результатов расчета диссипации энергии по уравнениям (6.3.11) и (6.3.12).

Рассмотрим две функции для $v_T(y)$. В первом случае $v_T(y)$ примем в виде (3.3.49), на основе которого получено выражение для расчета коэффициента переноса γ (3.6.18). Во втором случае для $v_T(y)$ используем функцию Левича (6.2.2) (при $v_T \approx D_T$). Путем интегрирования (3.5.26) с коэффициентом $v_T(y)$ (6.2.2) получим

$$\gamma_{ж} = u_* \left(\frac{u_* v \rho}{\sigma} \right)^{0,5} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{R_1^2 v \rho u_*}{\sigma}} \right)^{-1}. \quad (6.3.13)$$

В табл. 6.3 показаны результаты расчета средней диссипации энергии в вязком подслое турбулентной пленки по формулам (6.3.11) и (6.3.12) с динамической скоростью, определяемой по (6.3.4), и параметром R_1 – по (6.2.4). Система воздух – вода. Размеры трубки: $H=0,2$ м; $d=0,0168$ м.

Т а б л и ц а 6.3

Результаты расчета диссипации энергии в вязком подслое для выбора функции $v_T(y)$

$W_T, \text{м/с}$	$q_{ж}, \frac{\text{м}^3}{\text{м} \cdot \text{ч}}$	$\Delta P \cdot 10^{-2}, \text{Па}[59]$	$\bar{\varepsilon}_1 \cdot 10^4$ по формуле (6.3.11) Вт/м^3	Расчет $\bar{\varepsilon}_1 \cdot 10^4$ по формуле (6.3.12) с коэффициентами	
				(3.6.18)	(6.3.13)
14,6	2,40	13,24	34,05	30,91	67,67
28,8	-//-	29,92	184,06	170,53	350,67
34,9	-//-	40,71	344,47	321,49	652,53
44,6	-//-	52,97	589,91	554,03	1111,60
15,1	3,0	15,20	44,67	40,66	85,98
38,2	-//-	55,92	650,30	611,26	1224,05
15,1	1,35	9,32	17,26	15,56	33,44
39,0	-//-	31,39	207,70	192,81	395,30

На основе представленных данных можно сделать вывод о том, что функцию (3.3.49) можно использовать для описания процессов переноса в вязком подслое турбулентной пленки в режиме сильного взаимодействия фаз.

Скорость на межфазной поверхности (прямоточное осевое и закрученное движение высокоскоростного потока газа с пленкой жидкости в каналах)

При скорости газа в контактной трубке $W_T > 8-12$ м/с реализуется прямоточное восходящее или нисходящее движение дисперсно-кольцевого потока.

Найдем среднюю скорость на межфазной поверхности стабилизированной турбулентной пленки. Учитывая, что скорость на стенке канала $U_p=0$, из уравнения (3.5.25) запишем среднее значение $U_{гр}$:

$$\bar{U}_{\Gamma p} = \frac{\rho_{\Gamma} \gamma_{\Gamma} W_{\infty}}{\rho_{\Gamma} \gamma_{\Gamma} + \rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}}}, \quad (6.3.14)$$

где W_{∞} – средняя скорость газа на оси потока, м/с.

Механизм взаимодействия газового потока с волновой поверхностью пленки близок по физической сущности к течению однофазной среды по шероховатой поверхности, поэтому на участке стабилизированного движения газа максимальную скорость на оси канала можно найти по выражению, используемому для шероховатых труб [15, 84, 85]

$$\frac{W_{\max} - W_{\Gamma}}{u_{*\Gamma}} = A, \quad A \approx (3,75 \div 4,08). \quad (6.3.15)$$

На участке гидродинамической стабилизации профиля скорости газа, длина которого составляет $l_{\text{ст}} = (13 \div 15)(d - 2\delta_0)$ [15], скорость газа на оси изменяется от среднего значения W_{Γ} на входе до значения W_{\max} (6.3.15). Учитывая, что толщина турбулентного пограничного слоя зависит от продольной координаты в степени $\delta \sim l^{\frac{4}{5}}$, среднюю скорость газа на оси орошаемой трубки найдем из выражений [86]

$$l_{\text{ст}} \geq H, \quad W_{\infty} = \frac{1}{2} \left[W_{\Gamma} + W_{\max} \left(\frac{H}{l} \right)^{\frac{4}{5}} \right], \quad (6.3.16)$$

$$l_{\text{ст}} \leq H, \quad W_{\infty} = \frac{l_{\text{ст}}}{2H} (W_{\Gamma} + W_{\max}) + \frac{H - l_{\text{ст}}}{H} W_{\max}. \quad (6.3.17)$$

Динамическую скорость в дисперсно-кольцевых потоках при осевом движении обычно определяют по выражениям, полученным на основе известного коэффициента гидравлического сопротивления $\xi_{\text{ор}}$ орошаемого канала или перепада давления $\Delta P_{\text{тр}}$, вызванного трением газа и жидкости [50, 55, 56, 61]

$$u_{*i} = (W_{\Gamma} - U_{\Gamma p}) \sqrt{\frac{\xi_{\text{ор}} \rho_{\Gamma}}{8\rho_i}}, \quad u_{*i} = \sqrt{\frac{\Delta P_{\text{тр}} (d - 2\delta_0)}{4\rho_i H}},$$

где индекс i – газ, жидкость.

При винтовом движении пленки жидкости и газа в трубке с ленточным завихрителем динамическую скорость найдем из условия баланса сил, действующих на газовый поток в проекции на вертикальную ось

$$\Delta P_{\text{тр}} S_{\Gamma} = \tau F \cos \theta, \quad (6.3.18)$$

где $S_{\Gamma} = \frac{\pi}{4}(d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}}$; $\theta = \arctg(\pi d / S_{\text{ЛЗ}})$ – угол закрутки; $S_{\text{ЛЗ}}$ – шаг витка ленты, м; $b_{\text{ЛЗ}}$ и $\delta_{\text{ЛЗ}}$ – ширина и толщина ленты, м.

Межфазную поверхность в уравнении (6.3.18) определим как для гладкой пленки $F = \pi(d - 2\delta_0)H$, так как известно [27, 87], что образование волн незначительно увеличивает поверхность раздела при пленочном течении.

Из выражения (6.3.18) получим:

$$u_* = \sqrt{\frac{\Delta P_{\text{тр}} S_{\Gamma}}{\rho_i F \cos \theta}}. \quad (6.3.19)$$

Для контактных устройств с ленточным завихрителем в выражениях (6.3.16), (6.3.17) в качестве H возьмем длину пути дисперсно-кольцевого потока в винтовом канале

$$H = \frac{H_{\text{к}}}{S_{\text{ЛЗ}}} \sqrt{\pi^2 d^2 + S_{\text{ЛЗ}}^2}, \quad (6.3.20)$$

а длину участка гидродинамической стабилизации найдем, используя эквивалентный диаметр спирального канала $l_{\text{СТ}} = (13 - 15) \sqrt{S_{\text{к}} / \pi}$, где $S_{\text{к}}$ – площадь сечения спирального канала, занятая газом [56]

$$S_{\text{к}} = S_{\text{ЛЗ}} \left(\sqrt{\left(\frac{S_{\text{ЛЗ}}}{2\pi} \right)^2 + R^2} - \frac{S_{\text{ЛЗ}}}{2\pi} \right) - (\delta b)_{\text{ЛЗ}} -$$

$$-\delta_0 R S_{\text{ЛЗ}} / \sqrt{\left(\frac{S_{\text{ЛЗ}}}{2\pi} \right)^2 + R^2}; \quad R = d/2. \quad (6.3.21)$$

Средняя скорость газа в орошаемом контактном устройстве трубчатого типа вычисляется из уравнения расхода

$$\bar{W}_\Gamma = \frac{W_{\text{тр}} \pi d^2}{4S_\kappa}, \quad (6.3.22)$$

где площадь канала S_κ для трубки с ленточным завихрителем определяется выражением (6.3.21), а в случае осевого движения фаз это выражение приобретает следующий вид

$$S_\kappa = \frac{\pi(d - 2\delta_0)^2}{4}. \quad (6.3.23)$$

Среднюю толщину пленки жидкости в приведенных выше уравнениях можно вычислить по эмпирическим выражениям как для осевого [55, 56, 74, 88], так и закрученного [56, 60, 89] движения газа и жидкости.

Рассмотрим вопрос определения коэффициента переноса импульса γ в выражении (6.3.14). Как показано в разделе 3.3, показатель степени n в законе затухания турбулентных пульсаций (3.3.49) связан с зависимостью

коэффициента молекулярной диффузии $\beta \sim D^{\frac{n-1}{m}}$. Предполагая единый механизм переноса импульса и массы затухающими турбулентными пульсациями в вязком подслое, имеем $v_\Gamma \approx D_\Gamma$ и $\gamma \sim \beta \sim D^{\frac{n-1}{m}}$.

Экспериментальные исследования зависимости $\beta \sim D^{\frac{n-1}{m}}$ [56, 90, 91] показали, что в турбулентной пленке $m \approx n \approx 2$, а в газовой фазе для пленочных колонн [15, 18, 92] $m \approx n \approx 3$. Тогда коэффициенты переноса в жидкой $\gamma_{\text{ж}}$ и газовой γ_Γ фазах в выражении (6.3.14) найдем по уравнениям (3.6.18) и (3.6.19) соответственно, где параметр пограничного слоя R_1 запишем на основе выражений (3.5.29)

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{\bar{W}_\Gamma}{u_{*\Gamma}} \sqrt{C_{f_{\text{ог}}}/2}, \quad C_{f_{\text{ог}}} = \frac{0,316}{4\text{Re}_{\text{ог}}^{0,25}}, \quad \text{Re}_{\text{ог}} = \frac{\bar{W}_\Gamma (d - 2\delta_0)}{v_\Gamma}. \quad (6.3.24)$$

$$R_{1\text{ж}} = 11,6 \frac{U_{\text{гр}}}{u_{*\text{ж}}} \sqrt{C_{f_{\text{ож}}}/2}, \quad C_{f_{\text{ож}}} = \frac{0,316}{4\text{Re}_{\text{ож}}^{0,25}}, \quad \text{Re}_{\text{ож}} = \frac{\bar{U}_{\text{гр}} (d - 2\delta_0)}{v_{\text{ж}}}. \quad (6.3.25)$$

Расчеты средней скорости жидкости на межфазной поверхности турбулентной пленки при осевом и закрученном движении дисперсно-кольцевого потока по уравнению (6.3.14) показывают, что при сравнительно невысокой скорости газа в трубке $W_{\Gamma} = 15 - 20$ м/с и небольшом расходе жидкости $q = 1,3 - 2,0$ м³/м·ч, скорость $U_{\Gamma p}$ находится в пределах 1,2–1,3 от средней скорости в пленке. Увеличение скорости газа и расхода жидкости приводит к уменьшению отношения $\bar{U}_{\Gamma p}/U_{\text{ср}}$ до 1,15–1,1, что полностью соответствует теоретическим и экспериментальным данным [15, 38, 93].

Средняя скорость жидкости в пленке при осевом и закрученном движении вычисляется по уравнениям, соответственно:

$$U_{\text{ср}} = \frac{q}{\delta_0}, \quad U_{\text{ср}} = \frac{q}{\delta_0 \cos \theta}, \quad (\text{м/с}). \quad (6.3.26)$$

На рис. 6.15 показано сравнение результатов расчета $U_{\Gamma p}$ с опытными данными [38] для дисперсно-кольцевых восходящих пароводных потоков в трубках диаметром 8 мм.

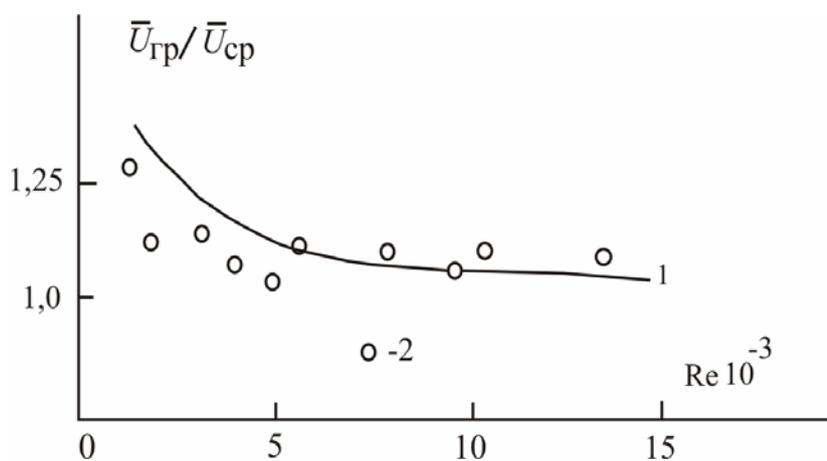


Рис. 6.15. Зависимость отношения средней скорости на межфазной поверхности к средней скорости в турбулентной пленке при осевом движении дисперсно-кольцевого потока от числа Re : 1 – расчет по уравнению (6.3.14) [94]; 2 – экспериментальные данные [38]

В табл. 6.4 представлены значения $U_{\Gamma p}$, полученные по уравнению (6.3.14), и отношения $U_{\Gamma p}/U_{\text{ср}}$ для осевого восходящего движения пленки воды в цилиндрическом канале ($d=0,0168$ м), где перепад давления для

последующего вычисления динамической скорости по выражению (6.3.19) получен экспериментально в работах [59, 60].

Т а б л и ц а 6.4

Результаты расчета средней скорости на межфазной поверхности турбулентной пленки при осевом движении дисперсно-кольцевого потока

ΔP , Па	$W_{тр}$, м/с	q , м ³ /м·ч	H , м	$\bar{U}_{гр}$, м/с	$\bar{U}_{гр}/\bar{U}_{ср}$
1206	13,95	1,845	0,15	1,09	1,26
1393	18,06	1,845	0,15	1,22	1,17
1863	24,3	1,845	0,15	1,47	1,13
2256	29,3	1,845	0,15	1,65	1,11
2648	33,7	1,845	0,15	1,82	1,09
3139	38,5	1,845	0,15	2,00	1,09
931	15,1	1,355	0,2	1,07	1,42
1126	15,1	1,852	0,2	1,19	1,31
1324	15,1	2,4	0,2	1,30	1,22
1520	15,1	3,0	0,2	1,41	1,16

Удовлетворительное согласование результатов расчета средней скорости на межфазной поверхности турбулентной пленки (при $\tau_{г-ж} \gg \rho_{ж} g \delta_0$) подтверждает справедливость математической модели процессов переноса импульса в пограничном слое двухфазной системы [94].

Коэффициенты массоотдачи в жидкой и газовой фазах

Массообмен в турбулентной пленке жидкости в режиме сильного взаимодействия фаз исследовался теоретически и экспериментально многими авторами [14, 52–57, 59–66, 95–99].

Точное математическое описание процессов переноса в пленке приводит к зависимости коэффициентов массоотдачи от длины и амплитуды волны на межфазной поверхности [14, 52, 97, 98]. Однако определение данных параметров сопряжено со значительными трудностями, особенно при закрученном движении дисперсно-кольцевого потока в канале.

В работах [56, 57, 61, 95, 96] на основе различных подходов установлено, что кинетические характеристики дисперсно-кольцевых

потоков можно выразить через потерю энергии двухфазной системы. Предлагаемые уравнения включают касательное напряжение на межфазной поверхности, или перепад давления, вызванный трением газа и жидкости, а также эмпирические коэффициенты, которые устанавливаются в зависимости от режима движения фаз.

Для определения коэффициента массоотдачи в турбулентной пленке в режиме сильного взаимодействия фаз примем модель диффузионного пограничного слоя с коэффициентом турбулентного обмена (3.3.49), выбор которого обоснован в предыдущем разделе. Показатель степени в законе затухания турбулентной диффузии (3.3.49) в вязком подслое жидкой пленки $n=2$, что следует из экспериментальной зависимости [56, 59, 91, 99] $\beta_{ж} \sim D_{ж}^{0,5}$ и соотношения (3.3.26). В этом случае коэффициент массоотдачи найдем по уравнению (3.3.45) с безразмерной толщиной вязкого подслоя $R_{1ж}$ в виде (6.2.4), где средняя скорость в пленке имеет значение $U_{ср} = q/\delta_0$, а средняя толщина пленки нисходящего [55, 88] или восходящего движения [56, 59–61, 72–75] определена экспериментально.

Значение параметра $R_{1ж}$ в турбулентной пленке также можно определить из уравнения (3.5.25), где коэффициент переноса импульса $\gamma_{ж}$ включает безразмерную толщину вязкого подслоя в жидкой фазе. Решение этого уравнения итерационным методом дает среднюю скорость жидкости на межфазной поверхности и значение $R_{1ж}$ [94].

Приближенно величину $R_{1ж}$ можно вычислить, если граничную скорость ($U_{\infty} = U_{гр}$), используемую в формуле (3.5.4), принять по уравнению [100]

$$U_{гр} = u_{*ж} \sqrt{R_{1ж}} \left(\pi/2 + \sqrt{R_{1ж}} \right). \quad (6.3.27)$$

Таким образом, мы имеем три способа определения параметра пограничного слоя $R_{1ж}$ в турбулентной пленке, каждый из которых в качестве одной из основных величин содержит динамическую скорость.

Покажем примеры расчета коэффициентов массоотдачи по уравнению (3.3.45) с использованием значения динамической скорости, полученной на основе экспериментального исследования перепада давления в цилиндрических каналах.

Из уравнений (6.3.4) и (3.3.45) получено

$$\beta_{\text{ж}} = \frac{d - 2\delta_0}{2 \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}}} \left(\frac{\pi \Delta P_{\text{тр}}}{F \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}} \right)^{0,5}. \quad (6.3.28)$$

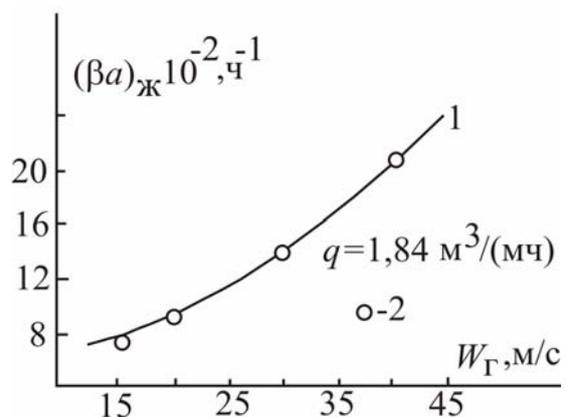
Объемный коэффициент массоотдачи в орошаемой трубке на основе (6.3.28) запишется в виде [50]

$$(\beta \alpha_{\text{ж}}) = \frac{\beta_{\text{ж}} F}{V} = \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{\pi \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} \text{Sc}_{\text{ж}}} \right)^{0,5}. \quad (6.3.29)$$

В уравнениях (6.3.28) и (6.3.29) с достаточной точностью можно принять значение F как для гладкой пленки, поскольку известно, что даже для режимов соответствующих турбулентному течению, увеличение площади межфазной поверхности вследствие наличия на ней волн является незначительным [27, 87].

Расчеты коэффициентов массоотдачи по уравнениям (6.3.28) и (6.3.29) с значениями параметров $R_{1\text{ж}}$ (6.2.4) и (3.5.4), где скорость $\bar{U}_{\text{Гр}}$ определяется по выражениям (3.5.25) и (6.3.27), показывают, что при небольших числах Рейнольдса, соответствующих началу турбулентного движения $\text{Re}_{\text{пл}} \approx 1600 - 2000$, наилучшее согласование с опытными данными получено с значением $R_{1\text{ж}}$ (3.5.4) и граничной скоростью (6.3.27). При $\text{Re}_{\text{пл}} \geq 2000$ уравнения (3.5.4) и (6.2.4) дают примерно одинаковые результаты. Графическая зависимость объемного коэффициента массоотдачи от скорости газа в цилиндрическом канале показана на рис. 6.16 и 6.17.

Рис. 6.16. Зависимость коэффициента массоотдачи в нисходящем осевом потоке от скорости газа в трубке: 1 – расчет по уравнению (6.3.29); 2 – эксперимент [60]. Процесс десорбции O_2 из воды воздухом



Согласование расчетных [50] и опытных значений кинетических характеристик турбулентной пленки в осевых дисперсно-кольцевых потоках в большинстве случаев находится в пределах $\pm 10-15\%$.

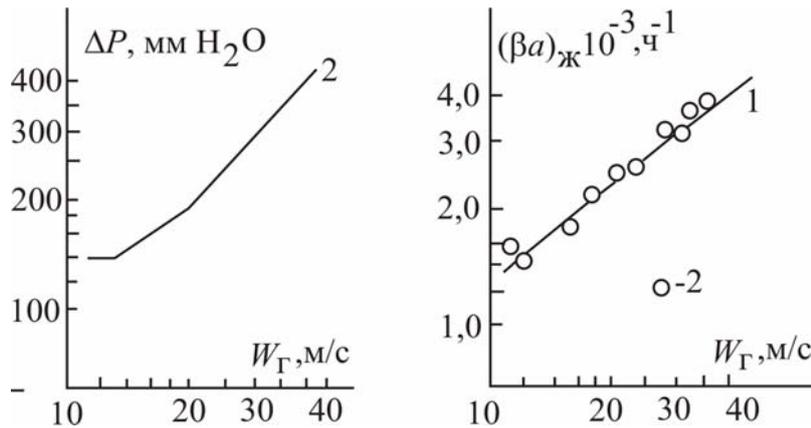


Рис. 6.17. Перепад давления и коэффициент массоотдачи в восходящем осевом потоке:
 1 – расчет по уравнению (6.3.29); 2 – опытные данные [60, 101]; $q = 2,43 \text{ м}^3/(\text{м} \cdot \text{ч})$

В случае многокомпонентного переноса диагональная матрица коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе определяется по уравнениям (3.4.9) или (3.4.10). Подставляя в данные выражения u_* (6.3.4), получим

при $L_i > 0$

$$(La)_{\text{ж}} = \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}i}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{\pi \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}i}} \right)^{0,5}, \quad (6.3.30)$$

при $L_i < 0$

$$(La)_{\text{ж}} = - \frac{2(d - 2\delta_0)}{d^2 H \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}i}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{\pi \rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}i}} \right)^{0,5}. \quad (6.3.31)$$

Коэффициент массоотдачи в газовой фазе трубчатого контактного устройства можно вычислить по уравнению (3.3.47) с безразмерной толщиной вязкого подслоя $R_{1\Gamma}$ (6.3.7) и динамической скоростью (6.3.4), а в случае многокомпонентного переноса – по выражениям (3.4.11) или (3.4.12) [44].

При известных значениях $\beta_{\text{ж}}$ и β_{Γ} коэффициенты массопередачи вычисляются по известным уравнениям аддитивности фазовых сопротивлений.

Аналогично, используя уравнения (3.3.46) и (3.3.48), можно определить коэффициенты теплоотдачи и теплопередачи в дисперсно-кольцевом потоке.

6.4. Закрученные (вихревые) дисперсно-кольцевые потоки газа и жидкости

Повышение эффективности процессов в трубчатых контактных устройствах осуществляется путем закрутки газожидкостного потока специальными завихрителями [56, 59–61, 95, 102].

Рассмотрим [49–51] винтовое движение пленки жидкости и газа в трубке с ленточным завихрителем.

Динамическая скорость в закрученном потоке

В закрученном турбулентном газожидкостном потоке в результате действия центробежных сил происходит разделение фаз на пристенный жидкостный слой средней толщины δ_0 и центральное газовое ядро.

Выразим динамическую скорость в трубке с ленточным завихрителем через перепад давления, обусловленный трением газа и жидкости на межфазной поверхности турбулентной пленки.

Перепад давления в закрученном дисперсно-кольцевом потоке газа и жидкости включает в себя, кроме отмеченных в разделе 6.3 сопротивлений, гидравлическое сопротивление на закрутку газового потока $\Delta P_{\text{зак}}$:

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{уск}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ун}} + \Delta P_{\text{тр}} + \Delta P_{\text{зак}}. \quad (6.4.1)$$

При винтовом движении фаз со скоростью $W_{\Gamma} < 30$ м/с не наблюдается срыва капель жидкости с поверхности пленки [60]. Срыву и уносу жидкости препятствует центробежная сила, возникающая при вращении газожидкостного потока. Если скорость газа $W_{\Gamma} > 30$ м/с, то наблюдается срыв частиц жидкости с поверхности пленки, которые, однако, под действием центробежной силы снова прижимаются к пленке [60]. Следовательно, составляющие потери давления $\Delta P_{\text{уск}}$, $\Delta P_{\text{ср}}$ и $\Delta P_{\text{ун}}$ пренебрежимо малы по сравнению с $\Delta P_{\text{ор}}$ и их значения можно не учитывать.

Перепад давления $\Delta P_{\text{зак}}$, вызванный закруткой газового потока и трением о поверхность ленточного завихрителя, найдем из выражений представленных в работах [103, 104].

При известном значении $\Delta P_{\text{зак}}$ перепад давления, обусловленный трением газа и жидкости, будет равен

$$\Delta P_{\text{тр}} = \Delta P_{\text{ор}} - \Delta P_{\text{зак}}. \quad (6.4.2)$$

Запишем условие баланса сил, действующих на газовый поток в проекции на вертикальную ось

$$\Delta P_{\text{тр}} S_{\Gamma} = \tau F \cos \theta, \quad (6.4.3)$$

где площадь свободного сечения трубки имеет значение

$$S_{\Gamma} = \frac{\pi}{4} (d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}}, \quad (6.4.4)$$

где $b_{\text{ЛЗ}}, \delta_{\text{ЛЗ}}$ – ширина и толщина ленточного завихрителя, м.

Движение пленки жидкости во внутренней поверхности контактной трубки происходит по спирали с углом подъема винтовой линии

$$\theta = \arctg \frac{\pi d}{S_{\text{ЛЗ}}}.$$

Из уравнения баланса (6.4.3) получим значение динамической скорости в газовой ($i=\Gamma$) и жидкой ($i=\text{ж}$) фазах [50]

$$u_{*i} = \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[\frac{\pi}{4} (d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{ЛЗ}} \right]}{F \rho_i \cos \theta} \right)^{0,5}. \quad (6.4.5)$$

Динамическую скорость в закрученном дисперсно-кольцевом потоке также можно определить на основе диссипируемой энергии, используя выражения (6.3.5)–(6.3.8).

Коэффициенты массоотдачи в закрученном потоке

Коэффициент массоотдачи в закрученной турбулентной пленке найдем по уравнению (3.3.45) с динамической скоростью (6.4.5):

$$\beta_{\text{ж}} = \frac{1}{\arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[\frac{\pi}{4} (d - 2\delta_0)^2 - (b\delta)_{\text{лз}} \right]}{\rho_{\text{ж}} F R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}} \cos \theta} \right)^{0,5} \quad (6.4.6)$$

Объемный коэффициент массоотдачи в жидкой фазе на основе выражения (6.4.6) запишется в виде [50]

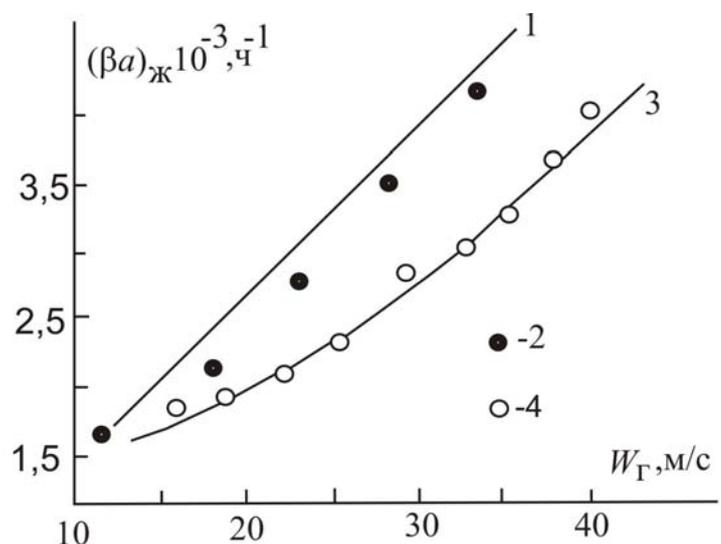
$$(\beta\alpha)_{\text{ж}} = \frac{4}{\pi d^2 H \arctg \sqrt{R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}}}} \left(\frac{\Delta P_{\text{тр}} F S_{\Gamma}}{\rho_{\text{ж}} R_{1\text{ж}} Sc_{\text{ж}} \cos \theta} \right)^{0,5}, \quad (6.4.7)$$

где значение F примем как для гладкой пленки.

В формулах (6.4.6), (6.4.7) безразмерную толщину вязкого подслоя $R_{1\text{ж}}$ можно определить по уравнению (3.5.4) с граничной скоростью, определенной по (6.3.27) или (3.5.25), что дает примерно одинаковые результаты.

Уравнения (6.4.6), (6.4.7) проверены [49–51] при расчете коэффициентов массоотдачи в коротких цилиндрических каналах при восходящем и нисходящем движении фаз с различным шагом завихрителя. Перепад давления получен экспериментально в работах [59, 60, 101], а толщина пленки определялась по эмпирическим выражениям [56, 89]. Результаты расчета коэффициентов массоотдачи (6.4.6), (6.4.7) для процесса десорбции кислорода из воды воздухом и сравнение с опытными данными [59, 60, 65, 101, 105] представлены на рис. 6.18, 6.19.

Рис. 6.18. Зависимость объемных коэффициентов массоотдачи в трубке с ленточным завихрителем от скорости газа: 1,3 – расчет по уравнению (6.4.7); 2,4 – эксперимент [59]. 1,2 – шаг завихрителя 0,062 м; 3,4 – 0,118 м. Длина трубки – 0,2 м; диаметр – 0,0168 м



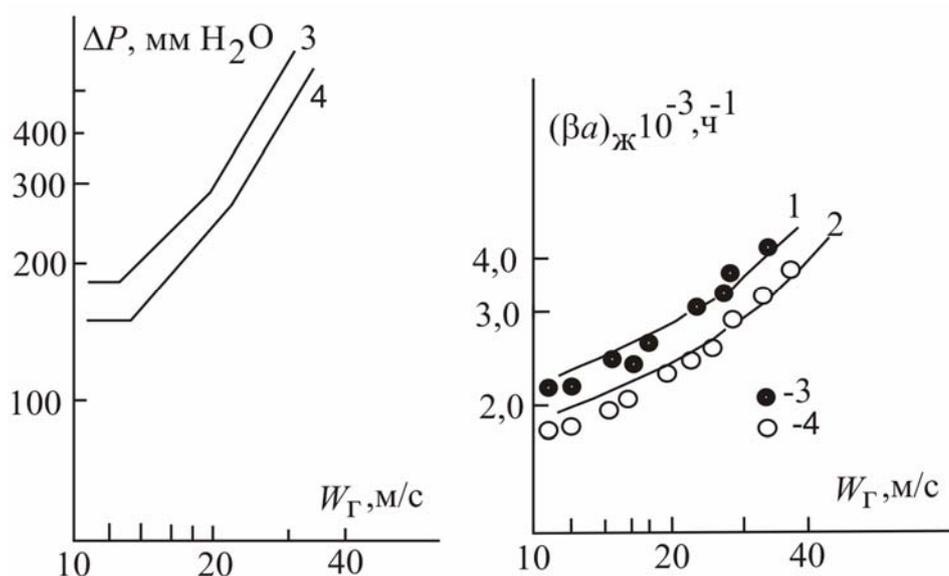


Рис. 6.19. Перепад давления и массоотдача в трубке с ленточным завихрителем: 1,2 – расчет по уравнению (6.4.7); 3,4 – эксперимент [101, 105]. Длина трубки – 0,15 м; диаметр – 0,0168 м

Коэффициент массоотдачи в газовой фазе закрученного потока газа и жидкости определяется по уравнению (3.3.47) с использованием параметра пограничного слоя (6.3.7).

Аналогичным путем, на основе уравнений (3.4.9) – (3.4.12), можно вычислить коэффициенты многокомпонентного переноса в двухфазной турбулентной системе [44].

Уравнения модели массоотдачи в закрученной турбулентной пленке жидкости проверены в следующем диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров; $q_{\text{ж}} = 1,35 - 3,32 \text{ м}^3/\text{м} \cdot \text{ч}$; $W_{\Gamma} = 14 - 45 \text{ м/с}$; $H/d \leq 20$. Абсолютное большинство результатов расчета объемных коэффициентов согласуются с экспериментальными данными в пределах $\pm 20\%$.

6.5. Дисперсно-кольцевые потоки в каналах с шероховатыми стенками

Одним из способов интенсификации процессов массо- и теплоотдачи является применение искусственной шероховатости рабочей поверхности контактного устройства. Установлено [106–114], что движение пленки жидкости по стенке с шероховатой поверхностью приводит к увеличению гидравлического сопротивления, толщины пленки и кинетических характеристик двухфазной среды.

Рассмотрим применение уравнений математической модели дисперсно-кольцевого потока (раздел 6.3) для определения коэффициентов массоотдачи в цилиндрических каналах с искусственной шероховатостью прямоугольного профиля [115].

Динамическая скорость в канале с шероховатой стенкой

Гидравлическое сопротивление дисперсно-кольцевого потока в канале с шероховатой поверхностью имеет следующие основные составляющие:

$$\Delta P_{\text{ор}} = \Delta P_{\text{уск}} + \Delta P_{\text{ср}} + \Delta P_{\text{ун}} + \Delta P_{\text{тр}}, \quad (6.5.1)$$

где, согласно данным [112], составляющая перепада давления $\Delta P_{\text{ср}}$, обусловленная срывом капель с поверхности пленки, составляет не более 2 % от $\Delta P_{\text{ор}}$, а потери давления $\Delta P_{\text{ун}}$ на ускорение и транспорт сорванных с межфазной поверхности капель, без учета скорости скольжения составляют до 15 – 18 % от $\Delta P_{\text{ор}}$. Потери давления на ускорение пленки жидкости не превышают 0,25 % от общего перепада давления. Следовательно, можно сделать вывод о том, что основной вклад в гидравлическое сопротивление орошаемого канала вносит трение газового потока о негладкую межфазную поверхность пленки.

Если записать условие баланса сил, действующих на газовый поток в трубчатом контактном устройстве, аналогично (6.3.3) со значением площади межфазной поверхности как для гладкой пленки, то получим известное выражение [111, 112]

$$u_{*i} = \left\{ \frac{\Delta P_{\text{тр}} \pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4F\rho_i} \right\}^{0,5}, \quad (6.5.2)$$

где h – высота выступа шероховатости, м; δ^* – толщина пленки над выступом, м; индексы: $i=\text{г}$ – газовая фаза, $i=\text{ж}$ – жидкая фаза.

Течение пленки жидкости по стенке с элементами шероховатости приводит к волнообразованию на межфазной поверхности, поэтому уравнение (6.5.2) является приближенным. В этом случае воспользуемся

подходом расчета средней динамической скорости на основе использования средней диссипируемой энергии газового потока (6.3.6) – (6.3.8), где значение $\bar{\varepsilon}$ запишем с учетом изменения сечения канала за счет шероховатых стенок и пленки жидкости [115]

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P_{\text{тр}} \pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2 \bar{W}_{\Gamma}}{4V_1}. \quad (6.5.3)$$

Здесь

$$V_1 = \frac{\pi H}{4} \left\{ \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2 - \left[d - 2(h + \delta^* + R_{1\Gamma} v_{\Gamma} / u_{*\Gamma}) \right]^2 \right\}.$$

В случае $d \gg 2(h + \delta^*)$ объем вязкого подслоя газовой фазы можно вычислить по формуле:

$$V_1 = \pi H \left[d - 2(h + \delta^*) \right] R_{1\Gamma} v_{\Gamma} / u_{*\Gamma}.$$

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в шероховатом канале

Анализ с целью выбора функции $D_{\Gamma}(y)$ с использованием уравнения (6.3.12) для определения коэффициента массоотдачи в шероховатом канале показывает (раздел 6.3), что наилучшие результаты дает зависимость вида (3.3.49), где безразмерная толщина вязкого подслоя вычисляется из решения системы уравнений (3.5.4), (6.3.14). В этом случае коэффициент массоотдачи в жидкой фазе найдем по уравнению (3.3.45), а в газовой фазе по формуле (3.3.47).

В табл. 6.5 приведено сопоставление экспериментальных коэффициентов массоотдачи [112] с расчетными данными [115] по выражению (3.3.45), а также значения $\beta_{\text{ж}}$, полученные в работе [14] по теоретическому уравнению, которое содержит волновые параметры пленочного течения по шероховатой стенке. Из таблицы следует, что

уравнение (3.3.45) в ряде случаев дает результаты, которые лучше согласуются с экспериментальными данными.

Т а б л и ц а 6.5

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи при десорбции кислорода из воды в трубке с элементами шероховатости прямоугольного профиля в восходящем дисперсно-кольцевом потоке ($H=0,15$ м; $d=0,0168$ м; $h=3 \cdot 10^{-4}$ м)

$W_{\Gamma}, \text{м/с}$	$q_{\text{ж}}, \text{м}^3/\text{м} \cdot \text{ч}$	Коэффициент массоотдачи, $\beta_{\text{ж}} \cdot 10^3, \text{м/с}$		
		по данным [14]	по формуле (3.3.45)	эксперимент [112]
20,09	1,656	2,090	2,322	2,240
24,44	-//-	2,234	2,829	2,637
31,20	-//-	2,419	3,637	3,601
20,05	-//-	2,044	2,404	2,276
24,35	-//-	2,182	2,884	2,885

Так как движение пленки жидкости по шероховатой поверхности приводит к некоторому увеличению площади межфазной поверхности, по сравнению с гладкой пленкой, значение F найдем из уравнения

$$\Delta P_{\text{тр}} \frac{\pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4} = \tau F. \quad (6.5.4)$$

Отсюда следует

$$F = \Delta P_{\text{тр}} \frac{\pi \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{4u_{*j}^2 \rho_{\text{ж}}}. \quad (6.5.5)$$

На основе формул (3.3.45) и (6.5.5) выражение для расчета объемного коэффициента массоотдачи в трубчатом контактном устройстве имеет вид [115]

$$(\beta\alpha)_{\text{ж}} = \frac{\beta_{\text{ж}} F}{V} = \frac{\Delta P_{\text{тр}} \left[d - 2(h + \delta^*) \right]^2}{d^2 \text{Nu}_{* \text{ж}} \rho_{\text{ж}} \arctg \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \text{Sc}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \text{Sc}_{\text{ж}}}. \quad (6.5.6)$$

Результаты расчета по уравнению (6.5.6) приведены на рис. 6.20.

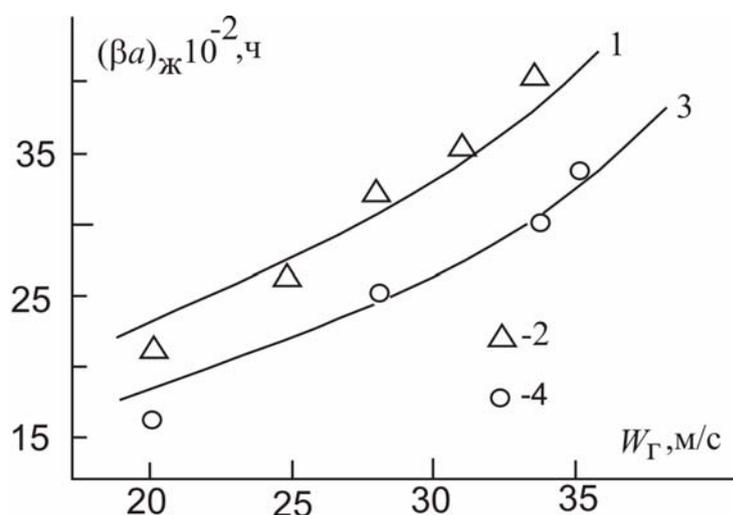


Рис. 6.20. Расчетные – 1,3 и экспериментальные – 2,4 [112] значения коэффициентов массоотдачи в шероховатом канале: 1,2 – расход жидкости 2,16 м³/м·ч; 3,4 – 1,65 м³/м·ч; шаг между элементами шероховатости $h=4 \cdot 10^{-4}$ м

Коэффициент массоотдачи в газовой фазе можно вычислить по уравнению (3.3.47).

При известных значениях коэффициентов массоотдачи в жидкой и газовой фазах коэффициенты массопередачи определяются по уравнениям аддитивности фазовых сопротивлений.

6.6. Пример расчета насадочного абсорбера

В данном разделе показан пример использования уравнений (6.1.5) и (6.1.8) при расчете насадочного абсорбера.

Задача:

Рассчитать насадочный абсорбер с керамическими кольцами Рашига 35×35 мм со свободным объёмом $\varepsilon_{\text{св}}=0,78$ и удельной поверхностью $a_V=140$ для абсорбции смеси азота и ацетилена водой при $t=20$ °С и $p=765$ мм рт.

ст. Начальная концентрация ацетилена в азоте $y_H=0,284$ мольных долей, конечная концентрация ацетилена в азоте $y_K=0,0284$ мольных долей. Массовый расход газовой смеси $G=0,24$ кг/с. Начальная концентрация ацетилена в жидкости (воде) $X_H=0$.

Порядок расчета:

Степень извлечения

$$\varphi = \frac{(y_H - y_K)}{y_H} = \frac{0,284 - 0,0284}{0,284} = 0,9.$$

Относительная массовая концентрация

$$\bar{Y}_H = \frac{M_a y_H}{M_b (1 - y_H)} = \frac{26 \cdot 0,284}{28(1 - 0,284)} = 0,3683 \frac{\text{кг} \cdot \text{C}_2\text{H}_2}{\text{кг} \cdot \text{N}_2},$$

$$\bar{Y}_K = \frac{M_a y_K}{M_b (1 - y_K)} = \frac{26 \cdot 0,0284}{28(1 - 0,0284)} = 0,0271 \frac{\text{кг} \cdot \text{C}_2\text{H}_2}{\text{кг} \cdot \text{N}_2},$$

где $M_a=26$ – молекулярная масса ацетилена, $M_b=28$ – молекулярная масса азота.

Количество переданной массы M :

$$M = \bar{G}(\bar{Y}_H - \bar{Y}_K) = 0,175 \cdot (0,3683 - 0,0271) = 0,059 \text{ кг/с},$$

где $\bar{G} = G_H \left(1 - \frac{M_a y_H}{M_{\text{смг}}} \right) = 0,24 \left(1 - \frac{26 \cdot 0,284}{27,432} \right) = 0,175 \text{ кг/с}.$

Молекулярная масса смеси газов $M_{\text{смг}}$:

$$M_{\text{смг}} = (M_a y_H + M_b (1 - y_H)) = 26 \cdot 0,284 + 28 (1 - 0,284) = 27,432 \text{ кмоль/кг}.$$

Коэффициент распределения для ацетилена в азоте

$$m = \frac{E}{p},$$

где E – константа Генри, зависящая от температуры, а также от природы газа и жидкости, $E=0,92 \cdot 10^6$; p – давление газовой смеси.

$$m = \frac{0,92 \cdot 10^6}{765 \cdot 28,4} = 42,35 \left(\frac{\text{МОЛЬН. Д.}}{\text{МОЛЬН. Д.}} \right),$$

$$\bar{m} = m \frac{M_{\text{СМЖ}}}{M_{\text{СМГ}}} = 42,35 \frac{18}{27,432} = 27,789 \frac{\text{МАСС. Д.}}{\text{МАСС. Д.}}$$

Минимальный расход жидкого поглотителя \bar{L}_{min} :

$$\bar{L}_{\text{min}} = \frac{M}{\bar{X}_{\text{к}}^* - \bar{X}_{\text{н}}} = \frac{0,059}{0,013 - 0} = 4,538 \text{ кг/с},$$

где $\bar{X}_{\text{к}}^* = \bar{Y}_{\text{н}} / \bar{m} = \frac{0,3683}{27,789} = 0,013 \text{ кг C}_2\text{H}_2 / \text{кг H}_2\text{O}$.

Рабочий расход поглотителя \bar{L} :

$$\bar{L} = \phi \bar{L}_{\text{min}} = 1,5 \cdot 4,538 = 6,807 \text{ кг/с}.$$

Концентрация поглотителя в жидкости на выходе $\bar{X}_{\text{к}}$

$$\bar{X}_{\text{к}} = \bar{X}_{\text{н}} + \frac{M}{\bar{L}} = 0 + \frac{0,059}{6,807} = 0,0087 \text{ кг C}_2\text{H}_2 / \text{кг H}_2\text{O}.$$

Для данной насадки – кольца Рашига в навал с параметрами $\varepsilon_{\text{св}} = 0,78 \text{ м}^3 / \text{м}^3$, $a_v = 140 \text{ м}^2 / \text{м}^3$ – уравнение для расчета скорости захлебывания имеет вид [18]

$$\lg \left(\frac{W_3^2 a_v \rho_{\Gamma} \mu_{\text{ж}}^{0,16}}{g \varepsilon_{\text{св}}^3 \rho_{\text{ж}}} \right) = -0,073 - 1,75 \left(\frac{\bar{L}}{\bar{G}} \right)^{0,25} \left(\frac{\rho_{\Gamma}}{\rho_{\text{ж}}} \right)^{0,125},$$

$$\lg \left(\frac{W_3^2 \cdot 140 \cdot 1,215 \cdot 1^{0,16}}{9,81 \cdot 0,78^3 \cdot 1000} \right) = -0,073 - 1,75 \cdot \left(\frac{6,807}{0,175} \right)^{0,25} \cdot \left(\frac{1,215}{1000} \right)^{0,125}$$

или

$$\lg(0,0365 \cdot W_3^2) = -1,966.$$

Отсюда

$$W_3 = \sqrt{\frac{10^{-1,966}}{0,0365}} = 0,544 \text{ м/с},$$

где $\rho_{\text{ж}} = 1000 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $\rho_{\text{г}} = 1,215 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $\mu_{\text{ж}} = 1 \text{ мПа} \cdot \text{с}$.

Рабочая скорость газа W для непенящихся жидкостей

$$W = bW_3 = 0,75 \cdot 0,5443 = 0,408 \text{ м/с}.$$

Диаметр колонны $D_{\text{к}}$:

$$D_{\text{к}} = \sqrt{\frac{G}{\rho_{\text{г}} 0,785W}} = \sqrt{\frac{0,24}{1,215 \cdot 0,785 \cdot 0,4082}} = 0,785 \text{ м}.$$

Выбираем по каталогу стандартную колонну диаметром $D_{\text{ст}} = 0,8 \text{ м}$.
Тогда площадь колонны

$$S_{\text{к}} = \frac{\pi D_{\text{гост}}^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0,8^2}{4} = 0,503 \text{ м}^2.$$

Уточняем скорость газа $W = G / (\rho_{\text{г}} S_{\text{к}})$; ($W = 0,4 \text{ м/с}$).

Средняя движущая сила массопередачи $\Delta \bar{Y}_{\text{ср}}$:

$$\Delta Y_{\text{ср}} = \frac{\Delta \bar{Y}_{\text{н}} - \Delta \bar{Y}_{\text{к}}}{\ln \frac{\Delta \bar{Y}_{\text{н}}}{\Delta \bar{Y}_{\text{к}}}} = \frac{0,1265 - 0,0271}{\ln \frac{0,1265}{0,0271}} = 0,065 \text{ кг C}_2\text{H}_2 / \text{кг N}_2,$$

где $\Delta \bar{Y}_{\text{н}} = \bar{Y}_{\text{н}} - \bar{Y}_{\text{н}}^* = 0,3683 - 0,2418 = 0,1265 \text{ кг C}_2\text{H}_2 / \text{кг N}_2$,

$$\Delta \bar{Y}_{\text{к}} = \bar{Y}_{\text{к}} - \bar{Y}_{\text{к}}^* = 0,0271 - 0 = 0,0271 \text{ кг C}_2\text{H}_2 / \text{кг N}_2.$$

$$\bar{Y}_{\text{н}}^* = \bar{m} \bar{X}_{\text{к}} = 27,789 \cdot 0,0087 = 0,2418; \bar{Y}_{\text{к}}^* = \bar{m} \bar{X}_{\text{н}} = 27,789 \cdot 0 = 0.$$

Число единиц переноса $n_{ог}$:

$$n_{ог} = \frac{\bar{Y}_H - \bar{Y}_K}{\Delta \bar{Y}_{ср}} = \frac{0,3683 - 0,0271}{0,065} = 5,25.$$

Далее для вычисления коэффициентов массоотдачи β_Γ (1.6.8) и $\beta_{ж}$ (6.1.5) ведется расчет следующих характеристик.

Критерий Рейнольдса газа Re_Γ :

$$Re_\Gamma = \frac{4W \rho_\Gamma}{a_\nu \mu_\Gamma} = \frac{4 \cdot 0,4 \cdot 1,215}{140 \cdot 1,8 \cdot 10^{-5}} = 787,$$

где $\mu_\Gamma = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Па·с.

Коэффициент гидравлического сопротивления λ (1.4.10):

$$\lambda = \frac{16}{Re_\Gamma^{0,2}} = \frac{16}{787^{0,2}} = 4,216.$$

Сопротивление сухого насадочного слоя $\Delta \bar{P}'_{сух}$ высотой один метр (1.4.8):

$$\Delta P'_{сух} = \lambda \frac{1}{d_{эКВ}} \frac{\rho_\Gamma \left(\frac{W}{\varepsilon_{сВ}} \right)^2}{2} = 40216 \frac{1}{0,0223} \times$$

$$\times \frac{1,215 \left(\frac{0,4}{0,78} \right)^2}{2} = 31,4 \text{ Па/м},$$

где $d_{эКВ} = \frac{4\varepsilon_{сВ}}{a_\nu} = \frac{4 \cdot 0,78}{140} = 0,0223$ м.

Сопротивление орошаемого насадочного слоя $\Delta P'_{ор}$ (1.4.11):

$$\Delta P'_{ор} = \Delta P'_{сух} 10^{b'q} = 31,4 \cdot 10^{184 \cdot 0,0135} = 9587,4 \text{ Па/м},$$

$$\text{где } q = \frac{\bar{L}}{S_k \rho_{\text{ж}}} = \frac{6,807}{0,5026 \cdot 1000} = 0,0135 \text{ м/с.}$$

Коэффициент смачиваемости поверхности насадки ψ_w (1.4.6):

$$\psi_w = 1 - \exp\left(-0,16 \cdot 385,714^{0,4}\right) = 0,82,$$

$$\text{где } \text{Re}_{\text{ж}} = \frac{4q\rho_{\text{ж}}}{a_v \mu_{\text{ж}}} = \frac{4 \cdot 0,0135 \cdot 1000}{140 \cdot 1 \cdot 10^{-3}} = 385,7.$$

Диссипация энергии газового потока $\varepsilon_{\Gamma-\text{ж}}$ по (6.1.7):

$$\varepsilon_{\Gamma-\text{ж}} = \frac{\Delta P'_{\Gamma-\text{ж}} W}{\varepsilon_{\text{св}} - \delta_{\text{ж}}} = \frac{9582,193 \cdot 0,4}{0,78 - 0,07338} = 5535,438 \text{ Вт/м}^3,$$

где

$$\Delta P'_{\Gamma-\text{ж}} = \Delta P'_{\text{ор}} - \Delta P'_{\text{сух}}(1 - \psi_w) = 9587,4 - 31,4 \cdot (1 - 0,82) = 9582 \text{ Па/м.}$$

Задержка жидкости по (1.4.1)

$$\delta_{\text{жст}} = b_2 d_{\text{ш}}^{-p} \mu_{\text{ж}}^m \sigma^n \rho_{\text{ж}}^{-0,37} =$$

$$= 0,00005 \cdot (0,047)^{-1,21} \cdot (1 \cdot 10^{-3})^{0,02} \cdot (0,0728)^{0,99} (1000)^{-0,37} = 1,021 \cdot 10^{-5},$$

$$d_{\text{ш}} = \sqrt{\frac{a_v}{\pi N}} = \sqrt{\frac{140}{3,14 \cdot 20200}} = 0,047 \text{ м, } \sigma_{\text{ж}} = 0,0728 \text{ Н/м.}$$

Критерий Галилея Ga:

$$\text{Ga} = \frac{g \rho_{\text{ж}}^2}{\mu_{\text{ж}}^2 a_v^3} = \frac{9,81 \cdot 1000^2}{(1 \cdot 10^{-3})^2 140^3} = 3575072,9;$$

$$\delta_{\text{жд}} = 0,38 \text{Re}_{\text{ж}}^{0,56} \text{Ga}^{-0,33} = 0,38 \cdot 385,714^{0,56} \cdot 3575072,9^{-0,33} = 0,07337;$$

$$\delta_{\text{ж}} = \delta_{\text{жст}} + \delta_{\text{жд}} = 1,012 \cdot 10^{-5} + 0,07337 = 0,07338.$$

Коэффициент массоотдачи в газе β_{Γ} (6.1.8):

$$\beta_{\Gamma} = 0,013 \frac{\left(\varepsilon_{\Gamma-\text{ж}} \frac{v_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}} \right)^{0,25}}{\text{Sc}_{\Gamma}^{\frac{2}{3}} q^{0,4}} = 0,013 \frac{\left(5535,438 \frac{1,48 \cdot 10^{-5}}{1,215} \right)^{0,25}}{1,08^{0,667} (0,0135)^{0,4}} = 0,0352 \text{ м/с},$$

$$\text{при } \text{Sc}_{\Gamma} = \frac{v_{\Gamma}}{D_{\Gamma}} = \frac{1,48 \cdot 10^{-5}}{1,37 \cdot 10^{-5}} = 1,08; \quad v_{\Gamma} = \frac{\mu}{\rho} = \frac{1,8 \cdot 10^{-5}}{1,215} = 1,48 \cdot 10^{-5},$$

где коэффициент диффузии в газовой фазе

$$D_{\Gamma} = \frac{4,3 \cdot 10^{-7} T^{\frac{3}{2}}}{P \left(V_A^{\frac{1}{3}} + V_B^{\frac{1}{3}} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}} =$$

$$= \frac{4,3 \cdot 10^{-2} 293^{\frac{3}{2}}}{765 \cdot 133,3 \left(37^{\frac{1}{3}} + 31,2^{\frac{1}{3}} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{26} + \frac{1}{28}} = 1,37 \cdot 10^{-5}.$$

Коэффициент массоотдачи в жидкости $\beta_{\text{ж}}$ по (6.1.5):

$$\beta_{\text{ж}} = 0,68 \sqrt{\frac{q a_{\nu} \Psi_{\text{М}} D_{\text{ж}}}{\varepsilon_{\text{св}} \delta_{\text{жд}}}} = 0,68 \sqrt{\frac{0,0135 \cdot 140 \cdot 0,82 \cdot 1,8 \cdot 10^{-9}}{0,78 \cdot 0,07337}} = 1,12 \cdot 10^{-4},$$

где коэффициент диффузии в жидкости

$$D_{\text{ж}} = \frac{1 \cdot 10^{-6}}{AB \sqrt{\mu_{\text{ж}}} \left(\frac{1}{V_A^3} + \frac{1}{V_B^3} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}} =$$

$$= \frac{1 \cdot 10^{-6}}{1 \cdot 4,7 \cdot \sqrt{1} \cdot \left(37^3 + 18,9^3 \right)^2} \sqrt{\frac{1}{26} + \frac{1}{18}} = 1,8 \cdot 10^{-9}, \text{ м}^2/\text{с}.$$

Коэффициент массопередачи $K_{\text{ог}}$:

$$K_{\text{ог}} = \frac{1}{\frac{1}{\beta_{\Gamma}} + \frac{\bar{m}(\rho_{\Gamma}/\rho_{\text{ж}})}{\beta_{\text{ж}}}} = \left[\left(\frac{1}{0,0352} \right) + \left(27,789 \frac{1,215/1000}{1,12 \cdot 10^{-4}} \right) \right]^{-1} = 0,003 \text{ м/с}.$$

Высота единиц переноса $h_{\text{ог}}$:

$$h_{\text{ог}} = \frac{\bar{G}}{\rho_{\Gamma} K_{\text{ог}} S_{\text{к}} a_{\nu} \psi_a} = \frac{0,175}{1,215 \cdot 0,003 \cdot 0,5026 \cdot 140 \cdot 0,745} = 0,916, \text{ м},$$

где коэффициент активной поверхности массоотдачи [18]:

$$\psi_a = A_3 W_{\text{ж}}^{0,455} (\sigma)^{-m_3} = 2,26 \cdot 13,5^{0,455} \cdot (0,0728 \cdot 10^3)^{-0,535} = 0,745,$$

при $W_{\text{ж}} = q \cdot \rho_{\text{ж}} = 0,0135 \cdot 1000 = 13,5$ и $m_3 = b_3 d_{\text{нас}}^{-p_3} = 0,83 \cdot 2,5^{-0,48} = 0,535$.

Высота слоя насадки H :

$$H = h_{\text{ог}} n_{\text{ог}} = 0,916 \cdot 5,25 = 4,81 \text{ м}.$$

Поверхность массопередачи F определяется по выражениям:

$$F = a_{\nu} \psi_a S_{\text{к}} H = 140 \cdot 0,745 \cdot 0,5026 \cdot 4,65 = 243,76 \text{ м}^2,$$

$$F = \frac{M}{K_{ог} \Delta \bar{Y}_{ср} \rho_{г}} = \frac{0,059}{0,003 \cdot 0,065 \cdot 1,215} = 249,02 \text{ м}^2.$$

Поверхности массопередачи F , рассчитанные по данным формулам, согласуются с погрешностью около 2 %, следовательно, расчет выполнен правильно.

6.7. Выводы о результатах моделирования и расчета массо- и теплоотдачи в аппаратах пленочного типа

Насадочные колонны

Массоотдача в жидкой фазе

Точность расчета коэффициентов $\beta_{ж}$ по уравнениям (6.1.5) и (6.1.6) для различных типов насадок зависит от точности экспериментального определения двух параметров – коэффициента смачиваемости поверхности насадки ψ_w и динамической составляющей задержки жидкости $\epsilon_{жд}$ в слое насадочных элементов. Проведенные расчеты данных параметров по эмпирическим выражениям различных авторов (раздел 1.4), а также анализ данных, представленных в работе [18], показывают, что значения ψ_w (или $\epsilon_{жд}$) в ряде случаев могут отличаться на 50 – 60 % для однотипных насадочных элементов. Поэтому при гидравлическом испытании насадочных колонн основное внимание следует уделять исследованию зависимости коэффициентов ψ_w и $\epsilon_{жд}$ от конструктивных и режимных параметров процесса и физических свойств системы.

Зависимость $\beta_{ж}$ от режимных параметров. Пленочный режим работы насадочной колонны характеризуется значительной зависимостью $\beta_{ж}$ от расхода жидкости и очень слабой – от скорости газа. Экспериментальные значения коэффициентов $\beta_{ж}$, отнесенные к смоченной поверхности насадки, имеют следующую зависимость от расхода жидкости [18]:

$$\beta_{ж} \sim Q_{ж}^{0,5}.$$

В результате многочисленных расчетов установлено, что зависимость $\beta_{ж} \sim Q_{ж}$ в уравнениях (6.1.5) и (6.1.6) близка к степени 0,5. Это подтверждается графическими данными (см. рис. 6.2–6.5).

Зависимость от скорости газа. Зависимость коэффициента массоотдачи (6.1.5)-(6.1.6) от скорости газа в колонне может выражаться через ψ_w и $\varepsilon_{\text{ЖД}}$. Однако данные параметры при пленочном режиме практически не зависят от скорости газа в насадочной колонне [18, 23].

Зависимость от физических свойств жидкости. Зависимость коэффициентов $\beta_{\text{ж}}$ (6.1.5), (6.1.6) от коэффициента молекулярной диффузии имеет вид: $\beta_{\text{ж}} \sim D_{\text{ж}}^{0,5}$, что соответствует экспериментальным данным для насадочных колонн при пленочном режиме [23].

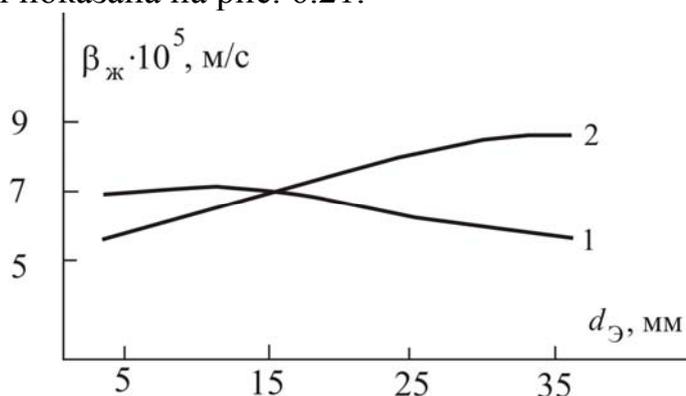
Влияние вязкости жидкости и поверхностного натяжения на $\beta_{\text{ж}}$ учитывается при расчете параметров ψ_w и $\varepsilon_{\text{ЖД}}$ по выражениям, приведенным в разделе 1.4.

Влияние конструкции насадки. Форма и размеры насадочных элементов оказывают заметное влияние на коэффициенты массоотдачи. Во многих экспериментальных работах [22, 23, 116] зависимость $\beta_{\text{ж}}$ от конструкции насадки выражается через эквивалентный диаметр, причем вид этой зависимости определяется отношением коэффициента $\beta_{\text{ж}}$ к геометрической или смоченной поверхности насадки. Если коэффициент массоотдачи отнесен к смоченной (или активной) поверхности, зависимость $\beta_{\text{ж}}$ от $d_{\text{э}}$ близка к степени 0,5.

В теоретических уравнениях (6.1.5) и (6.1.6) зависимость $\beta_{\text{ж}}$ от $d_{\text{э}}$ находится в степени, близкой к 0,5.

Результаты расчета $\beta_{\text{ж}}$ по уравнениям (6.1.5) и (6.1.6) находятся в пределах погрешности эксперимента для колец Рашига диаметром $d_{\text{н}}=10 - 25$ мм. При $d_{\text{н}} > 25$ мм расчетные значения $\beta_{\text{ж}}$ меньше экспериментальных на 40 – 60 %. Вероятно, в этом случае начинается образование волн на поверхности жидкой пленки, что не учитывается в данных уравнениях. Известно, что волнообразование увеличивает коэффициент массоотдачи в ламинарной пленке в 1,5 – 2 раза [14–16]. Зависимость коэффициента $\beta_{\text{ж}}$ от эквивалентного диаметра насадки показана на рис. 6.21.

Рис. 6.21. Зависимость коэффициента массоотдачи в жидкой фазе от эквивалентного диаметра насадки с кольцами Рашига: 1 – расчет по уравнению (6.1.5); 2 – расчет по уравнению Касаткина [20]



Из рисунка видно, что расхождение значений $\beta_{ж}$, рассчитанных по (6.1.5) с коэффициентом, вычисленному по критериальному уравнению, начинается при $d_э > 15$ мм, что соответствует диаметру кольца $d_H > 25$ мм. Это обстоятельство ограничивает область применения уравнений (6.1.5) и (6.1.6).

Массоотдача в газовой фазе

Точность вычисления коэффициентов массоотдачи в газовой фазе по уравнению (3.3.47) или (6.1.8) зависит от достоверности определения перепада давления в орошаемой насадке.

Зависимость от режимных параметров. В результате расчетов по уравнению (3.3.47) или (6.1.8) установлена следующая зависимость от скорости газа в насадочной колонне

$$\beta_{Г} \sim W_k^{0,8},$$

которая полностью соответствует опытным данным [15, 18, 21].

Влияние физических свойств газа. Согласно принятой модели затухания турбулентных пульсаций в вязком подслое из уравнения (3.3.47)

имеем $\beta_{Г} \sim D_{Г}^{\frac{2}{3}}$ (показатель $n=3$), что полностью согласуется с экспериментальными данными различных авторов [18, 23].

Зависимость коэффициента $\beta_{Г}$ от вязкости газа показана на рис. 6.22.

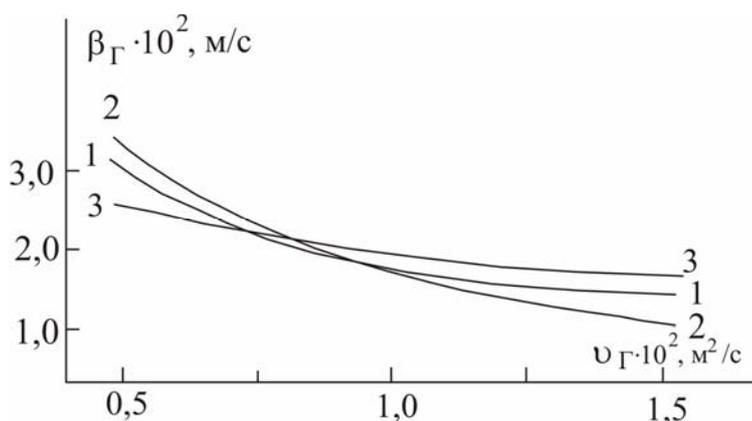


Рис. 6.22. Зависимость $\beta_{Г}$ от вязкости газа:

1 – расчет по уравнению (3.3.47); 2,3 – расчет по критериальным выражениям [18, 21]. Кольца Рашига – 15 мм. Скорость газа – 0,5 м/с

Зависимость от конструктивных параметров. Оценка влияния эквивалентного диаметра насадки на массоотдачу в газовой фазе, произведенная по данным различных авторов, носит противоречивый характер (рис. 6.23).

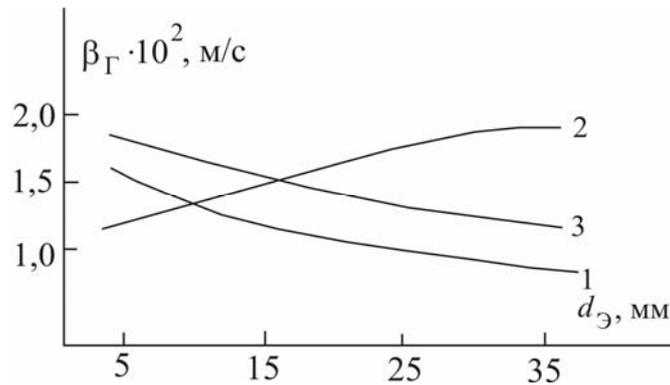


Рис. 6.23. Зависимость коэффициента β_G от эквивалентного диаметра насадки. Обозначения см. на рис. 6.22

На основе проведенных расчетов коэффициентов массоотдачи в жидкой и газовой фазах и удовлетворительного согласования $\pm(10 - 20 \%)$ с экспериментальными данными можно сделать вывод о том, что уравнения (6.1.5), (6.1.6), (3.3.47), (6.1.8) позволяют определять коэффициенты переноса в насадочных колоннах при пленочном режиме работы только по результатам гидравлического исследования.

Массо- и теплоотдача в турбулентной пленке

Режимы взаимодействия газового потока с турбулентной пленкой разделяются на слабый и сильный [39–41, 55, 56].

В режиме слабого взаимодействия фаз коэффициенты массо- и теплоотдачи практически не зависят от скорости газа, и их значения можно определить по формулам (6.2.3) и (6.2.14). Причем расчет $\alpha_{\text{ж}}$ по уравнению (6.2.3) дает зависимость $\alpha_{\text{ж}} \sim \text{Re}_{\text{пл}}^{0,25}$, что полностью соответствует опытным данным [14, 38–41].

В режиме сильного взаимодействия фаз коэффициенты массоотдачи $\beta_{\text{ж}}$, рассчитанные по (6.3.28), (6.4.6), зависят как от расхода жидкости, так и от скорости газа в контактной трубке. Результаты расчета $\beta_{\text{ж}}$ по данным уравнениям при различных значениях W_G и $q_{\text{ж}}$ согласуются с опытными данными.

Зависимость коэффициентов массоотдачи, рассчитанных по (6.2.14), (6.3.28) и (6.4.6), в турбулентной пленке от коэффициента молекулярной диффузии имеет вид $\beta_{\text{ж}} \sim D_{\text{ж}}^{0,5}$, что справедливо как для режима слабого, так и сильного взаимодействия фаз [39, 41, 56, 90, 99, 116].

Массоотдача в газовой фазе пленочных аппаратов характеризуется зависимостью $\beta_{ж} \sim D_{г}^{\frac{2}{3}}$ [18, 92, 116], что соответствует значению $n=3$ в функции (3.3.49). Удовлетворительное согласование с опытными данными обеспечивает уравнение (3.3.47).

Таким образом, на основе многочисленных расчетов коэффициентов массо- и теплоотдачи в пленочных аппаратах различных конструкций и согласования их с известными экспериментальными результатами следует вывод о том, что рассмотренное математическое описание [6–13, 48–51, 115, 117, 118] можно использовать в инженерной практике при решении задач проектирования или модернизации контактных устройств пленочного типа.

Л и т е р а т у р а

1. **Кафаров В.В.** Явление скачкообразного увеличения тепло- и массообмена между газовой и жидкой фазами в аппаратах с насадкой / **В.В.Кафаров, Л.И.Бляхман, А.Н.Плановский** // ТОХТ. – 1976. – Т. 10, № 3. – С. 331–336.

2. **Ильиных А.А.** Массообмен в орошаемой насадке в режимах подвисяния и эмульгирования / **А.А.Ильиных, З.Н.Мемедляев, Н.Н.Кулов** // ТОХТ. – 1989. - Т. 23, № 5. – С. 569–574.

3. **Кафаров В.В.** Оптимальные условия работы насадочных ректификационных колонн / **В.В.Кафаров, Л.И.Бляхман** // ЖПХ. – 1950. – № 3. – С. 244–255.

4. **Fukushima Susumu** Gas-liquid mass transfer and hydrodynamic flow region in packed columns with co current upward flow / **Susumu Fukushima, Katsuhiko Kusaka**. // J. Chem. Eng. Jap. – 1979. – V. 12, № 4. – P. 296–301.

5. **Abraham M.** Hydrodynamic and mass transfer characteristics of packet bubble columns / **M.Abraham, S.B.Sawant** // J. Chem. Eng. – 1990. – V. 43, № 3. – P. 95–105.

6. **Лаптев А.Г.** Модель массоотдачи в жидкой фазе насадочных колонн / **А.Г.Лаптев, Р.Р.Насыров, Т.М.Фарахов** // Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань, 2004.

7. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // ТОХТ. – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 4–18.

8. **Лаптев А.Г.** Моделирование тепломассообмена в турбулентном пограничном слое с градиентом давления / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов, О.В.Зайкова** // Тепломассообмен–ММФ-92. Конвективный тепломассообмен: тез. докл. – Т. 1, ч. 2. – Минск: АНК «ИНТО им. А.В. Лыкова» АНБ, 1992. – С. 92–95.

9. **Дьяконов С.Г.** Гидродинамическая аналогия процессов переноса в системе газ–пар–жидкость / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Методы кибернетики химико-технологических процессов: тез. проблемных докл. III Всесоюз. конф. – М.: МХТИ, 1989. – С. 21–23.

10. **Лаптев А.Г.** Теоретические методы моделирования массо- и теплоотдачи в пленочных аппаратах / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов.** – Казань: КХТИ, 1991. – 121 с. – Библ.: 107 назв. Деп. в ОНИИТЭХим. (г. Черкассы). – № 495-ХП-91.

11. **Дьяконов С.Г.** Элементарные акты переноса в двухфазных средах и расчет эффективности тепломассообменных процессов / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // «Математические методы в химии и хим. технол.»: тез. докл. Междунар. конф. (ММХ-9). – 1995. – Ч. 1 – С. 126–127.

12. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование процессов массо- и теплоотдачи в газовой фазе насадочных колонн / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов** // Химическая промышленность. – 1993. – № 6. – С. 48–51.

13. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в газовой фазе при разделении газожидкостных систем в насадочных колоннах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1990. – Т.33, № 4. – С. 108–111.

14. **Холпанов Л.П.** Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / **Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов** . – М.: Наука, 1990.

15. Пленочная тепло- и массообменная аппаратура (Процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии) / под ред. **В.М.Олевского.** – М.: Химия, 1988.

16. **Холпанов Л.П.** Исследование гидродинамики и массообмена в пленке жидкости с учетом входного участка / **Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов, В.А.Малюсов** и др. // ТОХТ. – 1976. – Т. 10, № 5. – С. 659–669.

17. **Крель Э.** Руководство по лабораторной перегонке: пер. с нем. / **Э.Крель.** под ред. **В.М.Олевского.** – М.: Химия, 1980.

18. **Рамм В.М.** Абсорбция газов / **В.М.Рамм.** – М.: Химия, 1976.

19. **Аэров М.Э.** Аппараты со стационарным зернистым слоем: Гидравлические и тепловые основы расчета / **М.Э.Аэров, О.М.Годес, Д.А.Наринаский.** – Л.: Химия, 1979.

20. **Касаткин А.Г.** Массопередача в жидкостной пленке в абсорбционных насадочных колоннах / **А.Г.Касаткин, И.Н.Цыпарис** // Химическая пром-ть. – 1952. – № 7. – С. 203–210.

21. **Onda K.** Mass transfer and packet columns / **K.Onda, E.Sada, M.Saito** // Kadaku Kodaku. – 1961. – V. 25, № 11. – P. 820–829.

22. **Зельвенский Я.Д.** Исследование кинетики ректификации в колоннах с мелкозернистой насадкой / **Я.Д.Зельвенский, А.А.Титов, В.А.Шалыгин** // Химическая пром-ть. – 1966. – № 10. – С. 51–56.

23. **Зельвенский Я.Д.** Ректификация разбавленных растворов / **Я.Д.Зельвенский, А.А.Титов, В.А.Шалыгин.** – Л.: Химия, 1974.

24. **Зельвенский Я.Д.** Влияние коэффициентов диффузии на коэффициенты массоотдачи в жидкой и газовой фазах в насадочной колонне / **Я.Д.Зельвенский** // ТОХТ. – 1969. – Т. 3, № 5. – С. 648–653.

25. **Dankworth D.C.** A macroscopic model for counter current gas-liquid flow in packed columns / **D.C.Dankworth, S.Sundaresan** // A. I. Ch. E. J. – 1989. – V. 35, № 8. – P. 1282–1293.

26. **Лаптев А.Г.** Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1992. – С. 93–99.

27. **Бояджиев Х.** Массоперенос в движущихся пленках жидкости: пер. с англ / **Х.Бояджиев, В.Бешков.** – М.: Мир, 1988.

28. **Кутателадзе С.С.** Гидравлика газожидкостных систем / **С.С.Кутателадзе, М.А.Стырикович.** – М.: Энергия, 1976.

29. **Лабунцов Д.А.** Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах / **Д.А.Лабунцов** // Теплоэнергетика. – 1957. – № 7. – С. 72–80.

30. **Живайкин Л.Я.** О толщине пленки жидкости в аппаратах пленочного типа / **Л.Я.Живайкин** // Хим. машиностроение. – 1961. – № 7. – С. 25.

31. **Тимофеев В.С.** Экспериментальное исследование толщины тонких пленок жидкости / **В.С.Тимофеев** // Изв. вузов. Машиностроение. – 1971. – № 11. – С. 64–66.

32. **Кишиневский М.Х.** Массоотдача в турбулентной пленке, стекающей по вертикальной стенке / **М.Х.Кишиневский, Т.С.Корниенко, А.Ф.Турищев** // VI Всесоюз. конф. по ректификации: тез. докл. – Уфа, 1978. – С. 111.

33. **Lamourelle A.P.** Gas Absorption into a Turbulent Liquid / **A.P.Lamourelle, O.S.Sandall** // Chem. Eng. Sci. – 1972. – V. 27, № 10. – P. 1035–1039.
34. **Henstook W.H.** Gas Absorption by a Liquid Layer Flowing on the Wall of Pipe / **W.H.Henstook, T.I.Hanratty** // A. I. Ch. E. J. – 1979. – V. 25, № 1. – P. 122–126.
35. **Турищев А.Ф.** Абсорбция газа турбулентной пленки при большом времени контакта фаз / **А.Ф.Турищев, А.В.Логинов** // ТОХТ. – 1988. – Т. 22, № 1. – С. 3–8.
36. **Grassman G.** Int. j. Heat Mass Transfer / **G.Grassman, M.T.Heath.** – 1984. – V. 27, № 12. – P. 2366–2376.
37. **Лаптев А.Г.** Моделирование массотеплоотдачи в турбулентной пленке / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов** // Массообменные процессы и аппараты хим. технол.: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1992. – С. 12–15.
38. **Нигматуллин Р.И.** Динамика многофазных сред / **Р.И.Нигматуллин.** – М.: Наука, 1987. – Ч. 2.
39. **Кулов Н.Н.** Массоотдача в стекающих пленках жидкости / **Н.Н.Кулов, В.В.Максимов, В.А.Малюсов** // ТОХТ. – 1983. – Т. 17, № 3. – С. 291–305.
40. **Марков В.А.** Массоотдача в турбулентных пленках жидкости, стекающих по гладкой и шероховатой поверхности / **В.А.Марков, Н.А.Войнов, Н.А.Николаев** // ТОХТ. – 1990. – Т. 24, № 4. – С. 442–449.
41. **Kamei S.** Mass and heat transfer in a falling liquid film of wetted wait tower / **S.Kamei, J.Oishi** // Mem. Fac. Engng Kyoto Univ. – 1950. – V. 17. – P. 277.
42. **Кулов Н.Н.** Свободное стекание турбулентной пленки жидкости / **Н.Н.Кулов, В.П.Воротилин, В.А.Малюсов** // ТОХТ. – 1973. – Т. 7, № 5. – С. 717–726.
43. **Ганчев Б.Г.** Экспериментальное исследование гидродинамической структуры пленки жидкости при свободном стекании по вертикальной поверхности / **Б.Г.Ганчев, В.М.Козлов** // ТОХТ. – 1973. – Т. 7, № 5. – С. 727–732.
44. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование многокомпонентного переноса в пленочных аппаратах при различных условиях взаимодействия фаз / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов** // Математические методы в химии (ММХ-8): тез. докл., VIII Всерос. конф. – Тула, 1993. – С. 69.

45. **Кадер Т.Л.** Гидродинамика газового потока в пленочной трубчатой колонне при противоточном течении фаз / **Т.Л.Кадер, В.М.Олевский, М.А.Дмитриев** // ТОХТ. – 1971. – Т. 5, № 2. – С. 259–267.

46. **Дытнерский Ю.И.** Гидродинамические исследования в аппаратах пленочного типа / **Ю.И.Дытнерский, Г.С.Борисов** // Процессы хим. технол. Гидродинамика, тепло- и массопередача / под ред. **М.Е. Позина**. – М.: Наука, 1965. – С. 25–31.

47. **Лотхов В.А.** Определение фазовых сопротивлений в процессе пленочной ректификации / **В.А.Лотхов, В.А.Малюсов** // ТОХТ. – 1968. – Т. 2, № 3. – С. 365–372.

48. **Дьяконов С.Г.** Определение кинетических характеристик двухфазных турбулентных систем на основе результатов гидродинамических исследований / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Тепломассообмен–ММФ-92. Тепломассообмен в двухфазных системах: тез. докл. – Минск: АНК «ИТМО им. А.В.Лыкова» АНБ, 1992. – Т. 4, ч. 1. – С. 111–114.

49. **Лаптев А.Г.** Модель массоотдачи в паровой и жидкой фазах для пленочных аппаратов различных конструкций / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С.107–109.

50. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в жидкой фазе при осевом и закрученном турбулентном движении пленки жидкости и газа в коротких каналах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Инж.-физ. журнал. – 1991. – Т. 60, № 3. – С. 372–379.

51. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование массоотдачи в жидкой фазе закрученного дисперсно-кольцевого потока газа и жидкости / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Разработка и внедрение вихревых электромагнитных аппаратов для интенсификации технологических процессов: тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. – Тамбов, 1989. – С. 40–41.

52. **Николаев Н.А.** Интенсификация переноса массы в пленке жидкости,двигающейся прямоточно с высокоскоростным потоком газа или пара / **Н.А.Николаев, Л.П.Холпанов, В.А.Малюсов** и др. // ТОХТ. – 1989. – Т. 23, № 5. – С. 563–568.

53. **Andreussi P.** Liquid phase mass transfer in annular two-phase flow / **P.Andreussi, S.Zanelli**. // Onad. ind. chim. ital. – 1976. – V. 12, №. 4. – P. 132–136.

54. **Spedding P.L.** Heat and mass transfer in wetted-wall columns / **P.L.Spedding, M.T.Jones** // Chem. Eng. J. – 1988. – V. 37, № 3. – P. 165–176.

55. **Кулов Н.Н.** Гидродинамика и массообмен в нисходящих двухфазных пленочно-дисперсных потоках: дис. ... д-ра техн. наук. – М.: ИОНХ, 1984.

56. **Николаев Н.А.** Исследование и расчет ректификационных и абсорбционных аппаратов вихревого типа: дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

57. **Косырев В.М.** Модель турбулентного теплообмена к стекающей пленке жидкости при наличии касательных напряжений на ее свободной поверхности / **В.М.Косырев, Ю.П.Герцен, Л.Я.Живайкин** // Тепломассообменное оборудование-88: тез. докл. Всесоюз. совещания – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1988. – С. 123–124.

58. **Конобеев Б.И.** Массообмен в тонких пленках жидкости / **Б.И.Конобеев, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // Докл. АН СССР. – 1957. – Т. 117, № 4. – С. 671–674.

59. **Сергеев А.Д.** Исследование гидродинамических закономерностей и массопередачи при восходящем пленочном течении: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

60. **Булкин В.А.** Разработка и исследование массообменного аппарата с прямоточными вихревыми контактными устройствами: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1970.

61. **Коновалов Н.М.** Гидродинамика и массообмен в условиях прямоточного движения газа и пленки жидкости: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1982.

62. **Кузьмин Н.Г.** Исследование процесса высокоскоростной пленочной ректификации / **Н.Г.Кузьмин, В.А.Малюсов** // Химическая промышленность. – 1964. – № 5. – С. 351–357.

63. **Галиуллин М.Ф.** Массоотдача в тонких слоях жидкости при восходящем течении / **М.Ф.Галиуллин, П.А.Семенов** // ТОХТ. – 1968. – Т.2, № 2. – С. 169–175.

64. **Конобеев Б.И.** Изучение пленочной абсорбции при высоких скоростях газа / **Б.И.Конобеев, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // Химическая пром-ть. – 1961. – № 7. – С. 475–481.

65. **Кабанов Г.П.** Исследование гидродинамических закономерностей и массопередачи при прямоточном движении газа и жидкости в цилиндрических контактных устройствах: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1974.

66. **Николаев Н.А.** Пленочная абсорбция двуокиси углерода при высоких скоростях газа в режиме нисходящего прямотока / **Н.А.Николаев, Н.М.Жаворонков** // Химическая пром-ть. – 1965. – № 4. – С. 290–292.

67. **Olujic Z.** The effect of a wavy interface on pressure drop for two-phase flow in pipes / **Z.Olujic** // Глас. Хем. Друшт. Белград. – 1980. – V. 45, № 1–2. – P. 53.

68. **Hikita Harua.** Effect of rippling at the surface of falling laminar liquid films on frictional pressure drop and mass transfer rate in turbulent gas streams in wetted-wall columns / **Harua Hikita, Kosaku Ishumi.** // J. Chem. Eng. Jap. – 1979. – V. 12, № 4. – P. 320–322.

69. **Reitz M.** Zur Hydrodynamik von aufsteigenden Zweiphasen – Ring – Tropfen – Stromungen / **M.Reitz, E.Grundke** // Teil. II Chem Techn. (DDR). – 1980. – V. 32, № 11. – P. 567–569.

70. **Henstock W.H.** The interfacial drag and height of the wall layer in annular flow / **W.H.Henstock, T.J.Hanratty** // A. I. Ch. J. – 1976. – V. 22. – P. 990.

71. **Ueda T.** Studies of liquid film flow in two-phase annular and annular-mist flow regions / **T.Ueda, T.Tanaka** // Bul. JSME. – 1974. – V. 17, № 107. – P. 603.

72. **Забрудский В.Т.** Измерение перепада давления при двухфазном пленочном течении в режиме восходящего прямотока / **В.Т.Забрудский, Ю.П.Квурт, Л.П.Холпанов** // Журн. прикл. химии. – 1978. – Т. 51, № 6. – С. 1335–1339.

73. **Живайкин Л.Я.** Гидравлическое сопротивление при нисходящем двухфазном потоке в пленочных аппаратах / **Л.Я.Живайкин, Н.П.Волгин** // Химическая пром-ть. – 1963. – № 6. – С. 445–449.

74. **Конобеев Б.И.** Гидравлическое сопротивление и толщина пленки при обратном течении жидкости под действием газа в вертикальных трубках / **Б.И.Конобеев, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // Химическая пром-ть. – 1957. – № 3. – С. 166–169.

75. **Точигина И.А.** Влияние жидкой пленки на сопротивление газовому потоку в трубе / **И.А.Точигина, Ю.М.Кулагин** // Изв. вузов. Энергетика. – 1978. – № 11. – С. 144–146.

76. **Ильиных А.А.** Определение динамической скорости газа в кольцевых газожидкостных потоках / **А.А.Ильиных, З.Н.Мемедляев, В.А.Носач** // ТОХТ. – 1982. – Т. 16, № 5. – С. 717–718.

77. **Мемедляев З.Н.** К определению межфазного касательного напряжения в кольцевых газожидкостных потоках / **З.Н.Мемедляев** // Повышение эффективности, совершенствование процессов и аппаратов хим.производств: тез. докл. VII Республ. конф. – Львов. – 1988. – Ч. 2. – С. 9–10.

78. **Ellis S.R.** The parallel flow of two-phase streams interfacial shear and fluid-fluid interaction / **S.R.Ellis, B.Gay** // Trans. Inst. Chem. Eng. – 1959. – V. 37. – P. 206–213.

79. **Чепурной М.Н.** Закономерности нисходящего дисперсно-кольцевого течения / **М.Н.Чепурной, В.Э.Шнайдер, Н.И.Синюк** // Инж.-физ. журн. – 1987. – Т. 52, № 6. – С. 925–928.

80. **Сасаки Т.** Анализ падения давления в восходящем потоке газожидкостной смеси / **Т.Сасаки** // Хим. технол. (Япония). – 1964. – Т. 28, № 2. – С. 110–116. – Пер. 16Д7Б,68 92172. Бюро переводов ВИНТИ. – М.

81. **Ластовцев М.А.** Исследование брызгоуноса в условиях прямотока газа и жидкости / **М.А.Ластовцев, В.Е.Пивоваров, П.А.Семенов** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1965. – № 5. – С. 864–869.

82. **Малафеев Н.А.** О влиянии искусственной турбулизации потоков контактирующих фаз при прямоточной ректификации / **Н.А.Малафеев, В.А.Малюсов** // Хим. и нефтехим. машиностроение. – 1968. – № 9. – С. 20–22.

83. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование кинетики многокомпонентного переноса в развитом барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 113–115.

84. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя / **Г.Шлихтинг.** – М.: Наука, 1974.

85. **Ламб Г.** Гидродинамика / **Г.Ламб.** – М.; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2003.

86. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование теплоотдачи в закрученных турбулентных потоках / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Тепло- и массообмен в хим. технол.: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1991. – С. 25–30.

87. **Шервуд Т.** Массопередача: пер. с англ. / **Т.Шервуд, Р.Пигфорд, Ч.Уилки.** – М.: Химия, 1982

88. **Тананайко Ю.М.** Методы расчета и исследования пленочных процессов / **Ю.М.Тананайко, Е.Г.Воронцов.** – Киев: Техника, 1975.

89. **Николаев Н.А.** Исследование толщины пленки жидкости при восходящем прямоточном винтовом движении фаз в трубках / **Н.А.Николаев, А.Д.Сергеев, Н.М.Жаворонков** // ТОХТ – 1973. – Т.8, № 4. – С. 534–538.

90. **Гильденблат И.А.** О влиянии коэффициента диффузии на массоотдачу в пленке жидкости / **И.А.Гильденблат, А.Л.Лашаков,**

С.А.Крашенинников, А.И.Родионов // ТОХТ. – 1969. – Т. 3, № 2. – С. 305–307.

91. **Сергеев А.Д.** О влиянии молекулярной диффузии на массоотдачу в пленке жидкости / **А.Д.Сергеев, Н.А.Николаев, А.М.Николаев** // Труды КХТИ. – 1972. – Вып. 48. – С. 39–46.

92. **Дытнерский Ю.И.** Исследование массообмена в газовой фазе / **Ю.И.Дытнерский, Г.С.Борисов** // Процессы хим. технологии (Гидродинамика, тепло- и массопередача) / под ред. **М.Е.Позина**. – М.: Химия, 1965.

93. **Мясников С.К.** Эффективная скорость движения свободной поверхности стекающей пленки жидкости / **С.К.Мясников, Н.Н.Кулов, В.А.Малюсов, Н.М.Жаворонков** // ТОХТ. – 1972. – Т. 6, № 6. – С. 893–899.

94. **Лаптев А.Г.** Определение скорости на межфазной поверхности в турбулентных газо(паро)жидкостных потоках / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // ТОХТ. – 1994. – Т. 28, № 3. – С. 200–206.

95. **Харин В.Ф.** Определение коэффициентов массоотдачи в пленке жидкости / **В.Ф.Харин, Г.П.Кабанов, Н.А.Николаев** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1977. – № 6. – С. 926–929.

96. **Chung L.K.** Effect of interfacial shear in gas absorption into a turbulent falling film with co-current gas flow / **L.K.Chung, A.F.Mills** // Letters in Heat and Mass Transfer. – 1974. – V. 1. – P. 43–48.

97. **Холпанов Л.П.** Тепломассообмен пленочного течения жидкости / **Л.П.Холпанов** // ТОХТ. – 1987. – Т. 21, № 1. – С. 86–94.

98. **Холпанов Л.П.** Методы расчета гидродинамики и тепломассообмена в системах с подвижной поверхностью раздела / **Л.П.Холпанов** // ТОХТ. – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 15–21.

99. **Войнов Н.А.** Расчет гидродинамических, тепло- и массообменных параметров в аппаратах со стекающей пленкой / **Н.А.Войнов, Е.В.Сугак, В.Н.Щербаков**. – Красноярск: КГТА, 1986.

100. **Дьяконов С.Г.** Модель переноса в барботажном слое на контактных устройствах промышленных аппаратов / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ. – 1988. – С. 8–25.

101. **Николаев Н.А.** Массоотдача в жидкой фазе при прямоточном движении газа и жидкости в трубке / **Н.А.Николаев, В.А.Булкин, Н.М.Жаворонков** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, № 3. – С. 418–421.

102. **Савельев Н.И.** Математическое описание и анализ закономерностей массообмена в контактных устройствах с прямоточно-

закрученным движением потоков / **Н.И.Савельев, Н.А.Николаев** // ТОХТ. – 1989. – Т. 23, № 4. – С. 435–444.

103. **Щукин В.К.** Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил / **В.К.Щукин**. – М.: Машиностроение, 1970.

104. **Щукин В.К.** Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / **В.К.Щукин, А.А.Халатов**. – М.: Машиностроение, 1982.

105. **Булкин В.А.** Изучение гидродинамики и массопередачи при прямоточном восходящем винтовом движении газа и жидкости в трубках / **В.А.Булкин, Н.А.Николаев** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1970. – Т. 13, № 6. – С. 898–902.

106. **Полуэктов Н.Г.** К вопросу о влиянии регулярной шероховатости твердой поверхности на процесс массопередачи в пленке жидкости / **Н.Г.Полуэктов, А.Г.Свиных, В.В.Кафаров** // ЖПХ. – 1978. – Т. 51, № 5. – С. 1078–1082.

107. **Харин В.Ф.** Интенсификация массообмена в жидкой фазе в трубках с шероховатой стенкой / **В.Ф.Харин, Н.А.Николаев, А.М.Николаев** // Труды КХТИ. – 1971. – Вып. 47. – С. 61–66.

108. **Харин В.Ф.** Интенсификация массопередачи в жидкой фазе при искусственной шероховатости / **В.Ф.Харин, Н.А.Николаев, А.М.Николаев** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1971. – Т. 14. – С. 1100–1103.

109. **Савельев Н.И.** К расчету коэффициента трения в каналах с регулярной шероховатостью / **Н.И.Савельев, Н.А.Николаев** // ТОХТ. – 1984. – Т. 18, № 2. – С. 252–254.

110. **Воронцов Е.Г.** Течение жидкостных пленок по вертикальной стенке с шероховатой поверхностью / **Е.Г.Воронцов** // ЖПХ. – 1969. – Т. 42, № 9. – С. 2037–2040.

111. **Николаев Н.А.** Гидродинамические закономерности пленочного течения жидкости по шероховатой поверхности / **Н.А.Николаев, В.Ф.Харин** // ТОХТ. – 1974. – Т. 8, № 5. – С. 712–716.

112. **Харин В.Ф.** Гидродинамические закономерности и массообмен при пленочном течении жидкости по шероховатой поверхности: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1972.

113. **Холпанов Л.П.** Расчет коэффициентов массоотдачи в пленке жидкости, текущей по стенке с регулярной шероховатостью / **Л.П.Холпанов, А.Г.Ратнов, В.А.Малюсов** // ЖПХ. – 1980. – Т. 53, № 7. – С. 1557–1560.

114. **Kholpanov L.P.** The effect of gas flow rate on the flow of thin liquid films at wave formation / **L.P.Kholpanov, V.Ya.Shacadov, V.A.Malyusov** // IV

Intern. Congr. «Chem. Eng. Chem. Equipment Design and Automation» CHISA. – Cseshoslovak, 1972. – P. 18.

115. **Лаптев А.Г.** Определение коэффициентов массоотдачи при турбулентном движении дисперсно-кольцевого потока в канале с шероховатыми стенками / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Изв. вузов. Химия и хим. технол. – 1992. – Т. 35, вып. 8. – С. 80–84.

116. **Зельвенский Я.Д.** Насадочные ректификационные колонны для глубокой очистки летучих веществ / **Я.Д.Зельвенский** // Химическая промышленность. – 1987. – № 7. – С. 425–427.

117. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование многокомпонентного переноса в турбулентных газо(паро)жидкостных системах и масштабирование аппаратов разделения / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Математические методы в химии: тез. докл. VII Всесоюз. конф. – Казань, 1991. – С. 184–186.

118. **Лаптев А.Г.** Гидродинамическая аналогия процессов переноса в жидкой фазе насадочных колонн / **А.Г.Лаптев, Р.Р.Насыров** // Математические методы в технике и технологиях (ММТТ-18): тез. докл. XVIII Междунар. науч. конф. – Казань, 2005. – Т. 9. – С. 71–72.

ГЛАВА 7

МАССО- И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ГАЗО(ПАРО)ЖИДКОСТНОМ СЛОЕ НА ТАРЕЛКАХ КОЛОННЫХ АППАРАТОВ

Тарельчатые колонны получили самое широкое распространение в различных отраслях промышленности для проведения процессов разделения веществ, очистки газов, охлаждения газов и жидкостей.

В данной главе рассмотрена математическая модель для определения объемных коэффициентов массо- и теплоотдачи в тонком турбулентном барботажном слое ($h_{ст} < 100$ мм). Математическая модель построена на основе теории пограничного слоя и развития гидродинамической аналогии для газо(паро)жидкостных систем. В результате сокращения полного математического описания процессов в двухфазной среде и решения интегральных уравнений пограничного слоя даны выражения для движущих сил переноса импульса, массы и тепла вдоль межфазной поверхности по высоте барботажного слоя. Анализ распределения движущих сил переноса импульса и применение гидродинамической аналогии позволили установить соотношения между объемными коэффициентами переноса импульса, массы и тепла как для бинарных, так и многокомпонентных смесей. В итоге получены уравнения, которые дают возможность вычислять объемные коэффициенты, используя только результаты гидравлического исследования макета тарельчатых контактных устройств различных конструкций. Показано согласование результатов расчета с большим объемом экспериментальных данных.

7.1. Модель переноса импульса, массы и тепла

Рассмотрим стационарный двухфазный газо(или паро)жидкостной слой на контактном устройстве тарельчатых колонн при проведении процессов ректификации или физической абсорбции (рис. 1.12).

В барботажном слое при турбулентных режимах работы контактных устройств (пенный и струйный режимы [1–3]) на элементах дисперсной фазы (струи, пузыри) образуются турбулентные пограничные слои как со стороны жидкости, так и со стороны газовой фазы. Поскольку толщина турбулентного слоя δ значительно меньше размеров дисперсной фазы ($\delta \ll d$), примем модель плоского пограничного слоя, расположенного на межфазной поверхности газ – жидкость. Ось O_Z ориентируем вдоль границы раздела по высоте слоя в направлении движения газового потока, ось O_y – поперек

пограничного слоя. Скорость газа в двухфазном слое на два-три порядка больше скорости движения жидкости по плоскости тарелки, поэтому пограничные слои на межфазной поверхности формируются, главным образом, под воздействием газового потока. В этом случае скорость жидкости на поверхности раздела является скоростью внешнего потока для пограничного слоя жидкой фазы [4], так как $U_{\text{гр}} \gg U_{\text{ж}}$, где $U_{\text{ж}}$ – скорость в ядре жидкой фазы.

В результате решения интегральных уравнений пограничного слоя (2.1.25)–(2.1.27) получено распределение движущих сил процессов переноса импульса, массы и теплоты вдоль межфазной поверхности $A(z)$ по высоте газо(паро)жидкостного слоя [5, 6]. Эти выражения в безразмерной форме имеют следующий вид:

в жидкой фазе

$$\Delta \tilde{U} = \frac{\Delta U}{\Delta U_0} = \exp[-\gamma_{\text{ж}} A(z) / L_{\delta}], \quad (7.1.1)$$

$$\Delta \tilde{C}^x = \frac{\Delta C^x}{\Delta C_0^x} = \exp[-\beta_{\text{ж}} A(z) / L_{\delta}], \quad (7.1.2)$$

$$\Delta \tilde{t} = \frac{\Delta t}{\Delta t_0} = \exp[-\alpha_{\text{ж}} A(z) / L_{\delta}], \quad (7.1.3)$$

где ΔU_0 , ΔC_0^x , Δt_0 – движущие силы в сечении входа газа в слой жидкости при $A(z) = 0$; $\Delta U = U_{\text{гр}} - U_{\text{ж}}$; $\Delta C^x = C_{\text{гр}}^x - C_{\text{ж}}^x$; $\Delta t = t_{\text{гр}} - t_{\text{ж}}$; L_{δ} – расход жидкости в пограничном слое, м³/с;

в газовой (паровой) фазе

$$\Delta \tilde{W} = \frac{\Delta W}{\Delta W_0} = \exp[-\gamma_{\text{г}} A(z) / G_{\delta}], \quad (7.1.4)$$

$$\Delta \tilde{C}^y = \frac{\Delta C^y}{\Delta C_0^y} = \exp[-\beta_{\text{г}} A(z) / G_{\delta}], \quad (7.1.5)$$

$$\tilde{\Delta T} = \frac{\Delta T}{\Delta T_0} = \exp[-\alpha_{\Gamma} A(z)/G_{\delta}], \quad (7.1.6)$$

где ΔW_0 , ΔC_0^y , ΔT_0 – движущие силы в сечении входа газа в слой жидкости при $A(z) = 0$; $\Delta W = W_{\infty} - W_{\Gamma p}$; $\Delta C^y = C_{\infty}^y - C_{\Gamma p}^y$; $\Delta T = T_{\infty} - T_{\Gamma p}$; G_{δ} – расход газа в пограничном слое, м³/с.

В выражениях (7.1.1) – (7.1.6) коэффициенты импульсо- массо- и теплоотдачи (γ , β , α) приведены к одной размерности – м/с.

Рассмотрим изменение движущих сил процессов переноса импульса, массы и тепла вдоль поверхности $A(z)$ по высоте двухфазного слоя [5, 6].

При $Pr \neq Sc \neq 1$ в силу различных значений коэффициентов γ , β и α распределения движущих сил процессов переноса импульса, массы и тепла неоднородны. Неоднородность полей в пограничном слое учтем, используя гидродинамическую аналогию в виде (2.1.5).

В сечении входа газа в слой жидкости [$A(z) = 0$] движущие силы в жидкой и газовой фазах, согласно (7.1.1), (7.1.4), равны $\tilde{\Delta U} = \tilde{\Delta W} = 1$. При $z > 0$ происходит падение движущих сил процессов переноса импульса по экспоненциальному закону. После распада газового факела (струи) на пузыри движущая сила ΔW в газовой фазе определяется разностью скоростей газа на границе раздела фаз и в пузыре, которая существенно меньше ΔW в струе и зависит от скорости газа в свободном сечении колонны и газосодержания барботажного слоя. На выходе из слоя эта величина близка к средней скорости газа в колонне. Поэтому отношение движущих сил процессов переноса импульса в газовой фазе после распада струи на пузыри, а также на выходе из газожидкостного слоя $\Delta W_k / \Delta W_0 \ll 1$. Так, например, скорость газа в струе 10–30 м/с, а в свободном сечении колонны ~ 1 м/с (для атмосферных колонн).

Движущая сила в жидкой фазе в области струйного истечения определяется разностью скоростей на границе раздела струи и в ядре жидкой фазы (рис. 1.13, стр. 67).

Скорость жидкости на межфазной поверхности струи зависит от скорости движения газа и значительно превышает скорость движения пузыря. В зоне подвижной пены, в которой жидкость распределена в виде пленок, разность скоростей жидкости на внешней и внутренней границе пленки близка к нулю и отношение движущей силы в этой зоне ΔU_k к движущей силе на входе газа в слой жидкости ΔU_0 имеет значение

$\Delta U_k / \Delta U_0 \approx 0$. Следовательно, в некотором сечении диффузного слоя на высоте z_a , при значении межфазной поверхности $A(z_a) = A_a$ движущие силы достигают значений

$$\frac{\Delta U_k}{\Delta U_0} \approx 0, \quad \frac{\Delta W_k}{\Delta W_0} = \Delta_\Gamma \ll 1. \quad (7.1.7)$$

Как показано в главе 2 (уравнение (2.1.5)), связь между коэффициентами переноса импульса γ , массы β и тепла α для газожидкостных систем ($m=2$) имеет вид

$$\gamma = \beta Sc^{0,5}, \quad \gamma = \alpha Pr^{0,5}. \quad (\alpha = \alpha / \rho c_P). \quad (7.1.8)$$

В этом случае движущая сила переноса импульса (7.1.4) в газовой фазе вдоль поверхности $A(z)$ распределена следующим образом:

$$\tilde{\Delta W} = \exp[-\beta_\Gamma A(z) Sc_\Gamma^{0,5} / G_\delta], \quad (7.1.9)$$

а распределение движущих сил переноса массы и теплоты представим в форме:

$$\Delta \tilde{C}^y = \left\{ \exp\left[-\beta_\Gamma A(z) Sc_\Gamma^{0,5} / G_\delta\right] \right\}^{Sc_\Gamma^{-0,5}} = \Delta \tilde{W} Sc_\Gamma^{-0,5}, \quad (7.1.10)$$

$$\Delta \tilde{T}^y = \left\{ \exp\left[-\alpha_\Gamma A(z) Pr_\Gamma^{0,5} / G_\delta\right] \right\}^{Pr_\Gamma^{-0,5}} = \Delta \tilde{W} Pr_\Gamma^{-0,5}. \quad (7.1.11)$$

Аналогичные выражения для распределения движущих сил можно записать и для жидкой фазы [5, 6].

Из уравнений (7.1.10), (7.1.11) следуют полная аналогия между распределением относительных движущих сил переноса импульса, массы и теплоты при $Sc_\Gamma = Pr_\Gamma = 1$ и нарушение ее при $Sc_\Gamma \neq Pr_\Gamma \neq 1$.

Тогда на некоторой высоте барботажного слоя, при некотором значении межфазной поверхности $A(z) = A_a$, в соответствии с уравнениями (7.1.7) и (7.1.10) имеем

$$\frac{\Delta C_k^y}{\Delta C_0^y} = \left(\frac{\Delta W_k}{\Delta W_0} \right)^{Sc_\Gamma^{-0,5}} = \Delta_\Gamma^{Sc_\Gamma^{-0,5}}. \quad (7.1.12)$$

При значениях числа Sc_Γ ($1 > Sc_\Gamma > 0$) отношение (7.1.12) уменьшается, при $Sc_\Gamma > 1$ – увеличивается. Для большинства газовых смесей число Шмидта изменяется в пределах $0,2 < Sc_\Gamma < 3$. В этом случае (7.1.12) близко к значению $\Delta_\Gamma \ll 1$.

Отсюда запишем

$$\frac{\Delta C_k^y}{\Delta C_0^y} \approx \frac{\Delta W_k}{\Delta W_0} = \exp\left[-\beta_\Gamma A_a Sc_\Gamma^{0,5} / G_\delta\right] \ll 1 \quad (7.1.13)$$

и $\Delta C_k^y \ll \Delta C_0^y$.

В жидкой фазе отношение, аналогичное (7.1.12), имеет вид

$$\frac{\Delta C_k^x}{\Delta C_0^x} = \left(\frac{\Delta U_k}{\Delta U_0} \right)^{Sc_{ж}^{-0,5}} = \Delta_{ж} \rightarrow 0.$$

Отсюда имеем

$$\frac{\Delta C_k^x}{\Delta C_0^x} \approx \frac{\Delta U_k}{\Delta U_0} = \exp\left[-\beta_{ж} A_a Sc_{ж}^{0,5} / L_\delta\right] = \Delta_{ж}, \quad (7.1.14)$$

и $\Delta C_k^x \ll \Delta C_0^x$.

Аналогичные выражения можно записать относительно движущих сил переноса теплоты

$$\frac{\Delta t_k}{\Delta t_0} \approx \frac{\Delta U_k}{\Delta U_0} = \exp\left[-\alpha_{ж} A_a Pr_{ж}^{0,5} / L_\delta\right] = \Delta_{ж} \quad (7.1.15)$$

и $\Delta t_k \ll \Delta t_0$.

$$\frac{\Delta T_k}{\Delta T_0} \approx \frac{\Delta W_k}{\Delta W_0} = \exp\left[-\alpha_\Gamma A_a \text{Pr}_\Gamma^{0,5} / G_\delta\right] = \Delta_\Gamma \quad (7.1.16)$$

и $\Delta T_k \ll \Delta T_0$.

Из выражений (7.1.13) – (7.1.16) следует, что на некоторой высоте барботажного слоя $h = z_a$ при значении площади межфазной поверхности $A(z_a) = A_a$ относительные движущие силы переноса импульса, массы и теплоты значительно меньше единицы, т.е. процессы массо- и теплообмена происходят с очень малой скоростью. Это подтверждается многочисленными экспериментальными исследованиями [7 – 13], где установлено, что основное количество массы и тепла (до 75 – 100 %) передается на небольшом расстоянии от входа газа в слой жидкости. В работе [7] массообмен изучался на примере двух крайних случаев: 1) массоотдача лимитирована газовой фазой (абсорбция аммиака из воздушной смеси водой); 2) массоотдача лимитирована жидкой фазой (абсорбция или десорбция углекислого газа из водного раствора). Сделан следующий вывод: если сопротивление массообмену сосредоточено в газовой фазе, то основная массопередача происходит на начальном участке газового факела высотой до двух диаметров отверстия (до 90 % распределяемого вещества).

В качестве примера рассмотрим опытные данные [8] по распределению концентрации аммиака в воздухе и в воде при проведении процесса абсорбции (рис. 7.1).

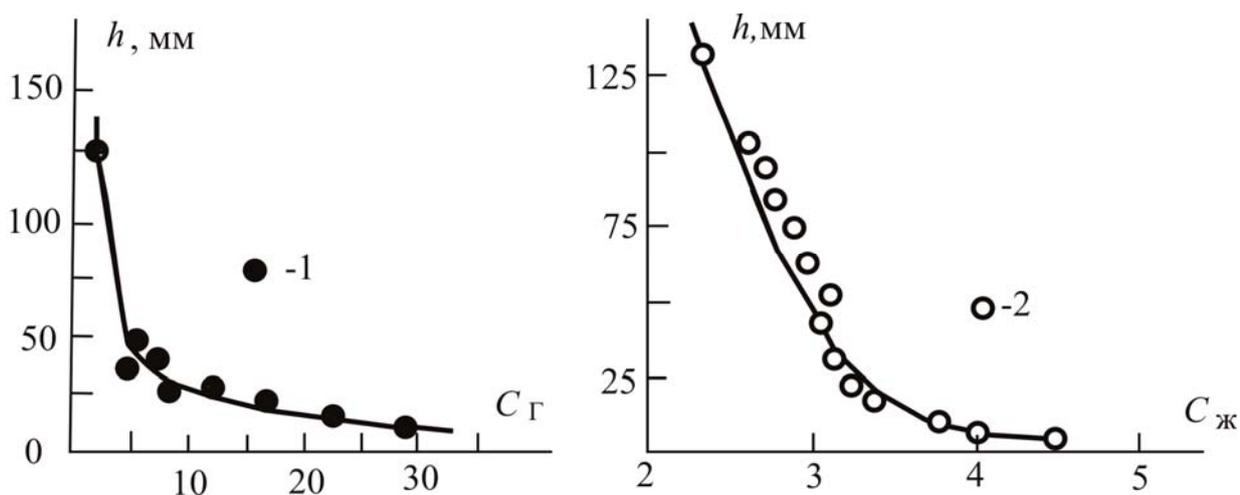


Рис. 7.1. Профиль концентрации аммиака в воздухе (1) и в воде (2) при барботаже из одиночного отверстия [8]: $d_0 = 20$ мм; $W_0 = 24$ м/с; $D_k = 220$ мм; $h_{\text{СТ}} = 100$ мм

Концентрацию на границе раздела фаз найдем на основе известных соотношений:

$$\beta_{\text{ж}}(C_{\infty}^x - C_{\text{Гр}}^x) = \beta_{\text{Г}}(C_{\infty}^y - C_{\text{Гр}}^y), \quad C_{\text{Гр}}^y = mC_{\text{Гр}}^x,$$

где коэффициенты массоотдачи можно вычислить по уравнению (3.3.45).

В результате обработки опытных данных (рис. 7.1) получены следующие значения:

$$\frac{\Delta C_k^y}{\Delta C_0^y} = 2,5 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\Delta C_k^x}{\Delta C_0^x} = 2,4 \cdot 10^{-3},$$

т.е. относительные движущие силы значительно меньше единицы, что подтверждает запись выражений в виде (7.1.13), (7.1.14).

Если сопротивление массообмену сосредоточено в жидкой фазе, то протяженность участка массопередачи увеличивается, оставаясь в пределах зоны газовой струи [7]. Явление интенсивной массопередачи на небольшом расстоянии от отверстия истечения газа получило название «входного эффекта» или «активного участка» [2, 5, 13]. Активный участок характеризуется максимальной движущей силой процессов переноса и малым диффузионным сопротивлением, так как на этом участке пограничный слой очень тонкий.

Отсюда можно сделать вывод о том, что при высоких скоростях взаимодействия двухфазных потоков коэффициент полезного действия тарельчатых контактных устройств должен быть близок к единице. Однако в большинстве случаев это не так. На снижение эффективности массопереноса влияют: провал и унос жидкой фазы; гидродинамические неоднородности в виде байпасных и рециркулирующих потоков, градиента уровня жидкости, неравномерности профиля скорости газа в колонне, а также возможные дефекты монтажа и конструкции, загрязнения отверстий и т.д. Учет этих факторов при моделировании кинетических характеристик и определении эффективности разделения смесей позволит описать «масштабные эффекты» и выбрать оптимальные режимные и конструктивные параметры работы контактных устройств и технические решения по их модернизации.

Определение объемных коэффициентов переноса

По известному определению, объемный коэффициент массоотдачи записывается в следующем виде

$$(\beta a)_\Gamma = \frac{M}{V_{\text{ж}} \overline{\Delta C}^y}, \quad (7.1.17)$$

где среднюю движущую силу $\overline{\Delta C}^y$ выразим как среднелогарифмическую. Учитывая, что $\Delta C_k^y \ll \Delta C_0^y$, имеем

$$\overline{\Delta C}^y = \frac{\Delta C_0^y - \Delta C_k^y}{\ln \frac{\Delta C_0^y}{\Delta C_k^y}} \approx \frac{\Delta C_0^y}{\ln \frac{\Delta C_0^y}{\Delta C_k^y}}. \quad (7.1.18)$$

Подставляя $\overline{\Delta C}^y$ из (7.1.18) в (7.1.17), получим

$$(\beta a)_\Gamma = \frac{M \beta_\Gamma A_a \text{Sc}_\Gamma^{0,5}}{V_{\text{ж}} \Delta C_0^y G_\delta}. \quad (7.1.19)$$

Поскольку

$$M = \beta_\Gamma \int_0^{A_a} \Delta C_0^y \exp[-\beta_\Gamma A(z)/G_\delta] dA = \Delta C_0^y G_\delta, \quad (7.1.20)$$

то согласно (7.1.19) получим [5]

$$(\beta a)_\Gamma = \frac{\beta_\Gamma A_a \text{Sc}_\Gamma^{0,5}}{V_{\text{ж}}}. \quad (7.1.21)$$

Аналогичное выражение следует для объемного коэффициента массоотдачи в жидкой фазе

$$(\beta a)_{\text{ж}} = \frac{\beta_{\text{ж}} A_a \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,5}}{V_{\text{ж}}}, \quad (7.1.22)$$

а также для коэффициентов теплоотдачи

$$(\alpha a)_{\text{г}} = \frac{\alpha_{\text{г}} A_a \text{Pr}_{\text{г}}^{0,5}}{V_{\text{ж}}}, \quad (\alpha a)_{\text{ж}} = \frac{\alpha_{\text{ж}} A_a \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,5}}{V_{\text{ж}}}. \quad (7.1.23)$$

Следовательно, произведения, которые для краткости запишем в форме:

$$\begin{aligned} \beta_{\text{г}} A_a \text{Sc}_{\text{г}}^{0,5} &= (\beta A)_{\text{г}}, & \beta_{\text{ж}} A_a \text{Sc}_{\text{ж}}^{0,5} &= (\beta A)_{\text{ж}}, \\ \alpha_{\text{г}} A_a \text{Pr}_{\text{г}}^{0,5} &= (\alpha A)_{\text{г}}, & \alpha_{\text{ж}} A_a \text{Pr}_{\text{ж}}^{0,5} &= (\alpha A)_{\text{ж}}, \end{aligned} \quad (7.1.24)$$

относятся к рабочему объему двухфазного слоя на тарелке или объему локальной области и являются объемными коэффициентами массо- и теплоотдачи. Эта запись справедлива для пенного и струйного режимов работы контактного устройства, т.е. развитого турбулентного режима.

Получим выражения для определения приближенных значений кинетических характеристик (7.1.24) развитого газо(паро)жидкостного слоя [5, 6].

На основе уравнений (7.1.21)–(7.1.23) и гидродинамической аналогии (7.1.8) запишем

$$(\beta A)_{\text{ж}} = (\alpha A)_{\text{ж}} = \gamma_{\text{ж}} A_a, \quad (7.1.25)$$

$$(\beta A)_{\text{г}} = (\alpha A)_{\text{г}} = \gamma_{\text{г}} A_a. \quad (7.1.26)$$

Следовательно, в развитом турбулентном двухфазном слое объемные коэффициенты переноса имеют близкие значения. Это дает возможность вычислить коэффициенты массотеплоотдачи на основе известного характера переноса импульса.

Произведения $\gamma_{\text{ж}} A_a$ и $\gamma_{\text{г}} A_a$ найдем из соотношений

$$J = \rho_{\text{г}} \int_0^{A_a} \gamma_{\text{г}} \Delta W dA = \rho_{\text{г}} \gamma_{\text{г}} A_a \frac{1}{A_a} \int_0^{A_a} \Delta W dA = \rho_{\text{г}} \gamma_{\text{г}} A_a \overline{\Delta W}, \quad (7.1.27)$$

$$\Delta J = \rho_{\text{ж}} \int_0^{A_a} \gamma_{\text{ж}} \Delta U dA = \rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}} A_a \overline{\Delta U}, \quad (7.1.28)$$

где $\overline{\Delta W}$ и $\overline{\Delta U}$ – средние движущие силы переноса импульса в газовой и жидкой фазах, соответственно.

Из выражений (7.1.26), (7.1.28) с учетом равенств (7.1.25), (7.1.26) получим [5]

$$(\beta A)_{\text{ж}} = \frac{\Delta J}{\rho_{\text{ж}} \overline{\Delta U}}, \quad (\alpha A)_{\text{ж}} = \frac{\Delta J}{\rho_{\text{ж}} \overline{\Delta U}}, \quad (7.1.29)$$

$$(\beta A)_{\text{г}} = \frac{\Delta J}{\rho_{\text{г}} \overline{\Delta W}}, \quad (\alpha A)_{\text{г}} = \frac{\Delta J}{\rho_{\text{г}} \overline{\Delta W}}.$$

Из уравнений (7.1.29) следует, что кинетические коэффициенты массо- и теплоотдачи в развитом турбулентном двухфазном слое определяются отношением количества переданного импульса ΔJ от газового потока в слой жидкости к средней движущей силе переноса импульса в пограничном слое.

На основе выражений (7.1.29) запишем объемный коэффициент массоотдачи

$$(\beta a)_{\text{ж}} = \frac{\Delta J}{\rho_{\text{ж}} \overline{\Delta U} V_{\text{ж}}}.$$

Умножим числитель и знаменатель этого выражения на градиент скорости

$$(\beta a)_{\text{ж}} = \frac{\Delta J \overline{\Delta U}}{\rho_{\text{ж}} \overline{\Delta U}^2 V_{\text{ж}}} = \frac{\bar{\varepsilon}}{\rho_{\text{ж}} \overline{\Delta U}^2}, \quad (7.1.30)$$

где $\bar{\varepsilon} = \Delta J \overline{\Delta U} / V_{\text{ж}}$ – средняя по объему $V_{\text{ж}}$ диссипация энергии, Вт/м³.

Аналогично можно записать уравнения для определения объемных коэффициентов $(\beta a)_{\text{г}}$, $(\alpha a)_{\text{ж}}$ и $(\alpha a)_{\text{г}}$.

Из уравнения (7.1.30) следует, что объемные коэффициенты массоотдачи в развитом турбулентном барботажном слое определяются отношением средней диссипируемой энергии газового потока к средней кинетической энергии.

Найдем приближенно движущие силы $\overline{\Delta W}$ и $\overline{\Delta U}$. Примем известное допущение, что поток импульса в вязком подслое поперек пограничного слоя величина постоянная:

$$\tau = u_*^2 \rho = \nu \rho \frac{\partial u}{\partial y} = \text{const}. \quad (7.1.31)$$

Интегрирование уравнения (7.1.31) с граничным условием $u = U_{\text{гр}}$ при $y=0$ дает профиль скорости в вязком подслое

$$u = \frac{u_*^2 y}{\nu} + U_{\text{гр}}. \quad (7.1.32)$$

Скорость фазы на внешней границе вязкого подслоя при $y = \delta_1$ принимает значение

$$u_1 = \frac{u_*^2 \delta_1}{\nu} + U_{\text{гр}}. \quad (7.1.33)$$

Тогда средние градиенты скорости в вязком подслое газовой и жидкой фаз запишутся в форме

$$\overline{\Delta W} = W_1 - U_{\text{гр}} = \left[\frac{u_*^2 \delta_1}{\nu} \right]_{\Gamma} = (\overline{u_* R_1})_{\Gamma}, \quad (7.1.34)$$

$$\overline{\Delta U} = U_{\text{гр}} - u_1 = \left[\frac{u_*^2 \delta_1}{\nu} \right]_{\text{ж}} = (\overline{u_* R_1})_{\text{ж}}.$$

В выражениях (7.1.34) не учитывается перенос импульса в турбулентной области пограничного слоя, поэтому уравнения (7.1.29) с значениями (7.1.34) можно записать с точностью до коэффициента пропорциональности b :

$$(\beta a)_{\text{ж}} = b_{\text{ж}} \frac{\Delta J}{V_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} (\overline{u_* R_1})_{\text{ж}}}, \quad (\beta a)_{\Gamma} = b_{\Gamma} \frac{\Delta J}{V_{\text{ж}} \rho_{\Gamma} (\overline{u_* R_1})_{\Gamma}}, \quad (7.1.35)$$

где $(\overline{u_* R_1})$ – произведение средних значений динамической скорости и локального числа Рейнольдса вязкого подслоя.

Для повышения точности определения коэффициентов массотеплоотдачи используем модель диффузионного пограничного слоя (глава 3) и метод расчета площади межфазной поверхности A_a (глава 1).

На основе модели диффузионного пограничного слоя, рассмотренной в главе 3, для турбулентной системы газ (пар) – жидкость получены уравнения (3.3.45), (3.3.46), где безразмерную толщину вязкого подслоя R_1 найдем на основе известного значения в турбулентном пограничном слое на пластине $R_{10} = 11,6$, используя выражение (3.5.4).

Как отмечалось выше, пограничный слой в жидкой фазе на поверхности раздела формируется, главным образом, под воздействием газового (парового) потока. В этом случае в выражении (3.5.25) имеем $U_{\infty ж} = U_{гр}$ (глава 3) [4].

Тогда уравнение для определения параметра $R_{1 ж}$ в пограничном слое жидкой фазы с использованием выражений (3.5.4) и (3.5.25) получает вид

$$R_{1 ж} = 11,6 \frac{U_{гр}}{u_{* ж}} \sqrt{\frac{C_{f0 ж}}{2}},$$

$$C_{f0 ж} = \frac{0,073}{Re_{0 ж}^{0,2}}, \quad Re_{0 ж} = \frac{U_{гр} l}{\nu_{ж}}, \quad (7.1.36)$$

$$U_{гр} = W_{\infty} - u_{* \Gamma} \sqrt{R_{1 \Gamma}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1 \Gamma}}.$$

Выражение для расчета скорости на межфазной поверхности $U_{гр}$ получено из левой части потокового соотношения (3.5.25) с коэффициентом переноса импульса (3.5.27).

Для пограничного слоя в газовой (паровой) фазе запишем:

$$R_{1 \Gamma} = 11,6 \frac{U_{\infty}}{u_{* \Gamma}} \sqrt{\frac{C_{f0 \Gamma}}{2}}, \quad (7.1.37)$$

где

$$C_{f0 \Gamma} = \frac{0,073}{Re_{0 \Gamma}^{0,2}}, \quad Re_{0 \Gamma} = \frac{W_{\infty} l}{\nu_{\Gamma}}.$$

Используя концепцию активного (входного) участка и учитывая, что основное количество импульса переносится газовой струей, примем скорость W_∞ , равной скорости газа на оси струи $W_\infty = W_0$ [14], а в качестве линейного размера l возьмем высоту газового факела $l = h_\Phi$. Высота газовой струи до распада на пузыри вычисляется из решения системы дифференциальных уравнений [14] или приближенно по эмпирическому выражению [15].

В уравнениях (7.1.24) запишем значения коэффициентов массо- и теплоотдачи в виде (3.3.45), (3.3.46) и площади межфазной поверхности A_a – (1.5.18). В результате получены следующие выражения для расчета кинетических характеристик (с размерностью $\text{м}^3/\text{с}$) в газо(паро)жидкостном слое на массотеплообменных тарелках [5, 6, 16]:

в жидкой фазе:

$$(\beta A)_{\text{ж}} = \frac{u_{* \text{ж}} \left[S_0 \left(\frac{\rho_\Gamma W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{S_k \rho_\Gamma W_k^2}{2} \right]}{\text{arctg} \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \text{Sc}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \left(u_{* \text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}, \quad (7.1.38)$$

$$(\alpha A)_{\text{ж}} = \frac{u_{* \text{ж}} \left[S_0 \left(\frac{\rho_\Gamma W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{S_k \rho_\Gamma W_k^2}{2} \right]}{\text{arctg} \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \text{Pr}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1 \text{ж}}} \left(u_{* \text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}; \quad (7.1.39)$$

в газовой или паровой фазе

$$(\beta A)_\Gamma = \frac{u_{* \Gamma} \left[S_0 \left(\frac{\rho_\Gamma W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{СТ}} \right) - \frac{S_k \rho_\Gamma W_k^2}{2} \right]}{\text{arctg} \sqrt{R_{1 \Gamma}} \text{Sc}_\Gamma \sqrt{R_{1 \Gamma}} \left(u_{* \Gamma}^2 \rho_\Gamma + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}, \quad (7.1.40)$$

$$(\alpha A)_\Gamma = \frac{u_{*\Gamma} \left[S_0 \left(\frac{\rho_\Gamma W_0^2 / 2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \frac{S_k \rho_\Gamma W_k^2}{2} \right]}{\text{arctg} \sqrt{R_{1\Gamma}} \text{Pr}_\Gamma \sqrt{R_{1\Gamma}} \left(u_{*\Gamma}^2 \rho_\Gamma + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}. \quad (7.1.41)$$

Здесь значение arctg выражено в радианах. Среднее значение динамической скорости можно определить по выражению (1.5.21), где $\tau_{\text{тр}} = u_{*\text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}} = u_{*\Gamma}^2 \rho_\Gamma$.

Получим в жидкой фазе и в газовой фазе

$$u_{*\text{ж}} = \left[\frac{\rho_\Gamma (W_0^2 - W_\Pi^2)}{4\rho_{\text{ж}}} + \frac{gh_\Phi}{2} \right]^{0,5}, \quad u_{*\Gamma} = \left[\frac{W_0^2 - W_\Pi^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} gh_\Phi}{2\rho_\Gamma} \right]^{0,5}. \quad (7.1.42)$$

Средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри составляет $W_\Pi = W_k / \varphi$, где $\varphi \approx 0,75$ - газосодержание в данном сечении [14]; h_Φ - высота газовой струи, м.

Коэффициенты массопередачи и теплопередачи в барботажном слое с использованием выражений (7.1.38) - (7.1.41) можно вычислить по уравнениям аддитивности фазовых сопротивлений

$$(KA)_{\text{ож}}^{-1} = (\beta A)_{\text{ж}}^{-1} + [m(\beta A)_\Gamma]^{-1}, \quad (7.1.43)$$

$$(KA)_{\text{ог}}^{-1} = (\beta A)_\Gamma^{-1} + m(\beta A_{\text{ж}})^{-1},$$

$$(KA)_t^{-1} = [\rho_\Gamma c_{p\Gamma} (\alpha A)_\Gamma]^{-1} + [\rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} (\alpha A)_{\text{ж}}]^{-1}, \quad (7.1.44)$$

где коэффициенты массопередачи имеют размерность м³/с, а коэффициент теплопередачи - Вт/К, т.е. размерность произведения коэффициентов переноса на площадь межфазной поверхности.

Используя выражения (7.1.38) - (7.1.41) уравнения для объемных коэффициентов, получают вид (1/с)

$$\beta a = \frac{(\beta A)}{V_{\text{сл}}}; \quad \alpha a = \frac{(\alpha A)}{V_{\text{сл}}}, \quad (7.1.45)$$

где $V_{\text{сл}}$ - объем двухфазного слоя или жидкой фазы на тарелке, м³.

При экспериментальном исследовании и обобщении полученных результатов по массоотдаче на барботажных тарелках некоторые авторы относят коэффициенты к рабочей площади тарелки. Поэтому для сравнения с этими данными запишем (м/с)

$$\beta_f = \frac{(\beta A)}{S_{\text{тар}}}, \quad (7.1.46)$$

где $S_{\text{тар}}$ – рабочая площадь тарелки, м^2 .

Преимуществом выражений (7.1.38)–(7.1.41) и (7.1.43), (7.1.44) является возможность выполнять вычисления произведений коэффициентов переноса на площадь межфазной поверхности, необходимых для дальнейшего расчета эффективности (КПД) контактных устройств с использованием различных моделей структуры потоков [2, 6, 17] или численного решения системы дифференциальных уравнений переноса (глава 8).

7.2. Примеры и результаты расчета коэффициентов массоотдачи

Основными гидравлическими характеристиками уравнений математической модели массотеплоотдачи, от достоверности определения которых зависит точность расчета объемных коэффициентов переноса по формулам (7.1.38) – (7.1.41), являются: площадь сечения газового (парового) потока на входе в слой жидкости S_0 ; средняя скорость газа W_0 в сечении S_0 ; эквивалентный радиус отверстия газораспределительного элемента $R_э$; статистический столб жидкости над геометрическим центром отверстия $h'_{\text{ст}}$.

Расчет данных характеристик тарелок связан с конструктивными особенностями, режимом работы и физическими свойствами разделяемых смесей. В работах [16–22] даны алгоритмы и примеры расчета коэффициентов массоотдачи для тарелок различных конструкций.

*Пример расчета объемных коэффициентов массоотдачи при абсорбции аммиака из воздуха на ситчатых тарелках**

Ситчатая тарелка, исследованная в работе Соломахи и Плановского, имеет следующие конструктивные характеристики: диаметр колонны

$D_k=0,2$ м; диаметр отверстий $d_0=0,001-0,006$ м; высота сливной планки $h_{сп}=0,03$ м; относительное свободное сечение $F_{св}=0,07$ м²/м² (7 %).

Режимные характеристики: скорость газа в колонне $W_k=0,44-1,32$ м/с; расход жидкости на длину сливной планки $Q_{ж}=1,0-10,0$ м³/(м·ч).

Ниже приведен пример расчета коэффициентов массоотдачи в газовой фазе при $Q_{ж}=3,0$ м³/м·ч и скоростях газа 1) $W_k=0,44$ м/с и 2) $W_k=1,32$ м/с, при $d_0=2$ мм, и дано сравнение с опытными данными по коэффициентам массоотдачи, отнесенным к рабочей площади тарелки (колонны), так как для тарелок малого диаметра $S_{тар} \approx S_k$. Физические свойства смеси [27]: $t=19$ °С, коэффициент молекулярной диффузии $D_r=2,53 \cdot 10^{-5}$ м²/с, коэффициент кинетической вязкости $\nu_r=1,56 \cdot 10^{-5}$ м²/с, поверхностное натяжение $\sigma=0,0713$ Н/м, плотность воздушно-аммиачной смеси $\rho_r=1,172$ кг/м³, плотность воды $\rho_{ж}=1000$ кг/м³, число Шмидта $Sc_r = 0,615$.

1. Минимальная скорость газа в отверстиях [2, 3]

$$W_{0\min} = \left(1 - \frac{Q_{ж}}{3600\alpha\sqrt{2gh_w}} \right) \sqrt{\frac{2(\rho_{ж}gh_w - \Delta P_{\sigma})}{\rho_r(2\xi + 1)}}, \quad (7.2.1)$$

где $h_w = h_{сп} + \Delta h$ – высота слоя жидкости на тарелке при отсутствии провала, $\alpha=0,62$ – коэффициент расхода; ξ – коэффициент сопротивления сухой тарелки ($\xi \approx 1,8$).

Высота слоя Δh жидкости над сливной перегородкой и перепад давления ΔP_{σ} равны

$$\Delta h = 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot K_{0w} \cdot Q_{ж}^{2/3}, \quad (7.2.2)$$

$$\Delta P_{\sigma} = A \frac{2\sigma}{R_0}, \quad (7.2.3)$$

$$h_w = h_{сп} + \Delta h, \quad (7.2.4)$$

где $A=0,75$ при $R_0 \leq 1$ мм и $A=1$ при $R_0 > 1$ мм; K_{0w} – поправочный коэффициент, учитывающий влияние стенок колонны ($K_{0w} \approx 1,1$).

*Расчеты выполнены Е.С.Сергеевой

Из выражений (7.2.1)–(7.2.4) находим

$$\Delta h = 3,2 \cdot 10^{-3} \cdot 1,1 \cdot 3^{2/3} = 0,007 \text{ м,}$$

$$h_w = 0,03 + 0,007 = 0,037 \text{ м,}$$

$$\Delta P_{\sigma} = \frac{2 \cdot 0,0713}{0,001} = 142,6 \text{ Па,}$$

$$W_{0\min} = \left(1 - \frac{3}{3600 \cdot 0,62 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 0,037}} \right) \sqrt{\frac{2(1000 \cdot 9,81 \cdot 0,037 - 142,6)}{1,172(2 \cdot 1,8 + 1)}} = 9,03 \text{ м/с.}$$

2. Площадь отверстий ситчатой тарелки, занятая газовым потоком

$$S_0 = \frac{S_K W_K}{W_{0\min}}, \quad (7.2.5)$$

где $S_K = \pi \cdot D_K^2 / 4 = \pi \cdot 0,2^2 / 4 = 0,031 \text{ м}^2$.

$$1) S_0 = \frac{0,031 \cdot 0,44}{9,03} = 1,51 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2,$$

$$2) S_0 = \frac{0,031 \cdot 1,32}{9,03} = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2.$$

Площадь всех отверстий на тарелках

$$S_{0\max} = F_{\text{св}} \cdot S_K = 0,07 \cdot 0,031 = 2,17 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2.$$

Скорость газа во всех отверстиях на тарелке

$$W_0 = W_K / F_{\text{св}}. \quad (7.2.6)$$

$$1) W_0 = 0,44 / 0,07 = 6,28 \text{ м/с,}$$

$$2) W_0 = 1,32 / 0,07 = 18,86 \text{ м/с.}$$

Так как в первом случае $W_{0\min} > W_0$, в дальнейших расчетах вместо W_0 будем подставлять $W_{0\min}$, т.е. $W_0 = 9,03$ м/с, $S_0 = 1,51 \cdot 10^{-3}$ м². Во втором случае $S_0 = S_{0\max} = 2,17 \cdot 10^{-3}$ м².

3. Высота газовой струи до распада на пузыри [15]

$$h_{\phi} = 2,45 d_3 \left[\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{g d_3 (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\Gamma})} \right]^{0,35}, \quad (7.2.7)$$

где d_3 – эквивалентный диаметр отверстий в газораспределительном устройстве тарелки, $d_3 = 0,002$ м.

$$1) h_{\phi} = 2,45 \cdot 0,002 \left[\frac{1,172 \cdot 9,03^2}{9,81 \cdot 0,002 (1000 - 1,172)} \right]^{0,35} = 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ м},$$

$$2) h_{\phi} = 2,45 \cdot 0,002 \left[\frac{1,172 \cdot 18,86^2}{9,81 \cdot 0,002 (1000 - 1,172)} \right]^{0,35} = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

Среднее значение динамической скорости в газовой фазе (7.1.42):

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{W_0^2 - W_{\Pi}^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} g h_{\phi}}{2 \rho_{\Gamma}} \right]^{0,5} \text{ м/с}, \quad (7.2.8)$$

где $W_{\Pi} = W_{\text{к}} / \phi$ – средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри, где $\phi \approx 0,75$ – газосодержание в данном сечении.

$$1) W_{\Pi} = 0,44 / 0,75 = 0,59 \text{ м/с},$$

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{9,03^2 - 0,59^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 0,8 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 1,172} \right]^{0,5} = 7,48 \text{ м/с};$$

$$2) W_{\Pi} = 1,32 / 0,75 = 1,76 \text{ м/с},$$

$$u_{*Г} = \left[\frac{18,86^2 - 1,76^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 1,4 \cdot 10^{-2}}{2 \cdot 1,172} \right]^{0,5} = 12,16 \text{ м/с.}$$

4. Значение коэффициента массоотдачи (7.1.40):

$$(\beta A)_{Г} = \frac{S_0 \left[\frac{\rho_{Г} W_0^2}{2} + \rho_{ж} g h_{ст} \right] - \frac{S_{к} \rho_{Г} W_{к}^2}{2}}{\operatorname{arctg} \sqrt{R_{1Г}} S_{сГ} \sqrt{R_{1Г}} \left(u_{*Г}^2 \rho_{Г} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)}, \quad (7.2.9)$$

где $h_{ст}$ – высота статического столба жидкости над отверстием истечения газа 1) $h_{ст}=0,0283$ м, 2) $h_{ст}=0,0238$ м; R_3 – эквивалентный радиус; $R_{1Г}$ – безразмерная толщина вязкого подслоя (7.1.37).

$$R_{1Г} = 11,6 \frac{W_{\infty}}{u_{*Г}} \sqrt{\frac{C_{f0Г}}{2}}, \quad (7.2.10)$$

$$C_{f0Г} = \frac{0,073}{\operatorname{Re}_{0Г}^{0,2}}; \quad \operatorname{Re}_{0Г} = \frac{W_{\infty} h_{\Phi}}{\nu},$$

где $W_{\infty} = W_0$.

$$1) \operatorname{Re}_{0Г} = \frac{9,03 \cdot 0,8 \cdot 10^{-2}}{1,56 \cdot 10^{-5}} = 4936; \quad C_{f0Г} = \frac{0,073}{4936^{0,2}} = 0,013,$$

$$R_{1Г} = 11,6 \frac{9,03}{7,48} \sqrt{\frac{0,013}{2}} = 1,14.$$

Из (7.2.9) получено

$$(\beta A)_\Gamma =$$

$$= \frac{7,48 \left[1,51 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1,172 \cdot 9,03^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,0283 \right) - \frac{0,031 \cdot 1,172 \cdot 0,44^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{1,14 \cdot 0,615} \sqrt{1,14} \left(7,48^2 \cdot 1,172 + \frac{2 \cdot 0,0713}{0,001} \right)} =$$

$$= 0,028 \text{ м}^3/\text{с}.$$

$$2) \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{18,86 \cdot 1,4 \cdot 10^{-2}}{1,56 \cdot 10^{-5}} = 17268; \quad C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{17268^{0,2}} = 0,01,$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{18,86}{12,16} \sqrt{\frac{0,01}{2}} = 1,29,$$

$$(\beta A)_\Gamma =$$

$$= \frac{12,16 \left[2,17 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1,172 \cdot 18,86^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,0238 \right) - \frac{0,031 \cdot 1,172 \cdot 1,32^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{1,29 \cdot 0,615} \sqrt{1,29} \left(12,16^2 \cdot 1,172 + \frac{2 \cdot 0,072}{0,001} \right)} =$$

$$= 0,049 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Коэффициент массоотдачи, отнесенный к перфорированной части тарелки,

где $S_T = 0,8S_K = 0,8 \cdot 0,031 = 0,025 \text{ м}^2$; $\beta_{\Gamma f} = (\beta A)_\Gamma \cdot 3600/S_T$.

$$1) \beta_{\Gamma f} = 0,028 \cdot 3600/0,025 = 4032 \text{ м/ч}.$$

Экспериментальное значение $\beta_{\Gamma f} = 4430 \text{ м/ч}$.

$$2) \beta_{\Gamma} = 0,049 \cdot 3600 / 0,025 = 7056 \text{ м/ч.}$$

Экспериментальное значение $\beta_{\Gamma} f = 8440 \text{ м/ч.}$

Расхождение расчетных результатов с экспериментальными данными Соломахи и Плановского не более 15 %.

Для сравнения результатов вычислим эти же коэффициенты по критериальному уравнению [27].

$$\text{Nu} = 0,265 \text{Re}_G^{1,03} \text{We}^{-0,32} \text{Sc}^{0,5},$$

где $\text{Re}_G = \frac{w_{\text{к}} h_{\text{ст}}}{\nu_{\Gamma}}$, $\text{We} = \left(\frac{\chi}{h_{\text{ст}}} \right)^2$, $\chi = \sqrt{\sigma / \rho_{\text{ж}}}$ – капиллярная константа.

$$\text{Nu} = \frac{\beta_{\Gamma} f h_{\text{ст}}}{D_{\Gamma}}; \quad \beta_{\Gamma} f = \text{Nu} \cdot D_{\Gamma} / h_{\text{ст}};$$

$$1) \text{Re}_G = \frac{0,44 \cdot 0,0283}{1,56 \cdot 10^{-5}} = 798,2;$$

$$\chi = \sqrt{\frac{0,0713/9,81}{1000}} = 0,0027; \quad \text{We} = \left(\frac{0,0027}{0,0283} \right)^2 = 0,0091;$$

$$\text{Nu} = 0,265 \cdot 798,2^{1,03} 0,0091^{-0,32} 0,615^{0,5} = 911,7;$$

$$\beta_{\Gamma} f = 3600 \cdot 911,7 \cdot 2,53 \cdot 10^{-5} / 0,0283 = 2916 \text{ м/ч.}$$

$$2) \text{Re}_G = \frac{1,32 \cdot 0,0238}{1,56 \cdot 10^{-5}} = 2013,85;$$

$$\text{We} = \left(\frac{0,0027}{0,0238} \right)^2 = 0,013;$$

$$\text{Nu} = 0,265 \cdot 2013,85^{1,03} 0,013^{-0,32} 0,615^{0,5} = 2110,4,$$

$$\beta_{\Gamma} f = 3600 \cdot 2110,4 \cdot 2,53 \cdot 10^{-5} / 0,0238 = 8064 \text{ м/ч.}$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что уравнение математической модели (7.1.40) обеспечивает удовлетворительную точность расчета.

На основе полученных результатов по кинетике массоотдачи можно оценить эффективность разделения смеси на тарелке.

Число единиц переноса

$$N_{\Gamma} = \frac{(\beta A)_{\Gamma}}{V_{\Gamma}}, \quad (7.2.11)$$

где $V_{\Gamma} = W_{\text{к}} \cdot S_{\text{к}}$ – расход газовой смеси, $\text{м}^3/\text{с}$.

$$1) V_{\Gamma} = 0,44 \cdot 0,031 = 0,014 \text{ м}^3/\text{с}; \quad N_{\Gamma} = \frac{0,039}{0,014} = 2,86;$$

$$2) V_{\Gamma} = 1,32 \cdot 0,031 = 0,041 \text{ м}^3/\text{с}; \quad N_{\Gamma} = \frac{0,069}{0,041} = 1,69.$$

Для рассмотренного примера $N_{\Gamma} = N_{\text{ог}}$, так как практически всё сопротивление массопередаче сосредоточено в газовой фазе.

По модели идеального вытеснения для перекрестного тока

$$\text{КПД}'_{\text{тар}} = 1 - \exp(-N_{\text{ог}}). \quad (7.2.12)$$

По модели идеального смешения

$$\text{КПД}'' = \frac{N_{\text{ог}}}{1 + N_{\text{ог}}}. \quad (7.2.13)$$

$$1) \text{КПД}'_{\text{тар}} = 1 - \exp(-2,86) = 0,94; \quad \text{КПД}'' = \frac{2,86}{1 + 2,86} = 0,74;$$

$$2) \text{КПД}'_{\text{тар}} = 1 - \exp(-1,69) = 0,81; \quad \text{КПД}'' = \frac{1,69}{1 + 1,69} = 0,63.$$

Используя диффузионную или ячеистую модели структуры потока, можно вычислить эффективность разделения (КПД) смеси на тарелке с учетом реальной гидродинамической обстановки.

Пример расчета объемных коэффициентов массоотдачи при абсорбции аммиака из воздуха водой на колпачковых тарелках

Особенность работы тарелок колпачкового типа заключается в том, что величина открытия прорезей колпачков и скорости пара в открытой части прорезей зависят от нагрузки по газу и жидкости. Барботаж газа через жидкость начинается при некотором начальном открытии прорези l_0 , обусловленного преодолением сил поверхностного натяжения.

Колпачковая тарелка имеет следующие конструктивные характеристики: диаметр тарелки $D_k=3,6$ м; ширина прорези на тарелке $b_{пр}=0,004$ м; геометрическая высота прорези $h_m=0,03$ м; число колпачков $n_k=175$; число прорезей на тарелке $n=10000$; высота сливной планки $h_{сп}=0,05$ м; относительное свободное сечение $F_{св}=0,135$ м²/м² (13,5 %).

Режимные характеристики: скорость газа в колонне $W_k=0,4 - 1,2$ м/с; расход жидкости на длину сливной планки $Q_{ж}=1,0 - 10,0$ м³/(м·ч).

Характеристики потоков: плотность воды $\rho_{ж}=1000$ кг/м³; плотность воздушно-аммиачной смеси при малых концентрациях аммиака $\rho_{г}=1,25$ кг/м³; коэффициент кинетической вязкости $\nu_{г}=1,8 \cdot 10^{-5}$ м²/с; коэффициент молекулярной диффузии газовой смеси $D_{г}=1,7 \cdot 10^{-5}$ м²/с.

Ниже приведен пример расчета при $Q_{ж} = 5$ м³(м·ч) и 1) $W_k = 0,4$ м/с; 2) $W_k = 1,2$ м/с.

1. Скорость газа в прорези при полном ее открытии, где $\mu=0,88$ – коэффициент расхода

$$W_{0m} = \frac{\mu \cdot 2}{3} \left[\frac{h_m \cdot 2g(\rho_{ж} - \rho_{г})}{\rho_{г}} \right]^{0,5} \quad (7.2.14).$$

$$W_{0m} = \frac{0,88 \cdot 2}{3} \left[\frac{0,03 \cdot 2 \cdot 9,81(1000 - 1,25)}{1,25} \right]^{0,5} = 12,72 \text{ м/с.}$$

2. Открытая высота прорези

$$h_{\text{пр}} = \frac{S_0}{b_{\text{пр}} \cdot n}. \quad (7.2.15)$$

$S_0 = W_{\text{к}} \cdot S_{\text{Т}} / W_{0m}$ – площадь отверстий на тарелке, занятых газовым потоком.

$$1) S_0 = 0,4 \cdot 10,18 / 12,72 = 0,32 \text{ м}^2;$$

$$2) S_0 = 1,2 \cdot 10,18 / 12,72 = 0,96 \text{ м}^2,$$

где $S_{\text{Т}} = 10,18 \text{ м}^2$ – площадь тарелки.

Отсюда

$$1) h_{\text{пр}} = \frac{0,32}{0,004 \cdot 10000} = 0,008 \text{ м};$$

$$2) h_{\text{пр}} = \frac{0,96}{0,004 \cdot 10000} = 0,024 \text{ м},$$

т.е. $h_{\text{пр}} < h_m$ и $h_{\text{пр}} > l_0$ (7.2.14).

Площадь свободного сечения тарелки

$$S_{0m} = h_m \cdot b_{\text{пр}} \cdot n, \quad (7.2.16)$$

$$S_{0m} = 0,03 \cdot 0,004 \cdot 10000 = 1,2 \text{ м}^2.$$

Скорость газа в прорезях

$$W_0 = W_{\text{к}} \cdot S_{\text{Т}} / S_{0m}. \quad (7.2.17)$$

$$1) W_0 = 0,4 \cdot 10,18 / 1,2 = 3,39 \text{ м/с};$$

$$2) W_0 = 1,2 \cdot 10,18 / 1,2 = 10,18 \text{ м/с}.$$

Эквивалентный диаметр открытой части прорези

$$d_{\text{э}} = \frac{4S_0}{n \cdot \Pi}, \quad (7.2.18)$$

где $\Pi = (b_{\text{пр}} + h_m) \cdot 2 = 2(30 + 4) = 68$ мм – периметр отверстия.

$$1) d_{\text{э}} = \frac{4 \cdot 0,32}{10000 \cdot 0,068} = 1,88 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$2) d_{\text{э}} = \frac{4 \cdot 0,96}{10000 \cdot 0,068} = 5,65 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

3. Высота статического столба жидкости по эмпирическому выражению

$$h_{\text{ст}} = 0,042 - 0,0135 \cdot W_{\text{к}} \cdot \sqrt{\rho_{\Gamma}} + 0,19h_{\text{сп}} + 7 \cdot 10^{-4} \cdot Q_{\text{ж}}. \quad (7.2.19)$$

$$1) h_{\text{ст}} = 0,042 - 0,0135 \cdot 0,4 \cdot \sqrt{1,25} + 0,19 \cdot 0,05 + 7 \cdot 10^{-4} \cdot 5 = 0,047 \text{ м};$$

$$2) h_{\text{ст}} = 0,042 - 0,0135 \cdot 1,2 \cdot \sqrt{1,25} + 0,19 \cdot 0,05 + 7 \cdot 10^{-4} \cdot 5 = 0,03 \text{ м}.$$

Высота статического столба жидкости над геометрическим центром открытой части прорези в колпачке

$$h'_{\text{ст}} = h_{\text{ст}} - (h_m - 0,5 \cdot h_{\text{пр}}) - \Delta h_m, \quad (7.2.20)$$

где $\Delta h_m \approx 0,01$ м – расстояние от полотна тарелки до нижнего основания прорези.

$$1) h'_{\text{ст}} = 0,047 - (0,03 - 0,5 \cdot 0,008) - 0,01 = 0,011 \text{ м};$$

$$2) h'_{\text{ст}} = 0,03 - (0,03 - 0,5 \cdot 0,024) - 0,01 = 0,002 \text{ м}.$$

4. Высота газовой струи до распада на пузыри (7.2.7)

$$1) h_{\text{ф}} = 2,45 \cdot 1,88 \cdot 10^{-3} \left[\frac{1,25 \cdot 3,39^2}{9,81 \cdot 1,88 \cdot 10^{-3} (1000 - 1,25)} \right]^{0,35} = 0,004 \text{ м};$$

$$2) h_{\phi} = 2,45 \cdot 5,65 \cdot 10^{-3} \left[\frac{1,25 \cdot 10,18^2}{9,81 \cdot 5,65 \cdot 10^{-3} (1000 - 1,25)} \right]^{-0,35} = 0,019 \text{ м.}$$

Среднее значение динамической скорости в газовой фазе (7.2.8)

$$1) W_{\Pi} = 0,4/0,75 = 0,53 \text{ м/с,}$$

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{3,39^2 - 0,53^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 0,004}{2 \cdot 1,25} \right]^{0,5} = 4,4 \text{ м/с;}$$

$$2) W_{\Pi} = 1,2/0,75 = 1,6 \text{ м/с,}$$

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{10,18^2 - 1,6^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 0,019}{2 \cdot 1,25} \right]^{0,5} = 9,92 \text{ м/с.}$$

5. Значение коэффициента массоотдачи (7.2.9) с параметром (7.2.10)

$$1) \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{3,39 \cdot 0,004}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 797, \quad C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{797^{0,2}} = 0,019,$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{3,39}{4,4} \sqrt{\frac{0,019}{2}} = 0,87.$$

$$(\beta A)_{\Gamma} = \frac{4,4 \left[0,32 \left(\frac{1,25 \cdot 3,39^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,011 \right) - \frac{10,18 \cdot 1,25 \cdot 0,4^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{0,87 \cdot 1,06} \sqrt{0,87} \left(4,4^2 \cdot 1,25 + \frac{2 \cdot 0,072}{0,94 \cdot 10^{-3}} \right)} =$$

$$= 11,92 \text{ м}^3/\text{с;}$$

$$2) \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{10,18 \cdot 0,019}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 10745,6; \quad C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{10745,6^{0,2}} = 0,011,$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{10,18}{9,92} \sqrt{\frac{0,011}{2}} = 0,9,$$

$$(\beta A)_{\Gamma} = \frac{9,92 \left[0,96 \left(\frac{1,25 \cdot 10,18^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,002 \right) - \frac{10,18 \cdot 1,25 \cdot 1,2^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{0,9 \cdot 1,06} \sqrt{0,9} \left(9,92^2 \cdot 1,25 + \frac{2 \cdot 0,072}{2,825 \cdot 10^{-3}} \right)} =$$

$$= 33,7 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Коэффициент массоотдачи, отнесенный к рабочей площади тарелки

$$\beta_{\Gamma f} = (\beta A)_{\Gamma} / S_{\Gamma}.$$

- 1) $\beta_{\Gamma f} = 11,92/10,18 = 1,17 \text{ м/с};$
- 2) $\beta_{\Gamma f} = 33,7/10,18 = 3,31 \text{ м/с}.$

Значения коэффициентов массоотдачи $\beta_{\Gamma f}$, вычисленные по критериальному уравнению [28]:

- 1) $\beta_{\Gamma f} = 1,05 \text{ м/с};$ 2) $\beta_{\Gamma f} = 2,8 \text{ м/с}.$

Расхождение результатов около 15 %.

Пример расчета объемных коэффициентов массоотдачи при десорбции углекислоты из воды воздухом на клапанных тарелках

Отличительной особенностью клапанных тарелок является способность к саморегулированию проходного сечения. При низких нагрузках по газу подъем клапана мал, и площадь проходного сечения для газа небольшая. С повышением нагрузки увеличиваются подъем клапана и площадь живого сечения. Таким образом, скорость газа в отверстиях остается примерно постоянной до тех пор, пока высота открытия клапана не становится равной максимальной.

Ниже показан пример расчета клапанной тарелки со следующими конструктивными характеристиками: диаметр колонны $D_K=0,8$ м; диаметр клапана $d_{\text{кл}}=0,05$ м; вес клапана $G_{\text{кл}}=35,7 \cdot 10^{-3}$ кг; высота сливной планки $h_{\text{сп}}=0,043$ м; относительное свободное сечение $F_{\text{св}}=0,085$ м²/м² (8,5 %); максимальная высота открытия клапана $h_{\text{кл.мах}}=0,006$ м; $n=46$ – число клапанов.

Режимные характеристики: скорость газа в колонне $W_K=0,4 - 1$ м/с; расход жидкости на длину сливной планки $Q_{\text{ж}}=1,0 - 10,0$ м³/м·ч. Тарелка с данными конструктивными режимными характеристиками исследована в работе [23].

Характеристики потоков: плотность воды $\rho_{\text{ж}}=1000$ кг/м³; плотность воздуха $\rho_{\text{г}}=1,25$ кг/м³; коэффициент кинетической вязкости воздуха $\nu_{\text{г}}=1,8 \cdot 10^{-5}$ м²/с; коэффициент кинетической вязкости воды $\nu_{\text{ж}}=10^{-6}$ м²/с; коэффициент молекулярной диффузии CO₂ в воде $D_{\text{ж}}=1,8 \cdot 10^{-9}$ м²/с. Известно, что при десорбции CO₂ основное сопротивление массоотдачи сосредоточено в жидкой фазе.

Ниже приведен пример расчета коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе при $Q_{\text{ж}}=3,0$ м³/м·ч и скоростях газа 1) $W_K=0,4$ м/с и 2) $W_K=1$ м/с, дано сравнение с опытными данными по коэффициентам массоотдачи.

1. Высота подъема клапана [16, 18]

$$h_{\text{кл}} = \frac{W_K \cdot S_K}{\pi \cdot d_{\text{кл}} \cdot n} \sqrt{\frac{S_{\text{кл}} \cdot \rho_{\text{г}}}{2 \cdot G_{\text{кл}} \cdot g}}, \quad (7.2.21)$$

где $S_{\text{кл}} = \pi \cdot d_{\text{кл}}^2 / 4 = \pi \cdot 0,05^2 / 4 = 0,002$ м² – площадь пластины клапана; $S_K = \pi \cdot D_K^2 / 4 = \pi \cdot 0,8^2 / 4 = 0,5$ м² – площадь свободного сечения колонны.

$$1) h_{\text{кл}} = \frac{0,4 \cdot 0,5}{\pi \cdot 0,05 \cdot 46} \sqrt{\frac{0,002 \cdot 1,25}{2 \cdot 35,7 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81}} = 0,0016 \text{ м};$$

$$2) h_{\text{кл}} = \frac{1 \cdot 0,5}{\pi \cdot 0,05 \cdot 46} \sqrt{\frac{0,002 \cdot 1,25}{2 \cdot 35,7 \cdot 10^{-3} \cdot 9,81}} = 0,0041 \text{ м}.$$

$h_{\text{кл}} < h_{\text{кл.мах}}$, т.е. клапаны открыты не полностью.

$$S_0 = \pi \cdot d_{\text{КЛ}} \cdot h_{\text{КЛ}} \cdot n.$$

$$1) S_0 = \pi \cdot 0,05 \cdot 0,0016 \cdot 46 = 0,0115 \text{ м}^2;$$

$$2) S_0 = \pi \cdot 0,05 \cdot 0,0041 \cdot 46 = 0,0296 \text{ м}^2.$$

Скорость газа в отверстиях

$$W_0 = W_{\text{к}} \cdot S_{\text{к}} / S_0. \quad (7.2.22)$$

$$1) W_0 = 0,4 \cdot 0,5 / 0,0115 = 17,4 \text{ м/с};$$

$$2) W_0 = 1 \cdot 0,5 / 0,0296 = 16,8 \text{ м/с}.$$

Эквивалентные диаметр и радиус отверстия соответственно равны:

$$d_{\text{э}} = 2h_{\text{КЛ}}, R_{\text{э}} = h_{\text{КЛ}}. \quad (7.2.23)$$

$$1) d_{\text{э}} = 0,0032 \text{ м}, R_{\text{э}} = 0,0016 \text{ м};$$

$$2) d_{\text{э}} = 0,0082 \text{ м}, R_{\text{э}} = 0,0041 \text{ м}.$$

2. Высота статического столба жидкости по эмпирическому выражению

$$h_{\text{ст}} = 0,787 \cdot Q_{\text{ж}}^{0,21} \cdot h_{\text{СП}}^{0,56} \cdot W_{\text{к}}^m [1 - 0,31 \cdot \exp(-0,11 \cdot \mu)], \quad (7.2.24)$$

где $Q_{\text{ж}} = 3,0 \text{ м}^3/(\text{м} \cdot \text{ч})$ или $8,33 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/(\text{м} \cdot \text{с})$; m – показатель степени, $m = 0,05 - 4,6h_{\text{СП}} = 0,05 - 4,6 \cdot 0,043 = -0,148$; μ – динамическая вязкость жидкости, МПа·с.

$$\mu = \nu_{\text{ж}} \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot 1000 = 1 \text{ МПа} \cdot \text{с}.$$

$$1) h_{\text{ст}} = 0,787 \cdot (8,33 \cdot 10^{-4})^{0,21} \cdot 0,043^{0,56} \cdot 0,4^{-0,148} [1 - 0,31 \cdot \exp(-0,11 \cdot 1)] =$$

$$= 0,025 \text{ м};$$

$$2) h_{\text{ст}} = 0,787 \cdot (8,33 \cdot 10^{-4})^{0,21} \cdot 0,043^{0,56} \cdot 1^{-0,148} [1 - 0,31 \cdot \exp(-0,11 \cdot 1)] =$$

$$= 0,022 \text{ м.}$$

Среднее значение статического столба жидкости над геометрическим центром отверстия открытого клапана

$$h'_{\text{ст}} = h_{\text{ст}} - \frac{h_{\text{кд}}}{2}. \quad (7.2.25)$$

$$1) h'_{\text{ст}} = 0,025 - 0,0008 = 0,0242 \text{ м;}$$

$$2) h'_{\text{ст}} = 0,022 - 0,002 = 0,02 \text{ м.}$$

3. Высота газовой струи до распада на пузыри (7.2.7)

$$1) h_{\phi} = 2,45 \cdot 0,0032 \left[\frac{1,25 \cdot 17,4^2}{9,81 \cdot 0,0032(1000 - 1,25)} \right]^{0,35} = 0,019 \text{ м;}$$

$$2) h_{\phi} = 2,45 \cdot 0,0082 \left[\frac{1,25 \cdot 16,8^2}{9,81 \cdot 0,0082(1000 - 1,25)} \right]^{0,35} = 0,034 \text{ м.}$$

Среднее значение динамической скорости в газовой фазе (7.2.8)

$$1) W_{\text{II}} = 0,4/0,75 = 0,53 \text{ м/с,}$$

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{17,4^2 - 0,53^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 0,019}{2 \cdot 1,25} \right]^{0,5} = 12,3 \text{ м/с;}$$

$$2) W_{\text{II}} = 1/0,75 = 1,33 \text{ м/с,}$$

$$u_{*\Gamma} = \left[\frac{16,8^2 - 1,33^2}{4} + \frac{1000 \cdot 9,81 \cdot 0,034}{2 \cdot 1,25} \right]^{0,5} = 14,2 \text{ м/с.}$$

Среднее значение динамической скорости в жидкой фазе (7.1.42)

$$u_{*ж} = \left[\frac{\rho_{\Gamma} (W_0^2 - W_{\Pi}^2)}{4 \cdot \rho_{ж}} + \frac{gh_{\phi}}{2} \right]^{0,5} \quad (7.2.26)$$

$$1) u_{*ж} = \left[\frac{1,25(17,4^2 - 0,53^2)}{4 \cdot 1000} + \frac{9,81 \cdot 0,019}{2} \right]^{0,5} = 0,43 \text{ м/с};$$

$$2) u_{*ж} = \left[\frac{1,25(16,8^2 - 1,33^2)}{4 \cdot 1000} + \frac{9,81 \cdot 0,034}{2} \right]^{0,5} = 0,5 \text{ м/с}.$$

Результаты расчета можно проверить сравнением

$$\tau_{\Gamma} = \tau_{ж} = u_{*\Gamma}^2 \rho_{\Gamma} = u_{*ж}^2 \rho_{ж} \quad (7.2.27)$$

$$1) 12,3^2 \cdot 1,25 = 0,43^2 \cdot 1000;$$

$$2) 14,2^2 \cdot 1,25 = 0,5^2 \cdot 1000.$$

Равенство (7.2.27) выполняется.

4. Значение коэффициента массоотдачи (7.1.38)

$$(\beta A)_{ж} = \frac{u_{*ж} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\Gamma} W_0^2}{2} + \rho_{ж} gh'_{ст} \right) - \frac{S_{к\rho_{\Gamma} W_{к}^2}}{2} \right]}{\arctg \sqrt{R_{1ж} Sc_{ж}} \sqrt{R_{1ж}} \left(u_{*ж}^2 \rho_{ж} + \frac{2\sigma}{R_3} \right)},$$

где $Sc_{ж} = \nu_{ж}/D_{ж} = 555,56$ – число Шмидта; $R_{1ж}$ – безразмерная толщина вязкого подслоя (7.1.36), (7.1.37)

$$R_{1ж} = 11,6 \frac{u_{\Gamma p}}{u_{*ж}} \sqrt{\frac{C_{f0ж}}{2}},$$

$$C_{f0ж} = \frac{0,073}{\text{Re}_{0ж}^{0,2}}; \quad \text{Re}_{0ж} = \frac{u_{\Gamma\Phi} h_{\Phi}}{v_{ж}}$$

где $u_{\Gamma\Phi} = W_0 - u_{*\Gamma} \sqrt{R_{1\Gamma}} \cdot \text{arctg} \sqrt{R_{1\Gamma}}$.

$$1) \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{17,4 \cdot 0,019}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 18505; \quad C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{18505^{0,2}} = 0,01;$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{17,4}{12,3} \sqrt{\frac{0,01}{2}} = 1,17,$$

$$u_{\Gamma\Phi} = 17,4 - 12,3 \sqrt{1,17} \cdot \text{arctg} \sqrt{1,17} = 6,04 \text{ м/с},$$

$$\text{Re}_{0ж} = \frac{6,04 \cdot 0,019}{10^{-6}} = 122611; \quad C_{f0ж} = \frac{0,073}{122611^{0,2}} = 0,007,$$

$$R_{1ж} = 11,6 \frac{6,04}{0,43} \sqrt{\frac{0,007}{2}} = 10,1,$$

$$(\beta A)_{ж} = \frac{0,43 \left[0,0115 \left(\frac{1,25 \cdot 17,4^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,0242 \right) - \frac{0,5 \cdot 1,25 \cdot 0,4^2}{2} \right]}{\text{arctg} \sqrt{10,1 \cdot 555,56} \cdot \sqrt{10,1} \left(0,43^2 \cdot 1000 + \frac{2 \cdot 0,072}{0,0016} \right)} =$$

$$= 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с};$$

$$2) \text{Re}_{0\Gamma} = \frac{16,8 \cdot 0,034}{1,8 \cdot 10^{-5}} = 31455; \quad C_{f0\Gamma} = \frac{0,073}{31455^{0,2}} = 0,009;$$

$$R_{1\Gamma} = 11,6 \frac{16,8}{14,2} \sqrt{\frac{0,009}{2}} = 0,95,$$

$$u_{\Gamma\Phi} = 16,8 - 14,2 \sqrt{0,95} \cdot \text{arctg} \sqrt{0,95} = 6,25 \text{ м/с},$$

$$\text{Re}_{0\text{ж}} = \frac{6,25 \cdot 0,034}{10^{-6}} = 211506; \quad C_{f0\text{ж}} = \frac{0,073}{211506^{0,2}} = 0,006,$$

$$R_{1\text{ж}} = 11,6 \frac{6,25}{0,5} \sqrt{\frac{0,006}{2}} = 8,08,$$

$$(\beta A)_{\text{ж}} = \frac{0,5 \left[0,0296 \left(\frac{1,25 \cdot 16,8^2}{2} + 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,02 \right) - \frac{0,5 \cdot 1,25 \cdot 1^2}{2} \right]}{\arctg \sqrt{8,08 \cdot 555,56} \cdot \sqrt{8,08} \left(0,5^2 \cdot 1000 + \frac{2 \cdot 0,072}{0,0041} \right)} =$$

$$= 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Коэффициент массоотдачи, отнесенный к рабочей площади тарелки

$$\beta_{\text{ж}f} = (\beta A)_{\text{ж}} / S_{\text{к}}.$$

$$1) \beta_{\text{ж}f} = \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{0,5} = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ м/с},$$

$$2) \beta_{\text{ж}f} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{0,5} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}.$$

Экспериментальные значения коэффициентов массоотдачи $\beta_{\text{ж}f}$ [23] (рис.7.2):

$$1) \beta_{\text{ж}f} = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ м/с};$$

$$2) \beta_{\text{ж}f} = 7,8 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}.$$

Расхождение составляет не более 10 %, что соответствует погрешности экспериментальных исследований.

Результаты расчета и сравнение с опытными данными представлены на рис. 7.2 – 7.11.

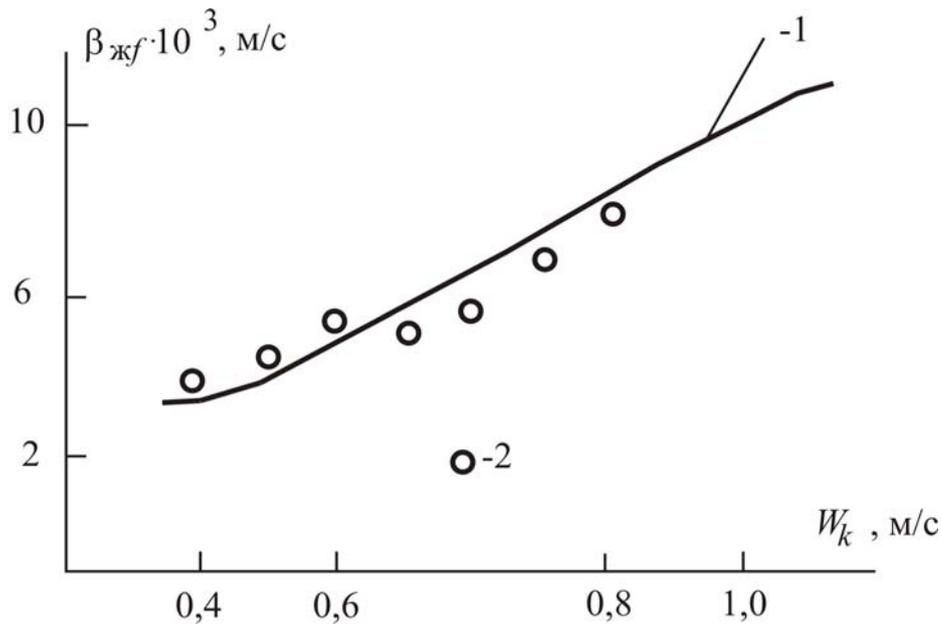


Рис. 7.2. Зависимость коэффициента массоотдачи в жидкой фазе от скорости газа в колонне при десорбции CO_2 из воды воздухом на клапанной тарелке типа «Глитч»: 1 – расчет по уравнению (7.1.38); 2 – эксперимент [23]; $Q_{\text{ж}} = 3 \text{ м}^3/\text{м} \cdot \text{ч}$

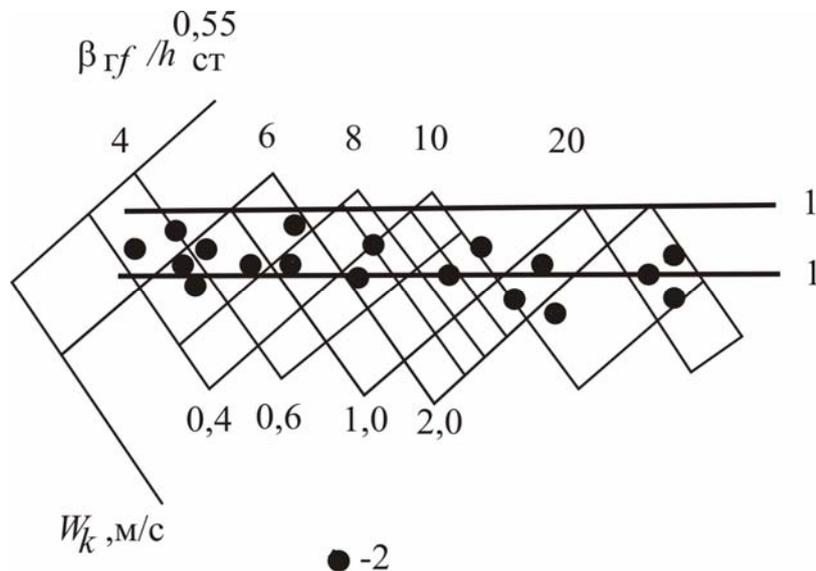


Рис. 7.3. Зависимость коэффициента массоотдачи в газовой фазе от гидравлических параметров при абсорбции воздушно-аммиачных смесей водой на клапанных тарелках: 1–1 – область расчета по (7.1.40); 2 – экспериментальные данные [24, 25]

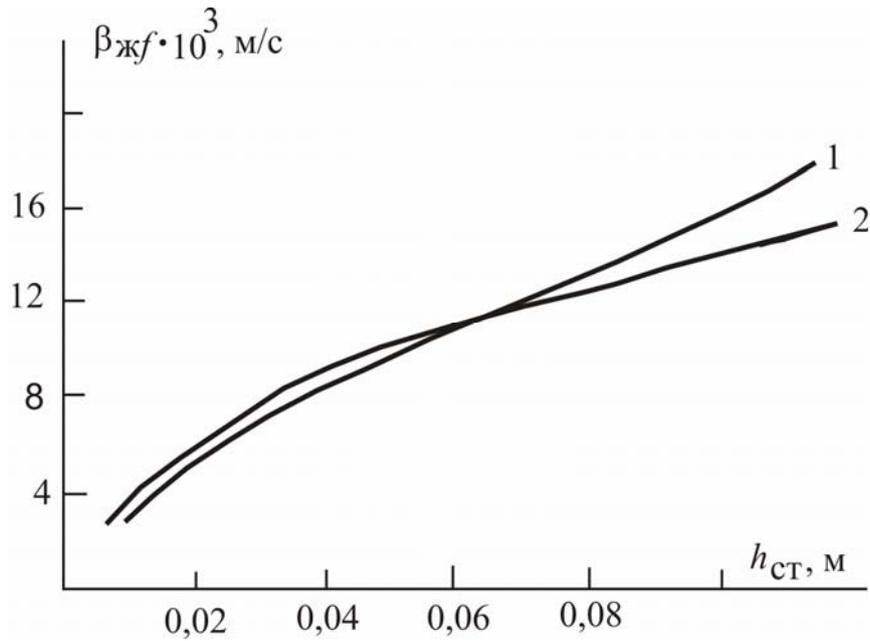
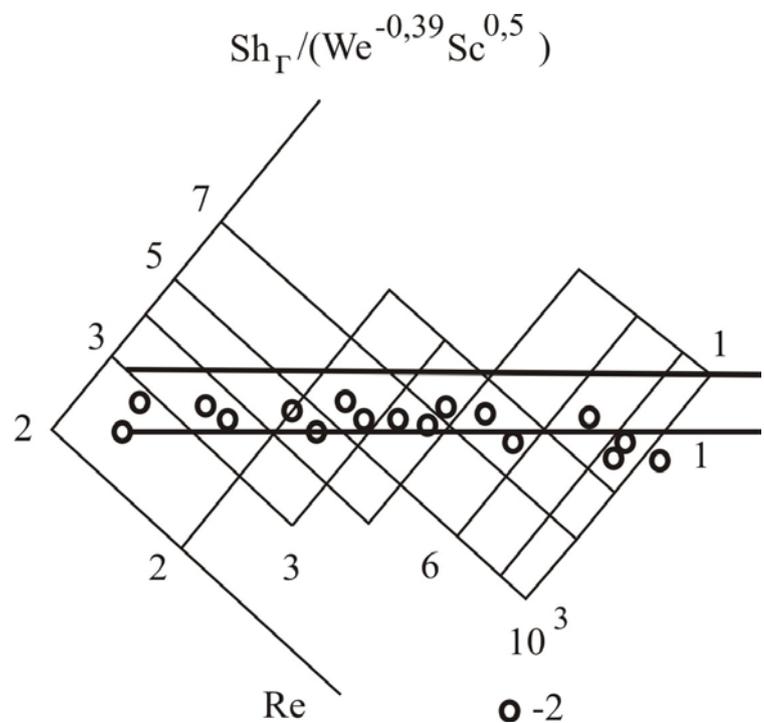


Рис. 7.4. Зависимость коэффициентов $\beta_{\Gamma f}$ от высоты столба жидкости на клапанной тарелке при ректификации смеси метанол – вода: 1 – расчет по уравнению (7.1.38); 2 – расчет по критериальному выражению [10]; $W_k = 0,8$ м/с

Рис. 7.5. Корреляция расчетных и экспериментальных данных коэффициентов массоотдачи на ситчатых тарелках при ректификации различных смесей: 1–1 – область расчета по уравнению (7.1.40) при различных значениях W_k и $h_{ст}$; 2 – экспериментальные данные [26]



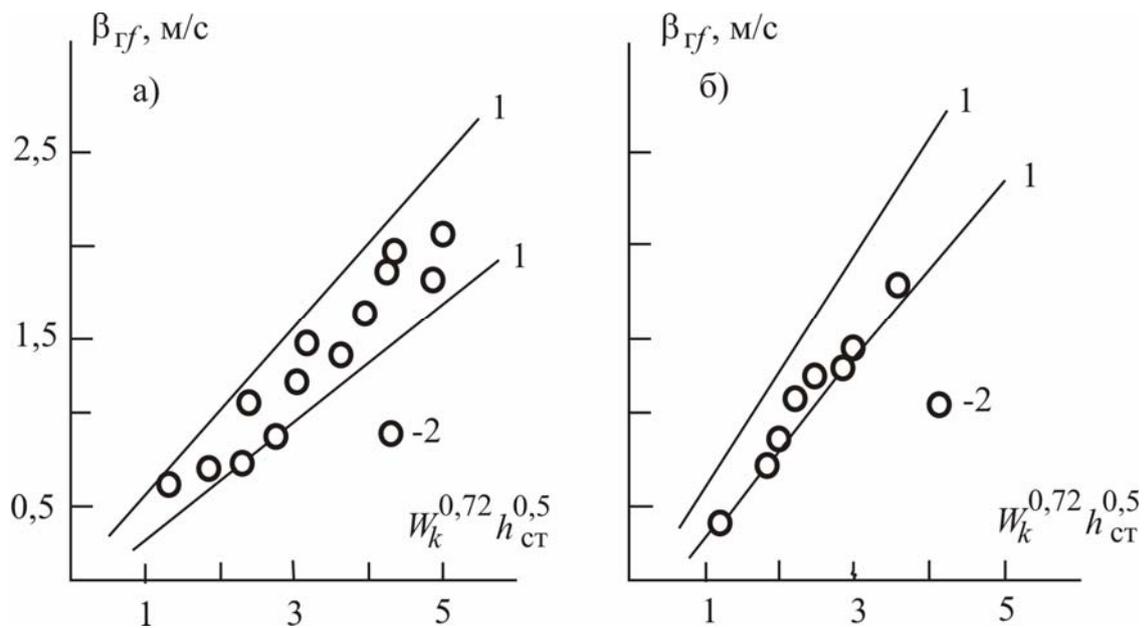


Рис. 7.6. Зависимость коэффициентов массоотдачи в газовой фазе от гидравлического комплекса на ситчатых тарелках при абсорбции систем: а) аммиак – вода; б) воздух – н.октан. 1–1 – область расчета по уравнению (7.1.40); 2 – экспериментальные данные [27]

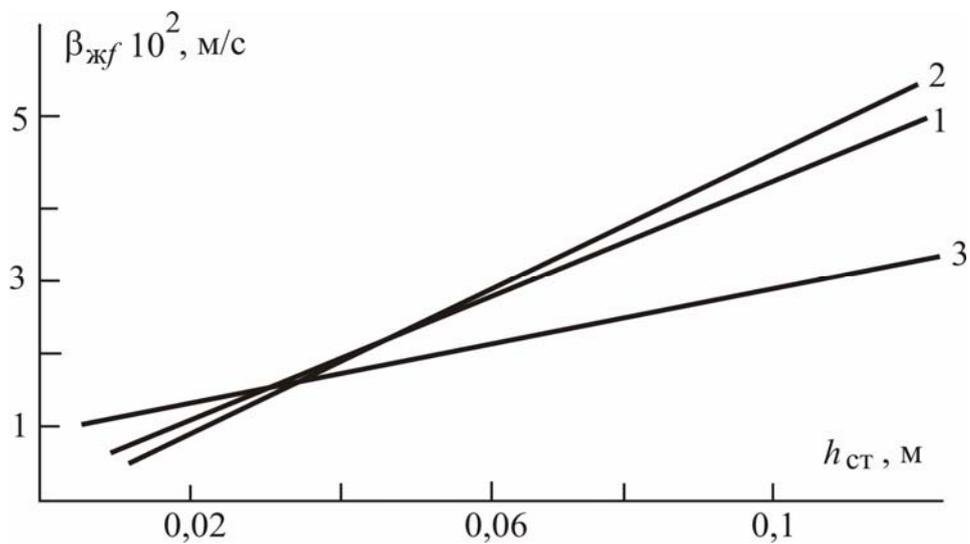


Рис. 7.7. Зависимость коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе от высоты столба жидкости на колпачковой тарелке при ректификации смеси метанол – вода: 1 – расчет по уравнению (7.1.38); 2, 3 – расчет по эмпирическим зависимостям Хьюмарка и Эндрю соответственно; $W_k = 1$ м/с

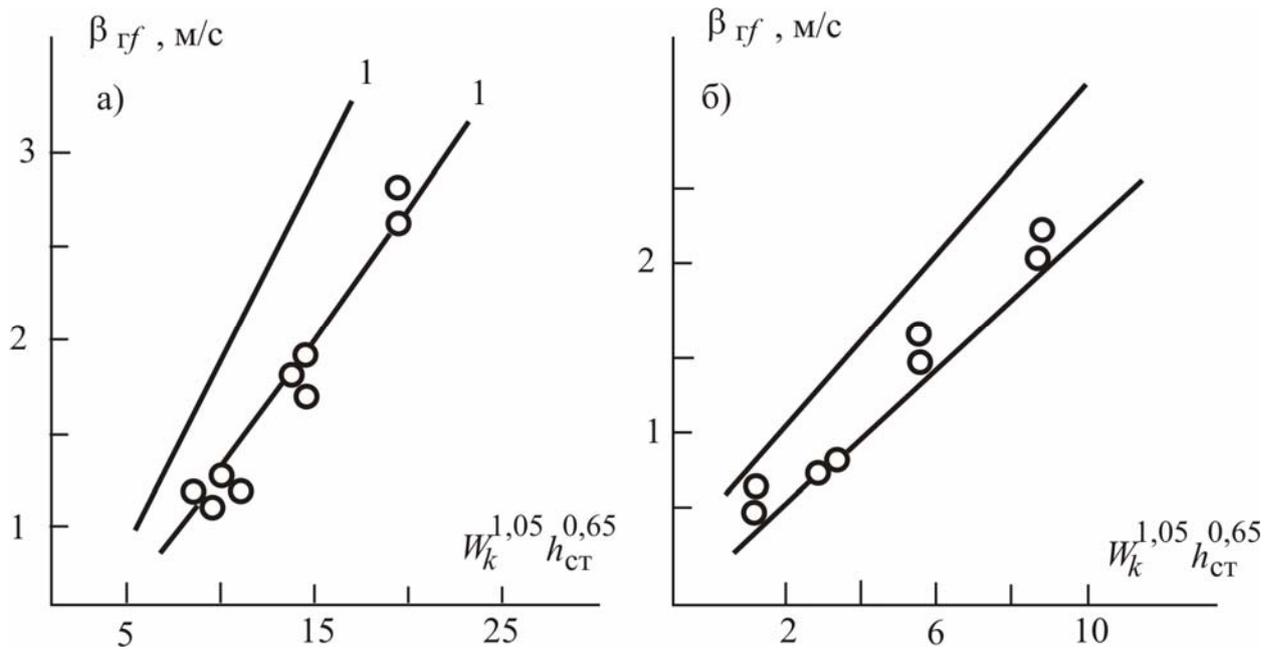


Рис. 7.8. Зависимость коэффициентов массоотдачи в газовой фазе от гидравлического комплекса на колпачковых тарелках при абсорбции систем: а) гелий – изобутанол; б) фреон-12 – вода: 1–1 – область расчета по уравнению (7.1.40) при различных значениях W_k и h_{CT} ; точки – эксперимент [28]

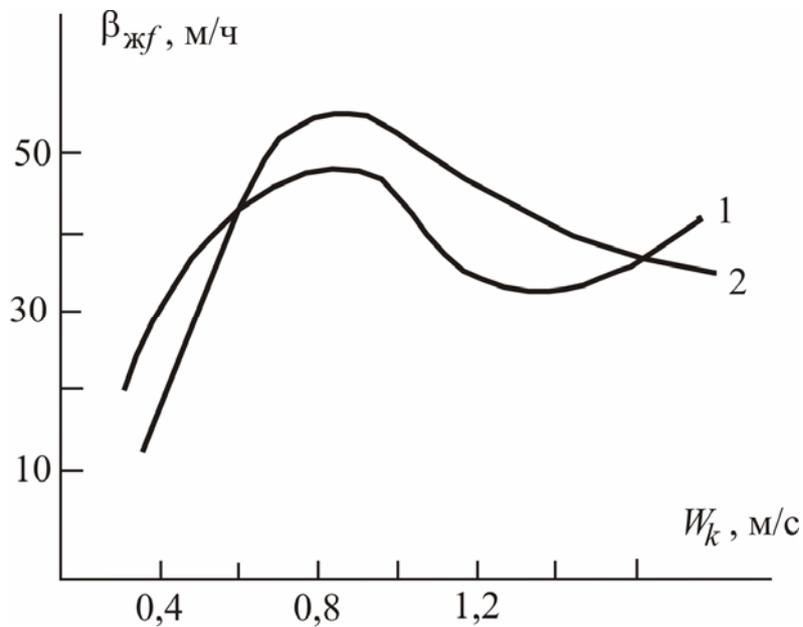


Рис. 7.9. Зависимость $\beta_{жf}$ скорости газа в колонне на колпачковой тарелке: 1 – эксперимент [29]; 2 – расчет [19]; $h_{CT} = 0,032$ м; $Q = 3$ м³/(м·ч)

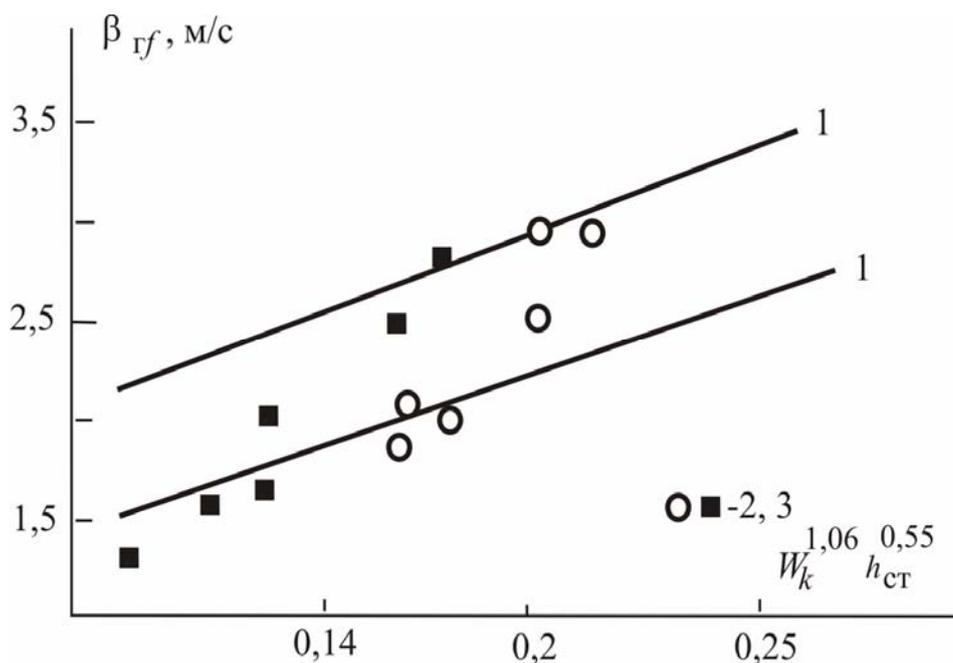


Рис. 7.10. Корреляция расчетных и экспериментальных данных коэффициентов массоотдачи на струйных тарелках при ректификации систем: ацетон – метанол и метанол – изобутанол: 1–1 – область расчета по уравнению (7.1.40); 2, 3 – экспериментальные данные [30]; $h_{ct} = 0,04$ м

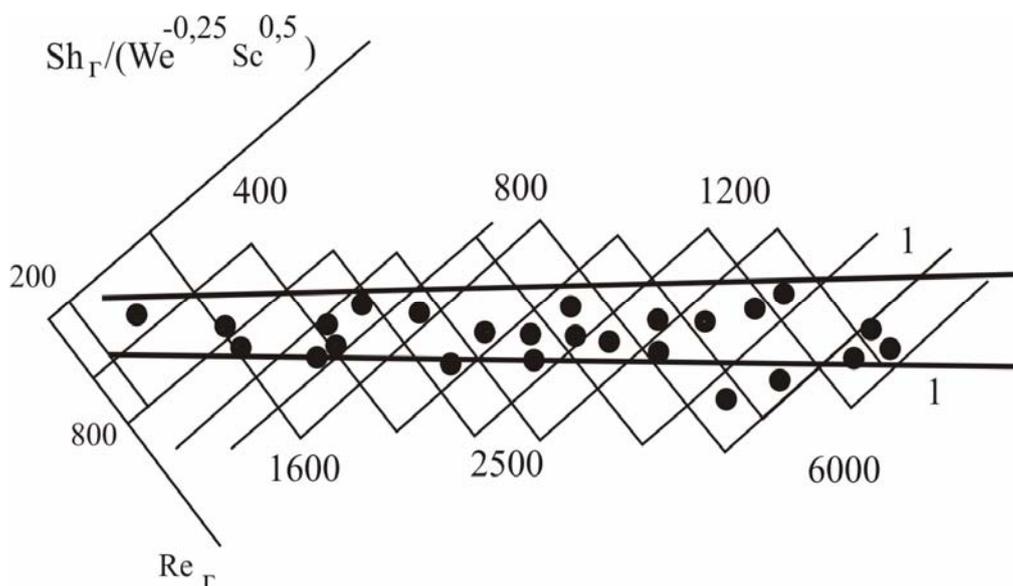


Рис. 7.11. Корреляция расчетных и экспериментальных данных коэффициентов массоотдачи на струйных тарелках при ректификации различных систем: 1–1 – область расчета по уравнению (7.1.40); точки – экспериментальные данные [30]

Представленные выше результаты расчета справедливы для массообменных тарелок небольшого диаметра (300 ÷ 800 мм). При увеличении диаметра тарелок появляются гидродинамические неоднородности, учет которых в уравнениях (7.1.38)–(7.1.41) показан в работах [17, 19–22]. Для этого расчет коэффициентов массоотдачи ведется по областям барботажного слоя. Число и размеры областей зависят от неравномерности профиля скорости газового потока, вызванного градиентом уровня жидкости. Это также дает возможность учесть отклонение плоскости тарелки от горизонтального положения, выбрать массу клапанов, высоту отверстий в прорезях колпачков и т.д.

7.3. Модель массоотдачи при разделении многокомпонентных смесей

Ниже рассмотрено применение математической модели (раздел 7.1) для описания процессов многокомпонентного переноса в турбулентном газо- или парожидкостном слое для смесей с близкими физико-химическими свойствами компонентов. Даны уравнения для определения квадратной матрицы объемных коэффициентов массоотдачи [31 – 35].

Рассмотрим распределение движущих сил процессов переноса импульса и массы вдоль межфазной поверхности по высоте двухфазного слоя в случае многокомпонентного массообмена. В результате аналогичных преобразований [5, 6] интегральные уравнения переноса импульса и массы в пограничном слое жидкой фазы имеют вид:

$$L_{\delta} d(U_{\text{гр}} - U_{\text{ж}}) = \frac{\tau_{\text{гр}}}{\rho_{\text{ж}}} dA, \quad (7.3.1)$$

$$L_{\delta} d(C_{\text{гр}i}^x - C_{\text{ж}i}^x) = \frac{j_{\text{гр}i}}{\rho_{\text{ж}}} dA. \quad (7.3.2)$$

Потоки импульса и массы поперек пограничного слоя, как известно, принимаются постоянными:

$$\tau_{\text{гр}} = -\rho_{\text{ж}} \gamma_{\text{ж}} (U_{\text{гр}} - U_{\text{ж}}), \quad (7.3.3)$$

$$j_{\text{гр}i} = -\sum_{j=1}^{n-1} \beta_{\text{ж}ij} (C_{\text{гр}i}^x - C_{\text{ж}i}^x) \rho_{\text{ж}}. \quad (7.3.4)$$

Перепишем соотношение (7.3.2) и (7.3.4) в матричной форме:

$$Ld(C^x - C^x) = -[\beta](C^x - C^x) dA. \quad (7.3.5)$$

Умножим (7.3.5) на модальную матрицу $[F^{-1}]$ слева, используя свойство матрицы коэффициентов диффузии $[D]$ [36, 37]

$$[F^{-1}][D][F] = \Gamma L_{\downarrow}, \quad [F^{-1}][F] = 1, \quad (7.3.6)$$

где ΓL_{\downarrow} – диагональная матрица собственных значений матрицы $[D]$. С учетом зависимости $[\beta] = f([D])$ преобразуем (7.3.5) к виду

$$L_{\delta} d \begin{pmatrix} \check{C}^x & \check{C}^x \\ C_{\text{Гр}} - C \end{pmatrix} = -\Gamma \Lambda_{\text{ж}\downarrow} \begin{pmatrix} \check{C}^x & \check{C}^x \\ C_{\text{Гр}} - C_{\text{ж}} \end{pmatrix} dA, \quad (7.3.7)$$

где $\check{C}^x = [F^{-1}]C^x$; $\Gamma \Lambda_{\text{ж}\downarrow} = [F^{-1}][\beta_{\text{ж}}][F]$ – диагональная матрица коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе.

Для i -компонента уравнение (7.3.7) запишется в форме

$$L_{\delta} d \begin{pmatrix} \check{C}^x & \check{C}^x \\ C_{\text{Гр}i} - C_i \end{pmatrix} = -\Lambda_{\text{ж}i} \begin{pmatrix} \check{C}^x & \check{C}^x \\ C_{\text{Гр}i} - C_{\text{ж}i} \end{pmatrix} dA. \quad (7.3.8)$$

Разделяя в выражениях (7.3.1), (7.3.3) и (7.3.7) переменные и интегрируя вдоль поверхности раздела $A(z)$, получим распределение движущих сил процессов переноса в жидкой фазе [33, 35]:

$$\Delta U = \Delta U_0 \exp[-(\gamma A)_{\text{ж}} / L_{\delta}], \quad (7.3.9)$$

$$\Delta C_i^x = \Delta C_{oi}^x \exp[-(\Lambda A)_{\text{ж}i} / L_{\delta}], \quad (7.3.10)$$

где $(\gamma A)_{\text{ж}} = \gamma_{\text{ж}} A(z)$, $(\Lambda A)_{\text{ж}i} = \Lambda_{\text{ж}i} A(z)$ – кинетические параметры переноса в жидкой фазе; $\Delta U = U_{\text{гр}} - U_{\text{ж}}$, $\Delta C_i^x = C_{\text{гр}i}^x - C_{\text{ж}i}^x$, ΔU_0 , ΔC_{oi}^x – движущие силы в сечении входа газа в слой жидкости при $A(z) = 0$.

Аналогично для газовой фазы:

$$\Delta W = \Delta W_0 \exp[-(\gamma A)_{\text{г}} / G_{\delta}], \quad (7.3.11)$$

$$\Delta C_i^y = \Delta C_{oi}^y \exp[-(\Lambda A)_{\text{г}i} / G_{\delta}], \quad (7.3.12)$$

где $(\gamma A)_{\text{г}} = \gamma_{\text{г}} A(z)$, $(\Lambda A)_{\text{г}i} = \Lambda_{\text{г}i} A(z)$ – кинетические параметры переноса в газовой фазе $\Delta W = W_{\infty} - W_{\text{гр}}$, $\Delta C_i^y = C_{\infty i}^y - C_{\text{гр}i}^y$ – движущие силы переноса импульса и массы в газовой фазе; ΔW_0 , ΔC_{oi}^y – соответственно движущие силы при $A(z) = 0$.

В силу различных значений γ и Λ распределение движущих сил процессов переноса импульса и массы неоднородны. Известно [38, 39], что в случае многокомпонентного переноса, по аналогии с бинарными системами (см. уравнения (7.1.8)), справедливо соотношение:

$$\Gamma_{I\gamma} = [\beta][Sc]^{0,5}. \quad (7.3.13)$$

Для i -компонента псевдобинарной смеси матричное обобщение (7.3.13) с учетом (7.3.6) можно переписать в форме

$$\gamma = \Lambda_i Sc_i^{0,5}. \quad (7.3.14)$$

Рассмотрим изменение движущих сил процессов переноса импульса и массы вдоль поверхности $A(z)$. Применение соотношения (7.3.14) в выражениях (7.3.11), (7.3.12) приводит к зависимости, аналогичной (7.1.13):

$$\frac{\Delta C_{ki}^y}{\Delta C_{oi}^y} \approx \frac{\Delta W_k}{\Delta W_0} = \exp\left[-\Lambda_{\text{г}i} A_a Sc_{\text{г}i}^{0,5} / G_{\delta}\right] \ll 1, \quad \Delta C_{ki}^y \ll \Delta C_{oi}^y. \quad (7.3.15)$$

Для жидкой фазы аналогично запишем

$$\frac{\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^x}}{\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^x}} \approx \frac{\overset{\vee}{\Delta U_k}}{\overset{\vee}{\Delta U_0}} = \exp\left[-\Lambda_{\text{жи}} A_a \text{Sc}_{\text{жи}}^{0,5}/L_\delta\right] \ll 1, \quad \overset{\vee}{\Delta C_{ki}^x} \ll \overset{\vee}{\Delta C_{oi}^x}. \quad (7.3.16)$$

По известному определению, объемный коэффициент массоотдачи имеет вид

$$(\Lambda a)_{\Gamma i} = \frac{\overset{\vee}{M_i}}{\overset{\vee}{\rho_\Gamma V_{\text{ж}} \Delta C_i^y}} = \frac{\overset{\vee}{M} \ln(\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}/\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y})}{\overset{\vee}{\rho_\Gamma V_{\text{ж}} \Delta C_{oi}^y}}, \quad (7.3.17)$$

где средняя движущая сила $\overset{\vee}{\Delta C_i^y}$ записана как среднелогарифмическая при

условии, что $\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y} \ll \overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}$:

$$\overset{\vee}{\Delta C_i^y} = \frac{\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y} - \overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y}}{\ln(\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}/\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y})} \approx \frac{\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}}{\ln(\overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}/\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y})}. \quad (7.3.18)$$

Подставляя в уравнение (7.3.17) выражение $\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y}$ из (7.3.15), получим:

$$(\Lambda a)_{\Gamma i} = \frac{\overset{\vee}{M_i} \Lambda_{\Gamma i} A_a \text{Sc}_{\Gamma i}^{0,5}}{\overset{\vee}{\rho_\Gamma V_{\text{ж}} \Delta C_i^y} G_\delta}, \quad M = [F^{-1}]M. \quad (7.3.19)$$

Поскольку $\overset{\vee}{\Delta C_{ki}^y} \ll \overset{\vee}{\Delta C_{oi}^y}$

$$\overset{\vee}{M}_i = \Lambda_{\Gamma i} \int_0^{A_a} \Delta C_{oi}^y \exp(-\Lambda_{\Gamma i} A(z)/G_{\delta}) dA = \Delta C_{oi}^y G_{\delta},$$

то согласно (7.3.19) установим связь:

$$(\Lambda a)_{\Gamma i} = \frac{\Lambda_{\Gamma i} A_a \text{Sc}_{\Gamma i}^{0,5}}{V_{\text{ж}}}. \quad (7.3.20)$$

Аналогичное выражение получим для жидкой фазы:

$$(\Lambda a)_{\text{ж}i} = \frac{\Lambda_{\text{ж}i} A_a \text{Sc}_{\text{ж}i}^{0,5}}{V_{\text{ж}}}. \quad (7.3.21)$$

В выражения (7.3.20), (7.3.21) для определения объемных коэффициентов массоотдачи i -компонента псевдобинарной смеси входят средние значения коэффициентов массоотдачи i -компонента Λ_i и значение площади межфазной поверхности A_a .

Среднее значение коэффициента Λ_i найдем на основе использования уравнений модели диффузионного пограничного слоя (глава 3).

Подставляя в выражения (7.3.20), (7.3.21) значение площади межфазной поверхности A_a в виде (1.5.18) и коэффициентов в форме (3.4.9), (3.4.10), получим уравнения для определения объемных коэффициентов массоотдачи псевдобинарной смеси в жидкой и газовой (паровой) фазах [31–35]:

при $L_i > 0$

$$(\Lambda a)_i = \frac{u_* [S_0 (\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}}) - \rho_{\Gamma} S_k W_k^2 / 2]}{\arctg \sqrt{R_1} \text{Sc}_i \sqrt{R_1} (u_*^2 \rho + 2\sigma / R_3)} V_{\text{ж}}, \quad (7.3.22)$$

при $L_i < 0$

$$(\Lambda a)_i = - \frac{u_* [S_0 (\rho_{\Gamma} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}}) - \rho_{\Gamma} S_k W_k^2 / 2]}{\arctg \sqrt{R_1} \text{Sc}_i \sqrt{R_1} (u_*^2 \rho + 2\sigma / R_3)} V_{\text{ж}}, \quad (7.3.23)$$

где значения R_1 для жидкой фазы определяются по выражениям (7.1.36), а для газовой фазы – по (7.1.37). Размерность выражений (7.3.22) и (7.3.23) – 1/с.

Переход от диагональной матрицы $\lceil \Lambda a \rceil$ к квадратной матрице коэффициентов массоотдачи $[\beta a]$ производится по соотношению:

$$[\beta a] = [F] \lceil \Lambda a \rceil [F^{-1}]. \quad (7.3.24)$$

Применение теоремы Сильвестра [36] позволяет для матрицы коэффициентов массоотдачи многокомпонентной смеси записать выражение

$$[\beta a] = \sum_{k=1}^S z_{0k} (\Lambda a)_k, \quad (7.3.25)$$

где

$$z_{0k} = \frac{j=1 \overbrace{j \neq k} \left\{ [D^{-1}] - L_j^{-1} \lceil I \rceil \right\}}{j=1 \overbrace{j \neq k} (L_k^{-1} - L_j^{-1})};$$

S – число собственных значений матрицы $[D^{-1}]$; L – собственное значение матрицы $[D^{-1}]$.

Матрица $[D^{-1}]$ вычисляется по формуле $[D^{-1}] = [\Gamma] [B]$, где $[\Gamma]$ – матрица термодинамических факторов [2]; $[B]$ – матрица инвертированных коэффициентов диффузии [2].

Выражения для расчета количества переданной массы компонентов имеют вид

$$M = \rho_{\text{ж}} [\beta A]_{\text{ж}} \Delta \bar{X}, \quad \Delta \bar{X}_j = (\Delta X_{0j} - \Delta X_{Kj}) / \ln(\Delta X_{0j} / \Delta X_{Kj}), \quad (7.3.26)$$

$$M = \rho_{\text{г}} [\beta A]_{\text{г}} \Delta \bar{Y}, \quad \Delta \bar{Y}_j = (\Delta Y_{0j} - \Delta Y_{Kj}) / \ln(\Delta Y_{0j} / \Delta Y_{Kj}), \quad (7.3.27)$$

где $\Delta \bar{X}$, $\Delta \bar{Y}$ – вектор-столбец среднелогарифмических движущих сил массоотдачи.

Выражение (7.3.26) для i -компонента можно представить в форме:

$$M_i = \sum_{j=1}^{n-1} (\beta A)_{\text{ж}ij} \Delta \bar{X}_j \rho_{\text{ж}}. \quad (7.3.28)$$

Аналогично записывается поток M_i , при этом используется коэффициент массоотдачи в газовой фазе (7.3.27).

7.4. Расчет коэффициентов массопередачи при разделении многокомпонентных смесей

Расчет коэффициентов массоотдачи и массопередачи по рассмотренным выше уравнениям математической модели многокомпонентного переноса в двухфазной системе газ (пар) – жидкость на тарелке рекомендуется проводить в следующем порядке.

1. Задаются входные параметры модели: скорость газа в колонне $W_{\text{к}}$, статический столб жидкости $h_{\text{ст}}$, конструктивные параметры тарелки и средний состав смеси.

2. По известным уравнениям определяются физические свойства многокомпонентной смеси и матрица $[D]$ [40 – 46].

3. Из решения характеристического уравнения [47]: $\det\left(\left[D^{-1} \right] - L^{-1} \left[I \right] \right) = 0$ – вычисляются собственные значения матрицы $[D^{-1}]$.

4. Для заданного типа контактного устройства по алгоритмам, приведенным в работах [16, 18–22], определяются площадь сечения газового потока на выходе из газораспределительных элементов S_0 , скорость газа W_0 в данном сечении и параметры u^* , R_1 (см. примеры расчета в разделе 7.2).

5. По уравнениям (7.3.22), (7.3.23) вычисляются элементы диагональной матрицы $\left[\Lambda a \right]$.

6. По формулам (7.3.24), (7.3.25) вычисляются матрицы объемных коэффициентов массоотдачи $[\beta a]$.

Для проверки адекватности уравнений математической модели многокомпонентного переноса реальным процессом ректификации проведено сравнение расчетных и экспериментальных значений коэффициентов массоотдачи и массопередачи.

Результаты расчета матрицы коэффициентов массоотдачи при ректификации смеси метанол – изопропанол – вода на ситчатой тарелке и корреляция с экспериментальной матрицей приводятся в табл. 7.1. Из

таблицы следует, что элементы матрицы объемных коэффициентов массоотдачи в паровой фазе удовлетворительно согласуются с элементами матрицы экспериментальных значений коэффициентов массоотдачи [48], где $[\bar{\beta}a]_{\Gamma} = [\beta a]_{\Gamma} \rho_{\Gamma} / M_{\Gamma}$, M_{Γ} – молекулярная масса смеси в паровой фазе.

Т а б л и ц а 7.1

Сравнение элементов матрицы коэффициентов массоотдачи в паровой фазе (кмоль/м³·с), определенных по уравнениям математической модели и экспериментально (полный возврат флегмы) [48]

Скорость пара, м/с	Расчет $[\bar{\beta}a]_{\Gamma}$ по уравнениям (7.3.22), (7.3.24)				Эксперимент [48] $[\bar{\beta}a]_{\Gamma}$			
	11	12	21	22	11	12	21	22
0,444	1,237	0,302	0,186	1,676	0,977	0,234	0,145	1,318
0,498	1,230	0,299	0,184	1,665	1,069	0,257	0,158	1,443
0,776	1,341	0,322	0,198	1,808	1,511	0,360	0,224	2,038

Исследованию кинетики многокомпонентного массопереноса на барботажных тарелках посвящены работы ряда авторов [49–51]. Экспериментальные данные в указанных работах получены при разделении многокомпонентных смесей с близкими физико-химическими свойствами. Применительно к матрице $[D^{-1}]$ данное условие означает [2]: $[D^{-1}] = [I][B] = [I]_{\perp}[B]$.

При предположении, что парные коэффициенты диффузии D_{ij} становятся равными, матрица $[D^{-1}]$ выражается в виде [2]

$$[D^{-1}] = D^{-1}[I]_{\perp}, \quad (7.4.1)$$

где D – характеристический коэффициент диффузии.

Коэффициенты массоотдачи для данных систем, как следует из уравнения (7.4.1), становятся равными соответствующим коэффициентам массоотдачи в бинарных смесях при идентичной гидродинамической обстановке:

$$[\beta a] = (\beta a) \Gamma I \downarrow. \quad (7.4.2)$$

Тогда выражение для определения коэффициента массопередачи имеет известный вид:

$$[Ka]_{\text{ж}}^{-1} = (\beta a)_{\text{ж}}^{-1} \Gamma I \downarrow + [m]^{-1} (\beta a)_{\text{г}}^{-1} \Gamma I \downarrow. \quad (7.4.3)$$

Экспериментальный коэффициент массопередачи в работах [49 – 51] вычисляется по формуле:

$$K_{f \text{ ж} i} = M_i / \left(S_{\text{тар}} \overline{\Delta X}_i^* \right). \quad (7.4.4)$$

Значения коэффициентов массопередачи, для сравнения с экспериментальным коэффициентом (7.4.4) найдем двумя способами:

1. По уравнениям математической модели процессов переноса в барботажном слое для бинарных смесей (раздел 7.1) в соответствии с выражением (7.4.3).

2. По выражениям (7.3.22) – (7.3.25), описывающим многокомпонентный перенос в двухфазном слое, из определения общего потока массы через межфазную поверхность

$$M_i = \sum_{j=1}^{n-1} (KA)_{\text{ж} ij} \overline{\Delta X}_j^*, \quad M_i = (KA)_{\text{ж} i} \overline{\Delta X}_i^*, \quad (7.4.5)$$

для коэффициента массопередачи $(KA)_{\text{ж} i}$ имеем:

$$(KA)_{\text{ж} i} = \sum_{j=1}^{n-1} (KA)_{\text{ж} ij} \frac{\overline{\Delta X}_j^*}{\overline{\Delta X}_i^*}, \quad K_{f \text{ ж} i} = \frac{(KA)_{\text{ж} i}}{S_{\text{тар}}}. \quad (7.4.6)$$

Аналогично можно записать коэффициент $(KA)_{\text{г} i}$, выражая его через концентрации паровой фазы.

На рис. 7.12 приведены расчетные и экспериментальные зависимости комплекса [2]:

$$B_{\Gamma j} = N_{\Gamma j} We^{0,32} Sc_{\Gamma j}^{0,5}; \quad B_{\Gamma j} = B_{\Gamma j}(Re_{\Gamma}),$$

где $N_{\Gamma j}$ – число единиц переноса в паровой фазе, определяемое по формуле $N_{\Gamma j} = (\beta A)_{\Gamma j} / (W_k S_k)$; $Re_{\Gamma} = W_k \chi / \nu_{\Gamma}$; $We = (\chi / h_{CT})^2$; $\chi = (\sigma / \rho_{жг})^{0,5}$. Коэффициент массоотдачи в паровой фазе вычисляется по уравнению (7.1.40) с учетом соотношения (7.4.2).

$$B_{\Gamma j} = N_{\Gamma j} We^{0,32} Sc_{\Gamma j}^{0,5}$$

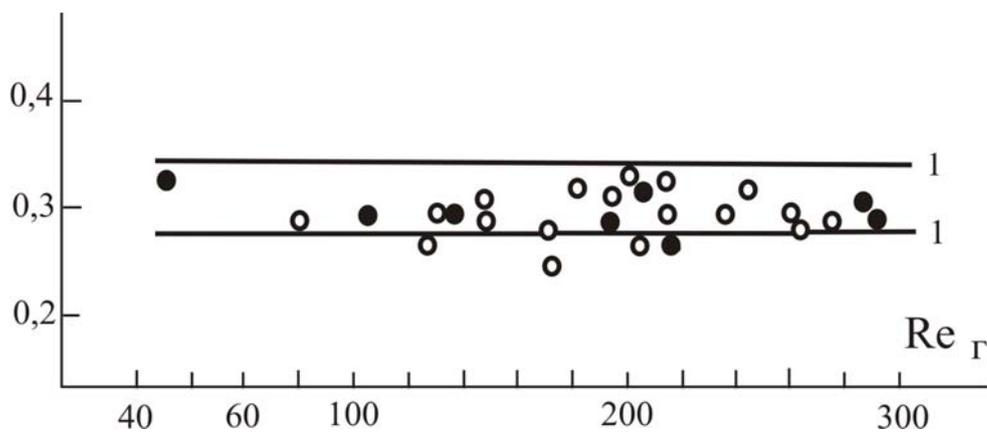


Рис. 7.12. Зависимость комплекса $B_{\Gamma j}$ от числа Re_{Γ} на колпачковых тарелках: 1–1 – область расчета по математической модели; точки – экспериментальные данные различных авторов, обобщенные в работе [2]

На рис. 7.13 и 7.14 показано согласование расчетных и экспериментальных значений коэффициентов массопередачи при ректификации трехкомпонентной [49, 51] и четырехкомпонентной [50] смесей. Расхождение результатов расчета кинетических характеристик по уравнениям математической модели массоотдачи с опытными значениями находится в пределах $\pm 10 - 25 \%$.

На основании проведенных расчетов объемных коэффициентов массоотдачи и массопередачи можно сделать вывод о том, что рассмотренная математическая модель многокомпонентного переноса удовлетворительно описывает эквимольный процесс ректификации многокомпонентных смесей в турбулентном газо(паро)жидкостном слое на контактных устройствах барботажного типа.

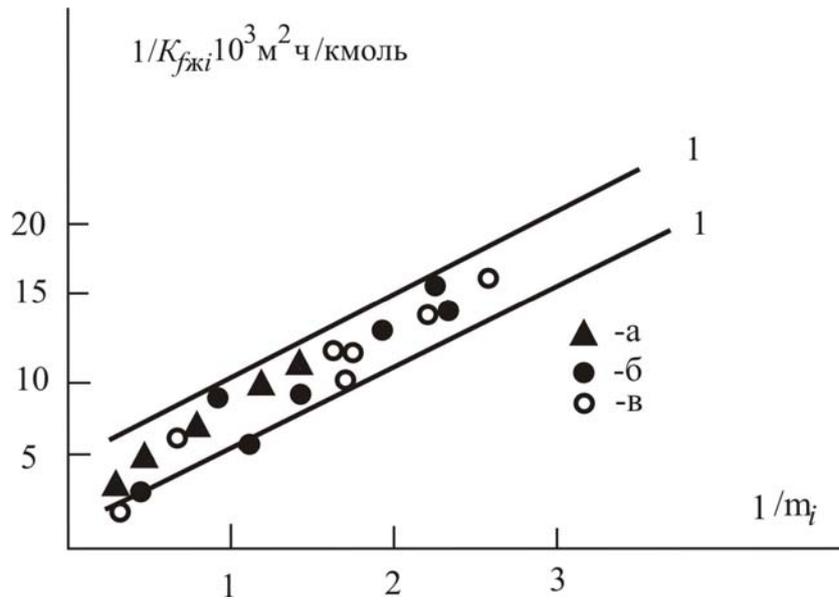


Рис. 7.13. Зависимость $1/K_{fji}$ от $1/m_i$

для различных компонентов смеси.

Экспериментальные данные [49, 51]: а – метанол, б – этанол, в – вода. 1–1 – область расчета по математической модели

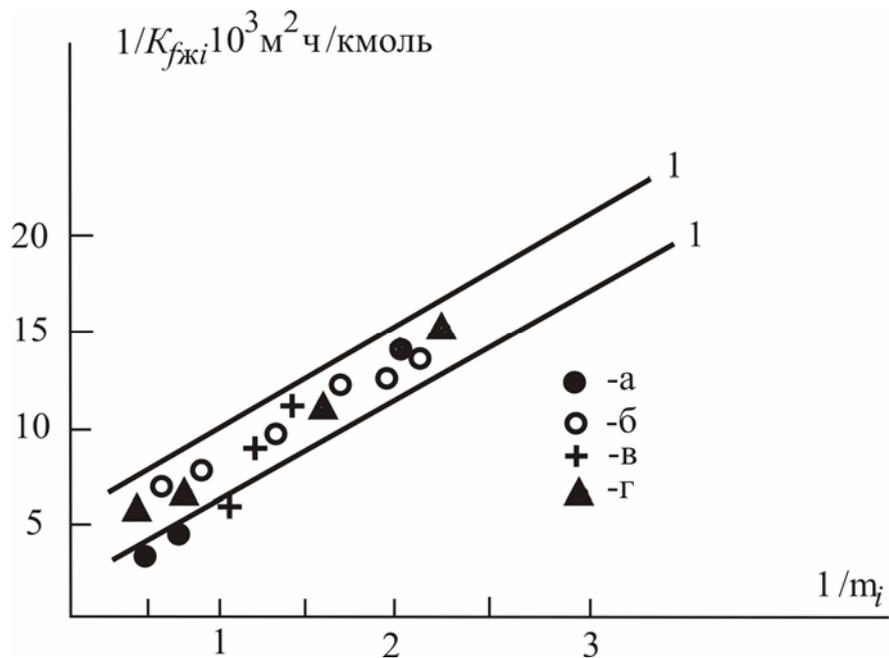


Рис. 7.14. Зависимость $1/K_{fji}$ от $1/m_i$

для различных компонентов смеси.

Экспериментальные данные [50]: а – метанол, б – этанол, в – пропанол, г – вода. 1–1 – область расчета по математической модели

Известно, что процесс массообмена при ректификации протекает одновременно с процессом теплообмена, который может оказывать существенное влияние на скорость переноса массы компонентов между фазами.

В работах [52, 53] для практических расчетов коэффициентов массоотдачи при ректификации рекомендуется учитывать термические эффекты путем введения дополнительного коэффициента термического сопротивления. С этой же целью некоторые исследователи [54–58] вводят поправочные множители к кинетическим коэффициентам эквимолярного переноса.

Например, в [57, 58] на основе балансовых соотношений материального и теплового потоков получены выражения для общего потока массы при неэквимолярном многокомпонентном переносе. Данные выражения используются в [57, 58] для учета эффектов, связанных с неэквимолярным переносом. В результате расчета установлено, что при допущении эквимолярности и изотермичности процесса ректификации в ряде случаев не учитывается до 40 % массовых потоков компонентов.

7.5. Теплопередача в барботажном слое

Процессы разделения смесей в промышленных массообменных аппаратах, как правило, сопровождаются процессами теплопередачи от одной фазы к другой. Особенно важное значение приобретает моделирование процессов теплообмена при расчете ректификационных аппаратов, так как знание реальных полей на тарелках и профиля температуры в колонне позволит уточнить влияние многих факторов на процесс разделения бинарных и многокомпонентных сред. Влияние теплопередачи на процесс разделения может быть значительным при ректификации смесей с высокой относительной летучестью компонентов и в процессах абсорбции газов с большим содержанием извлекаемого компонента при высокой степени его извлечения [2]. Кроме этого в различных отраслях промышленности находят применение пенные теплообменники [1], которые отличаются высокой эффективностью и производительностью. Поэтому развитие теоретических методов моделирования теплообмена в данных аппаратах является актуальным при решении задач проектирования или модернизации технологических установок.

В данном разделе в рамках рассмотренного выше подхода показано применение уравнений математической модели [5, 6] для расчета

коэффициентов теплоотдачи и теплопередачи в развитом турбулентном барботажном слое [59, 60].

Теплопередача от парогазовой смеси

Процессы теплопередачи от чисто газовой или паровой фаз являются частными случаями переноса тепла от парогазовой смеси. Поэтому рассмотрим первоначально применение уравнений математической модели (раздел 7.1) для расчета коэффициентов теплоотдачи от парогазовой смеси в турбулентном барботажном слое.

Перенос теплоты от парогазовой смеси, по сравнению с конденсацией чистого пара, отличается наличием диффузионного сопротивления парогазовой прослойки, которая образуется вблизи поверхности раздела фаз [61, 62]. Тепловой поток от парогазовой смеси к межфазной поверхности складывается из теплоты, передаваемой путем конвекции, и теплоты, переносимой конденсирующимся паром.

Количество переданной теплоты Q в пенном слое равно:

$$Q = (\alpha A)_{\text{ж}} \Delta \bar{t} \rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}}, \quad (7.5.1)$$

$$Q = (\alpha A)_{\text{г}} \Delta \bar{T} \rho_{\text{г}} c_{p\text{г}} + M \cdot r, \quad (7.5.2)$$

где
$$M = (\beta A)_{\text{г}} \Delta \bar{Y}, \quad (7.5.3)$$

$$\Delta \bar{t} = \frac{\Delta t_0 - \Delta t_k}{\ln \frac{\Delta t_0}{\Delta t_k}}, \quad \Delta \bar{T} = \frac{\Delta T_0 - \Delta T_k}{\ln \frac{\Delta T_0}{\Delta T_k}}, \quad \Delta \bar{Y} = \frac{\Delta Y_0 - \Delta Y_k}{\ln \frac{\Delta Y_0}{\Delta Y_k}}. \quad (7.5.4)$$

В выражениях (7.5.1), (7.5.2) коэффициенты $(\alpha A)_{\text{г}}$ и $(\alpha A)_{\text{ж}}$ имеют размерность м³/с (см. уравнения (7.1.39) и (7.1.41)).

Запишем количество переданного тепла, используя коэффициент теплопередачи $(K_t A)$ [1, 63, 64]:

$$Q = (K_t A) \frac{(T-t)_0 - (T-t)_k}{\ln \frac{(T-t)_0}{(T-t)_k}}, \quad (7.5.5)$$

$$\frac{I}{(K_t A)} = (\rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} (\alpha A)_{\text{ж}})^{-1} + (\rho_{\text{г}} c_{p\text{г}} (\alpha A)_{\text{г}} + r(\beta A)_{\text{г}} \Delta \bar{Y} / \Delta \bar{T})^{-1}, \quad (7.5.6)$$

с коэффициентами тепло- и массоотдачи (7.1.39) – (7.1.41).

$$(\alpha A)_{\text{г}} = \frac{u_{*\text{г}} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \frac{\rho_{\text{г}} S_k W_k^2}{2} \right]}{\operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{г}}} \operatorname{Pr}_{\text{г}} \sqrt{R_{1\text{г}}} \left(u_{*\text{г}}^2 \rho_{\text{г}} + \frac{2\sigma}{R_9} \right)}, \quad (7.5.7)$$

$$(\alpha A)_{\text{ж}} = \frac{u_{*\text{ж}} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \frac{\rho_{\text{г}} S_k W_k^2}{2} \right]}{\operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{ж}}} \operatorname{Pr}_{\text{ж}} \sqrt{R_{1\text{ж}}} \left(u_{*\text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}} + \frac{2\sigma}{R_9} \right)}, \quad (7.5.8)$$

$$(\beta A)_{\text{г}} = \frac{u_{*\text{г}} \left[S_0 \left(\frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \frac{\rho_{\text{г}} S_k W_k^2}{2} \right]}{\operatorname{arctg} \sqrt{R_{1\text{г}}} \operatorname{Sc}_{\text{г}} \sqrt{R_{1\text{г}}} \left(u_{*\text{г}}^2 \rho_{\text{г}} + \frac{2\sigma}{R_9} \right)}. \quad (7.5.9)$$

При расчете коэффициента теплопередачи по формуле (7.5.6) необходимо задаваться значениями $Y_{\text{гг}}$ и $T_{\text{гг}}$. Рекомендуют $Y_{\text{гг}}$ принять равным концентрации насыщения при температуре $T_{\text{гг}}$ [61], а последнюю – искать методом последовательных приближений из соотношения:

$$(\alpha A)_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} \Delta \bar{t} = (\alpha A)_{\text{г}} \rho_{\text{г}} c_{p\text{г}} \Delta \bar{T} + (\beta A)_{\text{г}} \Delta \bar{Y} r. \quad (7.5.10)$$

Теплоотдача от газовой фазы

В частном случае, когда влагосодержание газа невелико, численная оценка членов в уравнении аддитивности (7.5.6) показывает, что

$$\left[(\alpha A)_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} \right]^{-1} \ll \left[(\alpha A)_{\text{г}} \rho_{\text{г}} c_{p\text{г}} \Delta \bar{T} + (\beta A)_{\text{г}} \frac{\Delta \bar{Y}}{\Delta \bar{T}} r \right]^{-1}.$$

В этом случае основное сопротивление переносу тепла сосредоточено в газовой фазе и коэффициент теплопередачи от газовой смеси в турбулентном барботажном слое можно рассчитывать, используя только второе слагаемое в правой части уравнения (7.5.6).

В табл. 7.2 приведены результаты расчета [59] коэффициента теплопередачи (отнесенного к рабочей площади ситчатой тарелки) и сравнение с экспериментальными данными [1, 65] для системы воздух – вода.

Т а б л и ц а 7.2

**Расчетные и экспериментальные значения коэффициентов
теплопередачи в пенном слое**

Высота сливной планки, мм	Расход жидкости, м ³ /м·ч	Скорость газа, м/с	K_{tf} , Вт/м ² °С		Расхождение %
			эксперимент [65]	расчет по (7.5.6)	
10	15	1,5	7210,6	7943,2	10,2
		2,0	8989,9	10611,0	18,0
		2,5	11478,8	12793,0	11,4
		3,0	12211,5	12539,4	2,7
		3,5	14304,9	12541,7	-12,3
10	20	1,5	7792,1	8316,2	6,7
		2,0	9443,5	8503,0	17,4
		2,5	11106,6	13844,3	24,6
		3,0	13665,2	14035,0	2,7
20	10	1,5	7443,2	7039,6	-5,4
		2,0	9269,1	9382,1	1,2
		2,5	10001,8	11720,7	17,1
		3,0	12908,3	12432,4	-2,7
20	15	1,5	7675,8	7509,7	-2,2
		2,0	10009,4	10009,4	0,1
		2,5	11048,5	12505,7	13,2
		3,0	13490,8	14131,6	4,8
		3,5	16921,6	15987,4	-17,3

Параметры фаз на входе контактного устройства следующие: температура воздуха – 28 °С; температура воды – 18 °С. Статический столб жидкости $h_{ст}$ в уравнениях (7.5.7)–(7.5.9) вычислялся по эмпирическому выражению [1] для данного типа контактного устройства.

Теплоотдача от паровой фазы

В случае теплопередачи при конденсации чистого пара в двухфазном слое движущая сила массоотдачи в паровой фазе имеет значение [66]

$$\Delta Y = Y_{\infty} - Y_{гр} \cong \rho_{г}, \quad Y_{гр} \cong 0. \quad (7.5.11)$$

Численная оценка членов в уравнении (7.5.6) дает

$$\left[(\alpha A)_{ж} \rho_{ж} c_{pж} \right]^{-1} \gg \left[(\alpha A)_{г} \rho_{г} c_{pг} + r(\beta A)_{г} \frac{\Delta \bar{Y}}{\Delta \bar{T}} \right]^{-1}.$$

Отсюда следует, что основное термическое сопротивление сосредоточено в жидкой фазе $(K_t A) \cong (\alpha A)_{ж} \rho_{ж} c_{pж}$, что подтверждается многими исследователями [67 – 70]. В этом случае коэффициент теплопередачи можно определить по уравнению (7.5.8).

Известно, что конденсация пара и испарение жидкости с поверхности раздела фаз существенно влияют на интенсивность теплообмена и, следовательно, на параметры пограничного слоя, который формируется на межфазной поверхности. Для определения коэффициентов теплоотдачи с учетом явлений конденсации и испарения в разделе 3.5 установлено влияние этих факторов на безразмерную толщину вязкого подслоя жидкой фазы R_{10} в турбулентном пограничном слое на проницаемой пластине. По формуле (3.5.13) можно вычислить значение параметра \tilde{R}_1 в пограничном слое жидкой фазы системы пар – жидкость.

На рис. 7.15 показано сравнение расчетных и экспериментальных [67] значений коэффициентов теплоотдачи для случая барботажа пара в слой недогретой жидкости из одиночного отверстия. Коэффициент теплоотдачи $(c_p \rho \alpha)_{ж}$, отнесенный к межфазной поверхности, связан с объемным коэффициентом $(\alpha A c_p \rho)_{ж}$, Вт/К, рассчитанным по уравнению (7.5.8),

соотношением $\alpha = (\alpha A) / F$, где F – площадь межфазной поверхности, измеренная экспериментально [68], м^2 .

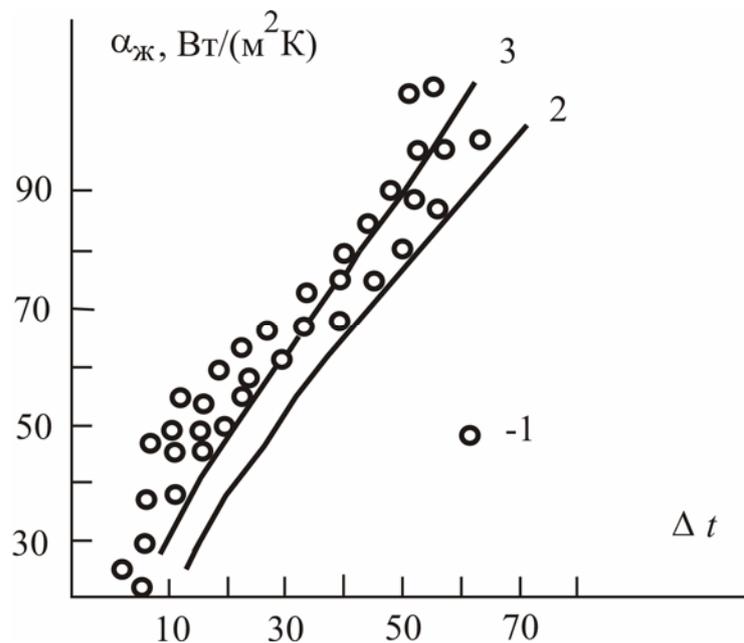


Рис. 7.15. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от среднего температурного напора Δt при барботаже пара со скоростью $W_0 = 30$ м/с из одиночного отверстия диаметром 0,0037 м. Высота статистического столба жидкости 0,075 м, 1 – эксперимент [67], 2, 3 – расчет по уравнению (7.5.8) с параметрами R_1 (3.5.4) и (3.5.13) соответственно

Результаты расчета массовых потоков пара на входе и на выходе контактного устройства при барботаже пара из одиночного отверстия и корреляция с экспериментальными данными [69] приводятся на рис. 7.16.

Потоки пара находились из соотношений материального и теплового баланса

$$M_{\text{ВЫХ}} = M_{\text{ВХ}} - M, \quad (\alpha A)_{\text{Ж}} c_{p\text{Ж}} \rho_{\text{Ж}} \Delta \bar{t} = M \cdot r, \quad (7.5.12)$$

где $M_{\text{ВЫХ}}$ – массовый поток пара на выходе из контактного устройства; $M_{\text{ВХ}}$ – массовый поток пара на входе в контактное устройство; M – количество конденсата.

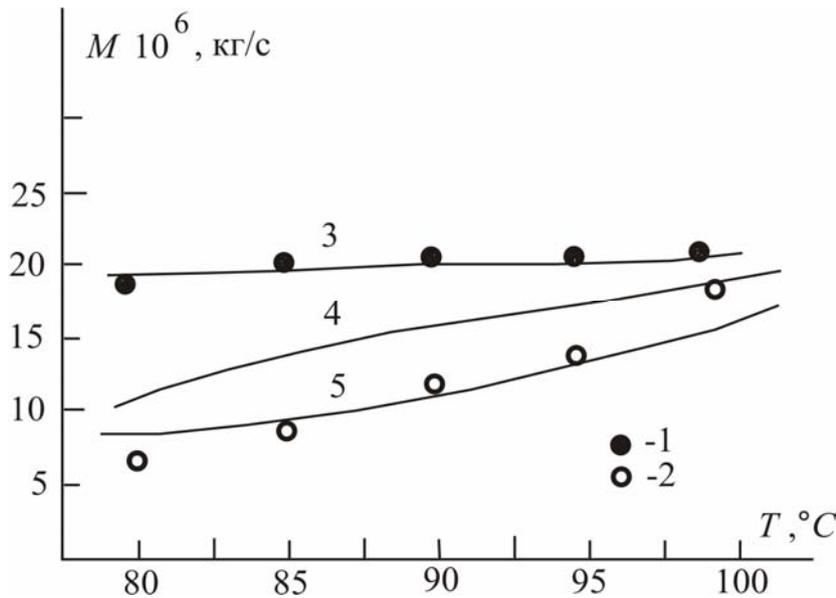


Рис 7.16. Массовый поток пара,

поступающего на контактное устройство, и поток конденсированного пара на выходе из устройства.

1 – экспериментальные данные по массовому потоку поступающего пара [69], 2 – экспериментальные данные по массовому потоку пара на выходе из устройства [69], 3 – расчетный массовый поток поступающего пара, 4 – расчетный массовый поток на выходе без учета v_f^+ , 5 – расчетный массовый поток на выходе с учетом v_f^+

Из рис. 7.15 и 7.16 следует, что учет эффекта конденсации приводит к лучшему согласованию с экспериментальным коэффициентом теплоотдачи. Так, например, в работе [70] при барботаже пара ($W_0 = 39$ м/с) в слой жидкости ($\Delta t = 20$ °C) получено экспериментальное значение $\alpha_{ж} = 60 \cdot 10^3$ Вт/м² К. Расчет по математической модели с параметром R_1 из соотношения (3.5.4) дает значение $\alpha_{ж} = 30,2 \cdot 10^3$ Вт/м² К, а с параметром R_1 (3.5.13) получено $\alpha_{ж} = 49 \cdot 10^3$ Вт/м² К, т.е. расхождение составляет ~20 %.

7.6. Выводы о результатах расчета массоотдачи на барботажных тарелках

Рассмотренные в предыдущих разделах уравнения математической модели для расчета коэффициентов массоотдачи на контактных устройствах

с газо(паро)жидкостным слоем позволяют провести детальный анализ зависимости объемных коэффициентов от режимных параметров процесса, конструктивных характеристик тарелки и физических свойств разделяемой смеси.

Влияние скорости газа или пара в колонне

Одним из основных определяющих гидравлических параметров процессов физической абсорбции и ректификации является скорость газа и пара в колонне.

В результате многочисленных расчетов по уравнениям (7.1.38) – (7.1.41) установлен довольно широкий диапазон влияния скорости газа (пара) на кинетические характеристики массоотдачи.

Коэффициенты массоотдачи в жидкой фазе барботажного слоя имеют сложную зависимость от скорости газа (пара) в колонне. Если на клапанных тарелках эта зависимость имеет вид $\beta_{ж} \sim W_k^{(0,4-0,7)}$ [23, 71–73], то на ситчатых и колпачковых контактных устройствах во многих случаях при $W_k = 0,2 - 0,8$ м/с наблюдается увеличение $\beta_{жf}$, а затем (при $W_k = 0,8 - 1,2$ м/с) происходит уменьшение коэффициентов массоотдачи почти в 1,5 раза с дальнейшим постепенным ростом при $W_k > 1,2$ м/с [29, 74–76]. Расчеты коэффициентов $\beta_{жf}$ по уравнениям математической модели [5, 6] полностью соответствуют этим зависимостям (рис. 7.9).

В газовой фазе установлен интервал $\beta_{Гf} \sim W_k^{(0,3-1,0)}$, что подтверждается известными экспериментальными исследованиями.

Следует отметить, что степень влияния $\beta_{Гf} \sim W_k$ зависит от конструкции газораспределительного устройства, высоты столба жидкости и физических свойств смеси.

Влияние расхода жидкости

Проверена зависимость коэффициентов массоотдачи от расхода жидкости на тарелке. Установлено, что расход жидкости влияет на массообмен слабо, посредством изменения высоты столба жидкости, так как скорость жидкой фазы значительно меньше скорости газа. Полученные данные для различных контактных устройств можно представить в виде

$$\beta_f \sim Q_{\text{ж}}^{(0,1-0,15)}. \quad (7.6.1)$$

Зависимость (7.6.1) подтверждается экспериментально по результатам исследования различных авторов в работах [77, 78], где установлена степень влияния $\beta_{\text{ж}f} \sim Q_{\text{ж}}^{(0,13-0,17)}$.

Влияние столба жидкости

Значительно больше разногласий у различных авторов относительно оценок степени влияния высоты статического столба жидкости (или пены) на коэффициент массоотдачи. Для процессов физической абсорбции, десорбции и ректификации степень влияния, по данным многочисленных экспериментальных исследований [23–28, 72–74, 77, 79–84] находится в диапазоне

$$\beta_{\Gamma f} \sim h_{\text{ст}}^{0,5-0,65}, \quad \beta_{\text{ж}f} \sim h_{\text{ст}}^{0,3-0,78}. \quad (7.6.2)$$

При исследовании коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе сульфитной методикой (процесс окисления сульфита натрия в сульфат кислородом воздуха в присутствии катализатора) установлен следующий интервал влияния [74, 85]:

$$\beta_{\text{ж}f} \sim h_{\text{ст}}^{1,12-1,7}. \quad (7.6.3)$$

В результате расчета коэффициентов массоотдачи по уравнениям (7.1.38), (7.1.40) получено

$$\beta_f \sim h_{\text{ст}}^{0,5-0,8}$$

при изменении столба жидкости в пределах 0,01 – 0,1 м.

Статический столб жидкости на контактном устройстве находится, как правило, на основе исследования перепада давления в двухфазном слое или методом отсечки. Значения $h_{\text{ст}}$, по данным различных авторов, для однотипных барботажных тарелок иногда различаются до 30 – 50 %, что влияет на точность расчета коэффициентов массоотдачи по уравнениям математической модели.

Влияние поверхностного натяжения

Увеличение поверхностного натяжения на границе газ – жидкость приводит к повышению затрат энергии на образование межфазной поверхности и, следовательно, уменьшает поверхность контакта. В результате расчетов коэффициентов массоотдачи по уравнениям (7.1.38), (7.1.40) установлен следующий интервал влияния поверхностного натяжения:

$$\beta_f \sim \sigma^{-(0,1-0,45)}.$$

В работе [1] представлены экспериментальные данные: $\beta_f \sim \sigma^{-0,43}$. Кроме того, в результате анализа критериальных уравнений различных авторов можно сделать вывод о степени влияния σ на β_f : $\beta_f \sim \sigma^{-(0,15-0,4)}$.

Влияние вязкости

Повышение вязкости жидкости приводит к большой затрате кинетической энергии газа на образование пенного слоя.

В результате расчета установлено, что увеличение вязкости газа и жидкости приводит к уменьшению коэффициентов массоотдачи как в газовой, так и в жидкой фазах:

$$\beta_{\Gamma f} \sim \nu_{\Gamma}^{-(0,15-0,25)}, \beta_{ж f} \sim \nu_{ж}^{-0,2}.$$

Полученные зависимости согласуются с экспериментальными данными [1, 86, 87].

Влияние коэффициентов молекулярной диффузии

Для барботажных тарелок экспериментально установлен следующий диапазон [28, 79, 81, 88, 89]

$$\beta_f \sim D^{0,14-0,76}.$$

В работах [90, 91] отмечается, что в режиме развитой турбулентности коэффициенты массоотдачи в жидкой фазе практически не зависят от молекулярной диффузии.

Рассмотренная математическая модель массоотдачи дает зависимости, близкие к экспериментальным [28, 79, 81, 88, 89].

Влияние конструктивных характеристик тарелок

Расчетным путем по уравнениям (7.1.38) – (7.1.41) исследована зависимость коэффициентов массоотдачи от конструктивных параметров контактных устройств ($h_{ст}, G_{кл}, d_э, F_{св}$).

Установлено, что высота сливной перегородки влияет на коэффициент массоотдачи путем изменения высоты статического столба жидкости, а на ситчатой тарелке, кроме того, от запаса жидкости зависит скорость газа $W_{0\min}$, при которой отверстия вступают в процесс барботажа.

Результаты расчета $\beta_{гf}$ и $\beta_{жf}$ показали, что изменение свободного сечения тарелки $F_{св}$ при постоянстве остальных параметров сказывается на эффективности массопередачи незначительно, также было установлено слабое влияние диаметра отверстий, что соответствует экспериментальным данным [84].

Точность расчета коэффициентов массоотдачи по уравнениям математической модели для тарелок различных конструкций зависит от функции вида

$$W_0 = f(W_k, Q_{ж}, h_{ст}, \rho_{ж}, \rho_{г...}),$$

которую можно получить, используя известные результаты гидрогазодинамики или экспериментальным путем на макете контактного устройства.

На основе многочисленных расчетов коэффициентов массоотдачи $\beta_{гf}$ и $\beta_{жf}$ по уравнениям (7.1.38), (7.1.40) для барботажных тарелок различных конструкций (пять типов) при ректификации, абсорбции и десорбции более двадцати различных смесей можно сделать вывод о том, что рассмотренная математическая модель [5, 6, 16] удовлетворительно описывает процессы переноса в газо(паро)жидкостных системах при развитом турбулентном режиме.

Уравнения проверены в следующем диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров: $W_k = 0,4 - 1,8$ м/с; $Q_{ж} = 2 - 20$ м³/м·час;

$h_{сг} = 0,01 - 0,1$ м; $F_{св} = 5 - 22$ %; $d_0 = (1 - 6) \cdot 10^{-3}$ м и физических свойств смесей: $\rho_{г} = 0,17 - 5$ кг/м³; $\rho_{ж} = 580 - 1000$ кг/м³; $\sigma = 0,02 - 0,075$ Н/м; $Sc_{ж} = 30 - 600$ и $Sc_{г} = 0,24 - 2,4$.

Применение уравнений математической модели массо- и теплоотдачи для барботажного слоя показано в работах [16, 17, 35, 92–103] при расчете эффективности промышленных контактных устройств и разработки технических решений по модернизации.

Л и т е р а т у р а

1. **Тарат Э.Я.** Пенный режим и пенные аппараты / **Э.Я.Тарат, И.П.Мухленов, А.Ф.Туболкин, Е.С.Тумаркина.** – Л.: Химия, 1977.
2. **Александров И.А.** Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей / **И.А.Александров.** – М.: Химия, 1975.
3. **Стабников В.Н.** Ректификационные аппараты. Расчет и конструирование / **В.Н.Стабников.** – М.: Машиностроение, 1965.
4. **Лаптев А.Г.** Определение скорости на межфазной поверхности в турбулентных газо(паро)жидкостных потоках / **А.Г.Лаптев, С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров** // ТОХТ. – 1994. – Т. 28, № 3. – С. 200–206.
5. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в барботажном слое на основе концепции активного входного участка / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // ТОХТ. – 1991. – Т. 25, №6. – С. 783–795.
6. **Дьяконов С.Г.** Модель переноса в барботажном слое на контактных устройствах промышленных аппаратов / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. – 1988. – С. 8–25.
7. **Павлов В.П.** К вопросу о возможности масштабных переходов при проектировании барботажных аппаратов / **В.П.Павлов** // Труды МИХМ. – 1969. – Т. 1, вып. 1. – С. 181–185.
8. **Колтунова Л.Н.** Массоотдача на начальном участке газовой струи, вытекающей в жидкость / **Л.Н.Колтунова, М.Э.Аэров** // ТОХТ. – 1982. – Т. 16, №2. – С. 161–166.
9. **Васильев А.С.** Измерение локальных концентраций при истечении газа в жидкость / **А.С. Васильев, Е.В. Федотов, В.П. Павлов** и др. // ТОХТ. – 1967. – Т. 1, № 3. – С. 349–352.
10. **Чехов О.С.** Исследование и промышленное внедрение тарелок для массообменных процессов, созданных по принципу продольно-поперечного

секционирования потоков в колонне: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – М.: МИХМ, 1969.

11. **Johuson A.I.** End effect corrections in heat and mass transfer studies / **A.I.Johuson, A.Hamieles, D.Ward, A.Colding** // *Canad. J. Chem. Eng.* – 1958. – V. 36, № 5. – P. 221–225.

12. **Carmer F.H.** Mass transfer stagus in distillation / **F.H.Carmer, K.E.Porter** // *Internat. In: Distillation. Symposium Series / Inst. Chem. Engrs.* – 1960. – P. 43.

13. **Красильников А.Н.** Исследование теплообмена при барботаже пара из одиночного отверстия / **А.Н.Красильников, А.Н.Плановский, В.Е.Богославский** // *ТОХТ.* – 1980. – Т. 14, № 2. – С. 305–309.

14. **Абрамович Г.Н.** Теория турбулентных струй / **Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников** и др. – 2 изд. / под ред. **Г.Н.Абрамовича.** – М.: Наука, 1984.

15. **Волошко А.А.** Длина вылета газовой струи в жидкости / **А.А.Волошко, А.В.Вургафт, В.Н.Фролов** // *Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр.* – Казань, 1981. – С. 27–28.

16. **Лаптев А.Г.** Массообмен в барботажном слое и описание структуры потоков на контактных устройствах методом сопряженного физического и математического моделирования: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1988.

17. **Дьяконов С.Г.** Моделирование процессов разделения на контактных устройствах промышленных колонн / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // *ЖПХ.* – 1993. – Т. 66, № 1. – С. 92–103.

18. **Дьяконов С.Г.** Определение объемных коэффициентов массоотдачи на прямоточных клапанных тарелках по математической модели / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев, В.А.Данилов** // *Химическая промышленность.* – 1991. – № 8. – С. 499–501.

19. **Дьяконов С.Г.** Кинетика массопередачи на колпачковых тарелках с учетом неравномерности распределения фаз в барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // *Химическое и нефтяное машиностроение.* – 1993. – № 9. – С. 5–8.

20. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // *ТОХТ.* – 1993. – Т. 27, № 1. – С. 4–18.

21. **Лаптев А.Г.** Определение объемных коэффициентов массоотдачи в газо(паро)жидкостном слое на промышленных контактных устройствах при масштабном переходе (ситчатые и струйные тарелки) / **А.Г.Лаптев,**

В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1991. – Т. 34, № 6. – С. 97–101.

22. **Елизаров В.И.** Математическое моделирование объемных коэффициентов массоотдачи на контактных устройствах с учетом неравномерности распределения фаз в газо(паро)жидкостном слое / **В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты хим. технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. – 1990. – С. 4–8.

23. **Родионов А.И.** Исследование кинетики массообмена в жидкой фазе на клапанных тарелках / **А.И.Родионов, Л.Н.Петушинский, Л.М.Семенихин** // ТОХТ. – 1974. – Т. 8, №4. – С. 502–506.

24. **Реут В.И.** Сравнительное исследование диапазона устойчивой работы и массоотдачи в газовой фазе на клапанных тарелках / **В.И.Реут, Г.П.Соломаха, В.И.Ващук** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 53–60.

25. **Соломаха Г.П.** Массоотдача в газовой фазе на барботажных клапанных тарелках / **Г.П. Соломаха, В.И. Реут, В.И. Ващук** и др. // ТОХТ. – 1979. – Т. 13, №1. – С. 3–8.

26. **Илюхин М.А.** Исследование массоотдачи в паровой фазе при ректификации / **М.А.Илюхин, Г.П.Соломаха, Н.А.Кочергин** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 41–46.

27. **Соломаха Г.П.** Уравнение массоотдачи в газовой фазе на ситчатых тарелках / **Г.П.Соломаха, А.Г.Азизов, А.Н.Плановский** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, №3. – С. 315–322.

28. **Соломаха Г.П.** Уравнение массоотдачи в газовой фазе на колпачковых тарелках / **Г.П.Соломаха** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, №2. – С. 181–190.

29. **Плановский А.Н.** Массопередача в жидкой фазе в барботажных тарельчатых аппаратах / **А.Н.Плановский, Д.С.Артамонов, О.С.Чехов** // Химическое машиностроение. – 1960. – №1. – С. 13–16.

30. **Клюшенкова М.И.** Исследование ректификации на продольно-секционированных тарелках с просечными элементами / **М.И.Клюшенкова, В.И.Ващук, Г.П.Соломаха** и др. // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 47–52.

31. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование многокомпонентного переноса в турбулентных газо(паро)жидкостных системах и масштабирование аппаратов разделения / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Математические методы в химии: тез. докл. VII Всесоюз. конф. – Казань, 1991. – С. 184–186.

32. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование массопередачи в турбулентном барботажном слое при многокомпонентной неэквилярной

ректификации / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. – 1992. – С. 86–93.

33. **Дьяконов С.Г.** Моделирование массопередачи при неэквимолярной неизотермической ректификации многокомпонентных смесей в барботажном слое (Обзор) / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев, В.А.Данилов.** – Казань: КХТИ, 1992. – 50с. – Библи.: 48 назв. Деп. в ОНИИТЭХим (г. Черкассы), №140 – XII – 92.

34. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование кинетики многокомпонентного переноса в развитом барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 113–115.

35. **Данилов В.А.** Моделирование процессов разделения многокомпонентных смесей в газо(паро)жидкостном слое и определение эффективности промышленных тарелок: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1991.

36. **Ланкастер П.** Теория матриц: пер. с англ. / **П.Ланкастер.** – М.: Наука, 1982.

37. **Беллман Р.** Введение в теорию матриц/ **Р.Беллман.** – М.: Наука, 1969.

38. **Krishna R.** A turbulent film model for multicomponent mass transfer / **R.Krishna** // Chem. Eng. J. – 1982. – V. 24, №2. – P. 163–172.

39. **Holland C.D.** Fundamentals of multicomponent distillation / **C.D.Holland.** – N.-Y.: Mc Graw – Hill, 1981.

40. **Дьяконов Г.С.** Моделирование однофазного массопереноса в жидких смесях: дис. ... канд. техн. наук. – Одесса, 1988.

41. **Дьяконов С.Г.** Исследование диффузионного массопереноса в жидких смесях на основе метода сопряженного физического и математического моделирования / **С.Г.Дьяконов, Д.В.Прощекальников, Р.А.Ибрагимов** // Инж.-физ. журнал. – 1990. – Т. 59, №6. – С. 1016–1023.

42. **Дьяконов Г.С.** Физико-химические основы применения жидких мембран в процессах разделения веществ: дис. ... д-ра хим. наук. – Казань: КГТУ, 1994.

43. **Ибрагимов Р.А.** Голографический диффузиометр повышенной чувствительности и значения коэффициентов диффузии в жидких смесях органических веществ: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1992.

44. **Прощекальников Д.В.** Моделирование многокомпонентного переноса массы на основе описания динамического этапа поведения статистической системы: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1991.

45. **Маневич Г.Ш.** Прогнозирование характеристик молекулярного массопереноса в жидких смесях на основе математического моделирования: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1985.
46. **Разинов А.И.** Описание диффузии в многокомпонентных жидких смесях: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1982.
47. **Шуп Т.** Прикладные численные методы в физике и технике: пер. с англ. / **Т.Шуп.** – М.: Высшая школа, 1990.
48. **Burghardt A.** Diffusional model of multicomponent distillation and their experimental verification / **A.Burghardt, K.Warmuzinsky, J.Buzek, A.Pytlik** // Chem. Eng. J. – 1983. – V. 2, №1. – P. 29–44.
49. **Богословский В.Е.** Исследование процесса ректификации многокомпонентной смеси в тарельчатой колонне / **В.Е.Богословский, А.Н.Плановский** // Химия и технология топлив и масел. – 1963. – №4. – С. 11–13.
50. **Чекалов Л.Н.** К кинетике массопередачи при ректификации многокомпонентных смесей / **Л.Н.Чекалов** // Химическая пром-ть. – 1964. – №10. – С. 746 – 749.
51. **Стефановская Н.В.** Исследование кинетики массопередачи при ректификации смеси метанол–этанол–вода / **Н.В.Стефановская, А.Н.Плановский, Б.Н.Орлов** // ТОХТ. – 1970. – Т. 4, №1. – С. 56–62.
52. **Александров И.А.** Тепло- и массообмен при ректификации в барботажном слое / **И.А.Александров, С.А.Гройсман** // ТОХТ. – 1975. – Т.9, №1. – С. 11–19.
53. **Ruckenstein E.** The thermal theory and the plate efficiency / **E.Ruckenstein, O.Smigelschi** // Canad. J. Chem. Eng. – 1967. – V. 45, №12. – P. 334–340.
54. **Холпанов Л.П.** Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / **Л.П.Холпанов, В.Я.Шкадов.** – М.: Наука, 1990.
55. **Холпанов Л.П.** Расчет массообмена при ректификации многокомпонентных смесей с учетом тепловых эффектов / **Л.П.Холпанов, Е.Я.Кениг, В.А.Малюсов** и др. // ТОХТ. – 1981. – Т. 15, №1. – С. 3–11.
56. **Йоаранд Х.Э.** Метод расчета межфазных потоков при сопряженных тепло- и массопередаче при ректификации многокомпонентной смеси / **Х.Э.Йоаранд, Ю.И.Каллас** // Гидродинамика и явление переноса в двухфазных дисперсных системах. – Иркутск: Изд-во ИПИ, 1984. – С. 36–42.
57. **Krishna R.** A film model analysis of non-eguimoliar distillation of multicomponent mixtures / **R.Krishna** // Chem. Eng. Sci. – 1977. – V. 32, №10. – P. 1197–1203.

58. **Krishna R.** Model for prediction of point efficiencies for multicomponent distillation / **R.Krishna** // Chem. Eng. Res. Des. – 1985. – V. 63, №5. – P. 312–322.

59. **Лаптев А.Г.** Определение объемных коэффициентов теплоотдачи в барботажном слое по математической модели / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов** // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. – 1991. – С. 7–11.

60. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование теплопередачи от парогазовой смеси в пенном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Повышение эффективности энергосбережения промышленных предприятий. Респуб. науч.-техн. конф.: тез. докл. – Казань: КФМЭИ, 1990. – С. 82–83.

61. **Коган В.Б.** Теоретические основы типовых процессов химической технологии / **В.Б.Коган**. – Л.: Химия, 1977.

62. **Исаченко В.П.** Теплообмен при конденсации / **В.П.Исаченко**. – М.: Энергия, 1977.

63. **Исаченко В.П.** Теплопередача / **В.П.Исаченко, В.А.Осипова, А.С.Сукомел**. – М.: Энергоиздат, 1981.

64. **Касаткин А.Г.** Основные процессы и аппараты химической технологии / **А.Г.Касаткин**. – М.: ООО ТИД «Альянс», 2005.

65. **Мухленов И.П.** О теплопередаче в пенном аппарате / **И.П.Мухленов, Е.С.Тумаркина** // Журн. прикл. химии. – 1955. – Т. 28, №2. – С. 136–144.

66. **Муратова Т.М.** Кинетический анализ процессов испарения и конденсации / **Т.М.Муратова, Д.А.Лабунцов** // Теплофизика высоких температур. – 1969. – Т. 7, №5. – С. 959–967.

67. **Кондратьев А.Д.** О теплообмене при конденсации пара в объем жидкости / **А.Д.Кондратьев** // Известия АН СССР (Энергетика и транспорт). – 1984. – №2. – С. 154–159.

68. **Волошко А.А.** Исследование конденсации одиночных пузырей в слое недогретой жидкости / **А.А.Волошко, А.В.Вургафт** // Инж.-физ. журн. – 1970. – Т. 29, №2. – С. 206–210.

69. **Cho S.** Stream bubble formation at a submerged orifice in quiescent water / **S.Cho Ch., W.K.Lee** // Chem. Eng. Sci. – 1991. – V. 46, №3. – P. 785 – 789.

70. **Волошко А.А.** Конденсация водяного пара при барботаже в слое жидкости / **А.А.Волошко, А.В.Вургафт** // Изв. вузов. Пищевая технология. – 1988. – №6. – С. 131–133.

71. **Дытнерский Ю.И.** Исследование массообмена на клапанных и балластных тарелках / **Ю.И.Дытнерский, А.Г.Касаткин, Н.В.Кочергин** // Журн. прикл. химии. – 1962. – Т. 35, №10. – С. 2247–2251.

72. **Муратходжаев Х.В.** Исследование влияния гидравлических параметров на массоотдачу в жидкой фазе на клапанных тарелках / **Х.В.Муратходжаев, С.И.Чумаков, О.С.Чехов** и др. // Узбекский хим. журнал. – 1971. – № 3. – С. 61–64.

73. **Стефонов Ж.С.** Исследование массоотдачи в жидкой фазе на прямоточной клапанной тарелке с отбойными элементами / **Ж.С.Стефонов, Ж.А.Гасев** // Химическое и нефтяное машиностроение. – 1986. – №4. – С. 12–14.

74. **Плановский А.Н.** Влияние гидравлических параметров на массоотдачу в жидкой фазе / **А.Н.Плановский, Г.П.Соломаха, Л.Н.Филатов** // Изв. вузов. Нефть, газ. – 1969. – №6. – С. 65–71.

75. **Плановский А.Н.** Зависимость между массообменом и сопротивлением жидкости на колпачковых и ситчатых тарелках / **А.Н.Плановский, В.И.Матрозов, О.С.Чехов** и др. // Химия и технол. топлив и масел. – 1958. – №3. – С. 30–33.

76. **Чехов О.С.** Исследование массообмена на колпачковых тарелках / **О.С.Чехов, В.И.Матрозов** // Труды МИХМ. – 1957. – Т. 13. – С. 13–16.

77. **Талачев В.С.** Массоотдача в жидкой фазе при струйном истечении газа в жидкость / **В.С.Талачев, А.С.Васильев, В.П.Павлов** // Труды МИХМ. – 1969. – Т. 1, вып. 1. – С. 168–170.

78. **Данилычев И.А.** Исследование массообмена в жидкой фазе на ситчатых тарелках с учетом степени продольного перемешивания / **И.А.Данилычев, А.Н.Плановский, О.С.Чехов** // Химическая пром-ть. – 1965. – №10. – С. 46–49.

79. **Родионов А.И.** Поверхность контакта фаз и массопередача в тарельчатых колоннах: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – М.: МХТИ, 1969.

80. **Ульянов Б.А.** Массообмен на провальных тарелках ректификационных колонн / **Б.А.Ульянов, В.А.Буренко, А.И.Родионов** // Гидродинамика и явления переноса в двухфазных дисперсных системах: сб. науч. тр. – Иркутск, 1974. – Ч. 1. – С. 11–17.

81. **Соломаха Г.П.** Массоперенос в газовой (паровой) фазе на барботажных тарелках / **Г.П.Соломаха** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 33–40.

82. **Кочергин Н.А.** Исследование массообмена при ректификации в колоннах с дырчатыми тарелками провального типа / **Н.А.Кочергин,**

В.В.Дильман, В.М.Олевский // Химическая пром-ть. – 1961. – №8. – С. 567–570

83. **Olsson B.** Formalin distillation: vapor–liquid tguilibria and tray efficiencys / **B.Olsson, S.–G.Svensson** // Trans. Instn. Chem. Engrs. – 1975. – V. 53, №1. – P. 97–104.

84. **Соломаха Г.П.** О зависимости между массоотдачей в газовой фазе и гидравлическими параметрами при барботаже (колпачковые и провальные тарелки) / **Г.П.Соломаха, А.Н.Плановский** // Химия и технол. топлив и масел. – 1962. – №10.

85. **Соломаха Г.П.** О гидравлических параметрах, определяющих массоотдачу в жидкой фазе при барботаже / **Г.П.Соломаха, Г.А.Рудевич, П.И.Николаев** // ТОХТ. – 1968. – Т. 2, №5. – С. 696–700.

86. **Лошаков А.Л.** Метод и результаты исследования вязкости на интенсивность массоотдачи в жидкой фазе в тарельчатых колоннах / **А.Л.Лошаков, И.А.Гильдерблат, А.И.Родионов** // ТОХТ. – 1969. – Т. 3, №5. – С. 779–782.

87. **Шубин Г.С.** Исследование массоотдачи в жидкой фазе на ситчатых тарелках в зависимости от свойств жидкости / **Г.С.Шубин, Г.П.Соломаха, М.А.Илюхин** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 61. – С. 142–149.

88. **Ульянов Б.А.** Поверхность контакта фаз и массообмен в тарельчатых ректификационных аппаратах / **Б.А.Ульянов.** – Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1982.

89. **Гильдерблат И.А.** Экспериментальное исследование влияния коэффициента диффузии на массоотдачу в жидкой фазе в тарельчатой колонне / **И.А.Гильдерблат, А.И.Родионов, А.Л.Лашаков** // Труды МИХМ. – 1975. – Вып. 1. – С. 62–67.

90. **Кафаров В.В.** Основы массопередачи. – 3-е изд. / **В.В.Кафаров** – М.: Высшая школа, 1979.

91. **Сидорова Л.С.** Исследование влияния физико-химических свойств газожидкостной системы на кинетику массопередачи при пенном режиме: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Л.: ЛТИ, 1970.

92. **Мальковский П.А.** Совершенствование технологий и аппаратов переработки газовых конденсатов: дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КГТУ, 2002.

93. **Ясавеев Х.Н.** Реконструкция дебутанизатора и изопентановой колонн на ГФУ с целью повышения эффективности процесса ректификации: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1998.

94. **Ильяшенко Е.Б.** Моделирование процесса охлаждения пирогаза и реконструкция теплообменной колонны установки газоразделения завода «Этилен»: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1998.

95. **Карпеев С.В.** Снижение энергозатрат и модернизация установки разделения формальдегид-метанол-водной смеси: автореф. дис. канд. техн. наук. Казань, КГЭУ, 2001.

96. **Елизаров В.В.** Технология проектирования тарельчато-насадочных аппаратов разделения водных растворов: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2004.

97. **Абдулкашاپова Ф.А.** Определение параметров комбинированных моделей структуры потока вариационным методом: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1993.

98. **Баглай В.Ф.** Моделирование процесса разделения углеводородного сырья и реконструкция колонн установки получения моторных топлив: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1997.

99. **Солодов П.А.** Модернизация аппаратурного оформления и технологической схемы установки получения моторных топлив: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2001.

100. **Костылева Е.Е.** Энергосбережение при переработке и эффективная утилизация тяжелых остатков углеводородных топлив: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГЭУ, 2004.

101. **Мальковский П.А.** Определение эффективности промышленных клапанных тарелок / **П.А.Мальковский, П.А.Солодов, А.Г.Лаптев** // Теплообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. – Казань, 2001. – С. 207–212.

102. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование и модернизация установки получения моторных и котельных топлив Сургутского ЗСК. Сообщение 1. Постановка задачи. Описание установки. Математическая модель процесса / **А.Г.Лаптев, П.А.Мальковский** // Проблемы энергетики. – 2002. – № 5–6.

103. **Лаптев А.Г.** Совместные научно-технические разработки инженерно-внедренческого центра «Инжехим» с ОАО «Казаньоргсинтез» / **А.Г.Лаптев, В.Н.Кудряшов, М.С.Габутдинов** и др. // Сб. тр. юбилейной научно-практической конф., посвященной 40-летию ОАО «Казаньоргсинтез». – Казань, 2003. – С. 254–258.

ГЛАВА 8

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА В ПРОМЫШЛЕННЫХ АППАРАТАХ

Рассмотрены математические модели и даны результаты расчета эффективности тепло- и массопереноса в насадочных и тарельчатых колоннах при проведении процессов ректификации, сорбции и жидкостной экстракции, а так же охлаждения воды в градирнях.

8.1. Подходы к конструированию теплообменных аппаратов

Конструирование промышленных аппаратов в первую очередь связано с определением эффективности разделения смесей и теплообмена на контактных устройствах. В большинстве случаев эти задачи имеют полуэмпирический характер решения, который ограничен определенным интервалом работы и заданной конструкцией контактного устройства. Известно, что существенную роль в эффективности тепло- и массообменного процесса играет структура потоков в аппарате. Как видно из многочисленных исследований и промышленной практики при увеличении размера аппарата (например, с барботажными тарелками или насадкой), структура потоков значительно меняется, появляется большое число застойных зон, усиливается обратное перемешивание, снижается движущая сила процесса, это вызывает падение эффективности тепло- и массообмена. Так, например, при увеличении диаметра колонны в два раза КПД процесса может уменьшиться в 2–3 раза [1, 2]. В аппаратах больших размеров возникают значительные гидродинамические неравномерности, что снижает эффективность разделения смеси. Отсюда следует вывод, что при моделировании процессов разделения в аппаратах большого масштаба (как правило, диаметром более 2 метров) необходимо учитывать отмеченные факторы и принимать конструктивные решения для ослабления их влияния на эффективность или полного устранения этих причин.

В общем виде КПД массообменного контактного устройства или эффективность по Мерффри определяют как отношение изменения концентраций компонента в фазе на контактном устройстве (КУ) относительно равновесной:

$$E = \frac{C_H - C_K}{C_H - C^*}, \quad (8.1.1)$$

где C_K – концентрация компонента в фазе на выходе с КУ, масс. д.; C_H – концентрация компонента в фазе на входе в КУ, масс. д.; C^* – равновесная концентрация компонента, масс. д.

Форма записи выражения (8.1.1.) зависит от вида массообменного процесса и направления движущей силы.

Также в качестве интегральной характеристики эффективности массопередачи используется коэффициент извлечения φ . Для процесса абсорбции он записывается в виде

$$\varphi = \frac{C_H - C_K}{C_H} \cdot 100, \% \quad (8.1.2)$$

Как известно, эффективность разделения смеси и теплообмена зависит от структуры потоков сплошной и дисперсной фаз на КУ, интенсивности тепло- и массообмена и площади межфазной поверхности. Используются разные модели для определения эффективности КУ в зависимости от принятой структуры потоков в аппарате:

1. Модель идеального смешения для обеих фаз.
2. Модель идеального смешения для сплошной фазы и вытеснения для дисперсной.
3. Модель идеального вытеснения для сплошной фазы и идеального смешения для дисперсной.
4. Ячеечная модель для сплошной и дисперсной фаз.
5. Диффузионная модель для одной из фаз и т.д.

Из вышеперечисленных моделей могут создаваться комбинированные модели, осложненные байпасом и рециклом. При этом число параметров, определяемых экспериментальным путем, увеличивается.

Таковыми параметрами являются: число ячеек полного перемешивания, коэффициент продольного (обратного) перемешивания, коэффициенты рецикла и байпаса. Эти параметры зависят как от режима работы аппарата, так и от его масштаба и конструкции. Актуальной является задача создания математической модели процессов переноса импульса, массы и тепла с минимальным привлечением экспериментальных данных.

При разработке новых или совершенствовании действующих промышленных аппаратов могут использоваться как априорные, так и структурно-конструктивные подходы.

Для физико-химических систем (ФХС), созданных на априорной основе, характерно, как правило, сильное взаимодействие определяющих явлений, невыраженность механизмов их протекания, неопределенность

связей между ними и масштабом аппарата. Такая невыраженность структуры системы является главным препятствием моделирования их на основе теории подобия, ограничивая области ее применения локальными актами массопередачи и простыми явлениями [1, 3, 4]. В то же время в других областях техники постулируется возможность использования теории подобия для моделирования сложных систем [5–10].

Перспективным представляется направление совершенствования процедуры освоения априорных конструкций аппаратов, связанное с упрощением их структуры и сведением задачи моделирования ограниченного числа определяющих явлений [11–19] или их совокупности [20–30].

Рассмотрим алгоритм конструирования промышленных массообменных аппаратов на основе физического и математического моделирования совокупности элементарных явлений на макете КУ.

Исходной информацией для проектирования массообменного аппарата является техническое задание (ТЗ): состав разделяемой смеси; производительность, состав получаемого продукта и т.д.

1. На основе известных рекомендаций, а также исходя из опыта и интуиции проектировщика, предварительно выбирается тип контактного устройства, задаются его конструктивные особенности, выделяются характерные области, формируемые конструкцией аппарата.

2. Если в литературе отсутствуют необходимые опытные данные гидравлических исследований для контактных устройств аналогичного типа, то изготавливаются макет контактного устройства или макеты характерных областей.

3. При физическом моделировании процесса на макете контактного устройства или макете характерной области исследуются гидравлические характеристики двухфазного потока (перепад давления, диссипация энергии, межфазная поверхность, задержка фаз и др.).

4. На основе результатов гидравлического исследования вычисляются коэффициенты массоотдачи и массопередачи по приведенным в главах 2-7 уравнениям.

5. Устанавливаются краевые условия к уравнениям движения и массопереноса. Вычисляются характеристики дифференциальных уравнений переноса (источниковые члены, коэффициенты турбулентного обмена).

6. Система дифференциальных уравнений решается одним из численных методов затем находится распределение полей скоростей, давления, концентрации целевого компонента для макета контактного устройства.

7. По известному значению концентрации компонента на входе и выходе макета контактного устройства определяется среднее значение эффективности разделения.

8. На основе расчета эффективности, исходя из требований ТЗ, выбираются режимные и конструктивные параметры проведения процесса разделения. Если данный тип контактного устройства не удовлетворяет требованиям ТЗ, то выбирается другая конструкция и повторяются пункты 1–8 данного алгоритма.

После выбора режимных и конструктивных параметров макета контактного устройства, которые удовлетворяют требованиям ТЗ, необходимо выполнить масштабный переход к промышленному аппарату. При этом можно воспользоваться одним из подходов.

Первый подход получил название гидродинамического моделирования [1] и заключается в исследовании гидродинамики потока в промышленном аппарате натурального диаметра, но меньшей высоты. При этом по возможности устраняются неоднородности, которые появляются вследствие увеличения размера контактного устройства. На основе выполненных гидравлических исследований расчет эффективности массопередачи предлагается выполнить по математическим моделям, приведенным в данной работе. При этом можно уточнить влияние тех или иных факторов (масштабных эффектов) на эффективность разделения смеси без привлечения экспериментальных данных по массообмену.

Второй подход, позволяющий выполнить переход от математического описания процессов на макете контактного устройства к промышленному аппарату, получил название сопряженного физического и математического моделирования [22–26].

Идея данного подхода связана с представлением процессов, протекающих в промышленном аппарате, в виде системы, состоящей из элементарных характерных структур (или зон) различных пространственно-временных масштабов и формируемых конструкцией аппарата. Математическое описание каждой элементарной структуры (зоны) устанавливается при ее физическом моделировании на лабораторном макете. Постулируется инвариантность структуры описания элементарной зоны к масштабу аппарата в целом. В частности, такое описание может быть представлено в виде типовых математических моделей, содержащих параметры, зависящие от размеров аппарата. Зависимость параметров моделей характерных зон от масштаба аппарата устанавливается на основе вариационной формулировки законов сохранения импульса, массы и энергии.

Согласно системному анализу, позволившему сформулировать принцип иерархического существования явлений в промышленном аппарате, явления различных масштабов могут быть рассмотрены независимо, а затем учтено их взаимодействие [31–33]. Этот подход привел к значительным упрощениям при построении математических моделей сложных химико-технологических объектов.

Исследование и описание полей в характерной области рабочей зоны аппарата могут проводиться независимо от других областей вне аппарата на ее физической модели. На основе эксперимента устанавливаются базисные функции, которые описывают поля с заданной точностью. При масштабном переходе к промышленному аппарату конструктивные и режимные возмущения в определенном интервале их значений не изменяют структуру базисных функций, а влияют лишь на ее параметры. Подстройка параметров базисных функций, описывающих физические поля для заданного интервала режимных и конструктивных возмущений в промышленном аппарате, выполняется на основе удовлетворения законам сохранения импульса, массы и энергии. Решение этой задачи осуществляется вариационным методом, учитывающим краевые условия различного вида. Вариационный метод заключается в построении функционала, минимизация которого приводит к уравнениям Эйлера–Лагранжа, совпадающими с законами сохранения импульса, массы и энергии [34–36].

Математическое описание характерной области имеет структуру базисной функции только для таких конструктивных и режимных возмущений, при которых отклонение значения функции от точного решения уравнений балансов не превышает заданную погрешность. Эта погрешность обычно находится в пределах погрешности экспериментальных исследований физической модели. В области возмущений, где отклонение превышает допустимую погрешность, структура базисной функции не сохраняется. В этом случае для описания процесса необходимо выбрать конкурирующую базисную функцию, параметры которой обеспечивают минимальное значение функционала и, следовательно, удовлетворяют уравнениям баланса [22–26, 37–39]. Таким образом, метод сопряженного физического и математического моделирования позволяет установить распределение полей скоростей, концентраций и температур в рабочей зоне промышленного аппарата на основе базисных функций элементарных областей, полученных на макете с известной погрешностью.

При проектировании новых аппаратов, когда экспериментальные данные по физическим полям в характерных областях отсутствуют, базисные

функции можно выбрать путем решения системы уравнений переноса, записанных для характерных областей макета [39].

Применение метода сопряженного физического и математического моделирования впервые было рассмотрено для описания структуры потока жидкой фазы на барботажных тарелках [25, 40–44]; описания диффузионного пограничного слоя [45, 46]; описания полей скоростей в жидкофазном проточном аппарате [47, 48], а также моделирования однофазного массопереноса в жидких смесях [49, 50].

Разработанные методы позволяют на основе банка базисных функций характерных областей осуществлять в автоматизированном режиме с помощью ЭВМ построение математической модели процесса в промышленном аппарате, выбор его оптимальной конструкции и режима работы без идентификации параметров на пилотных и промышленных образцах.

В следующих разделах приводятся результаты численного решения систем уравнений переноса импульса, массы и тепла для различных аппаратов. Результаты решения могут использоваться для выбора базисных функций при масштабном переходе.

8.2. Эффективность массо- теплопереноса в насадочных колоннах

Рассмотрим пленочный режим работы насадочной колонны. В этом случае сплошной фазой является газовый или паровой поток, а дисперсной – жидкость, стекающая под действием силы тяжести по поверхности насадочных элементов.

Теоретической основой описания процессов переноса в двухфазной среде являются фундаментальные законы сохранения и равновесия. При известных значениях площади межфазной поверхности и функции ее распределения в рабочем объеме колонны дифференциальные уравнения переноса следует записать для каждой фазы отдельно с условиями сопряжения на границе раздела фаз. Однако в колонне с неупорядоченной насадкой распределение межфазной поверхности неизвестно. Поэтому в данном случае используется подход, когда система уравнений переноса записывается для ядра сплошной фазы, а влияние дисперсной фазы учитывается в виде источников совместно с потоковыми соотношениями и условиями равновесия [51–55].

В осесимметричной двумерной постановке стационарные уравнения переноса импульса, массы и тепла в сплошной (паровой) фазе в цилиндрических координатах (для слоя насадки в колонне) имеют вид

$$\rho_G u \frac{\partial u}{\partial z} + \rho_G v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_G + \mu_{TG_z}) \frac{\partial u}{\partial z} \right) +$$

(8.2.1)

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_G + \mu_{TG_R}) r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + r_{pz},$$

$$\rho_G u \frac{\partial v}{\partial z} + \rho_G v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_G + \mu_{TG_z}) \frac{\partial v}{\partial z} \right) +$$

(8.2.2)

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_G + \mu_{TG_R}) r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + r_{pr},$$

$$\frac{\partial(\rho_G u)}{\partial z} + \frac{\partial}{r \partial r} (r v \rho_G) = 0,$$

(8.2.3)

$$u \frac{\partial C_G}{\partial z} + v \frac{\partial C_G}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left((D_G + D_{TG_z}) \frac{\partial C_G}{\partial z} \right) +$$

(8.2.4)

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((D_G + D_{TG_R}) r \frac{\partial C_G}{\partial r} \right) + r_c,$$

$$u \frac{\partial H_G}{\partial z} + v \frac{\partial H_G}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left((\lambda_G + \lambda_{TG_z}) \frac{\partial T_G}{\partial z} \right) +$$

(8.2.5)

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\lambda_G + \lambda_{TG_R}) r \frac{\partial T_G}{\partial r} \right) + r_t,$$

где u, v – составляющие скорости пара в вертикальном (Z) и радиальном (R) направлениях; C_G – концентрация компонента в паровой фазе; H_G, T_G – энтальпия и температура пара; μ_G, D_G, λ_G – коэффициенты молекулярного и $\mu_{TG}, D_{TG}, \lambda_{TG}$ – турбулентного обмена импульсом, массой и теплом; ρ_G – плотность пара; P – давление; $H_G = f(T_G)$; $\rho_G = f(P, T_G)$.

К уравнениям (8.2.1 – 8.2.5) назначаются соответствующие краевые условия в насадочной секции аппарата: $z=0, u=W_0, C_G=C_{G0}, T_G=T_{G0}, P=P_0$ (на входе); $z=H, \partial u/\partial z=0, \partial C_G/\partial z=0, \partial T_G/\partial z=0$ (на выходе); $r=0, \partial u/\partial r=0, \partial C_G/\partial r=0, \partial T_G/\partial r=0$ (на оси

симметрии колонны); $r = D_K/2$, $u=0$, $v=0$, $\partial C_G/\partial r=0$, $\partial T_G/\partial r=0$,
 $\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_G r \frac{\partial v}{\partial r})$ (на стенке колонны).

Взаимодействия фаз в уравнениях (8.2.1) – (8.2.5) учитываются характеристиками турбулентного обмена μ_G , D_G , λ_G и источниками импульса r_p , массы r_y и тепла r_t .

В результате проведенных оценок установлено, что источник импульса в поперечном направлении r_{pR} значительно меньше остальных членов уравнения (8.2.2) и им можно пренебречь.

Источник импульса r_{pz} в уравнении (8.2.1) имеет вид

$$r_{pz} = \frac{\Delta J}{V_G} = \frac{\gamma \Delta U F \rho_G}{V_G}, \quad (8.2.6)$$

где ΔJ – количество импульса, переданное из паровой фазы в жидкую (сила гидродинамического взаимодействия), Па·м²; γ – коэффициент переноса импульса, м/с; ΔU – движущая сила переноса импульса, м/с; F – площадь межфазной поверхности в насадочном слое, м²; V_G – объем сплошной фазы в насадочном слое, м³.

Источник r_y определяет поток массы δM распределяемого компонента, переходящий через границу раздела фаз в единице объема сплошной фазы δV_G :

$$r_y = \frac{\delta M}{\delta V_G}, \quad \delta M = \beta_{vG} \delta V_G (C_G - C_{G\text{Гр}}) = \beta_{vL} \delta V_G (C_{x\text{Гр}} - C_x), \quad (8.2.7)$$

где β_{vG}, β_{vL} – объемные коэффициенты массоотдачи в паровой и жидкой фазах, кг/м³·с; C_G, C_x – концентрации компонента в паровой и жидкой фазах, мол. доли; $C_{G\text{Гр}}, C_{x\text{Гр}}$ – концентрации компонента на межфазной поверхности; $C_{G\text{Гр}} = f(C_{x\text{Гр}})$.

Источник r_t характеризует поток тепла δQ , переданного через межфазную поверхность в единице объема паровой фазы δV_G :

$$r_t = \frac{\delta Q}{\delta V_G}, \quad \delta Q = \alpha_{vG} \delta V_G (T_G - T_{\text{Гр}}) = \alpha_{vL} \delta V_G (T_{\text{Гр}} - T_L), \quad (8.2.8)$$

где α_{vG}, α_{vL} – объемные коэффициенты теплоотдачи в паровой и жидкой фазах, Вт/м³·К; T_G, T_L – температуры в фазах, К; $T_{гр}$ – температура на межфазной поверхности.

Система уравнений (8.2.1) – (8.2.5) дополняется уравнениями баланса массы и тепла в фазах

$$d(LC_x) = -d(GC_G), \quad d(LH_L) = d(GH_G). \quad (8.2.9)$$

Для определения в уравнениях (8.2.1) – (8.2.5) характеристик турбулентного обмена используется гипотеза Клаузера (раздел 3.1) и принято, что данные коэффициенты в ядре потока имеют примерно одинаковые значения в каждом из каналов, образованных насадочными элементами и стекающей пленкой жидкости. Тогда в радиальном направлении среднее значение μ_T находится на основе использования выражения (3.1.9) при $y = \delta$:

$$\mu_{TG_R} = \rho_G \chi \delta u_* . \quad (8.2.10)$$

Здесь u_* – динамическая скорость; δ – средняя толщина турбулентного пограничного слоя в паровой фазе на границе с пленкой жидкости; $\nu_G = \mu_G / \rho_G$.

Динамическая скорость и толщина пограничного слоя δ находятся на основе использования средней диссипации энергии парового потока в слое насадки (раздел 3.6).

В вертикальном направлении в качестве характерного размера турбулентных пульсаций приближенно принимается эквивалентный диаметр насадки. Тогда среднее значение μ_T записано в виде $\mu_{TGz} \approx \rho_G \chi d_9 u_*$.

Коэффициенты массо – и теплоотдачи в источниках (8.2.7), (8.2.8) вычисляются по уравнениям, полученным на основе использования моделей пограничного слоя (глава 6).

Представленная система уравнений (8.2.1) – (8.2.5) является замкнутой. Решение этой системы может быть выполнено различными численными методами. Результаты расчета процесса ректификации, обобщенные в виде ВЭТТ (высоты эквивалентной теоретической тарелке), представлены на рис. 8.1 и 8.2 [52–56].

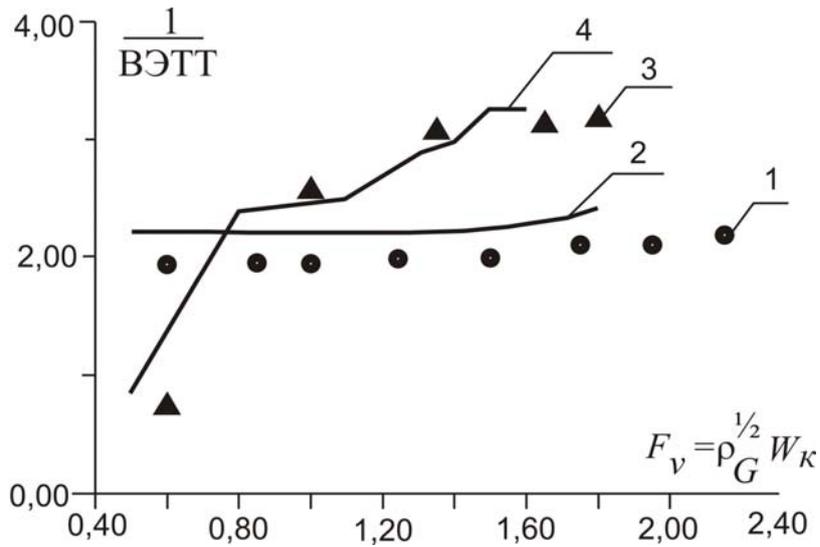


Рис. 8.1. Зависимость ВЭТТ от фактора скорости F_v . Ректификация смеси метанол – этанол в насадочной колонне: 1,3 – эксперимент; 2,4 – расчет ($L/G=1$, $D_k=0,5$ м, $H=2$ м 1,2 – кольца Паля, 50 мм; 3,4 – кольца Паля, 25 мм)

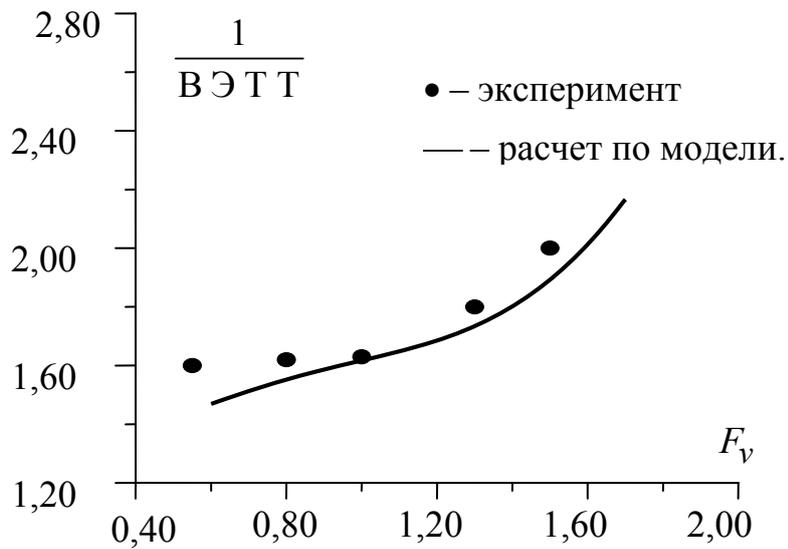
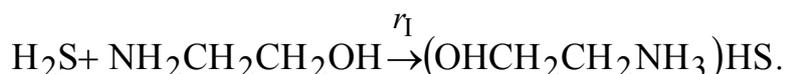


Рис. 8.2. Зависимость ВЭТТ от фактора скорости F_v . Ректификация смеси метанол – этанол в насадочной колонне: $D_k=0,5$ м, $H=2$ м, $L/G=1$, кольца Рашига, 50×50 мм

Из решения системы уравнений (8.2.1) – (8.2.5) находятся поля скоростей парового потока, концентраций компонентов и температур. Конструкция и характеристики насадочных элементов учитываются при расчете коэффициентов турбулентного обмена и источниковых членов. Конечной целью расчета является определение концентраций компонентов на выходе с насадочного слоя. Изменяя конструктивные и режимные характеристики насадочной колонны, выбирают тот вариант, который обеспечивает заданное качество разделения.

Выполнен расчет [51] поля концентрации при хемосорбции CO_2 и H_2S раствором моноэтаноламина (МЭА) в насадочной колонне диаметром 2 м с кольцами Рашига.

Химическая реакция в жидкой фазе при хемосорбции CO_2 и H_2S раствором моноэтаноламина из природного газа описывается уравнениями



Корреляция экспериментальных данных [57] и расчетных профилей концентрации распределяемого компонента представлена на рис. 8.3 и 8.4.

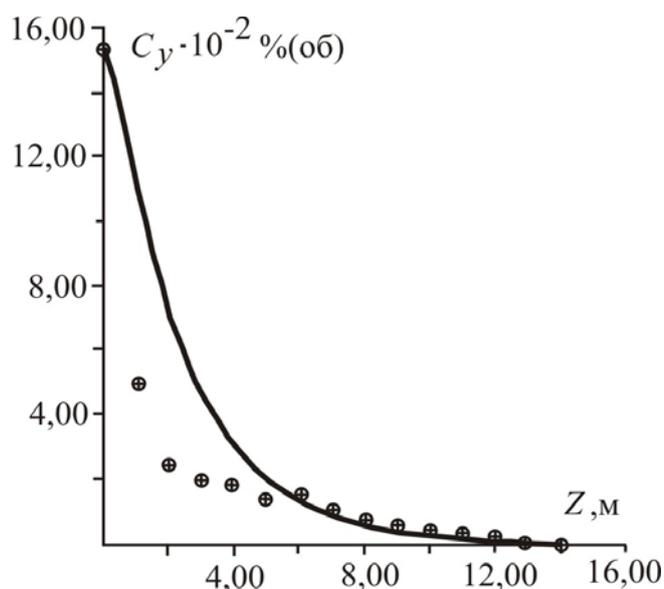


Рис. 8.3. Профиль концентрации H_2S в газовой фазе по высоте колонны в процессе хемосорбции в насадочном слое раствором МЭА ($L_y=44,46$ т/ч; $L_x=36,11$ т/ч; $H=3 \times 5$ м; $D_K=2$ м; точки – эксперимент [57]; кривая – расчет по уравнениям модели)

Как видно из рис. 8.3 и 8.4, математическая модель удовлетворительно описывает профиль концентрации компонента по высоте колонны.

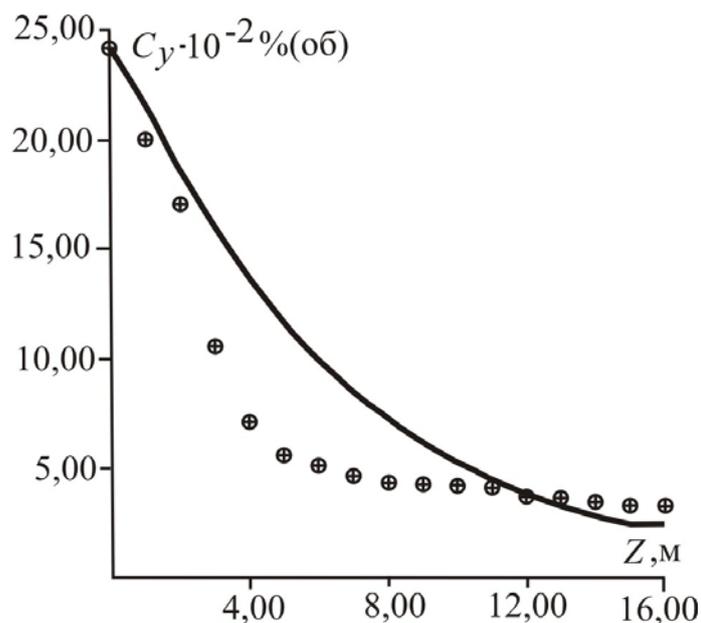


Рис. 8.4. Профиль концентрации CO₂ в газовой фазе по высоте колонны в процессе хемосорбции в насадочном слое раствором МЭА ($L_y=44,46$ т/ч; $L_x=36,11$ т/ч; $H=3 \times 5$ м; $D_k=2$ м; точки – эксперимент [57]; кривая – расчет по уравнениям модели)

С использованием математической модели выполнены анализ и диагностика работы узла щелочной очистки пирогаза на ОАО «Казаньоргсинтез» (диаметр колонны – 1,4 м, три слоя насадки высотой по 3,5 м, кольца Рашига). Получено удовлетворительное согласование с данными промышленной эксплуатации. С целью увеличения производительности и эффективности процесса разделения было проведено моделирование работы колонны и выбран вариант реконструкции с новыми насадочными элементами [58–60].

Диффузионная модель насадочного слоя

Для сокращения времени расчета промышленных насадочных колонн ниже рассмотрена одномерная диффузионная модель.

Модель ректификации многокомпонентной смеси. Математическое описание насадочной колонны состоит из системы дифференциальных уравнений, описывающих распределение концентраций в потоках пара и жидкости. При этом в рассматриваемых ниже соотношениях принимается,

что межфазный перенос определяется эквимолярным массообменном, что приводит к постоянству потоков пара и жидкости по высоте колонны.

В предположении, что в потоках пара и жидкости существует продольное перемешивание, описание колонны включает следующие дифференциальные уравнения, характеризующие распределение концентраций в потоке по высоте насадки с использованием однопараметрической диффузионной модели структуры потоков [56]:

$$\frac{dC_{Gi}}{dz} = \frac{S}{G} \sum_{j=1}^{n-1} K_{ij}^G (C_{Gj}^* - C_{Gj}) + \frac{d_{\text{э}}}{\text{Pe}_G} \frac{d^2 C_{Gi}}{dz^2}, \quad i = 1 \dots n-1, \quad (8.2.11)$$

$$\frac{dC_{xi}}{dz} = \frac{S}{L} \sum_{j=1}^{n-1} K_{ij}^G (C_{Gj}^* - C_{Gj}) - \frac{d_{\text{э}}}{\text{Pe}_L} \frac{d^2 C_{xi}}{dz^2}, \quad i = 1 \dots n-1, \quad (8.2.12)$$

где C_{Gi} , C_{xi} – мольные доли компонента i в паровой и жидкой фазах; n – число компонентов; K_{ij}^G – элемент матрицы объёмных коэффициентов массопередачи; S – площадь поперечного сечения колонны; $d_{\text{э}}$ – эквивалентный диаметр насадки; G – мольный расход газа; L – мольный расход жидкости; Pe_G , Pe_L – критерии Пекле для обратного перемешивания в паровой и жидкой фазах.

Система уравнений (8.2.11), (8.2.12) должна удовлетворять граничным условиям, заданным для верхнего (H) и нижнего (0) сечений насадки в колонне

$$C_{Gi}(0_-) = C_{Gi}(0_+) - \frac{d_{\text{э}}}{\text{Pe}_G} \frac{dC_{Gi}(0_+)}{dz}, \quad \frac{dy_i(H)}{dz} = 0 \quad i = 1 \dots n-1,$$

$$C_{xi}(H_+) = C_{xi}(H_-) + \frac{d_{\text{э}}}{\text{Pe}_L} \frac{dC_{xi}(H_-)}{dz}, \quad \frac{dx_i(0)}{dz} = 0 \quad i = 1 \dots n-1.$$

Для расчета чисел Pe используются обобщения экспериментальных данных по обратному перемешиванию.

Коэффициенты продольного перемешивания в фазах в насадочных колоннах находятся по критериальным уравнениям вида

$$\text{Pe}_L = f(\text{Re}_L, \text{Ga}_L, a_v, d_{\text{э}}), \quad (8.2.13)$$

$$Pe_G = f(Re_G, Ga_G, a_v, d_3). \quad (8.2.14)$$

Коэффициенты пропорциональности и показатели степеней в уравнениях (8.2.13) и (8.2.14) для известных типов насадок приводятся в литературе, а для новых насадок определяются экспериментально.

Таким образом, математическое описание процесса в насадочной колонне состоит из системы дифференциальных уравнений (модели идеального вытеснения и диффузионной). При этом в рассматриваемых ниже соотношениях принимается, что межфазный перенос определяется эквимолярным массообменом, что приводит к постоянству потоков пара и жидкости по высоте колонны.

При допущении, что движение потоков пара описывается моделью идеального вытеснения, а в потоках жидкости существует продольное перемешивание, описание колонны включает следующие дифференциальные уравнения, характеризующие распределение концентраций в потоке по высоте насадки:

$$G \frac{dC_G}{dz} = Sa[K](C_G^* - C_G), \quad (8.2.15)$$

$$\frac{d_3}{Pe_L} \frac{d^2 C_x}{dz^2} - \frac{dC_x}{dz} + \frac{S}{L} a[K](C_G^* - C_G) = 0, \quad (8.2.16)$$

где $[K]$ – матрица коэффициентов массопередачи; a – удельная поверхность массопередачи.

Система уравнений (8.2.15), (8.2.16) должна удовлетворять граничным условиям, заданным для верхнего и нижнего сечений насадки в колонне и имеющим вид

$$\overline{C}_G(0) = \overline{C}_G^{(0)}, \quad \overline{C}_x(0) = \overline{C}_x^{(0)}, \quad \frac{dC_x(H)}{dz} = 0.$$

Результаты расчета разделения нефтегазоконденсатной смеси для слоя насадки в колонне стабилизации представлены на рис. 8.5 и 8.6 [55, 56].

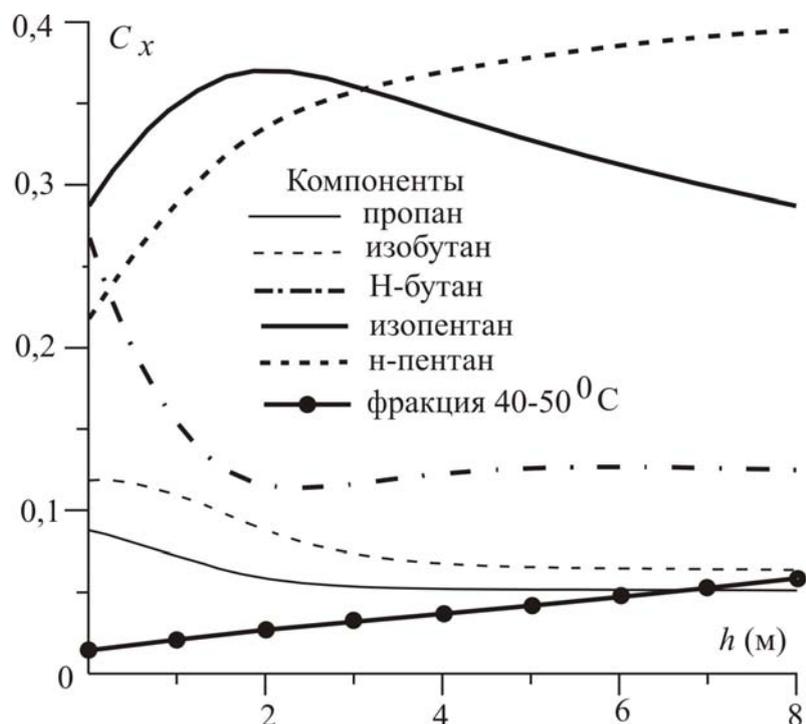


Рис. 8.5. Профиль концентраций некоторых компонентов нефтегазоконденсатной смеси по высоте насадки (0 соответствует верхнему уровню насадки)

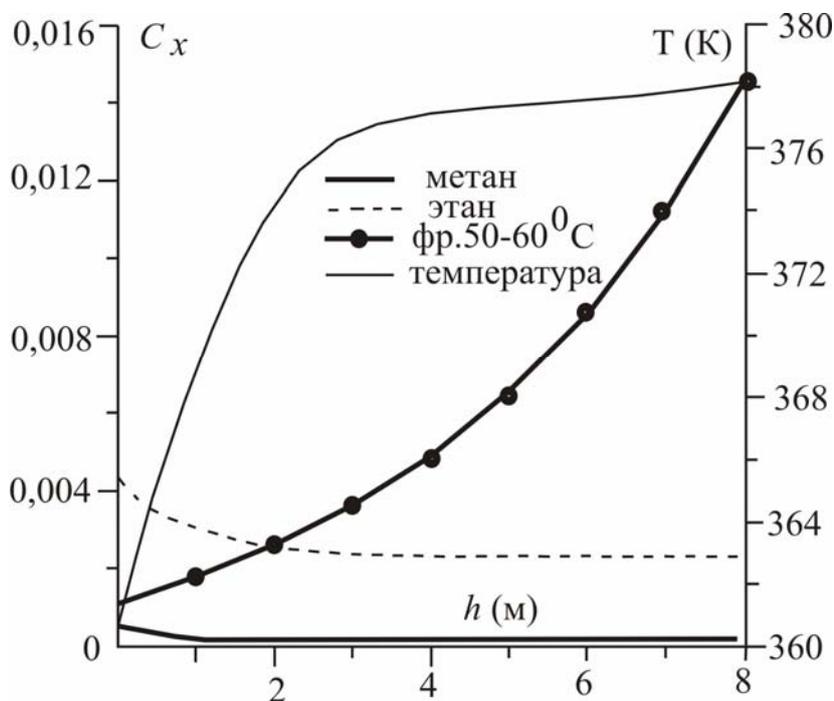


Рис. 8.6. Профиль концентраций некоторых компонентов нефтегазоконденсатной смеси и температуры по высоте насадки (0 соответствует верхнему уровню насадки)

Моделирование процесса хемосорбции. При проведении процесса хемосорбции в жидкой фазе в противоточной насадочной колонне уравнения диффузионной модели записываются в виде [58, 59]

$$D_{\text{пж}} \varepsilon_{\text{ж}} S_k \frac{d^2 C_{xA}}{dz^2} - \frac{L}{\rho_{\text{ж}}} \frac{dC_{xA}}{dz} = \phi \beta_{\text{жv}} S_k (C_{xA\text{гр}} - C_{xA}), \quad (8.2.17)$$

$$D_{\text{пг}} (\varepsilon_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}}) S_k \frac{d^2 C_{yA}}{dz^2} - \frac{G}{\rho_{\text{г}}} \frac{dC_{yA}}{dz} = \beta_{\text{гv}} S_k (C_{yA} - C_{yA\text{гр}}). \quad (8.2.18)$$

Система уравнений дополняется уравнением равновесия и граничными условиями.

Концентрации распределяемых компонентов на границе раздела определяются из балансовых соотношений потока массы. Количество массы компонента, перешедшего из одной фазы в другую, с учетом химической реакции в жидкой фазе записывается в виде

$$M = \phi \beta_{\text{жv}} V \rho_{\text{ж}} (C_{xA\text{гр}} - C_{xA}) = \beta_{\text{гv}} V \rho_{\text{г}} (C_{yA} - C_{yA\text{гр}}), \quad (8.2.19)$$

где ϕ – коэффициент ускорения массоотдачи в жидкой фазе; V – объем слоя насадки, м³.

Концентрации компонента на границе раздела фаз связаны соотношением (условием равновесия)

$$C_{y\text{гр}} = \bar{m} C_{x\text{гр}}. \quad (8.2.20)$$

Здесь \bar{m} – коэффициент распределения, $\bar{m} = E/P$; E – константа Генри, P – давление в системе. При определении константы Генри учитывается влияние электролита (щелочи и продуктов реакции) на растворимость газа.

Если в жидкой фазе протекает необратимая химическая реакция типа



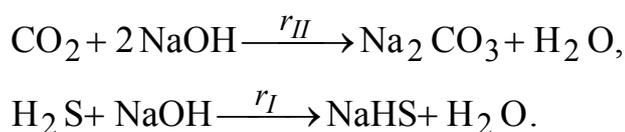
где A – поглощаемый компонент, B – хемосорбент, П – продукты реакции, то коэффициент ускорения массоотдачи для реакции (8.2.21) рассчитывается по формуле [61]

$$\phi = \frac{2(M_x + 1)}{1 + \left(1 + 4(M_x / R_x)^2\right)^{0,5}}. \quad (8.2.22)$$

Здесь $M_x = \frac{C_B D_A}{q C_{Aгр} D_B}$, $R_x = \frac{1}{\beta_{ж}} \left(\frac{2}{m+1} D_A r_{mn} C_{Aгр}^{m-1} C_B^n \right)^{0,5}$, значения m

и n показывают порядок химической реакции.

Так, например, в производстве этилена в колоннах щелочной очистки пирогаза химическая реакция в жидкой фазе протекает согласно схеме



В случае хемосорбции CO_2 и H_2S раствором NaOH на границе раздела фаз протекает быстрая реакция, поэтому концентрации поглощаемых компонентов в ядре жидкой фазы равны нулю. На основании этого при описании данного процесса профиль концентрации компонентов в газовой фазе находится из решения уравнения (8.2.18) с соответствующими граничными условиями. Рассмотренная модель процесса хемосорбции использовалась при расчетах и выборе вариантов модернизации массообменных колонн [58–60], и результаты согласуются с данными промышленной эксплуатации.

8.3. Эффективность разделения смесей при жидкостной экстракции

Рассмотрим процесс разделения смеси в жидкостном колонном экстракторе с ситчатыми тарелками [62–65].

Движение сплошной и дисперсной фаз в межтарельчатом пространстве колонны перекрестное. Сплошная фаза движется вдоль полотна тарелки, дисперсная фаза диспергируется через отверстия тарелки в поток сплошной фазы.

С учетом вышеизложенного, уравнение сохранения (неразрывности) массы для сплошной фазы запишется

$$\frac{\partial \rho_c (1 - \phi)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_c (1 - \phi) u_c}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c (1 - \phi) v_c}{\partial y} + \frac{\partial \rho_c (1 - \phi) w_c}{\partial z} = \dot{m}_c. \quad (8.3.1)$$

Здесь и далее ϕ – удерживающая способность по дисперсной фазе.

Система уравнений сохранения импульсов для сплошной фазы (уравнения движения):

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi)\left(\frac{\partial u_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial u_c}{\partial z}\right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (8.3.2)$$

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi)\left(\frac{\partial v_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial v_c}{\partial z}\right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (8.3.3)$$

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi)\left(\frac{\partial w_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial w_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial w_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial w_c}{\partial z}\right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial z} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{zz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD} - \rho_c(1-\varphi)g. \end{aligned} \quad (8.3.4)$$

Система уравнений движения для дисперсной фазы:

$$\begin{aligned} \rho_D\varphi\left(\frac{\partial u_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial u_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial u_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial u_D}{\partial z}\right) = \\ = \frac{\partial\varphi p}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{xz}}{\partial z} - \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (8.3.5)$$

$$\begin{aligned} \rho_D\varphi\left(\frac{\partial v_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial v_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial v_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial v_D}{\partial z}\right) = \\ = \frac{\partial\varphi p}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{yz}}{\partial z} - \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (8.3.6)$$

$$\begin{aligned} \rho_D \Phi \left(\frac{\partial w_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial w_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial w_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial w_D}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\partial \rho p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} - \vec{R}_{cD} + \rho_c \Phi g. \end{aligned} \quad (8.3.7)$$

Уравнение сохранения массы (неразрывности):

$$\frac{\partial \rho_D \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_D \Phi u_D}{\partial x} + \frac{\partial \rho_D \Phi v_D}{\partial y} + \frac{\partial \rho_D \Phi w_D}{\partial z} = -\dot{m}_D. \quad (8.3.8)$$

Известно, что неравномерность распределения фаз в аппарате начинает значительно проявляться при увеличении диаметра колонны. При диаметре до 1–1,5 м распределение потоков в аппарате может считаться примерно равномерным. При допущении о равномерном распределении дисперсной фазы в аппарате (на тарелке) имеем $\phi \approx \text{const}$. При установившемся режиме работы колонны процессы переноса на тарелках являются стационарными.

Согласно модели многоскоростного континуума уравнения переноса импульса и массы записываются для каждой фазы. Ниже рассмотрен один из частных случаев данной модели. Для упрощения задачи предлагается систему уравнений переноса импульса и массы записать только для сплошной фазы [62–65]. При этом влияние дисперсной фазы в уравнениях переноса учитывается с помощью обменных членов и эффективной вязкости. Тогда система уравнений сохранения импульса для сплошной фазы двухфазного потока преобразуется к виду

$$\begin{aligned} u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial u_c}{\partial z} = \\ = -\frac{\partial p}{\rho_c \partial x} + v_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 u_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_{cDx}}{\rho_c (1 - \Phi)}, \end{aligned} \quad (8.3.9)$$

$$u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial v_c}{\partial z} =$$

$$= -\frac{\partial p}{\rho_c \partial y} + v_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 v_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_c D y}{\rho_c (1 - \varphi)}, \quad (8.3.10)$$

$$u_c \frac{\partial w_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial w_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} =$$

$$= -\frac{\partial p}{\rho_c \partial z} + v_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 w_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_c D z}{\rho_c (1 - \varphi)} - g. \quad (8.3.11)$$

Система уравнений решается совместно с уравнением неразрывности потока (8.3.1)

$$\frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} + \frac{\partial w_c}{\partial z} = \frac{\dot{m}_c}{\rho_c (1 - \varphi)}. \quad (8.3.12)$$

При известном поле скорости в сплошной фазе поле концентрации компонента находится из решения уравнения массопереноса:

$$u_c \frac{\partial C_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial C_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial C_c}{\partial z} =$$

$$= D \left(\frac{\partial^2 C_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_c}{\partial z^2} \right) + \frac{r_c}{\rho_c (1 - \varphi)}, \quad (8.3.13)$$

где u_c , v_c , w_c – составляющие вектора скорости сплошной фазы, м/с; R_{cD} – сила межфазового взаимодействия, отнесенная к единице объема смеси, кг/(м² · с²); $v_{\text{эф}} = \frac{\mu_{\text{эф}}}{\rho_c (1 - \varphi)}$ – эффективная вязкость, м²/с; D – коэффициент молекулярной диффузии в сплошной фазе, м²/с; p – давление, Па; ρ_c – плотность сплошной фазы, кг/м³; φ – объемная доля дисперсной фазы (удерживающая способность); r_c – источник массы; \dot{m}_c – суммарный источник массы в сплошной фазе.

Из решения уравнений движения (8.3.9)–(8.3.12) определяется профиль скорости в сплошной фазе. На основе полученного поля скорости профиль концентраций компонента в фазах определяется из совместного решения

уравнения сохранения массы компонента в сплошной фазе (8.3.13) с уравнением баланса массы компонента в двухфазном потоке и условиями термодинамического равновесия.

Уравнение баланса массы компонента для противоточного колонного аппарата имеет вид

$$LdC_c = -GdC_D, \quad (8.3.14)$$

где L и G – массовые расходы сплошной и дисперсной фаз соответственно, кг/с.

На ситчатой тарелке колонного экстрактора взаимодействие фаз происходит при перекрестном движении потоков. В этом случае уравнение баланса массы компонента имеет вид

$$(C_{Dн} - C_D)dG = LdC_c. \quad (8.3.15)$$

Для замыкания системы уравнений (8.3.9)–(8.3.13) необходимо определить коэффициент эффективной вязкости, силу взаимодействия фаз и источник массы. При заданных исходных данных и граничных условиях из решения полученной системы уравнений можно определить поля скорости, давления и концентраций в сплошной фазе, а из (8.3.14) – в дисперсной.

Силы межфазного взаимодействия и коэффициент эффективной вязкости. В первом приближении, полагая, что дисперсная фаза состоит из частиц одинакового размера, для силы межфазового взаимодействия \vec{R}_{cD} можно записать следующее соотношение [66, 67]:

$$\vec{R}_{cD} = -n\vec{F}_{cD}, \quad (8.3.16)$$

где n – число частиц в единице объема смеси; \vec{F}_{cD} – сила, действующая со стороны сплошной фазы на одну частицу, Н.

Выражение для \vec{F}_{cD} можно представить в виде

$$\vec{F}_{cD} = -\left(\frac{\pi d_э^3}{6}\right)\nabla p = \vec{f}_D + \vec{f}_m, \quad (8.3.17)$$

где $d_э$ – эквивалентный диаметр частицы, представляющий собой диаметр сферы с объемом, равным объему частицы, м; \vec{f}_D – сила сопротивления

движению частицы, Н; \vec{f}_m – сила, возникающая при ускоренном движении частицы, Н. При стационарном осаждении частиц $\vec{f}_m = 0$.

Для определения силы сопротивления движению частиц применяют следующее полуэмпирическое выражение [68]:

$$\vec{f}_D = -\frac{1}{2}\rho_c\xi\vec{U}_{от}|\vec{U}_{от}|\left(\frac{\pi d_3^2}{4}\right). \quad (8.3.18)$$

Здесь $\vec{U}_{от}$ – вектор скорости относительного движения фаз, $\vec{U}_{от} = \vec{U}_c - \vec{U}_D$; \vec{U}_c – вектор скорости сплошной фазы; \vec{U}_D – вектор скорости дисперсной фазы; ξ – коэффициент сопротивления (раздел 1.2).

Поскольку капли всплывают (осаждаются) в вертикальном направлении (вдоль оси OZ), составляющие силы \vec{f}_D в проекции на оси OX и OY малы, поэтому принимаются равными нулю.

Известно, что вязкость двухфазной среды превышает вязкость чистой жидкости вследствие появления дополнительных напряжений при движении частицы. Впервые этот эффект был учтен Эйнштейном, который получил выражение для расчета эффективной вязкости разбавленных суспензий [69]:

$$\mu_{эф} = \mu_c(1 + 2,5\varphi). \quad (8.3.19)$$

Тейлор обобщил данное выражение для эмульсий несмешивающихся жидкостей и жидкостей с пузырьками газа

$$\mu_{эф} = \mu_c\left(1 + 2,5\frac{\mu_D + 0,4\mu_c}{\mu_D + \mu_c}\right). \quad (8.3.20)$$

Выражения (8.3.19) и (8.3.20) применимы при $\varphi < 0,05$. При увеличении доли дисперсной фазы φ необходимо учитывать взаимодействие между частицами, что является сложной задачей. Приближенное значение эффективной вязкости получено для дисперсного потока с каплями и пузырями при помощи формул Адамара и Тейлора [70]:

$$\mu_{эф} = \mu'_{эф} \frac{2\mu'_{эф} + 3\mu_D}{3\mu'_{эф} + 3\mu_D}, \quad (8.3.21)$$

$$\text{где } \mu'_{\text{эф}} = \mu_c \exp\left[\left(\frac{5\mu_D + 2\mu_c}{3\mu_D + 3\mu_c}\right) \frac{\varphi}{(1-\varphi)}\right].$$

Точно рассчитать размер капель, получаемых при диспергировании жидкостей, затруднительно. Капли на выходе из диспергатора имеют разный диаметр, поэтому вводится понятие о среднем поверхностно-объемном диаметре капли.

Для вычисления среднего размера капель необходимо определить режим истечения дисперсной фазы сквозь перфорацию тарелки. Различают два основных режима: капельный и струйный. Механизм образования капель при струйном и капельном истечении жидкости различен. Например, переход капельного истечения в струйный для системы вода – углеводороды происходит при $Re = 438$ [71].

Выражения для определения диаметра капель d_k и скорости их движения при различных режимах истечения приведены в первой главе.

Для расчета удерживающей способности по дисперсной фазе Булатовым предложено уравнение [71]

$$\varphi^3 - 2\varphi^2 + \left(1 + \frac{U_{D\text{фик}}}{U_0} - \frac{U_{c\text{фик}}}{U_0}\right)\varphi - \frac{U_{D\text{фик}}}{U_0} = 0, \quad (8.3.22)$$

$U_{c\text{фик}}$, $U_{D\text{фик}}$ – фиктивные скорости сплошной и дисперсной фаз, соответственно; φ – объемная доля дисперсной фазы.

В ситчатых экстракционных колоннах происходит стесненное движение капель (дисперсной фазы), обусловленное взаимным их влиянием. Скорость стесненного осаждения капель рекомендуется рассчитывать по формуле

$$U_{c.o} = U_0(1 - \varphi)^m, \quad (8.3.23)$$

где $m \approx 1 \div 1,5$ для капель различного диаметра.

Источник массы. Известно, что при экстракции в системе жидкость – жидкость через межфазную поверхность переносится только масса распределяемого компонента, поскольку фазы с некоторым допущением принимаются взаимонерастворимыми. Поток массы распределяемого компонента δM_1 через межфазную поверхность δF в объеме δV можно записать в виде

$$\delta M_1 = j\delta F, \quad (8.3.24)$$

где j – плотность потока массы компонента через поверхность δF .

С учетом (8.3.24) выражения для источника массы компонента r_c имеют вид:

$$r_c = \frac{\delta M_1}{\delta V} = ja_v, \quad (8.3.25)$$

где a_v – удельная межфазная поверхность, $a_v = \delta F/\delta V$, м²/м³.

Суммарный источник массы в сплошной фазе при экстракции

$$\dot{m}_c = r_c. \quad (8.3.26)$$

При допущении в объеме δV равномерного распределения фаз имеем $\varphi = \text{const}$, $\delta F = \text{const}$. Плотность потока компонента j , передаваемого в фазу, определяется из условия равенства потоков на границе раздела фаз:

$$j = \rho_c \beta_c (C_{\text{гр.с}} - C_c) = \rho_D \beta_D (C_D - C_{\text{гр}D}), \quad (8.3.27)$$

где ρ_c , ρ_D – плотности сплошной и дисперсных фаз соответственно, кг/м³; β_c , β_D – коэффициенты массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах, м/с; C_c , C_D – концентрация компонента в сплошной и дисперсной фазах соответственно, масс. д.; $C_{\text{гр}}$ – концентрация на границе раздела фаз, масс. д.

Обычно используется известное допущение о равновесии на границе раздела фаз $C_{\text{гр}D} = f(C_{\text{гр.с}})$.

Удельная межфазная поверхность:

$$a_v = 6\varphi/d_k, \quad (8.3.28)$$

где d_k – средний диаметр капли, м.

Для определения источникового члена (8.3.25) необходимо предварительно выполнить расчет гидравлических и массообменных характеристик по известным методикам для заданного типа контактного устройства.

Для расчета коэффициентов массоотдачи можно использовать уравнения, приведенные в главе 5.

Представленные выше выражения для расчета силы межфазового взаимодействия, эффективной вязкости и источника массы замыкают систему уравнений (8.3.9)–(8.3.13), (8.3.15). Численное решение полученной системы уравнений с заданными граничными условиями позволяет вычислить поля скорости и давления в сплошной фазе и концентраций компонента в фазах.

Модель процессов переноса на ситчатой тарелке. Для моделирования процесса экстракции в тарельчатой колонне можно использовать известную методику потарельчатого расчета. Тип конструкции, гидродинамика потоков и интенсивность массопереноса учитываются с помощью КПД тарелки. В данном разделе предлагается определять КПД по математической модели процесса экстракции на ситчатой тарелке. Для описания процессов переноса в двухфазном потоке на контактном устройстве используется частный случай модели многоскоростного континуума, приведенный в разделе 1.5. Численное решение полученной системы уравнений переноса осуществляется методом Мак-Кормака [72-75].

На рис. 8.7 рассмотрена схема движения среды в межтарельчатом пространстве колонны.

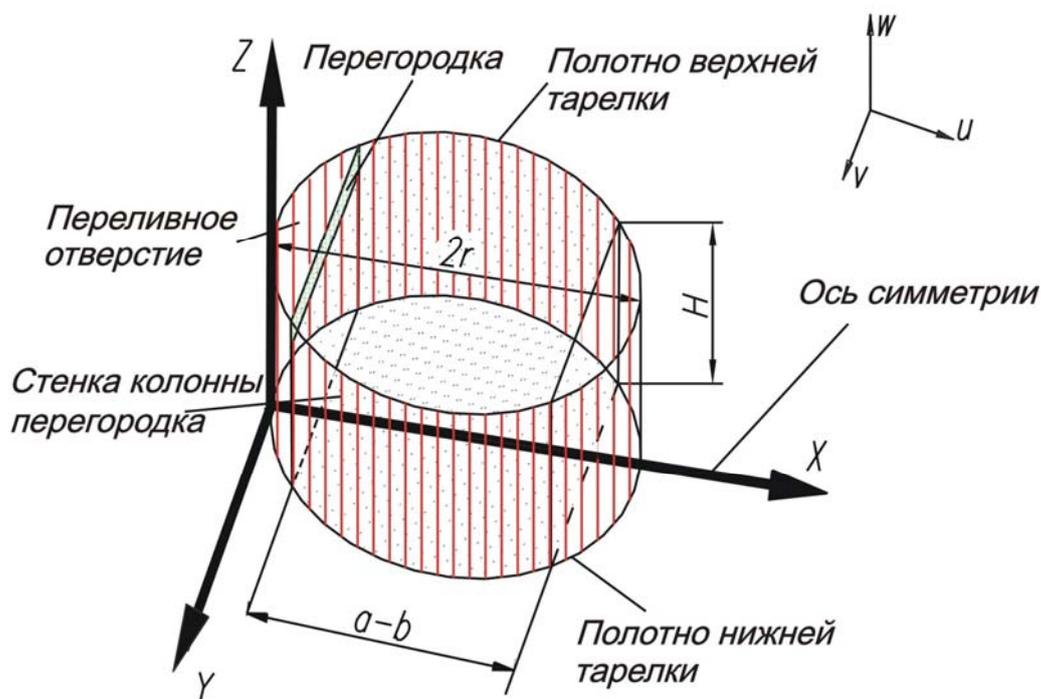


Рис. 8.7. Схема движения сплошной фазы на ситчатой тарелке колонны: $a-b$ – длина перфорированной части тарелки; $2r$ – диаметр тарелки; H – межтарельчатое расстояние

Сплошная фаза через переливное устройство поступает на тарелку и движется в межтарельчатом пространстве вдоль полотна тарелки. Дисперсная фаза диспергируется через отверстия тарелки и движется перекрестно по направлению к верхней тарелке. Для того чтобы под тарелкой образовывался подпорный слой дисперсной фазы, тарелка снабжена специальной перегородкой.

Сплошная фаза поступает на тарелку с левой стороны и движется вдоль полотна перфорированной части тарелки. Дисперсная фаза диспергируется сквозь отверстия нижней тарелки в поток сплошной фазы. Для описания процессов переноса в двухфазном потоке используется система уравнений движения (8.3.9)–(8.3.12), массопереноса (8.3.13) и баланса (8.3.15).

Схематически межтарельчатое пространство представлено на рис. 8.8.

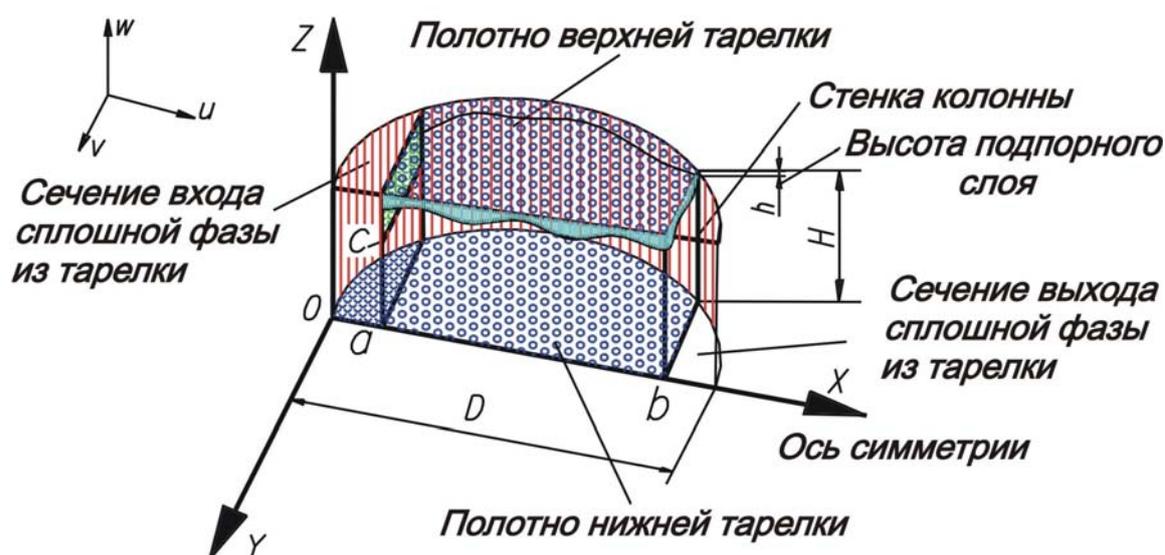


Рис. 8.8. Схема межтарельчатого пространства

Граничные условия к данной системе уравнений при движении сплошной фазы на тарелке записываются в виде при $0 < x < a, z = H, 0 < y < y_{ст}(x)$ – (вход с. ф. на тарелку)

$$u_c = u_{c0}, \quad v_c = v_{c0}, \quad w_c = w_{c0}, \quad P = P_0, \quad C_c = C_{с.вх};$$

при $b < x < D, z = 0, 0 < y < y_{ст}(x)$ – (выход с. ф. из тарелки)

$$\frac{\partial u_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial z} = 0;$$

при $y = 0, 0 < x < D, 0 < z < H$ – (плоскость симметрии тарелки)

$$\frac{\partial u_c}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v_c}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial w_c}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial y} = 0;$$

при $y = y_{\text{CT}}(x), 0 < x < D, 0 < z < H$ – (стенка колонны)

$$u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial y} = 0;$$

при $x = a, 0 < y < y_{\text{CT}}(x), c < z < H$ – (перегородка)

$$u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial x} = 0;$$

при $z = 0, 0 < y < y_{\text{CT}}(x), 0 < x < b$ – (полотно нижней тарелки)

$$u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial z} = 0;$$

при $z = H - h, a < x < b, 0 < y < y_{\text{CT}}(x)$ – (граница раздела с. ф. – подпорный слой)

$$(\tau_{zx})_c = (\tau_{zx})_D, \quad (\tau_{zy})_c = (\tau_{zy})_D, \quad u_c = u_D, \quad v_c = v_D, \quad w_c = 0;$$

$$D_c \frac{\partial C_c}{\partial z} = D_D \frac{\partial C_D}{\partial z}, \quad C_{\text{Гр}D} = f(C_{\text{Гр.с}}), \quad (8.3.29)$$

где сокращение с.ф. – сплошная фаза.

С учетом подпорного слоя дисперсной фазы под тарелкой h высота слоя сплошной фазы в межтарельчатом пространстве равна $h_{\text{с. ф.}} = H - h$.

При задании граничных условий принимаем, что межфазная поверхность сплошная фаза – подпорный слой неподвижна. На поверхности устанавливается гидродинамическое условие непрерывности скорости:

$$u_c = u_D, \quad v_c = v_D. \quad (8.3.30)$$

Из баланса нормального импульса на невозмущенной межфазной поверхности следует:

$$w_c = 0. \quad (8.3.31)$$

Высоту подпорного слоя дисперсной фазы под тарелкой можно определить в результате расчета гидравлических характеристик контактного устройства, используя допущение о симметрии профилей. Профиль скорости дисперсной фазы в подпорном слое принимается линейным.

Для расчета полей скорости и давления в сплошной фазе (из решения системы уравнений (8.3.9)–(8.3.12)) проводятся итерации, при которых полученный профиль скорости сплошной фазы на выходе из тарелки u_0 , v_0 , w_0 используется в качестве входного на следующую тарелку. Концентрация компонента в сплошной фазе находится из численного решения уравнения переноса массы компонента в сплошной фазе (8.3.13) совместно с уравнением материального баланса компонента в фазах (8.3.14). При этом принимается, что при движении сплошной фазы в переливе взаимодействия фаз (массоперенос) не происходит и источник массы $r_c = 0$. Концентрация компонента в потоке сплошной фазы $C_{c,вх}$ на входе на тарелку задается из потарелочного расчета колонны.

Поля скоростей и концентраций на тарелках промышленных экстракционных колонн. Ниже рассмотрен процесс жидкостной экстракции в промышленных колоннах ОАО «Нижекамскнефтехим» на заводе ИМ.

В колоннах КТ-20, КТ-20а экстракция кислоты происходит при взаимодействии потоков углеводорода и воды на тарелке. Дисперсная фаза (углеводород) подается в нижнюю часть колонны, сплошная фаза (вода) – в верхнюю часть.

При задании граничных условий в начальном приближении скорость сплошной фазы на входе в перелив принимается постоянной по сечению и равняется среднеобъемной скорости сплошной фазы. При заданных исходных данных и граничных условиях выполнен расчет полей скорости и давления в сплошной фазе [62, 76, 77]. Полученный профиль скорости на выходе из тарелки использовался в качестве входного на следующую тарелку, и далее выполнялся повторный расчет полей скорости и давления в сплошной фазе на тарелке. Итерации проводились до тех пор, пока профили скорости на входе и выходе тарелки отличались бы незначительно.

Полученное поле скорости сплошной фазы использовалось при расчете поля концентраций компонента в фазах на тарелке.

Результаты численного расчета поля скорости в различных сечениях межтарельчатого пространства представлены на рис. 8.9–8.13.

Из рис. 8.9, 8.10 видно, что направление движения жидкости меняется при переходе из перелива на тарелку и из тарелки в перелив. Следствием этого является возникновение вторичных течений, не совпадающих с направлением основного потока.

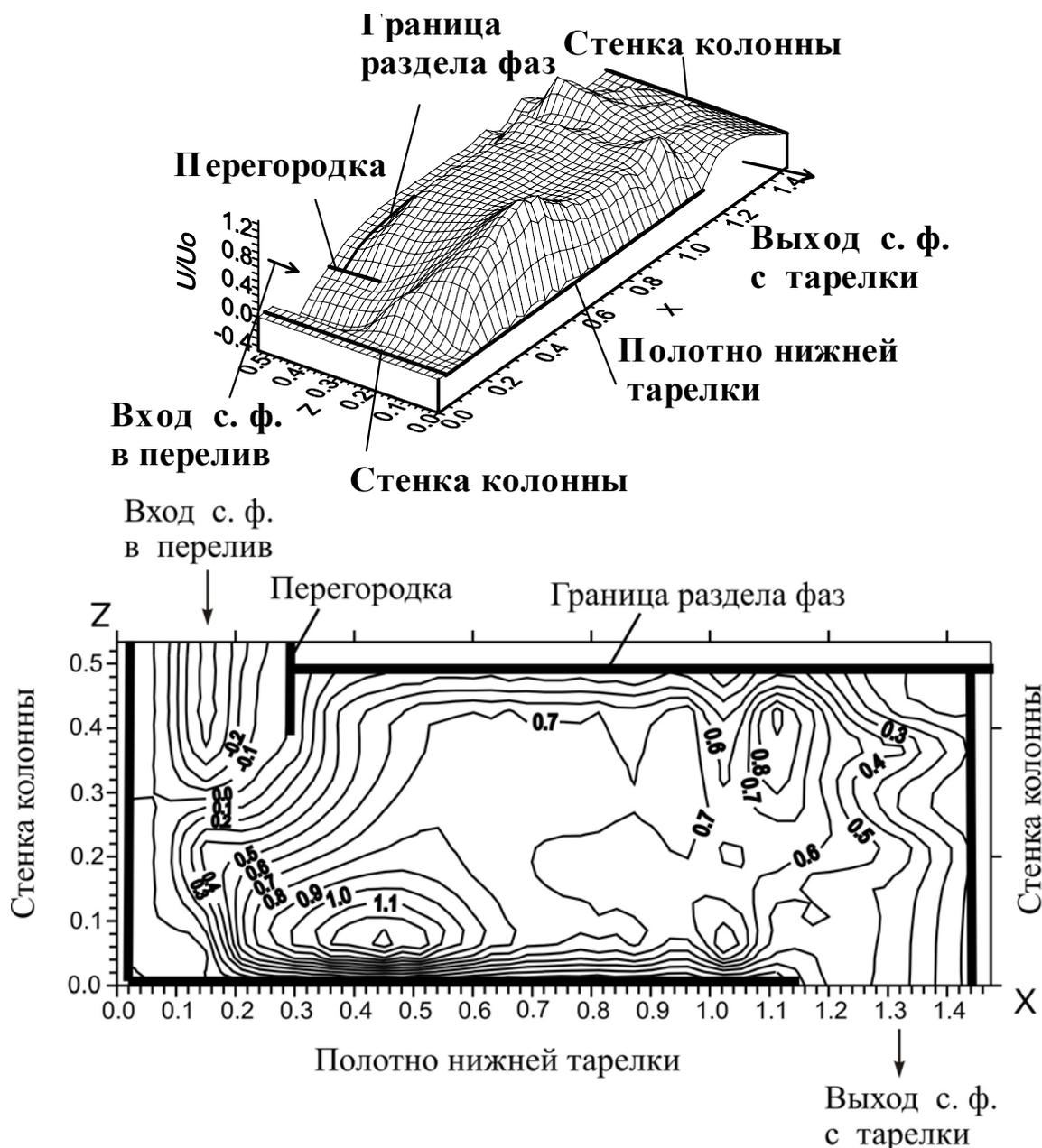


Рис. 8.9. Безразмерная составляющая вектора скорости u в сечении $y = 0$

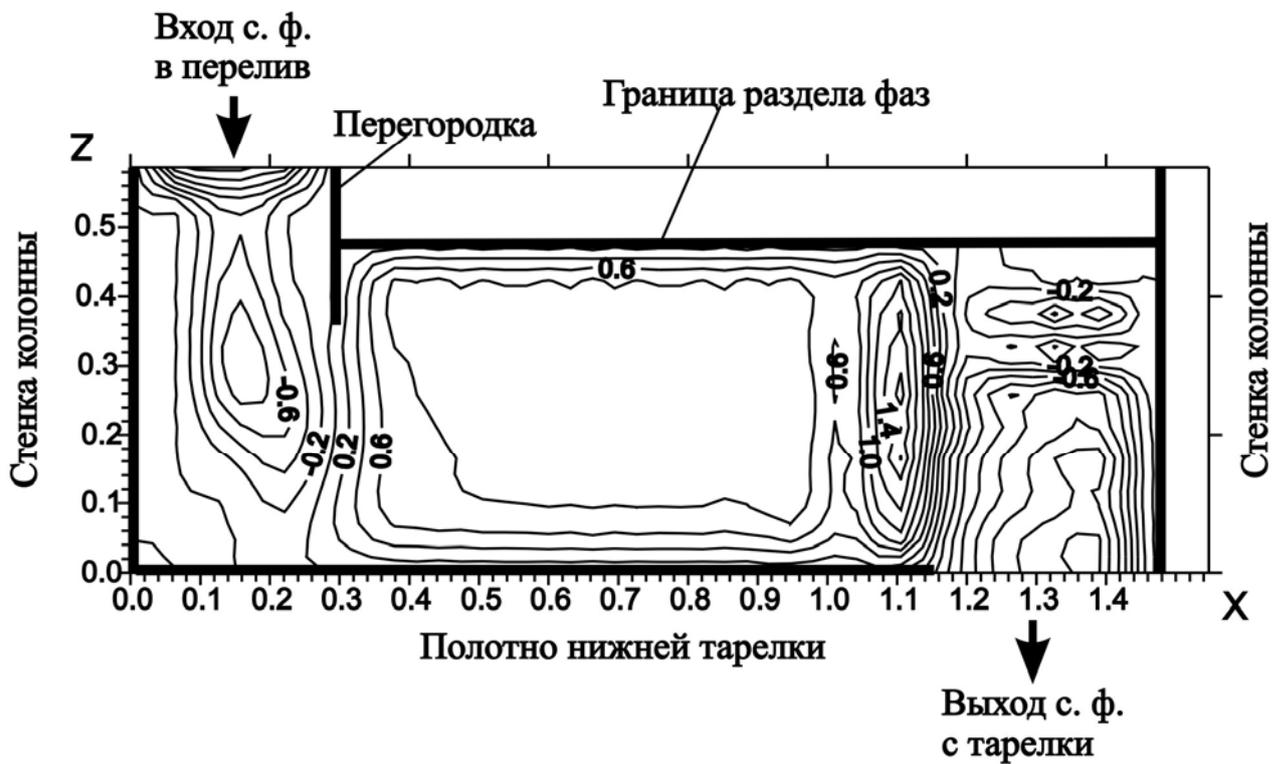
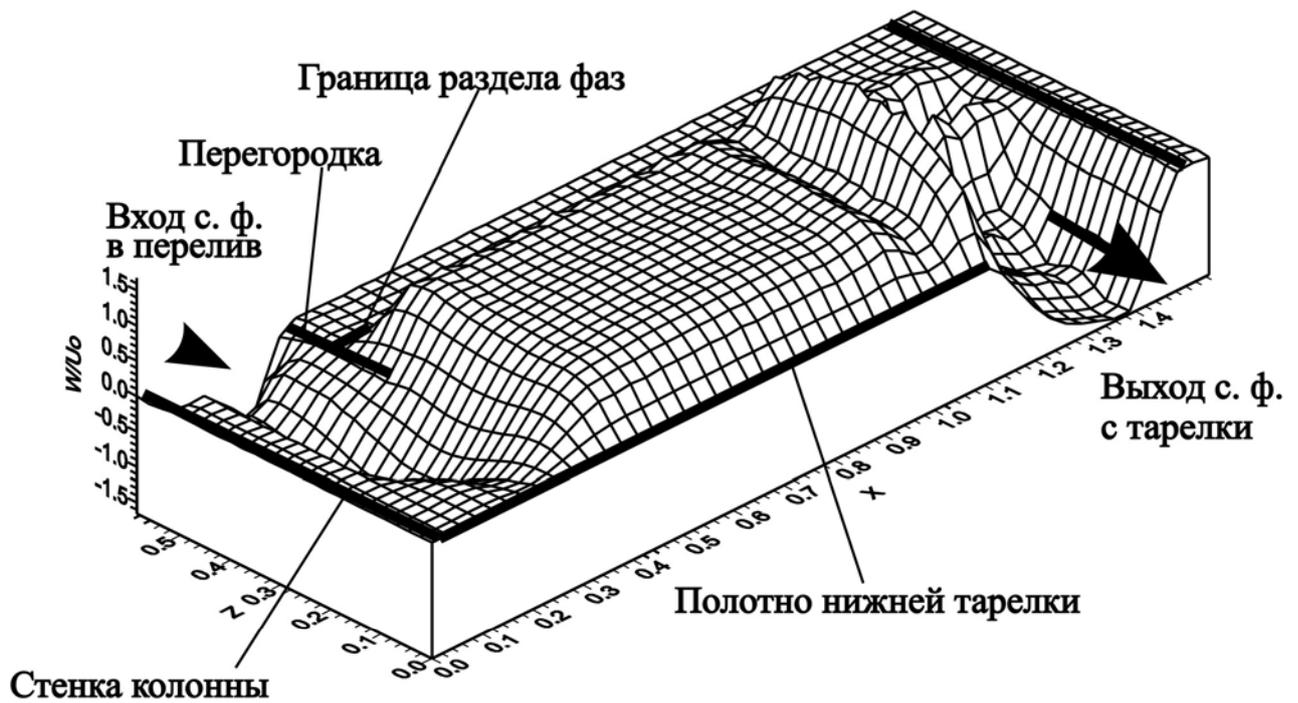


Рис. 8.10. Безразмерная составляющая вектора скорости w в сечении $y = 0$

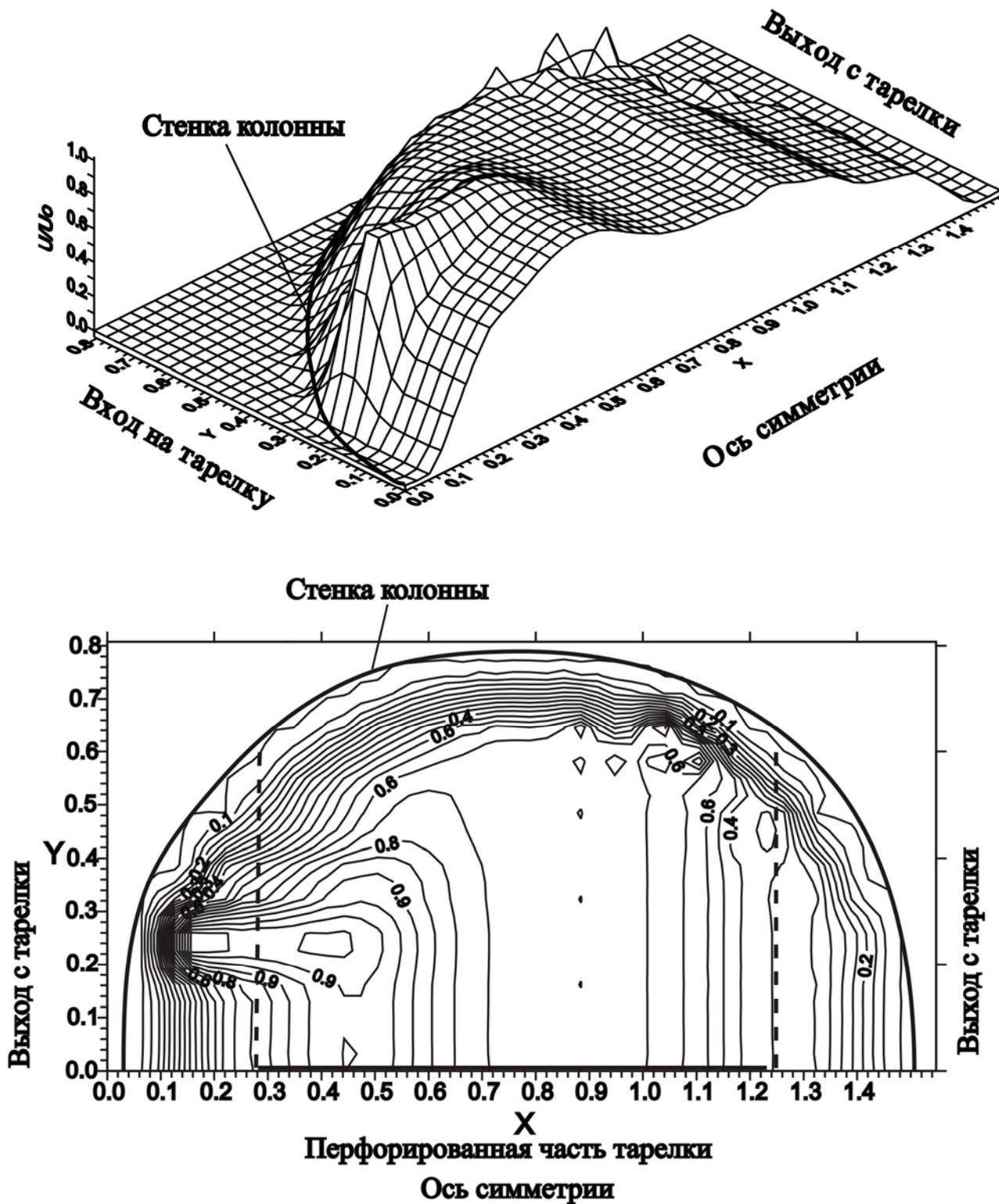


Рис. 8.11. Профиль безразмерной составляющей скорости u на тарелке в сечении $z = H/4$

На рис. 8.11 представлен профиль безразмерной составляющей вектора скорости u на тарелке в сечении $z = H/4$. На рис. 8.12 представлен профиль безразмерной составляющей вектора скорости v на тарелке в сечении

$z = H/4$. Профиль давления на тарелке в сечении $z = H/4$ представлен на рис. 8.13.

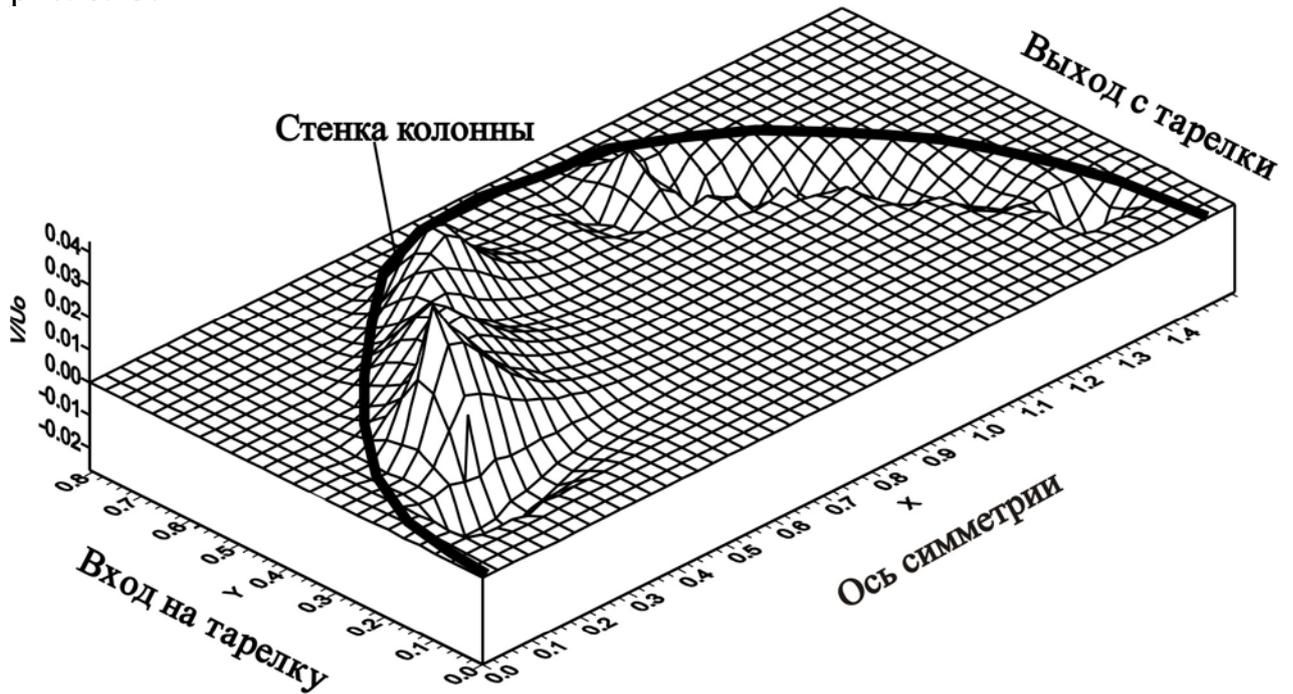


Рис. 8.12. Профиль безразмерной составляющей скорости v на тарелке в сечении $z = H/4$

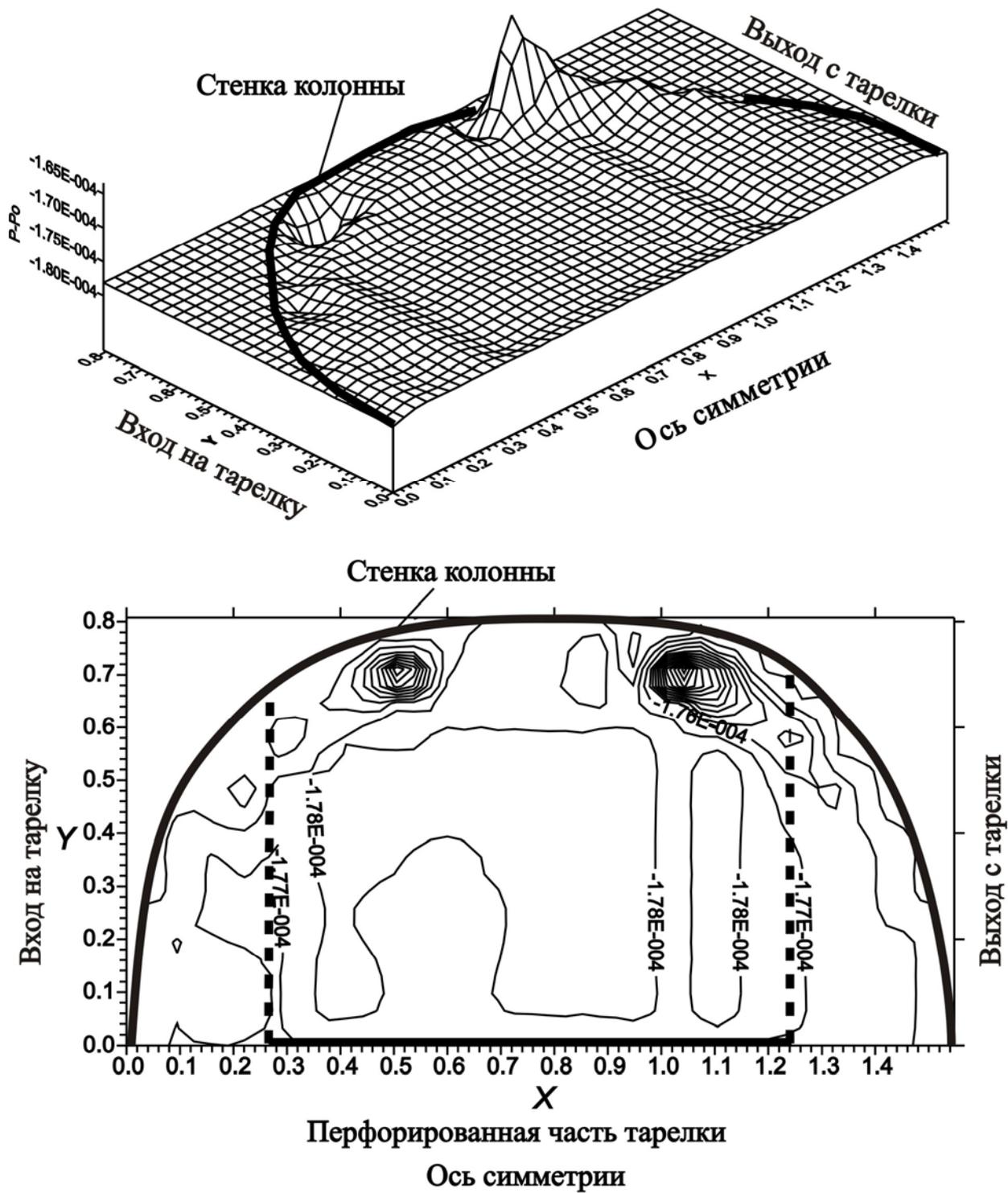


Рис. 8.13. Профиль давления на тарелке в сечении $z = H/4$

Полученные результаты показывают сложное движение жидкости в межтарельчатом пространстве. Сложная геометрия канала (повороты, расширение и сужение) и влияние дисперсной фазы приводят к возникновению вторичных течений жидкости около стенки.

Распределение концентрации компонента в сплошной фазе на тарелке в сечении $z = H/4$ показано на рис. 8.14.

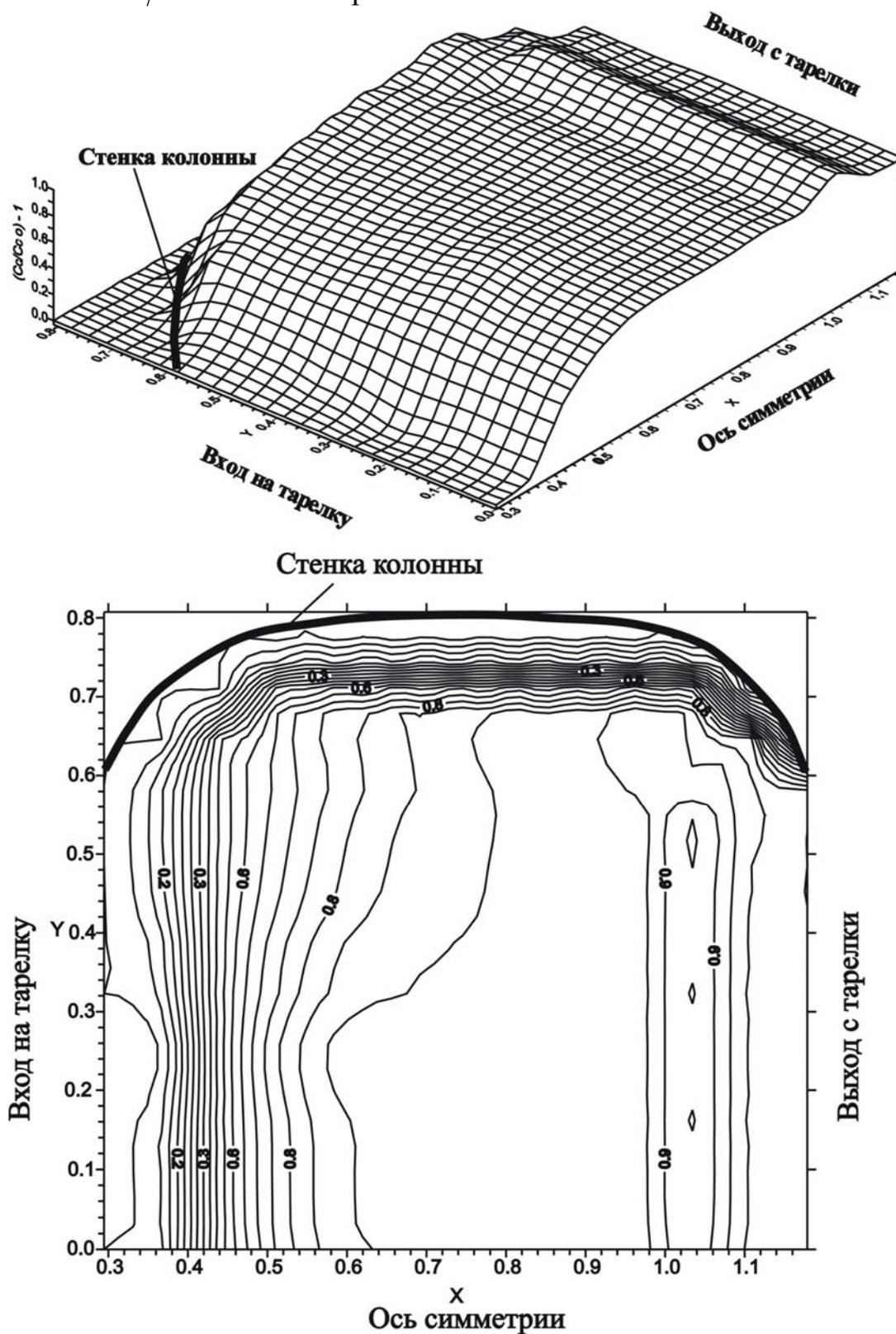


Рис. 8.14. Распределение концентрации компонента в сплошной фазе на тарелке в сечении $z = H/4$

При известном профиле концентрации компонента эффективность контактного устройства по сплошной фазе рассчитывается по формуле

$$E_c = \frac{C_{C_{\text{ВЫХ}}} - C_{C_{\text{ВХ}}}}{C_{C_{\text{ВЫХ}}} - C_{C^*} | C_{D_{\text{ВЫХ}}}}. \quad (8.3.32)$$

Профилю концентраций на рис. 8.14 соответствует КПД тарелки по сплошной фазе $E_c = 0,0365$. Причинами низкой эффективности процесса экстракции являются: повышенное продольное перемешивание, малая движущая сила процесса, невысокое значение коэффициентов массоотдачи. Поэтому для повышения эффективности разработаны варианты модернизации ситчатых экстракторов [63, 77].

Модель процессов переноса в вибрационных экстракторах

При точном математическом описании процессов в вибрационном экстракторе уравнения переноса импульса и массы необходимо записать для каждой зоны аппарата с соответствующими краевыми условиями. При этом необходимо учесть конструктивные особенности контактного устройства – свободное рабочее сечение, форму отверстий и вырезов и т.д. Очевидно, что в данной постановке задача моделирования массопереноса для расчета эффективности промышленных аппаратов практически труднореализуема, так как число отверстий на тарелке достигает нескольких сот и даже тысяч. В связи с чем точное описание процесса противоточного движения двухфазного потока через рабочие отверстия и вырезы на контактном устройстве не представляется возможным.

В этом случае воспользуемся известным приемом при математическом моделировании сложных объектов – представим их в виде совокупности более простых с установлением связей между явлениями различных масштабов.

Выполним оценку режимов движения сплошной и дисперсной фаз в колонном экстракторе без наложения (учета) вибрационного движения.

В работе [78] исследована массопередача в вибрационном аппарате диаметром $D_a = 0,1$ м на системе трихлорэтилен (спл. ф.) – капролактан – вода при суммарном расходе фаз $\sum W_i = 17 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ и объемном соотношении дисперсной и сплошной фаз $W_1/W_2 = 1 : 2$.

Для этих условий числа Рейнольдса равны: в сплошной фазе $Re_c = 177$; в дисперсной фазе $Re_D = 17,4$.

Таким образом, режим движения фаз по числам Re без учета вибраций находится в ламинарной области. Следовательно, турбулентность в вибрационном экстракторе вызвана, главным образом, вибрационным движением контактного устройства, а влияние скорости относительного движения фаз на режим движения незначительно. Поэтому одну из основных характеристик турбулентности – коэффициент турбулентной вязкости примем независимым от пространственных координат и определим на основе теории локальной изотропной турбулентности, используя среднее значение диссипации энергии вибрационного движения среды.

Запишем уравнения переноса импульса и массы при движении сплошной фазы в рабочем объеме экстрактора как в полом проточном аппарате. Влияние дисперсной фазы, конструкции тарелок, амплитуды и частоты вибрационного движения учтем с помощью коэффициента турбулентного объема и источников импульса и массы. Допущение о симметричности профилей скорости и концентраций относительно продольной оси координат позволит значительно упростить математическое описание процессов переноса и выполнить расчет полей осредненных скоростей и концентраций в рабочей зоне аппарата [79–81].

Система уравнений переноса импульса и массы в сплошной фазе в осесимметричной двухмерной постановке в цилиндрических координатах имеет вид

$$v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(v + v_T) r \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_T) \frac{\partial u}{\partial z} \right] + g + r_{pz}, \quad (8.3.33)$$

$$v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(v + v_T) r \frac{\partial v}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_T) \frac{\partial v}{\partial z} \right] + r_{pr}, \quad (8.3.34)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (8.3.35)$$

$$v \frac{\partial C}{\partial r} + u \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(D + D_T) r \frac{\partial C}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(D + D_T) \frac{\partial C}{\partial z} \right] + r_C, \quad (8.3.36)$$

где z , r – вертикальная и поперечная координаты; P – давление; u , v – составляющие вектора скорости сплошной среды; r_p – источник импульса.

Для системы уравнений (8.3.33)–(8.3.36), описывающей перенос импульса и массы в сплошной фазе при движении двухфазного потока в аппарате, устанавливаются следующие граничные условия:

при $z=0$

$$u = u_H, \quad C = C_H, \quad P = P_1 + \rho g H, \quad (\text{на входе})$$

при $z=1$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \partial C / \partial z = 0, \quad (\text{на выходе})$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho v \frac{\partial v}{\partial r} + \left[\frac{\rho}{r} (v + v_T) \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right], \quad (8.3.37)$$

при $r=0$

$$\partial v / \partial r = 0, \quad \partial C / \partial r = 0, \quad (\text{на оси симметрии})$$

при $r=\pm R$

$$v = 0, \quad u = 0, \quad \partial C / \partial r = 0, \quad (\text{на стенках колонны})$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \rho v \frac{\partial v}{\partial z} + \left[\frac{\rho}{r} (v + v_T) \frac{\partial u}{\partial z} \right], \quad (8.3.38)$$

где R – радиус аппарата, H – высота аппарата.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (8.3.33)–(8.3.36) ниже даны выражения для коэффициента турбулентного обмена v_T , источников массы r_c и импульса r_p .

Турбулентная вязкость и источник импульса. Коэффициент турбулентного обмена v_T можно найти на основе теории локальной изотропной турбулентности, согласно которой турбулентные пульсации в данной точке пространства в различных направлениях равновероятны на расстоянии l , отвечающем условию $l_0 < l < L$, где L – основной масштаб турбулентности, l_0 – масштаб пульсации.

При этом величина диссипации для данного турбулентного движения постоянна и не зависит от масштаба пульсации, так как энергия,

диссипируемая в самых мелкомасштабных высокочастотных пульсациях, передается им низкочастотными пульсациями более крупного масштаба.

В таких условиях скорость диссипации энергии записывается в виде [82]

$$\varepsilon \approx 1,1\rho \frac{(v')^3}{l}. \quad (8.3.39)$$

Отсюда величина пульсационной составляющей скорости

$$v' \approx \left(\frac{\varepsilon l}{1,1\rho} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (8.3.40)$$

Коэффициент турбулентного обмена пропорционален длине пути смешения l , т.е. амплитуде колебаний в виброэкстракторе

$$v_T \approx v'l. \quad (8.3.41)$$

Учитывая (8.3.41), окончательно получим приближенное выражение для расчета среднего значения коэффициента турбулентной вязкости

$$v_T = \left(\frac{\varepsilon l^4}{1,1\rho} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (8.3.42)$$

Аналогичные по форме выражения используются различными авторами для расчета коэффициента турбулентной вязкости в пульсационных и вибрационных колоннах.

Потеря энергии сплошной фазы при ее движении в колонном экстракторе обусловлена, главным образом, сопротивлением, вызванным движением дисперсной фазы $\Delta P_{\text{тр}}$ и сопротивлением тарелок колонны $\Delta P_{\text{тар}}$. Тогда источник импульса в уравнении движения (8.3.33) запишется как

$$r_{pz} = \frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{V_c} + \frac{\Delta P_{\text{тар}} S_{\text{тар}}}{V_c}, \quad (8.3.43)$$

где $\Delta P_{\text{тар}} = \xi_{\text{тар}} \frac{\rho_c U_{c,\text{отв}}^2}{2}$; $\Delta P_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}} \frac{\rho_D V_\infty^2}{2}$; $\xi_{\text{тар}}$ – коэффициент сопротивления движению сплошной фазы в отверстиях тарелки; $\xi_{\text{тр}}$ – коэффициент сопротивления движению дисперсной фазы; F – площадь межфазной поверхности; V_c – объем сплошной фазы.

Значение источника импульса в уравнении (8.3.34) в поперечном направлении практически равно нулю ($r_{pr} = 0$).

Решение системы уравнений турбулентного движения среды выполняется одним из численных методов.

Вычисление поля концентрации. Эффективность процесса разделения определяется из решения уравнения массопереноса (8.3.36) в сплошной фазе на основе известного профиля скорости.

Конечно-разностный аналог уравнения переноса массы в сплошной фазе имеет вид

$$u_{ij} \frac{C_{ij} - C_{ij-1}}{a_{ij}} + v_{ij} \frac{C_{ij} - C_{i-1j}}{b_{ij}} = D_T \left(\frac{C_{ij} - C_{ij-1}}{a_{ij}^2} \right) - D_T \left(\frac{C_{ij-1} C_{ij-2}}{a_{ij}^2} \right) + D_T \frac{1}{R_{ij}} \left(\frac{R_{ij} (C_{ij} - C_{i-1j})}{b_{ij}^2} \right) - D_T \frac{1}{R_{ij}} \left(\frac{R_{i-1j} (C_{i-1j} - C_{i-2j})}{b_{ij}^2} \right) + r_{cij}, \quad (8.3.44)$$

где $i = \overline{1, n}$; $j = \overline{1, m}$; n, m – число ячеек; a, b – размеры ячеек.

Вследствие того, что турбулентное число Шмидта незначительно отличается от единицы, принимаем $D_T \approx \nu_T$.

Источник массы r_c , характеризующий массообмен между сплошной и дисперсной фазами, определяется на основе расчетов по уравнениям математической модели (глава 5). Источник связан с движущей силой процесса и коэффициентом массопередачи. Для ячейки это выражение имеет вид

$$r_{cij} = K_V \Delta C_{ij}, \quad (8.3.45)$$

где K_V – объемный коэффициент массопередачи; ΔC_{ij} – движущая сила массопередачи в ij -той ячейке.

Уравнение массопереноса (8.3.44) решается совместно с потоковым соотношением:

$$\beta_{c_{ij}}(C_{гр.с} - C_c)_{ij} = \beta_{D_{ij}}(C_D - C_{грD})_{ij}, \quad (8.3.46)$$

уравнением баланса массы в фазах

$$G_{D_{ij}}dC_{D_{ij}} = -G_{c_{ij}}dC_{c_{ij}} \quad (8.3.47)$$

и уравнением равновесия на границе раздела фаз

$$C_{гр.с_{ij}} = \bar{m}C_{грD_{ij}} + b, \quad (8.3.48)$$

где \bar{m} – константа равновесия. Уравнение равновесия может иметь и нелинейный вид.

Для определения поля концентрации решается уравнение (8.3.44), совместно с (8.3.46)–(8.3.48) при заданном значении концентрации на входе C_H находится распределение концентрации переходящего вещества в сплошной фазе каждой ячейки и концентрация на выходе КУ.

Выполнен расчет [79–81, 83] поля концентрации при экстракции капролактама водой из трихлорэтилена в виброэкстракторе диаметром 100 мм с тарелками ГИАП-2 [84].

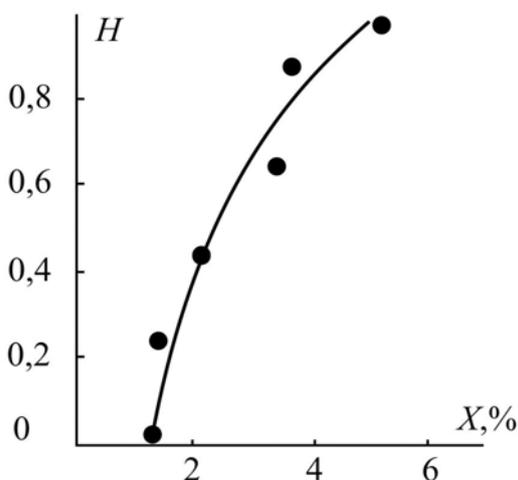


Рис. 8.15. Экспериментальный [84] и расчетный профиль [84] концентрации при $\epsilon=206 \text{ Вт/м}^3$

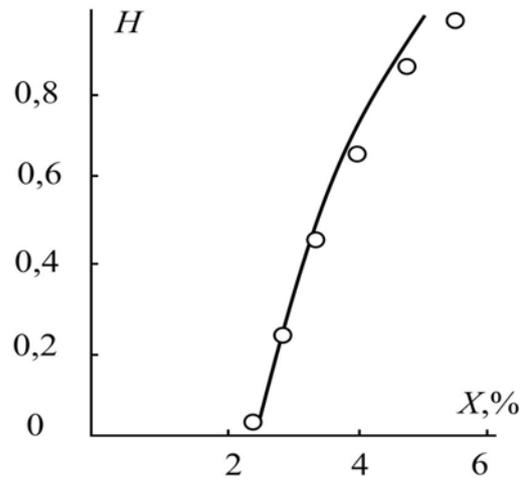


Рис. 8.16. Экспериментальный [84] и расчетный профиль [84] концентрации при $\epsilon=290 \text{ Вт/м}^3$

На рис. 8.15, 8.16 показана корреляция экспериментальных (точки) и расчетных профилей концентрации (сплошные линии) при различных значениях диссипации энергии.

8.4.Эффективность охлаждения воды в градирнях

Рассмотрен пленочный режим работы насадочных элементов цилиндрической градирни при противоточном движении фаз. Используется подход, когда система уравнений переноса записывается для сплошной фазы, а влияние дисперсной учитывается в виде источников, совместно с потоковыми соотношениями и условиями равновесия [85–87].

Двумерная модель процессов переноса в слое насадки

В насадочном слое происходит взаимодействие потоков при противоточном движении фаз. Нижнюю зону градирни с насадкой условно разделим на ряд характерных областей с учетом неравномерности распределения воздушного потока (рис. 8.17). Это вызвано тем, что скорость воздуха по сечению градирни неравномерна из-за боковой подачи.

В пределах выделенной области распределение жидкой и газовой (воздушной) фаз принимается равномерным $\varphi_L = \text{const}$, $\varphi_G = \text{const}$.

Следует отметить, что турбулентность в слое насадки развивается значительно раньше, чем при движении потока в гладких трубах (при одинаковых числах Re). Поэтому рассматривается турбулентный режим движения воздуха в насадочном слое.

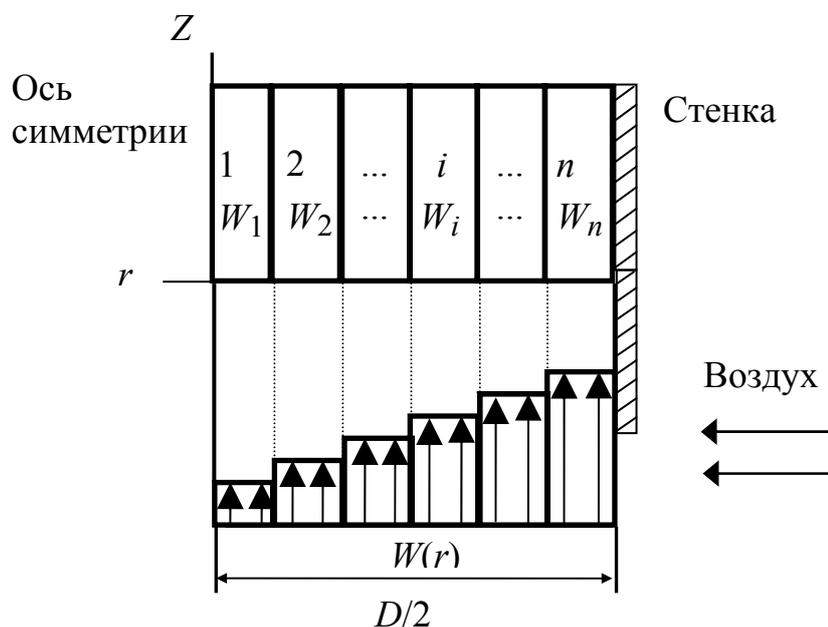


Рис. 8.17. Условное деление рабочей зоны градирни на характерные области

Стационарные уравнения переноса импульса, массы и тепла в газовой фазе, при допущении об осесимметричности потока движения газа в цилиндрических координатах для всей градирни записываются в виде

$$\begin{aligned} \varphi_G \cdot \rho_G \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\varphi_G \frac{\partial P}{\partial r} + \varphi_G \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) \right) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial}{\partial z} v_r \right) \right] + R_r, \end{aligned} \quad (8.4.1)$$

$$\begin{aligned} \varphi_G \rho_G \left(v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\varphi_G \frac{\partial P}{\partial z} + \varphi_G \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial}{\partial r} (rv_z) \right) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) \right] + R_z, \end{aligned} \quad (8.4.2)$$

где v_r – составляющая вектора скорости в радиальном направлении r , м/с; v_z – составляющая вектора скорости в проекции на ось z , м/с; R_r , R_z – проекция силы межфазового взаимодействия на оси Or и Oz .

Уравнение неразрывности

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\varphi_G \rho_G r v_r) + \frac{\partial (\varphi_G \rho_G v_z)}{\partial z} = \Gamma_G, \quad (8.4.3)$$

где Γ_G – член, учитывающий изменение массы воздуха.

Уравнение переноса массы в газовой фазе:

$$\varphi_G \left(v_r \frac{\partial x}{\partial r} + v_z \frac{\partial x}{\partial z} \right) = \varphi_G \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(D_G + D_{T,G}) \frac{\partial x}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_G + D_{T,G}) \frac{\partial x}{\partial z} \right) + r_{c,G}. \quad (8.4.4)$$

Уравнение переноса тепла в газовой фазе:

$$\varphi_G \rho_G c_{pG} \left(v_r \frac{\partial T_G}{\partial r} + v_z \frac{\partial T_G}{\partial z} \right) = \varphi_G \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\lambda_G + \lambda_{T,G}) \frac{\partial T_G}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_G + \lambda_{T,G}) \frac{\partial T_G}{\partial z} \right) + r_{T,G}. \quad (8.4.5)$$

Рассмотрим стационарное уравнение переноса тепла в жидкой фазе. При пленочном режиме работы насадочного слоя для составляющих вектора скорости жидкости (u_L, v_L, w_L) справедливы оценки

$$w_L \gg u_L, \quad w_L \gg v_L.$$

Режим движения пленки жидкости ламинарный $\lambda_{T,L}=0$ ($Re_L < 1000$).
Оценка слагаемых в уравнениях переноса тепла в жидкой фазе (1.5.12) показывает:

$$w_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \gg u_L \frac{\partial T_L}{\partial x}, \quad w_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \gg v_L \frac{\partial T_L}{\partial y}, \quad w_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial z} \right]. \quad (8.4.6)$$

После проведенной оценки уравнение переноса тепла (1.5.12) примет вид

$$w_L \frac{\partial T_L}{\partial z} = \frac{r_{T,L}}{(\rho_L \varphi_L)}. \quad (8.4.7)$$

Рассмотрим объем двухфазной смеси δV_S в насадочном слое. Заменяем производную в выражении (8.4.7) конечной разностью $\partial T_L / \partial z \approx \delta T_L / \delta z$ и умножим обе части на $\delta S \cdot \rho_L$:

$$\left(\delta S \cdot \rho_L \right) w_L \frac{T_L - T_{L,0}}{\delta z} = \frac{r_{c,L}}{\rho_L \varphi_L} (\delta S \cdot \rho_L), \quad (8.4.8)$$

или

$$\delta L \cdot \delta H_L = \delta Q_L. \quad (8.4.9)$$

Удерживающая способность насадочного слоя по жидкости φ_L может быть рассчитана по методике Billet [88] или по эмпирическому уравнению $\varphi_L = 0,00263 Re_L^{0.5}$, известному в литературе для регулярной насадки.

Таким образом, влияние дисперсной фазы (пара) в системе уравнений (8.4.1)–(8.4.5) учитывается источниковыми членами, потоковыми соотношениями и характеристиками турбулентного обмена.

Для системы уравнений (8.4.1)–(8.4.5), описывающей перенос импульса, массы и тепла в газовой фазе, устанавливаются следующие граничные условия:

при $z=0$ $v_z = v_H$, $x = x_H$, $T = T_H$ (на входе);

при $z=1$ $\partial v_z / \partial z = 0$, $\partial x / \partial z = 0$, $\partial T / \partial z = 0$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho_G \left(v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \left[\frac{1}{r} (\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right] \text{ (на выходе);} \quad (8.4.10)$$

при $r=0$

$$\partial v_r / \partial r = 0, \partial x / \partial r = 0, \partial T / \partial r = 0 \text{ (на оси симметрии);}$$

при $r=\pm R$

$$v_r = 0, v_z = -u_{\text{Гр}}, \partial x / \partial r = 0, q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} \rho_G = \rho_G v_{G,z} \frac{\partial v_r}{\partial z} + \left[\frac{1}{r} (\mu_G + \mu_{T,G}) \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] \text{ (на стенках градирни),} \quad (8.4.11)$$

где R – радиус градирни, $u_{\text{Гр}}$ – средняя скорость движения межфазной поверхности пленки жидкости по стенкам градирни. При ламинарном течении пленки $u_{\text{Гр}} = 1,5u_{\text{ср}}$, где $u_{\text{ср}}$ – средняя скорость жидкости в пленке, м/с. Средняя скорость жидкости связана с удельной плотностью орошения $q_{\text{ж}}$ и средней толщиной пленки $\delta_{\text{ж}}$: $u_{\text{ср}} = q_{\text{ж}} / \delta_{\text{ж}}$ ($q_{\text{ж}}$ м³/м·с). Значение $q_{\text{ж}}$ зависит от той части жидкости, которая при диспергировании воды соплами попадает на стенки градирни.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (8.4.1)–(8.4.5), (8.4.10) ниже даны выражения для коэффициентов турбулентного обмена ($\mu_{T,G}, \lambda_{T,G}, D_{T,G}$), источников массы $r_{c,G}$, тепла $r_{T,G}$ и импульса.

Источники массы, тепла и характеристики турбулентного обмена

Источники массы и тепла, а также характеристики турбулентного обмена μ_T, λ_T, D_T , в системе уравнений переноса (8.4.1)–(8.4.5) определяются по математической модели [85–87] с учетом возможной неравномерности распределения фаз аналогично, как для барботажного слоя на тарелках [89, 90].

Сила межфазового взаимодействия записывается в виде:

$$\vec{R}_c = \vec{F}_m + \vec{F}_\mu, \quad (8.4.13)$$

где \vec{F}_m – сила присоединенных масс; \vec{F}_μ – сила, с которой сплошная фаза действует на насадочные элементы и пленку жидкости.

Для установившегося движения $\vec{F}_m = 0$, а сила \vec{F}_μ равна

$$\vec{F}_\mu = K(\vec{v}_G - \vec{v}_L), \quad (8.4.14)$$

где K – коэффициент [66].

Сила межфазового взаимодействия \vec{R}_c в общем случае включает силу сопротивления, подъемную силу, силу виртуальной массы и другие силы. Сравнение результатов эксперимента с численными расчетами \vec{R}_c по различным методикам, проведенное в работе [91], показало, что в зоне насадочных элементов преобладающей является сила межфазного взаимодействия фаз \vec{R}_c , определяемая силой сопротивления:

$$R_c = -\frac{3}{4}\varphi_L \cdot \rho_L \frac{C_D}{d_3}(\vec{v}_G - \vec{v}_L), \quad (8.4.15)$$

где \vec{v} – вектор скорости, $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$; C_D – коэффициент трения; φ_L – объемная доля дисперсной фазы; d_3 – эквивалентный диаметр, м.

Источник массы от водяного пара в газопаровой фазе имеет вид:

$$r_{C,G} = \frac{\delta M}{\delta V_S}, \quad (8.4.16)$$

где δM – поток массы водяного пара в газовой фазе в объеме δV_S , кг/с.

Поток массы водяного пара от границы раздела в газовую (воздушную) фазу в общем случае можно найти по уравнению массоотдачи:

$$\delta M = \beta_x(x_{\text{гр}} - x) \cdot \rho_G \cdot \delta V_S, \quad (\text{кг/с}), \quad (8.4.17)$$

где β_x – объемный коэффициент массоотдачи в газовой фазе, $1/\text{с}$; $x_{\text{гр}}$ – влагосодержание водяного пара на границе раздела фаз, кг/кг; x – влагосодержание водяного пара в ядре газовой фазы, кг/кг.

Источник тепла в жидкой фазе:

$$r_{T,L} = \frac{\delta Q}{\delta V_S}. \quad (8.4.18)$$

Поток тепла из жидкой фазы в газовую фазу при испарительном охлаждении:

$$\delta Q = \beta_{V_x} (I_{Гр} - I) \delta V_S, \quad (8.4.19)$$

$$Q = G(I_K - I_H) = L \cdot c_{pж} (T_{L,H} - T_{L,K}),$$

где I – энтальпия воздуха $I = I(x, T_G)$, Дж/кг; $I_{Гр}$ – энтальпия воздуха при температуре на границе раздела фаз, $I_{Гр} = I_{Гр}(x_{Гр}, T_{Гр})$, Дж/кг; β_{V_x} – объемный коэффициент массоотдачи, $\text{кг/м}^3 \cdot \text{с}$; G – массовый расход воздуха, кг/с; L – массовый расход жидкости, кг/с.

На границе раздела фаз (воздух–вода) принимается, что влажный воздух насыщенный ($\phi=100\%$). Для влажного воздуха влагосодержание и энтальпия водяного пара на границе раздела являются функцией от температуры на границе $x_{Гр} = x_{Гр}(T_{Гр})$, $I_{Гр} = I_{Гр}(x_{Гр}, T_{Гр})$. Поскольку основное сопротивление теплопередаче сосредоточено в газовой фазе, температура на границе раздела принимается равной температуре жидкости $T_{Гр} \approx T_L$.

Источник тепла в газовой фазе $r_{T,G} = -r_{T,L}$.

Для определения коэффициентов массоотдачи в источниках (8.4.17) и (8.4.19) можно использовать известные теоретические исследования различных авторов. Однако теоретические уравнения дают значения коэффициентов переноса, отнесенные к площади контакта фаз. В насадочном слое с контактными элементами, используемыми в промышленных градирнях, измерить или вычислить площадь межфазной поверхности затруднительно. Поэтому для определения объемных коэффициентов используется экспериментальный метод (раздел 4.5). Коэффициенты переноса относятся в этом случае к средней движущей силе процесса:

$$\beta_x F = \frac{Q}{\Delta I_{cp}}.$$

Тогда источники массы и тепла в уравнениях (8.4.4), (8.4.5) записываются в виде

$$r_c = \frac{M}{V_S} = \frac{\beta_x \overline{\Delta x_{cp}} \cdot \rho_G \cdot F}{V_S} = \beta_{V_x} \overline{\Delta x_{cp}} \rho_G, \quad (8.4.20)$$

$$r_T = \frac{Q}{V_S} = \frac{\beta_x F \overline{\Delta I_{cp}}}{V_S} = \beta_{V_x} \overline{\Delta I_{cp}}, \quad (8.4.21)$$

где β_{V_x} – объемный коэффициент массоотдачи, $\text{кг/м}^3 \cdot \text{с}$.

Для определения коэффициентов турбулентного обмена в уравнениях (8.4.1) – (8.4.5) используется выражение (8.2.10).

Динамическая скорость u_* в газовой фазе и толщина пограничного слоя δ_3 находятся из решения системы уравнений (раздел 3.6).

В работах [92, 93] показано, что в насадке динамическую скорость с небольшой погрешностью можно вычислить по уравнению

$$u_* = 1,8 \left(\frac{\overline{\varepsilon} v_\Gamma}{\rho_\Gamma} \right)^{0,25}. \quad (8.4.22)$$

Учитывая, что в ядре потока газа $\text{Pr}_T \approx \text{Sc}_T \approx 1$, имеем коэффициент турбулентной диффузии ($\text{м}^2/\text{с}$) $D_T \approx \nu_T$.

Коэффициент турбулентной теплопроводности:

$$\lambda_T \approx \nu_T \rho_G c_{pG}. \quad (8.4.23)$$

Численное решение рассмотренной системы уравнений (8.4.1) – (8.4.5) показано в работах [85, 94]. Для сокращения размерности задачи и времени расчета промышленных градиен ниже рассмотрена однопараметрическая модель.

Модель структуры потоков

В данном разделе рассматривается полуэмпирический подход, основанный на решении системы уравнений диффузионной модели, уравнений теплового и материального баланса. Отличие от известных подходов заключается в том, что уравнения диффузионной модели записываются по определенным характерным областям с различными расходами фаз.

Рассмотрим некоторый небольшой объем (характерную область) градирни с блоками регулярной насадки. Размеры выделенного объема (d) значительно меньше размеров всей градирни (D), что дает возможность допустить равномерное распределение скорости воздуха ($D \gg d$) (рис.8.17). Однако в выделенном объеме содержится достаточно большое количество контактных элементов, что позволяет учесть их взаимное влияние. Тогда, имея математическое описание процессов в выделенных объемах и задавая различную скорость воздуха на входе, можно учесть влияние неравномерностей на тепловую эффективность охлаждения воды в блоках насадки [85–87, 95, 96].

Однопараметрическая модель

Многочисленные экспериментальные исследования механизма вертикального и поперечного перемешивания потоков в регулярных насадках показывают, что движение жидкости и газа в упорядоченной насадке характеризуется малым поперечным перемешиванием, так как структурированные (регулярные) насадочные элементы препятствуют турбулентной диффузии в поперечном направлении. Результаты, полученные при исследовании процесса охлаждения воды на макете, показывают, что коэффициент $D_{nx} \gg D_{nR}$. Поэтому такие насадки можно представить как совокупность параллельных каналов (характерных областей), в которых в основном происходит перемешивание в вертикальном направлении и отсутствует перемешивание в поперечном направлении между каналами.

Следовательно, перемешиванием в газовой фазе в поперечном направлении насадки можно пренебречь и рассматривать однопараметрическую диффузионную модель.

Отсюда следует вывод о том, что достаточно на лабораторном макете исследовать один такой канал (характерную область) с упорядоченной насадкой и получить значение D_n – коэффициента перемешивания.

При увеличении диаметра аппарата число таких характерных областей будет увеличиваться, а значение D_n в каждой области будет зависеть от режимных характеристик. Кроме того, условное разбиение рабочей области градирни на ряд параллельных каналов (диффузионных областей) позволит учесть неравномерность профиля скорости воздуха в сечении входа в насадку.

Такая неравномерность может возникнуть из-за различного гидравлического сопротивления каналов и уменьшения расхода воздуха от входа в градирню к центру. При равномерном профиле скорости воздуха в

сечении входа в насадку (что практически достичь невозможно) мы получим всего одну диффузионную область.

В реальных условиях всегда существует неравномерность скорости газа на входе. Чем больше неравномерность, тем больше будет диффузионных областей, на которые необходимо поделить насадочный слой. Число областей можно оценить, например, задавшись скачком профиля скорости между каналами (не более 5 % относительных).

Составим математическую модель процесса испарительного охлаждения воды на основе использования одномерной диффузионной модели, а так же уравнений баланса тепла, массы и фазового равновесия [95, 96]. Разобьем градирню на n характерных областей (рис. 8.18). В каждой области принимается равномерное распределение фаз (рис.8.17).

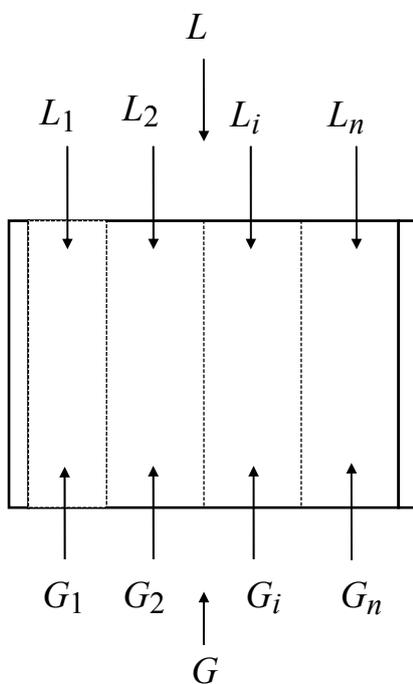


Рис.8.18. Условное разбиение градирни на области

Основной причиной, вызывающей неравномерность распределения фаз в аппарате, являются различные гидравлические сопротивления блоков насадки по сечению аппарата и неравномерность подачи газовой фазы на входе.

Поток газа перераспределяется таким образом, что основная часть его проходит около стенок, где меньше сопротивление. Известно, что в результате неравномерного распределения потоков эффективность тепло-массообмена падает.

Система одномерных дифференциальных уравнений для описания процессов теплопереноса при испарительном охлаждении и равномерном распределении фаз в i - зоне имеет вид [96]

$$\left\{ \begin{array}{l} -S \rho_{\text{ж}} \varepsilon_{\text{ж}} D_{n\text{ж}i} \frac{d^2 T_{\text{ж}i}}{dX^2} + L_i \frac{dT_{\text{ж}i}}{dX} = -S \alpha_{V_i} (T_{\text{ж}i} - T_{\Gamma i}) \frac{1}{c_{p\text{ж}}} \\ -S \rho_{\Gamma} (V_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}}) D_{n\Gamma i} \frac{d^2 T_{\Gamma i}}{dX^2} + G_i \frac{dT_{\Gamma i}}{dX} = S \alpha_{V_i} (T_{\text{ж}i} - T_{\Gamma i}) \frac{1}{c_{p\Gamma}}, \quad (8.4.24) \\ -S \rho_{\Gamma} (V_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}}) D_{n\Gamma i} \frac{d^2 c_{\Gamma i}}{dX^2} + G_i \frac{dc_{\Gamma i}}{dX} = S \beta_{V_x} (c_{\Gamma p} - c_{\text{ядро}}) \end{array} \right.$$

где G_{Γ} – массовый расход воздуха, кг/с; L – массовый расход воды, кг/с; S – площадь поперечного сечения градирни, м²; $V_{\text{св}}$ – удельный свободный объем насадки, м³/м³; $\varepsilon_{\text{ж}}$ – удерживающая способность по жидкости; $D_{\text{п}}$ – коэффициент продольного перемешивания, м²/с; α_V – объемный коэффициент теплопередачи, (Вт·м/К); c_p – теплоемкость, Дж/кг·К; $T_{\text{ж}i}$, $T_{\Gamma i}$ – температура воды и воздуха; β_{V_x} – объемный коэффициент массоотдачи, кг/м³·с.

Граничные условия (рис.8.19):

$$\text{при } X = h; T_i = T_i + \frac{\varepsilon_{\text{ж}} S \rho_{\text{ж}} D_{n\text{ж}i}}{L_{\text{ж}i}} \frac{dT_{\text{ж}i}}{dX};$$

$$\text{при } X = 0; T_i = T_i + \frac{S \rho_{\Gamma} (\varepsilon_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}}) D_{n\Gamma i}}{L_{\Gamma i}} \frac{dT_{\Gamma i}}{dX} \quad (\text{условие Данквертца}).$$

Известно соотношение, связывающее распределение скорости газа в сечение аппарата с сопротивлением зон:

$$\frac{W_{\Gamma i}}{W_{\Gamma(i+1)}} = \sqrt{\frac{\Delta P_{i+1} + \Delta P_i}{\Delta P_i}}, \quad (8.4.25)$$

где сопротивление i -той зоны

$$\Delta P_i = \xi_i \frac{h_{\text{нас}i}}{d_{\text{э}i}} \frac{\rho_{\Gamma} W_{\Gamma i}^2}{2}. \quad (8.4.26)$$

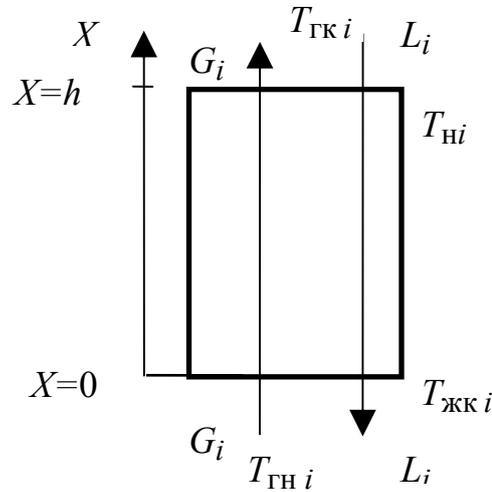


Рис. 8.19. Схема движения потоков в выделенной i -зоне градири

Соотношение (8.4.25) решается совместно с уравнением неразрывности:

$$\sum_{i=1}^n S_i W_{\Gamma i} = W_0 F_0 \quad (8.4.27)$$

где W_0 — скорость воздуха на входе в градирию, м/с; F_0 — площадь сечения входной области градири; S_i — площадь поперечного сечения i - области градири.

Профиль скорости газа на входе в слой насадки рассчитывается из совместного решения уравнений (8.4.25)–(8.4.27). Отсюда находится массовый расход воздуха G_i в каждой зоне:

$$G_i = W_{\Gamma i} \rho_{\Gamma} S_i; \quad (i=1, 2, \dots, n). \quad (8.4.28)$$

Массовый расход воды задается равномерным по всем зонам, так как предполагается, что распределители жидкости (форсунки) обеспечивают равномерное орошение насадочных элементов.

Алгоритм расчета профилей температуры газа и жидкости по высоте колонны следующий [96]:

1. Рассчитываются физико-химические свойства влажного воздуха и воды.

2. Задается распределение порозности насадочного слоя.

3. Задается начальное приближение профиля скорости, воздуха.

4. Рассчитываются объемные коэффициенты тепло- и массоотдачи, турбулентного перемешивания в жидкой и газовой фазах, удерживающая способность, сопротивление сухой и орошаемой насадки.

5. Уточняется профиль скорости по (8.4.25)–(8.4.27).

6. Сравниваются скорости газа на различных итерациях. Если погрешность расчета меньше допустимой, данное распределение скорости газа используется для расчета профилей температур. Если нет, то возврат на пункт 4.

7. Рассчитываются профили температур и влагосодержания по (8.4.24).

Для расчета истинной движущей силы тепломассообменного процесса на основе решения диффузионной модели необходимо знать коэффициенты продольного перемешивания в газовой и жидкостной фазах.

Исследовано перемешивание в колонне с диаметром 500 мм с регулярной насадкой в интервале скоростей 0,5–2,5 м/с [97]. Оказалось, что кривая зависимости Pe_T от Re_T проходит через максимум при скорости газа около 1,25 м/с. При больших скоростях согласование с диффузионной моделью удовлетворительное. При меньших скоростях, по-видимому, значительное влияние на $D_{пг}$, уменьшающееся с повышением скорости, оказывает поперечная неравномерность.

При орошаемой насадке значения $D_{пг}$ несколько ниже, чем для сухой, что, вероятно, объясняется выравниванием поля скоростей газа по поперечному сечению аппарата вследствие увеличения сопротивления при орошении.

Перемешивание жидкости при пленочном течении происходит вследствие существования градиента скоростей по толщине пленки, наличия волн на поверхности пленки (которые вызывают также перемешивание в поперечном направлении), а также за счет молекулярной диффузии. В насадочных колоннах перемешивание происходит также в результате перераспределения жидкости в точках контакта насадочных тел.

Перемешивание характеризуется числом Pe и для газовой фазы имеет вид

$$\text{Re}_\Gamma = \frac{W_\Gamma h_{\text{нас}}}{D_{n\Gamma}},$$

где $h_{\text{нас}}$ – высота насадки, м; W_Γ – скорость воздуха, м/с.

На основе обработки опытных данных получены эмпирические выражения для расчета коэффициента продольного перемешивания для сетчатого и трубчатого распылителей жидкой фазы.

Для характерной области градирни (рис.8.17) с сетчатой насадкой (рис.4.18) и распылителя ситчатого типа получено следующее выражение [95, 96]:

$$\text{Re}_\Gamma = 2,01 \cdot \text{Re}_{d_\Gamma}^{-0,245} 10^{0,00072 \cdot \text{Re}_{d_\Gamma}}, \quad (8.4.29)$$

$$\text{Re}_{d_\Gamma} = \frac{W_\Gamma \cdot d_{\text{нас}}}{\nu_\Gamma}, \quad \text{Re}_{d_\Gamma} = \frac{\Gamma \cdot d_{\text{нас}}}{\nu_\Gamma},$$

где Γ – плотность орошения, м/с; W_Γ – скорость воздуха, м/с; $d_{\text{нас}}$ – диаметр насадки, м; ν_Γ , ν_Γ – кинематическая вязкость воды и воздуха, м²/с.

Перемешивание в жидкой фазе описывается выражением:

$$\text{Re}_\Gamma = 0,122 \cdot \text{Re}_\Gamma^{2,0354} \cdot \text{Ga}^{-0,674} \cdot (a_\nu \cdot h_{\text{нас}})^{0,598},$$

$$\text{Re}_\Gamma = \frac{\Gamma \cdot h_{\text{нас}}}{D_{n\Gamma}}, \quad \text{Re}_\Gamma = \frac{4\Gamma}{a_\nu \nu_\Gamma}, \quad (8.4.30)$$

$$\text{Ga} = (a_\nu \cdot \theta_{\text{прив}})^{-3},$$

где $\theta_{\text{прив}} = \left(\frac{\mu_\Gamma^2}{g \cdot \rho_\Gamma^2} \right)^{1/3}$ – приведенная толщина пленки, м.

Представленные выражения позволяют рассчитать характеристики перемешивания для уравнений диффузионной модели (8.4.24).

На основе экспериментальных данных и расчетов [94, 95, 98] были построены зависимости теплового КПД по жидкой фазе от скорости воздуха (рис. 8.20) при различном расположении элементов насадки.

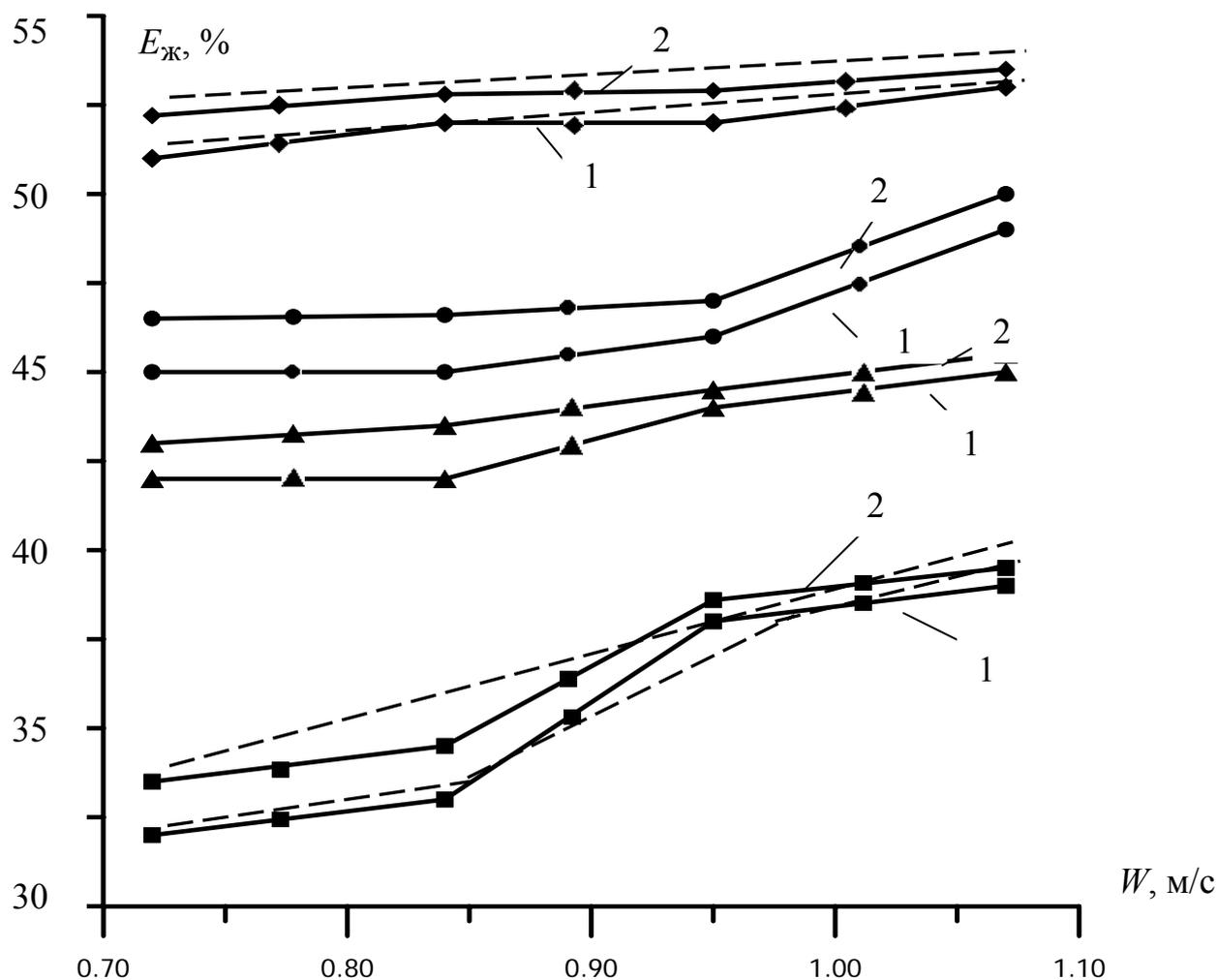


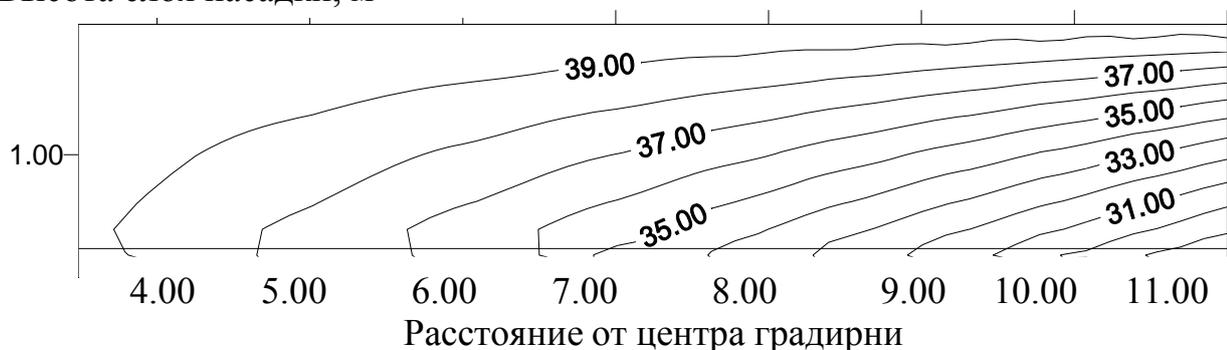
Рис. 8.20. Зависимость КПД от скорости воздуха: \blacklozenge – при расходе жидкости $4,9 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; \bullet – при расходе жидкости $5,8 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; \blacktriangle – при расходе жидкости $6,6 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; \blacksquare – при расходе жидкости $7,6 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{час})$; 1 – вертикальное расположение элементов насадки; 2 – горизонтальное расположение элементов насадки; - - - - расчет по уравнениям математической модели (8.4.24)

Из графика видно, что с увеличением скорости воздуха возрастает тепловой КПД по жидкой фазе. С увеличением расхода жидкости снижается значение теплового КПД. Это связано с тем, что при увеличении расхода жидкости в градирню поступает больше тепла: $Q = L_{\text{ж}} \cdot c_{p_{\text{ж}}} (T_{\text{н}} - T_{\text{к}})$, а расход воздуха остается постоянным. При увеличении скорости воздуха в 1,5 раза, КПД увеличивается в 1,03 раза при максимальном расходе жидкости и в 1,19 раз – при минимальном расходе жидкости. Согласование расчета теплового КПД по уравнениям математической модели с опытными данными составляет $\pm 10 - 12\%$.

В случае использования гофротруб $\varnothing 63$ см получены профили температур (рис.8.21).

а) поле температур воды:

Высота слоя насадки, м



б) поле температур воздуха:

Высота слоя насадки, м

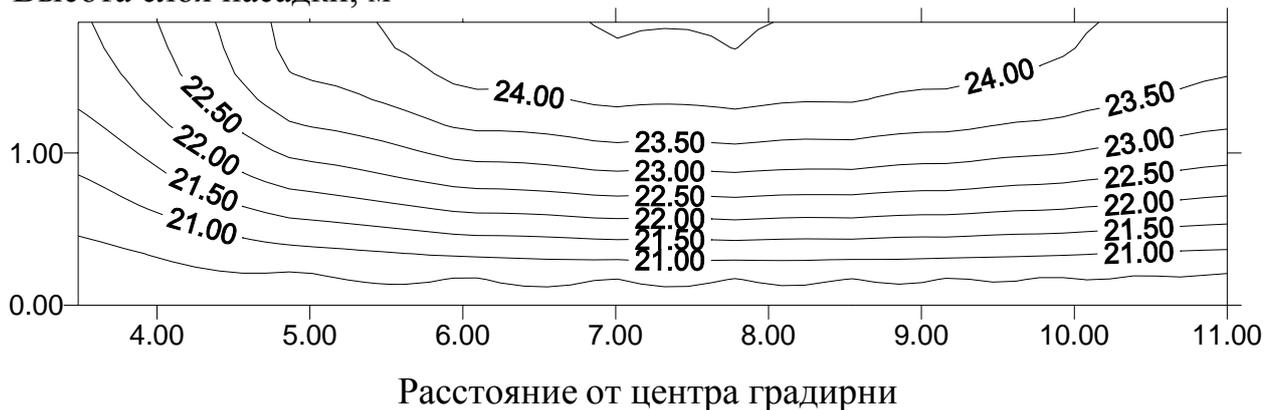


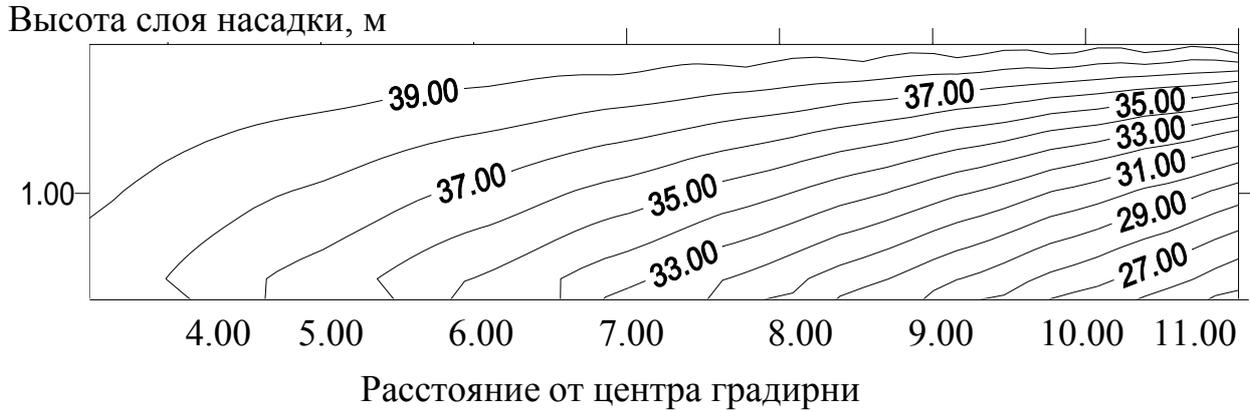
Рис. 8.21. Профили температур по зонам градирни

Параметры на входе в градирню: высота слоя насадки – 1,8 м; скорость воздуха – 0,8 м/с; плотность орошения – $7 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$; температура газа на входе – $20,0 \text{ }^\circ\text{C}$; относительная влажность воздуха – 57 %; температура воды на входе – $40,0 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура на выходе расчетная – $28,2 \text{ }^\circ\text{C}$.

В случае использования сетчатой насадки (рис. 4.18) получены следующие профили температур (рис. 8.22).

Параметры на входе в градирню: высота слоя насадки – 1,8 м; скорость воздуха – 0,8 м/с; плотность орошения – $7 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$; температура газа на входе – $20,0 \text{ }^\circ\text{C}$; относительная влажность воздуха – 57 %; температура воды на входе – $40,0 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура на выходе расчетная – $29,7 \text{ }^\circ\text{C}$.

а) поле температур воды:



б) поле температур воздуха:

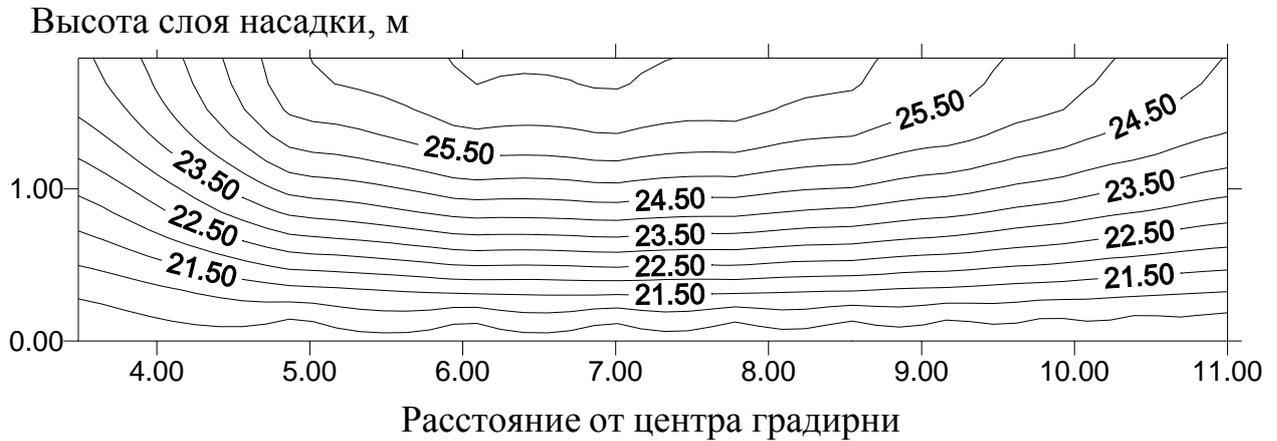
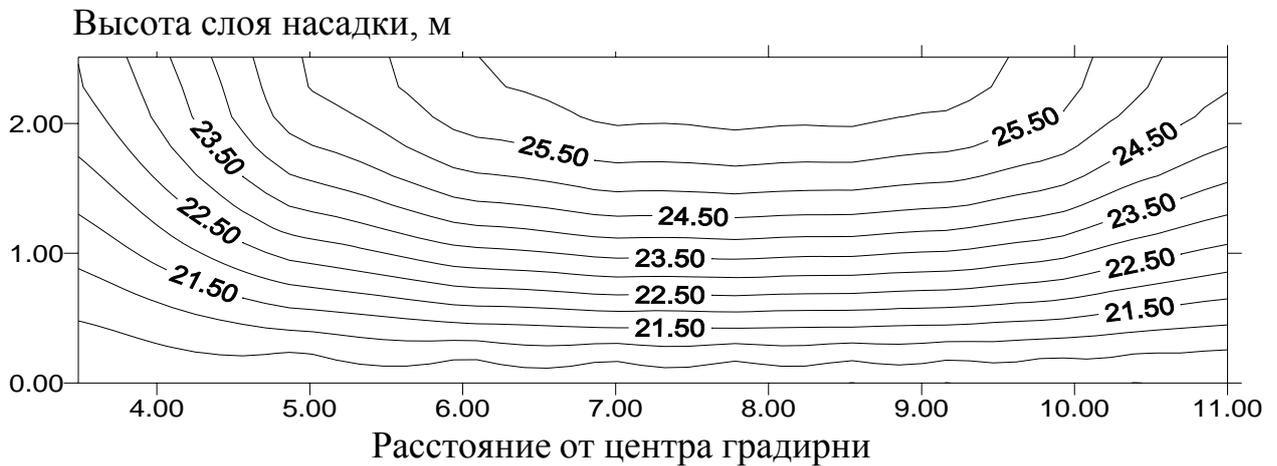


Рис. 8.22. Распределение профилей температур по зонам градирни

Представлены профили температур (рис. 8.23) при различной высоте насадки.

а) поле температур воздуха:



б) поле температур воды:

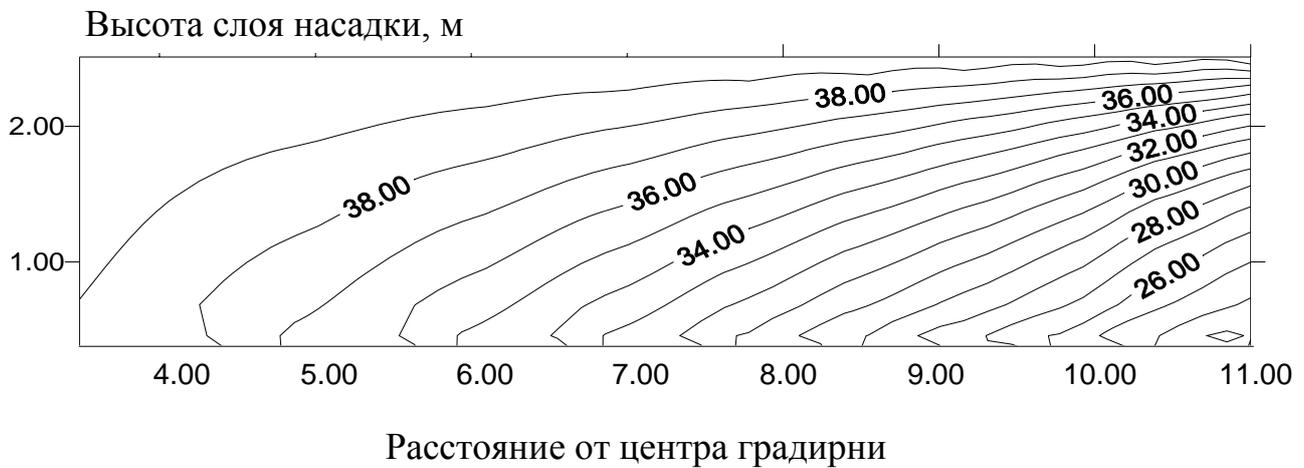


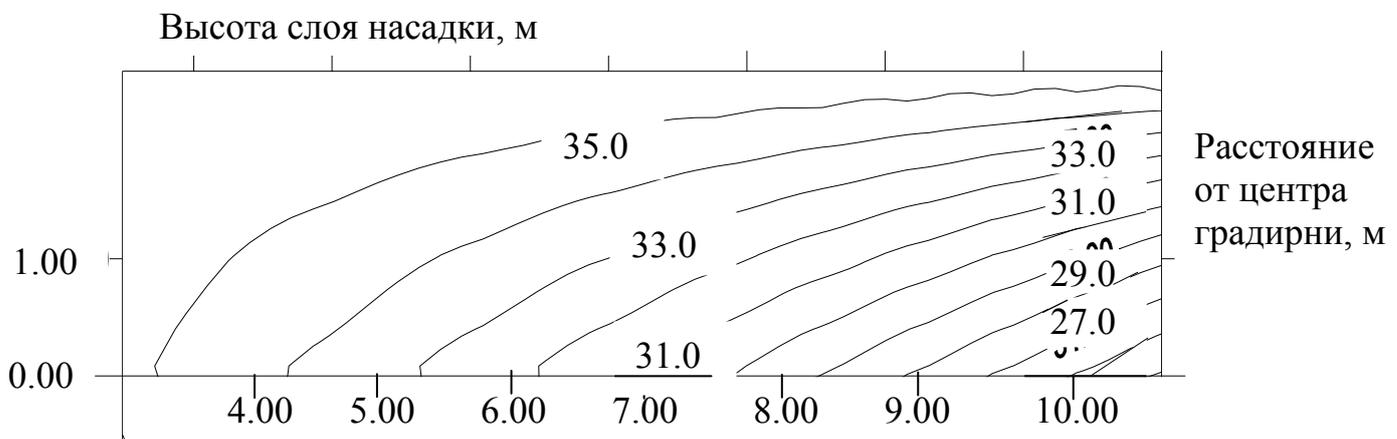
Рис. 8.23. Профили температур по зонам градирни

Параметры на входе в градирню: высота слоя насадки увеличивается от центра градирни к стенке (от 1,2 м до 2,4 м); скорость воздуха – 0,8 м/с; плотность орошения – $7 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$; температура газа на входе – $20,0 \text{ }^\circ\text{C}$; относительная влажность воздуха – 57%; температура воды на входе – $40,0 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура на выходе расчетная – $26,3 \text{ }^\circ\text{C}$.

На основе разработанных алгоритмов, реализованных на ЭВМ, выполнено моделирование работы промышленных градирен (рис.8.24).

В таблице 8.1 представлены значения теплового КПД для вентиляторной градирни с сетчатой насадкой в разное время года, рассчитанного по промышленным данным, а также по уравнениям математической модели до и после предложенной модернизации.

а) профиль температур воды для гофрированной насадки:



б) профиль температур воды для сетчатой насадки:

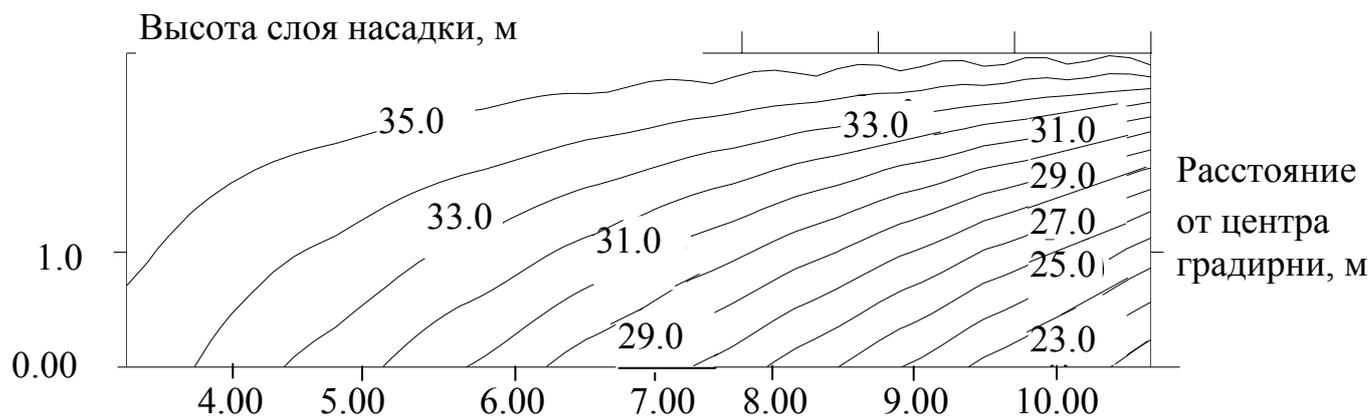


Рис.8.24. Поля температур воды в слое насадки в промышленной градирне

Т а б л и ц а 8.1

Данные градирни 781в с сетчатой насадкой

Дата	$T_{LН},$ °C воды	$T_{LK},$ °C воды	$T_G,$ °C воздуха	$t_{МТН.},$ °C	Относ. влажн. воздуха, %	КПД пром., %	КПД расч., %	КПД после модер. расч., %
2-10.01.03	22	17	-20	-	70-75	23	27	31
2-10.04.03	26	19	5	2	78-79	22	25	29
2-10.07.03	33	29	28	18	60-70	19	22	25
2-10.09.03	28	22	15	7	80-85	21	24	27

Расчетные значения КПД несколько выше промышленных данных. Это объясняется допущениями модели. После модернизации тепловой КПД выше на 15–18 % за счет неравномерного распределения насадочных элементов. У стенки слой выше, а к центру – понижается. Это обеспечивает более равномерное распределение воздушного потока и повышение эффективности охлаждения воды.

8.5. Эффективность тепломассопереноса в барботажном слое

Двумерная модель процессов переноса. Для математического описания процессов переноса импульса, массы и тепла в турбулентном барботажном слое на тарелках колонных аппаратов ниже приведен частный случай модели многоскоростного континуума [66].

Одной из особенностей пенного режима работы барботажной тарелки является развитая турбулентность в жидкой фазе. Как показывают известные экспериментальные исследования, в этом режиме происходит практически полное перемешивание по высоте барботажного слоя в ядре жидкой фазы, поэтому справедливы следующие допущения в уравнениях (1.5.1) – (1.5.4), (1.5.11), (1.5.12):

$$\frac{\partial u_L}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial v_L}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial w_L}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial C_L}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial T_L}{\partial z} = 0 \quad . \quad (8.5.1)$$

Процессы переноса в двухфазном потоке на контактном устройстве при установившемся режиме работы колонны являются практически стационарными. Движение газа в слое жидкости на тарелке происходит преимущественно в вертикальном направлении. Так как в двухфазном потоке скорость газовой фазы намного больше скорости сплошной фазы: $\vec{v}_G \gg \vec{v}_L$, то составляющие силы межфазового взаимодействия \vec{F} в проекции на плоскость тарелки можно принять равными нулю:

$$F_x \approx 0; \quad F_y \approx 0. \quad (8.5.2)$$

В двухфазном потоке (барботажном слое на макете КУ) распределение дисперсной фазы в сплошной фазе принимается равномерным, т. е. $\varphi = \text{const}$.

Система уравнений переноса импульса (1.5.1) – (1.5.4), массы (1.5.11) и тепла (1.5.12) в жидкой фазе с учетом принятых допущений преобразуется к виду

$$u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{эфф}L} \frac{\partial u_L}{\partial x} \right] +$$

$$+ \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{\text{эфф}L} \frac{\partial u_L}{\partial y} \right], \quad (8.5.3)$$

$$u_L \frac{\partial v_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial v_L}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{эфф}L} \frac{\partial v_L}{\partial x} \right] +$$

$$+ \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{\text{эфф}L} \frac{\partial v_L}{\partial y} \right], \quad (8.5.4)$$

$$\frac{\partial u_L}{\partial x} + \frac{\partial v_L}{\partial y} = \frac{r_v}{\rho_L (1 - \varphi)}, \quad (8.5.5)$$

$$u_L \frac{\partial C_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial C_L}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[([D_L] + [D_{TL}]) \frac{\partial C_L}{\partial x} \right] +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[([D_L] + [D_{TL}]) \frac{\partial C_L}{\partial y} \right] + \frac{r_{c,L}}{\rho_L (1 - \varphi)}, \quad (8.5.6)$$

$$u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(a_L + a_{TL}) \frac{\partial T_L}{\partial x} \right] +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left[(a_L + a_{TL}) \frac{\partial T_L}{\partial y} \right] + \frac{r_{T,L}}{\rho_L (1 - \varphi) c_{P,L}}, \quad (8.5.7)$$

$$r_v = \sum_{i=1}^m r_{C,Li}. \quad (8.5.8)$$

Вектор–столбец источника массы $r_{C,L}$ имеет вид

$$r_{C,L} = \rho_L \cdot [K_L A] \cdot (C_L^* - C_L) / V_L. \quad (8.5.9)$$

Источник тепла $r_{T,L}$:

$$r_{T,L} = (K_m A) (T_G - T_L) / V_L. \quad (8.5.10)$$

Для системы уравнений (8.5.3) – (8.5.7) устанавливаются следующие граничные условия (рис.8.25) (симметричная модель):

при $x=0$,	$u_L = u_{L0}$,	$v_L = 0$,	$C_L = C_{L0}$,	$T_L = T_{L0}$;	(вход сплошной фазы на тарелку)
при $x=L$,	$\frac{\partial u_L}{\partial x} = 0$,	$\frac{\partial v_L}{\partial x} = 0$,	$\frac{\partial C_L}{\partial x} = 0$,	$\frac{\partial T_L}{\partial x} = 0$;	(выход сплошной фазы из тарелки)
при $y=0$,	$\frac{\partial u_L}{\partial y} = 0$,	$v_L = 0$,	$\frac{\partial C_L}{\partial y} = 0$,	$\frac{\partial T_L}{\partial y} = 0$;	(ось симметрии)
при $y=y_{\text{ст}}(x)$	$u_L = 0$,	$v_L = 0$,	$\frac{\partial C_L}{\partial y} = 0$,	$\frac{\partial T_L}{\partial y} = 0$;	$\left(\frac{\partial P}{\partial y}\right) = \mu_L \frac{\partial^2 v_L}{\partial y^2}$, (на стенке колонны)

где L – длина пути жидкости на тарелке, м.

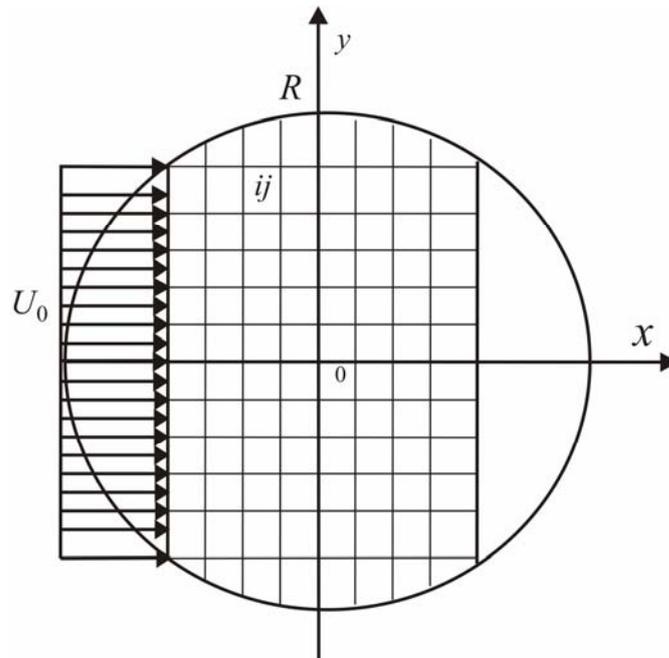


Рис. 8.25. Двумерная модель тарелки (вид сверху)

Поля скоростей, концентраций и температур в жидкой фазе двухфазного потока на тарелке описывает система уравнений (8.5.3)–(8.5.7). Уравнения сохранения массы и тепла для дисперсной фазы имеют вид уравнений материального и теплового баланса, аналогичных (8.2.9).

Для замыкания системы уравнений (8.5.3) – (8.5.7) ниже даны уравнения для коэффициентов турбулентного обмена ($\mu_{T,L}$, $D_{T,L}$, $a_{T,L}$), источников массы $r_{c,L}$ и тепла $r_{T,L}$.

Характеристики турбулентного обмена. В барботажном слое турбулентная вязкость жидкости обусловлена, в основном, движением газовых струй и пузырей. Влияние стенок колонны и различных устройств на тарелке на развитие турбулентности в жидкой фазе значительно меньше, по сравнению с влиянием газового потока. Если скорость газа (пара) в струе достигает 10 – 20 м/с, то средняя скорость жидкой фазы в продольном направлении на массообменной тарелке составляет всего несколько сантиметров в секунду.

Характеристики турбулентного обмена в ядре жидкой фазы $\mu_{T,L}$, $D_{T,L}$ и $a_{T,L}$ в уравнениях (8.5.3)–(8.5.7) определяются характеристиками турбулентного движения – величиной пульсационной скорости v' и масштабом турбулентных пульсаций l :

$$\mu_{T,L} / \rho_L = \nu_{T,L} = v' l. \quad (8.5.11)$$

В работах [26, 99] на основе теории изотропной турбулентности получено выражение для расчета коэффициента турбулентной вязкости:

$$\nu_{T,L} = 1,1 \frac{u_{*L}^4}{\varepsilon}, \quad (8.5.12)$$

где динамическая скорость находится по выражению (1.5.21).

На массообменной тарелке диссипация энергии газового потока в жидкой фазе ε определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{S_0 W_0 \left(\rho_G W_0^2 / 2 + \rho_L g h_{\text{ст}} \right) - S_K \rho_G W_K^3 / 2}{\rho_L V_L}, \quad (8.5.13)$$

где $V_L = h_{\text{ст}} S_{\text{тар}}$ – объем жидкости на тарелке, м^3 ; S_0 , S_K – свободное сечение тарелки и колонны, м^2 ; W_0 – скорость газа в отверстиях, м/с ; $h_{\text{ст}}$ – высота статического столба жидкости, м .

Используя приближенное равенство $\text{Pr}_T \approx \text{Sc}_T \approx 1$, для ядра жидкой фазы имеем $v_{T,L} \approx D_{T,L} \approx a_{T,L}$.

Система уравнений переноса импульса, массы и тепла (8.5.3) – (8.5.7) решается известными численными методами [72–75] или с использованием вариационного метода, где в качестве минимизируемого функционала применяется локальный потенциал Пригожина – Гленсдорфа [23–26, 38–44, 100].

Результаты расчета колпачковых тарелок [101–103]. Профиль скорости в жидкой фазе на тарелке, рассчитанный по уравнениям модели, приводится на рис. 8.26.

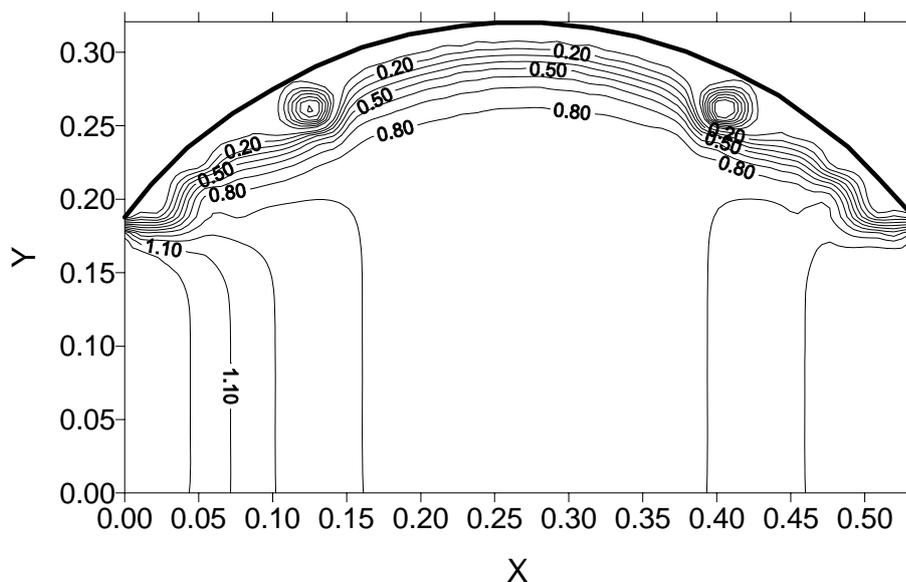


Рис. 8.26. Профиль скорости жидкости u_L/u_{L0} на тарелке

Как видно из рис. 8.26, сложное движение жидкости на тарелке (расширение и сужение потока) приводит к возникновению циркуляционного течения около стенок колонны, что снижает эффективность проводимых процессов.

Рассчитанные на основе полученного профиля скорости профиль концентрации компонента $(C_{L0} - C_L)/(C_{L0} - C_L^*)$ и профиль температур в жидкой фазе на тарелке приводятся на рис. 8.27 и 8.28, соответственно.

Ректификация смеси вода – уксусная кислота – уксусный ангидрид в колонне диаметром 0,6 м.

Вектор-столбец эффективности по Мерффи, рассчитанный по профилям концентраций на тарелке в верхней и нижней частях колонны, дан в табл. 8.2. Экспериментальный КПД колонны 0,5 [104].

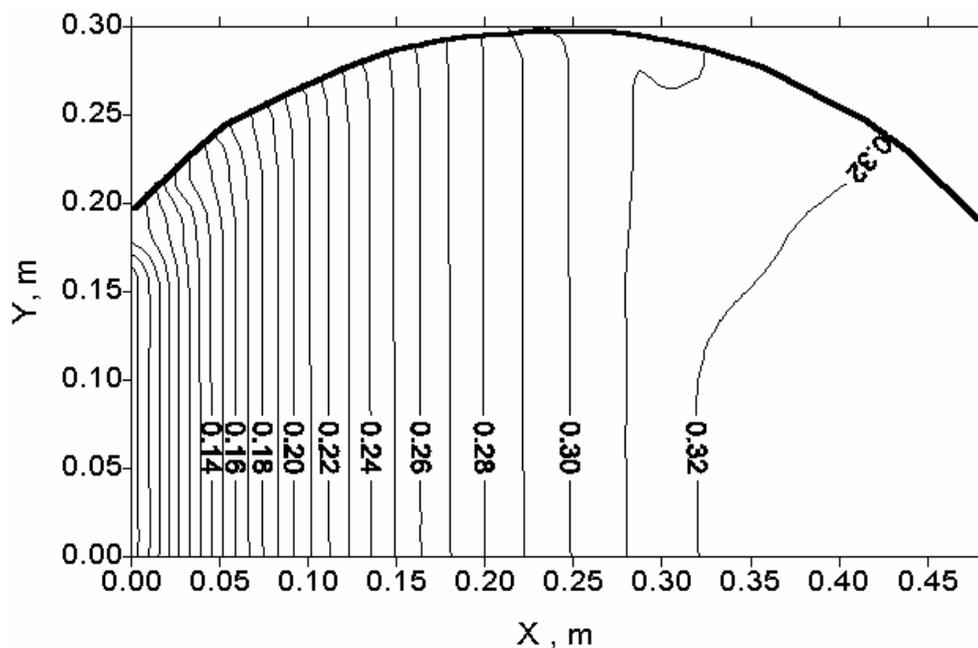


Рис. 8.27. Профиль концентрации уксусной кислоты $(C_{L0} - C_L)/(C_{L0} - C_L^*)$ в жидкой фазе на тарелке

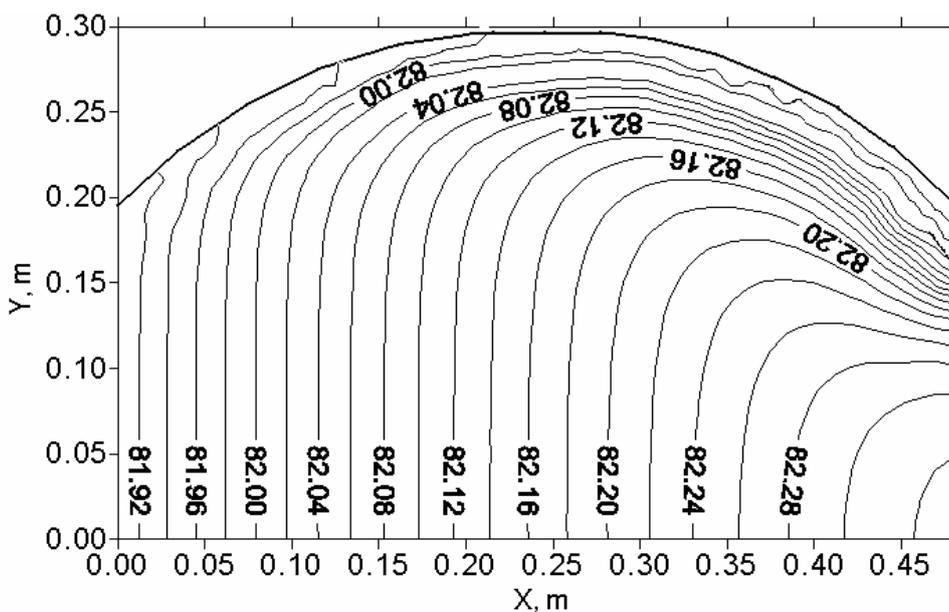


Рис. 8.28. Профиль температуры в жидкой фазе на тарелке ($^{\circ}\text{C}$)

Вектор–столбец матрицы эффективности по Мерффи, рассчитанный по модели

Верхняя часть колонны	$E_{L,H_2O}=0,841$	$E_{L,CH_3COOH}=0,325$	$E_{L,(CH_3CO)_2O}=0,039$
	$E_{G,H_2O}=0,925$	$E_{G,CH_3COOH}=0,30$	$E_{G,(CH_3CO)_2O}=-1,02$
Нижняя часть колонны	$E_{L,H_2O}=0,635$	$E_{L,CH_3COOH}=0,105$	$E_{L,(CH_3CO)_2O}=0,096$
	$E_{G,H_2O}=0,388$	$E_{G,CH_3COOH}=0,024$	$E_{G,(CH_3CO)_2O}=0,15$

Результаты расчета ситчатых тарелок. Так как наиболее полно исследованными из устройств барботажного типа являются ситчатые тарелки, адекватность модели проверена путем сравнения расчетных данных с экспериментальными данными при ректификации бинарных смесей метанол–вода, метанол–пропанол, этанол–пропанол. Эксперименты [105, 106] проводились на ситчатом лотке с размерами: ширина приемной планки – 83 мм, длина пути жидкости $L=991$ мм, высота сливной планки – 25 мм. Для описания структуры потока авторы используют диффузионную модель со значением числа Пекле $Pe=35$. На рис. 8.29–8.34 даны профили концентраций и температур, найденные из решения системы уравнений (8.5.3)–(8.5.7) [107–109], где ξ – безразмерная координата.

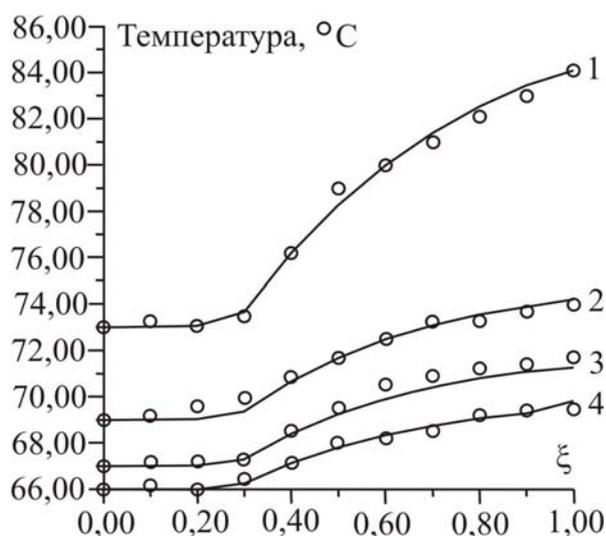


Рис. 8.29. Поле температур на ситчатой тарелке. Ректификация смеси метанол–вода; $L/G=1$: 1– $x_H=0,5$; 2– $x_H=0,7$; 3– $x_H=0,79$; 4– $x_H=0,85$; ○–эксперимент

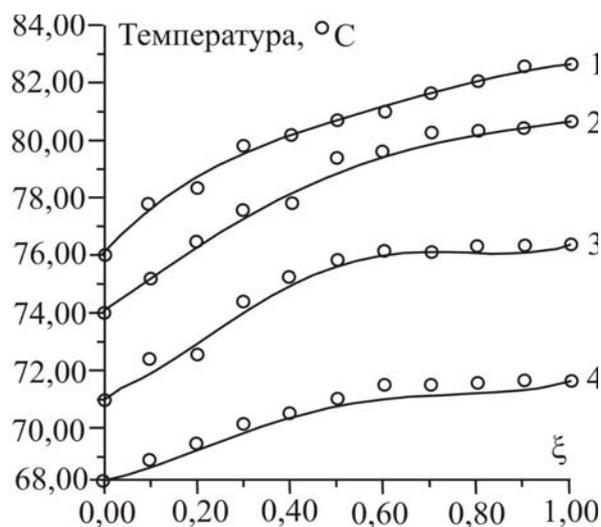


Рис. 8.30. Поле температур на ситчатой тарелке. Ректификация смеси метанол–пропанол; $L/G=1$: 1– $x_H=0,32$; 2– $x_H=0,56$; 3– $x_H=0,6$; 4– $x_H=0,88$; ○–эксперимент

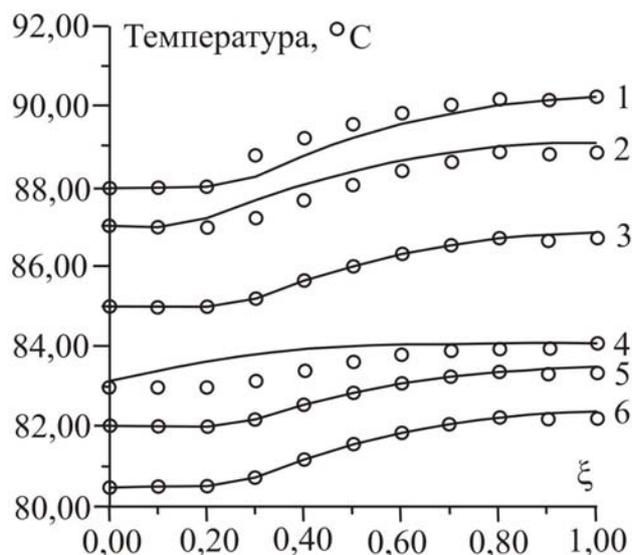


Рис. 8.31. Поле температур на ситчатой тарелке. Ректификация смеси этанол–пропанол; $L/G=1$:

1– $x_H = 0,29$; 2– $x_H = 0,39$;
3– $x_H = 0,45$; 4– $x_H = 0,68$;
5– $x_H = 0,75$; 6– $x_H = 0,82$;

○–эксперимент

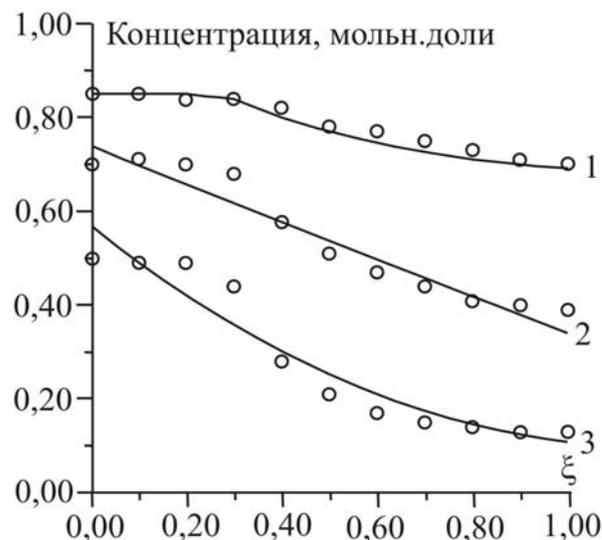


Рис. 8.32. Поле концентраций на ситчатой тарелке. Ректификация смеси метанол–вода; $L/G=1$:

1– $x_H = 0,85$; 2– $x_H = 0,79$;
3– $x_H = 0,7$; ○–эксперимент

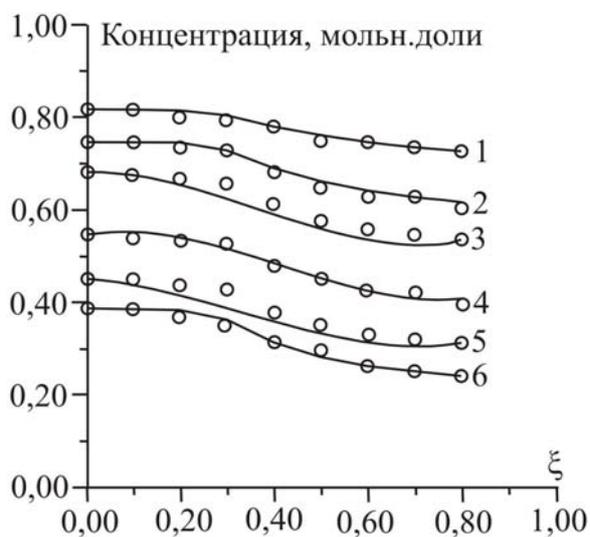


Рис. 8.33. Поле концентраций на ситчатой тарелке. Ректификация смеси этанол–пропанол; $L/G=1$:

1– $x_H = 0,82$; 2– $x_H = 0,75$;
3– $x_H = 0,68$; 4– $x_H = 0,45$;
5– $x_H = 0,39$; 6– $x_H = 0,29$;

○–эксперимент

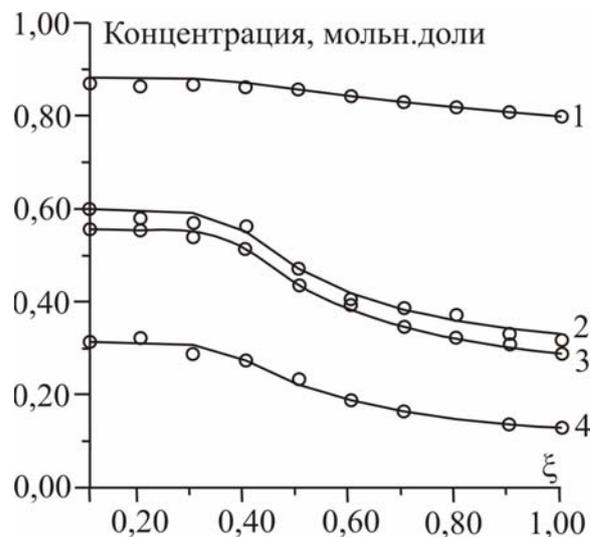


Рис. 8.34. Поле концентраций на ситчатой тарелке. Ректификация смеси метанол–пропанол; $L/G=1$:

1– $x_H = 0,88$; 2– $x_H = 0,6$; 3– $x_H = 0,56$;
4– $x_H = 0,32$; ○–эксперимент

Как видно из распределения концентраций низкокипящего компонента в жидкой фазе по длине тарелки, основное падение концентрации происходит у приемной планки. Ближе к сливной планке профиль становится практически пологим. Увеличение длины пути жидкости по сравнению с шириной приемной планки не приводит к значительному увеличению эффективности. Расхождение расчетных и экспериментальных результатов находится в пределах 10–15 %.

Определение эффективности массо- и теплопереноса в барботажном слое. Для определения эффективности процессов разделения смеси на контактной ступени решается уравнение массопереноса и находится распределение концентрации компонента в жидкой фазе в барботажном слое на тарелке. По известному полю концентрации компонента определяется локальная эффективность ячейки и КПД тарелки:

$$E_{mж} = \frac{C_H - C_K}{C_H - C^*}, \quad (8.5.14)$$

где C_H , C_K – начальная и конечная концентрации компонента в жидкой фазе на входе и выходе тарелки.

Связь эффективностей в жидкой и газовой (паровой) фазах находится с помощью известного соотношения:

$$1 - \frac{1}{E_{mг}} = \lambda \left(1 - \frac{1}{E_{mж}} \right), \quad (8.5.15)$$

где $\lambda = \bar{m}G/L$; G , L – массовые расходы фаз; \bar{m} – коэффициент распределения.

Численное решение уравнений теплопереноса позволяет получить профили температуры в фазах и оценить тепловой КПД тарелки. Аналогично уравнению для определения эффективности по Мерффри, характеризующим интенсивность массообмена на тарелке, можно использовать уравнение для определения тепловой эффективности:

$$E_{tж} = \frac{T_H - T_K}{T^* - T_H}, \quad (8.5.16)$$

где T^* – температура жидкости, находящейся в равновесии с паром на выходе из контактного устройства.

На рис. 8.35–8.41 даны зависимости КПД (8.5.14)–(8.5.16) от различных характеристик, полученные расчетным путем [37–39, 107–109].

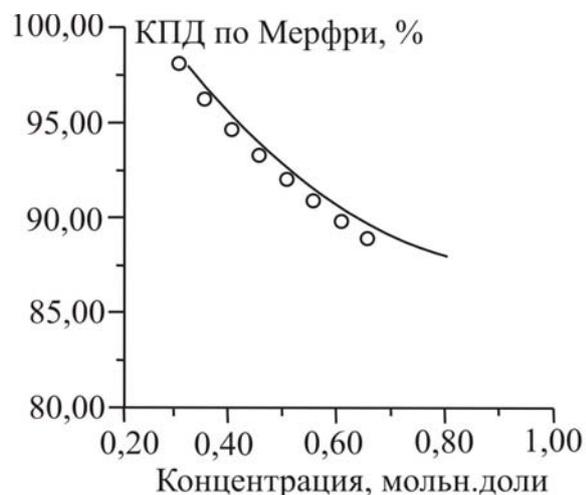


Рис. 8.35. КПД по Мерффри в жидкой фазе на ситчатой тарелке; ректификация смеси метанол – пропанол: \circ – эксперимент [105, 106]; — – расчет по модели

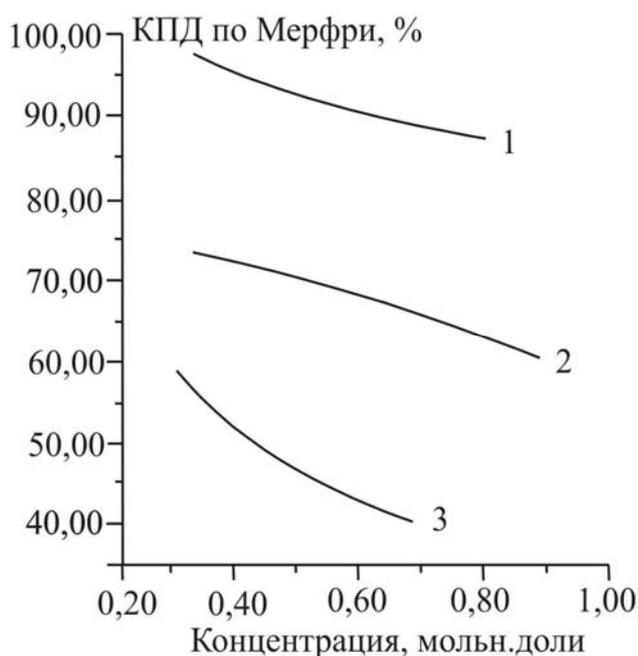


Рис. 8.36. Тепловой КПД в жидкой фазе; ректификация различных смесей на ситчатой тарелке: 1 – метанол–пропанол (расчет); 2 – метанол–вода (расчет); 3 – этанол–пропанол (расчет)

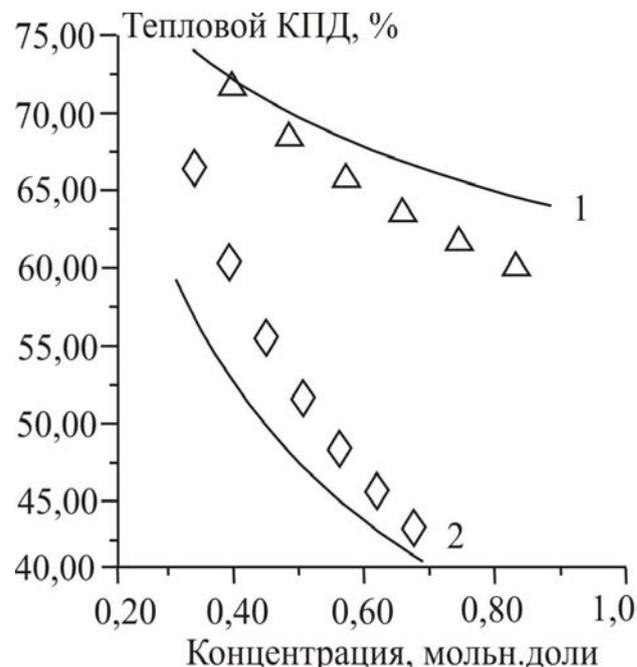


Рис. 8.37. Тепловой КПД в жидкой фазе на ситчатой тарелке $L/G=1$ фактор скорости $F=0,4$: 1 – метанол–пропанол (расчет); 2 – этанол–пропанол (расчет); Δ – метанол–пропанол (эксперимент); \diamond – этанол–пропанол (эксперимент)

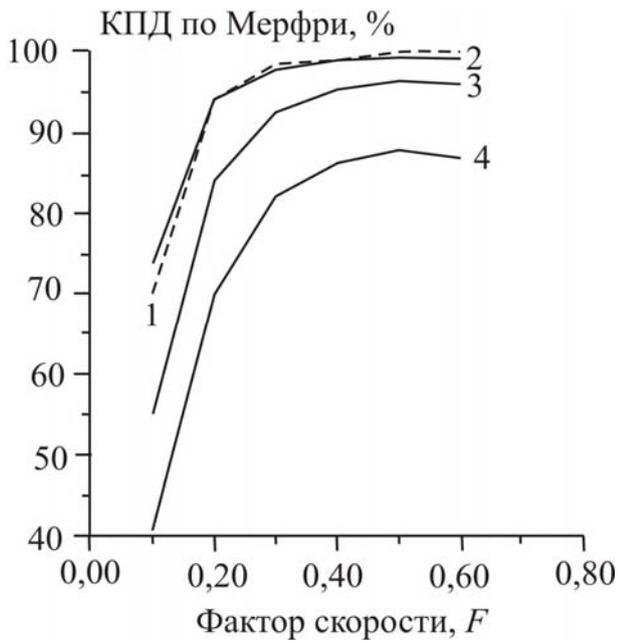


Рис. 8.38. Зависимость эффективности по Мерффри при ректификации на ситчатой тарелке; $L/G=1$: — метанол-вода; - - - метанол-пропанол; (1- $x_H = 0,316$; 2- $x_H = 0,5$; 3- $x_H = 0,7$; 4- $x_H = 0,85$)

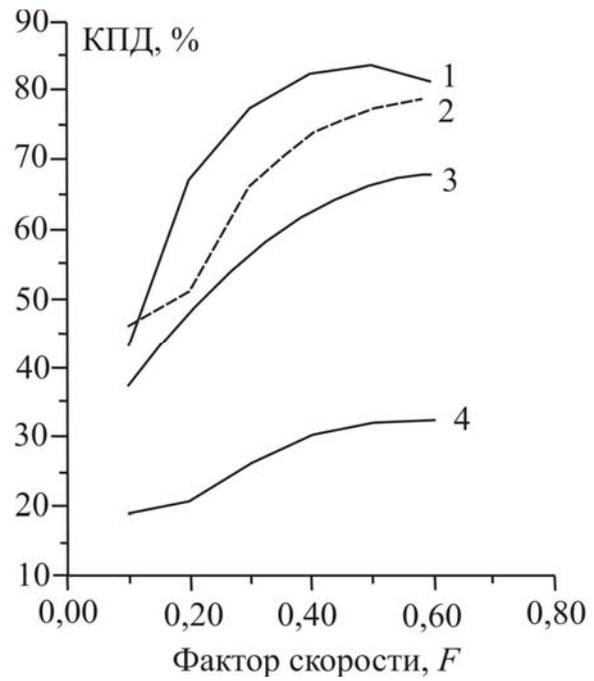


Рис. 8.39. Зависимость теплового КПД от скорости пара при ректификации на ситчатой тарелке; $L/G=1$: — метанол-вода; - - - метанол-пропанол; (1- $x_H = 0,316$; 2- $x_H = 0,5$; 3- $x_H = 0,7$; 4- $x_H = 0,85$)

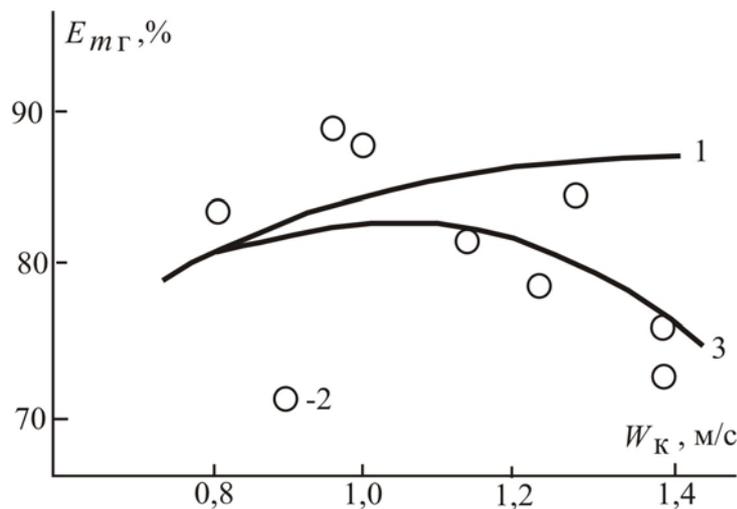


Рис. 8.40. Зависимость КПД клапанной тарелки диаметром 250 мм от скорости пара в колонне: 1 – расчет без учета уноса жидкой фазы; 2 – экспериментальные данные [110]; 3 – расчет с учетом уноса, путем использования поправки [111]

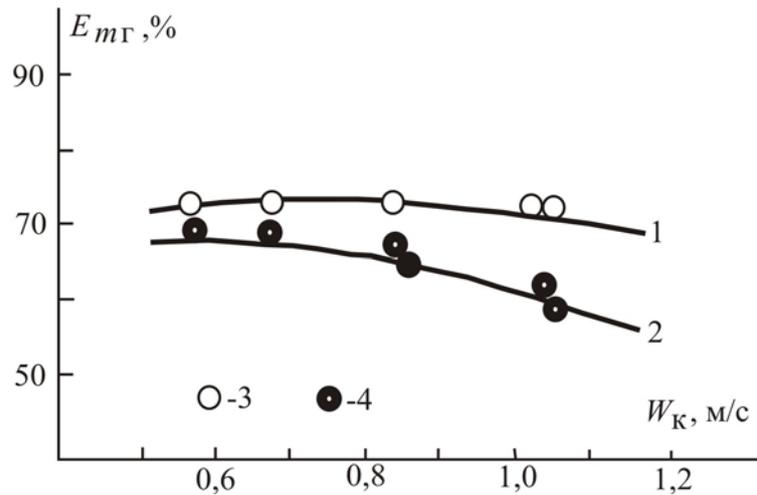


Рис. 8.41. Зависимость КПД по Мерффри в паровой фазе от скорости пара в колонне при ректификации смеси толуол – ортоксилол. Клапанная прямоточная тарелка ($D_k = 1,2$ м, $L/G = 1$): 1, 2 – расчет; 3, 4 – эксперимент [112]; 1, 3 – $\Delta h_r = 0$; 2, 4 – $\Delta h_r = 0,009$ м; Δh_r – отклонение плоскости тарелки от горизонтального положения

Сравнение рассчитанных профилей концентраций и температур с экспериментальными данными, а так же КПД, приведенных в литературе, показывает, что рассмотренная система уравнений математической модели удовлетворительно описывает процессы тепло- и массообмена на барботажных контактных устройствах. Расхождение результатов составляет в среднем 5–10 %, а максимальное отклонение не более 20 %.

Следует сделать вывод о том, что данную математическую модель, реализованную в виде программы для ЭВМ, можно использовать для расчета процессов в промышленных тарельчатых колоннах с целью проектирования или выбора вариантов модернизации [24–26, 56, 100–103, 113–119].

8.6. Повышение эффективности тепло- и массообменных процессов

Методы интенсификации процессов тепло- и массообмена подразделяются на пассивные (не требующие непосредственных затрат извне), активные (которые требуют прямых затрат энергии от внешнего источника) и комбинированные [120–124].

К пассивным методам относятся: специальная физико-химическая обработка поверхностей; использование шероховатых и развитых

поверхностей; применение элементов, конфигурация которых обеспечивает перемешивание и закручивание потока; воздействие на физические свойства среды. Активные методы включают в себя: механическое удаление пограничного слоя; вибрацию поверхности теплообмена; пульсацию потока жидкости; использование акустических и электростатических полей; вдув и отсос теплоносителя. Комбинированные методы предполагают использование двух (или более) из перечисленных приемов интенсификации теплообмена.

Деление методов интенсификации тепло- и массообмена на активные и пассивные представляется по существу искусственным, поскольку все без исключения методы интенсификации требуют дополнительных затрат энергии.

Теплообменные аппараты

Основные методы интенсификации теплообмена сводятся к увеличению поверхности контакта, гидродинамическому воздействию на поток (закручивание потока с помощью вставок различного типа, акустическое воздействие, создание шероховатости), механическому воздействию на поток (вибрация и вращение поверхности), электрическому и магнитному воздействию на поток.

Отметим, что увеличение конвективного теплового потока может быть достигнуто и без интенсификации теплообмена при помощи простого увеличения поверхности контакта фаз. Однако простое развитие поверхности предполагает увеличение теплового потока посредством использования простых форм оребрения (например, трубные пучки с прямыми сплошными гладкими ребрами, ориентированными вдоль течения [125, 126]). Это типичный экстенсивный метод увеличения теплового потока, который не имеет больших резервов для дальнейшего развития, так как уже сейчас достигнуты практически предельные значения коэффициента оребрения и КПД ребра.

Интенсификация теплообмена, наоборот, является интенсивным методом увеличения теплового потока, возможности которого далеко не исчерпаны, и может быть осуществлена посредством воздействия на микроструктуру или на микро- и макроструктуру потока.

Повышение эффективности теплопередачи чаще всего сводится к снижению толщины пограничного слоя или к полному его разрушению, а так же обеспечению турбулентного течения теплоносителей [120–129].

Аппараты с насадочными элементами

Одним из эффективных методов интенсификации газожидкостных процессов химической технологии является обеспечение движения жидкости в пленочном режиме.

Совершенствование конструкций насадок с пленочным режимом контактирования идет по пути турбулизации пленки стекающей жидкости. Особого внимания заслуживают те варианты конструкций регулярных насадок, где обеспечено постоянное перераспределение потоков контактирующих фаз между конструктивными элементами насадок, выравнивание профиля скоростей газа и жидкости по сечению аппаратов [1, 2, 37–39, 130]. Предлагаемое направление интенсификации промышленных аппаратов подтверждает и наметившаяся тенденция к уменьшению высоты пакетов листов и высоты рулонов рулонной насадки, к использованию гофрированных, а также снабженных просечными отверстиями различной формы листовых материалов. Все это не только способствует турбулизации жидкостной пленки, но и улучшает распределение потоков фаз.

Для повышения эффективности охлаждения воды в градирнях широкое применение получили регулярные насадки [131–136].

При исследовании регулярной насадки [136], образованной чередованием плоских и гофрированных листов тонколистового алюминия, поверхность тепло- и массообмена состоит из множества каналов постоянной геометрической формы. Поскольку движение потоков воды и воздуха является организованным, аэродинамическое сопротивление слоя такой насадки невелико. При развитой поверхности контакта на единицу объема слоя это позволяет значительно сократить габаритные размеры аппаратов и интенсифицировать протекающие в них процессы.

Для турбулизации пленки жидкости и газового потока используют также регулярную пакетную гофрированную насадку, в которой пакет представляет собой архимедову спираль, свернутую из двух лент гофрированных под косым углом и сложенных таким образом, что в результате пересечения гофров соседних лент образуются ячейки. Для турбулизации контактирующих фаз на вертикальных элементах выполняют горизонтальные и наклонные рифы, изготавливают вертикальные элементы из стеклоткани зажатой с обеих сторон металлической сеткой из проволоки диаметром не более 0,6 мм, наносят на листовую сталь сеть царапин и просечек и т.д. [137].

Перспективными считают насадку ячеистого и капиллярного типа [138, 139], отличающуюся развитыми поверхностями на единицу объема при сравнительно невысоких сопротивлениях потоку воздуха.

Орошаемая насадка аппарата для испарительного охлаждения воды [140] собрана из гофрированных пластмассовых пластин, разработанных в Московском институте типового и экспериментального проектирования [141]. Чтобы эти пластины не деформировались, максимальное значение температуры охлаждаемой горячей воды не должно превышать 45°C . Интенсификация процесса охлаждения воды достигается благодаря волновому турбулентному движению пленки воды по гофрированной поверхности пластин.

Одной из наиболее перспективных в плане реализации способов интенсификации конструкций является [131, 137] хордовая насадка, где само размещение элементов конструкции в пространстве предопределяет возможность использования этой конструкции в аппаратах любого поперечного сечения.

Широко распространенная в градирнях коксохимических производств хордовая насадка выполнена из поставленных на ребро досок, образующих решетки, которые укладывают на расстоянии 20 мм с разворотом решеток на 45° или 90° . Помимо улучшения распределения фаз по сечению аппарата, а также способности быстро восстанавливать нарушенное распределение, хордовая насадка реализует одновременно два режима взаимодействия газа и жидкости: пленочный и брызговой. В зазорах между досками газ взаимодействует с нисходящими по боковым сторонам пленкам жидкости. При стекании последних с нижних ребер досок образуются струйки и капли жидкости, поверхность которых достаточно велика и вполне соизмерима с поверхностью пленок. При этом в пространстве между соседними решетками имеет место брызговой режим взаимодействия. На верхних ребрах элементов нижележащих решеток вновь образуются пленки и т.д. Столь частое образование и разрушение пленок в хордовой насадке способствует повышению ее эффективности вследствие проявления входных и концевых эффектов. Кроме того, турбулизация фаз и интенсификации массопереноса способствует многократное дросселирование газового потока по высоте, при расширении его в междурешеточном пространстве и сужении в зазорах между досками. Как видно, методы интенсификации теплообмена классифицируются в основном по способу их реализации.

Следует заметить, что методы интенсификации теплообмена чрезвычайно многообразны. Физический механизм процессов в некоторых случаях изучен пока недостаточно или даже вообще не ясен. Поэтому любая

систематизация по признаку механизма процесса будет неизбежно носить несколько схематичный характер. Кроме того, нередко интенсификация достигается за счет нескольких органически связанных основных и сопутствующих эффектов, действие которых отделить друг от друга практически невозможно. В этих условиях представляется логичным строить систематизацию по основным влияниям.

С учетом сказанного, под воздействием на микроструктуру потока будем понимать турбулизацию пограничного слоя на межфазной поверхности газожидкостной среды и на поверхности насадочных элементов его разрушение, а под воздействием на микро- и макроструктуру потока – создание вторичных течений и изменение физических свойств жидкости. Турбулизация пограничного слоя на поверхности насадки может быть осуществлена посредством создания на поверхности искусственной шероховатости различного вида. В случае «песочной» шероховатости, осуществляется возмущение пристенной области течения, а в случае дискретной шероховатости (например, выступов) – течение с локальными отрывами.

Более перспективной является вторая форма воздействия. Разрушение пограничного слоя может быть достигнуто с помощью разрывов поверхности, механического удаления и вращения поверхности. Это требует дополнительной энергии и практически в промышленных аппаратах трудноосуществимо. Для разрыва поверхности пленки на насадке используются прерывистые или перфорированные ребра. Для этого, например, в градирнях используются полиэтиленовые гофротрубы. Недостатком в этом случае является плохая смачиваемость полиэтилена водой, что уменьшает поверхность контакта фаз. Однако этот недостаток в процессе работы самопроизвольно устраняется путем обрастания поверхности различными загрязнениями и микроорганизмами.

Создание вторичных течений возможно с помощью обычно не объединенных с основной поверхностью вставок различного типа (например, витых лент), которые перемешивают и закручивают поток; организации вдува-отсоса; наложения неоднородных полей давления с помощью специального профилирования поверхности. Акустическое воздействие реализуется посредством вибрации поверхности или жидкости, электрическое – наложением электростатического поля. Эти воздействия на поток пока не могут быть связаны с каким-либо определенным механизмом интенсификации, так как они создают совокупность разнородных эффектов, физическая природа которых не вполне ясна. Для увеличения конвективного теплового потока во всех рассмотренных случаях может быть применен

достаточно простой реализуемый метод – увеличение скорости теплоносителя.

Однако надо иметь в виду, что тепловой поток изменяется пропорционально скорости в первой степени, а мощность, затраченная на продвижение теплоносителя, – пропорционально скорости в кубе. То есть с увеличением скорости полезный эффект – интенсификация теплообмена – будет достигаться все более дорогой ценой. Поэтому обычно выполняется целый ряд экспериментальных исследований вариантов контактных устройств, чтобы выбрать наиболее рациональный.

Интересные конструкции высокоинтенсивных контактных устройств отмечены в работах [142, 143]. Так, например, в работах [115, 144, 145] показана возможность реконструкции колонн установки получения моторных топлив путем частичной замены клапанных тарелок на новую неупорядоченную насадку [146]. В результате выход светлой фракции повышается с $100 \text{ м}^3/\text{час}$ до $112 - 114 \text{ м}^3/\text{час}$.

В последние годы в нефтепереработке и нефтехимии резко возросла роль процессов, проводимых под вакуумом. Для данных процессов наибольшее значение имеет величина гидравлического сопротивления, приходящаяся на единицу высоты разделительной способности (ВЭТТ – высота, эквивалентная теоретической тарелке). Данная характеристика в значительной мере определяет перепад давления по высоте колонны, а значит и давление в кубах ректификационных колонн, которое весьма существенно влияет на экономичность процесса разделения. Современные вакуумные колонны оснащаются регулярной насадкой, которая позволяет в несколько раз снизить сопротивление по сравнению с тарельчатыми устройствами [147, 148].

Активно внедряются регулярные насадки фирм Sulzer, Koch, Norton, Инжехим и др. Так, в 1997 г. в АО «Нижнекамскнефтехим» в блоке ректификации стирола внедрена регулярная насадка фирмы «Norton». При этом за счет повышения эффективности разделения и снижения гидравлических сопротивлений в системе ректификации удалось принципиально изменить саму схему разделения, отказавшись от дополнительных колонн, обеспечивавших доочистку целевых фракций за счет организации рецикловых связей (колонн – «чистильщиков»). Хорошие показатели дала насадка Инжехим в колонне извлечения гликолей [149].

В нефтепереработке в вакуумных блоках установок АВТ использование регулярной насадки позволяет существенно уменьшить количество водяного пара, подаваемого в колонны в качестве отпаривающего агента. Так, фирма Sulzer сообщает о снижении подачи водяного пара в два

раза после замены тарелок в вакуумной колонне АВТ на насадку «Меллапак 250-У». При этом перепад давления в колонне составил всего 10 мм.рт.ст.

В последние годы различные виды нерегулярных и регулярных насадок разработаны различными авторами (Н.Н.Кулов, З.Н.Мемедлев, Ю.Н.Лебедев и др.). Это ромбовидная насадка, каскадные, насадка «Ваку-Пак» и разные другие. Насадка регулярная компануется в виде блоков, что значительно упрощает вопросы монтажа. Сопоставление насадок конструкции ВНИИНЕФТЕМАШ показывает, что они по своим основным характеристикам не уступают заграничным аналогам. Эффективная насадка разработана также в институте общей и неорганической химии РАН (ИОНХ) [150]. В то же время следует отметить, что стоимость всех типов регулярных насадок вместе с опорной конструкцией и распределителями орошения часто выше, чем стоимость контактных устройств (тарелок). Поэтому всем решениям по реконструкции должен предшествовать тщательный технико-экономический анализ ожидаемых результатов.

В некоторых случаях (например, в процессе разделения органических продуктов) может оказаться полезным и использование новых видов насадок, например, Инжехим и др. [58, 59, 149–153].

Тарельчатые аппараты

В ректификационных аппаратах многие десятилетия используются различного типа массообменные тарелки. Наиболее широкое применение получили клапанные, ситчатые, колпачковые, струйные и провальные тарелки. Каждый тип контактного устройства имеет свои преимущества и недостатки. Многие тарелки в определенном интервале работы не уступают по эффективности насадкам. Для повышения эффективности массообмена и расширения интервала устойчивой работы используются различные технические решения по модернизации тарелок [1, 24, 101, 122, 143, 154].

В качестве минимальной реконструкции массообменных тарелок можно отметить следующие изменения и дополнения в конструкциях:

- улучшение структуры потоков за счет секционирования;
- изменение формы и высоты перегородок;
- установку отбойников;
- организацию второй зоны контакта фаз;
- оптимизацию свободного сечения КУ.

Эти мероприятия улучшают гидродинамическую обстановку на контактных устройствах, за счет чего, повышается эффективность

разделения, что дает возможность понизить флегмовое число и затраты на греющий пар в кипятильнике колонны.

Минимальная реконструкция характеризуется малыми затратами средств и времени и может быть выполнена во время планового капитального ремонта установки.

Можно привести пример минимальной модернизации клапанных тарелок на колонне ГФУ (газофракционирующей установки) Тобольского нефтехимкомбината, которая без капитальных затрат позволила повысить производительность на 18 – 20 % [154]. Модернизация заключалась в том, что последние ряды клапанов у сливных перегородок смонтированы в перевернутом состоянии. Это обеспечило дополнительный переток жидкости с тарелки на тарелку и вторую зону контакта фаз.

Среди одних из дорогостоящих, но эффективных мероприятий является замена КУ на новые (последующая экономия энергоресурсов до 30 – 50 %):

- тарелки с двумя зонами контакта фаз (комбинированные);
- вихревые КУ;
- КУ с нестационарным взаимодействием фаз и др.

Следует отметить, что в последние годы устаревшие барботажные тарелки часто меняются на новые высокоэффективные насадки. Это обеспечивает кроме снижения энергозатрат на единицу продукции, существенное повышение производительности массообменных колонн.

Рассмотреть все виды массообменных тарелок в одном разделе практически невозможно, этому посвящена многочисленная специальная литература.

Создание новых технологий и аппаратов

Новые гидродинамические режимы проведения процессов массо- и теплообмена в ряде случаев позволяют повысить эффективность и производительность промышленных аппаратов [155–165].

Определенный интерес представляет интенсификация процессов массообмена путем влияния на двухфазную среду электрического, акустического полей и лазерного излучения. Установлено, что с ростом напряженности электрического поля увеличивается волнообразование межфазной поверхности двухфазной среды, которое приводит к увеличению коэффициента массопередачи.

Одно из направлений развития процессов разделения предполагает совмещение разнохарактерных процессов [166, 167]. Это позволяет создать

за счет одного из них благоприятные условия для осуществления другого, преодолеть ограничения, в том числе и термодинамические, для каждого из составляющих совмещенный процесс. Пример – совмещенный реакционно-массообменный процесс, где массообменный аппарат выступает одновременно в качестве реактора и в качестве устройства, обеспечивающего избирательный отвод из реакционной зоны продуктов реакции и концентрирования в ней реагентов. При этом повышается эффективность не только химического процесса, но и массообмена, а следовательно, и технологического цикла в целом.

В последнее время повысился интерес исследователей к новому процессу разделения, получившему в литературе различные названия: пертракция, экстракция с помощью промежуточной фазы, жидкие мембраны, двухслойная экстракция [163–168]. Этот процесс отличается повышенными возможностями извлечения и разведения веществ из различных смесей.

Возможности мембранного разделения газовых смесей активно исследуются не только на уровне мембранных материалов и мембран, но и целых мембранных систем, включая традиционные методы разделения – абсорбцию, адсорбцию, ректификацию и др. [166]. В интегрированных технологических схемах мембрана, как правило, функционирует в нестационарных или квазистационарных режимах. При этом достаточно сложной задачей является обеспечение непрерывности процесса газоразделения и сохранения возможности управления факторами селективности. Предложена [166] оригинальная методика разделения газовых смесей мембранными абсорберами, которая удовлетворяет указанным требованиям.

Одним из развиваемых направлений является использование для обработки промышленных газовых выбросов трехфазных систем [167]. В таких системах исходная газовая смесь обрабатывается в барботажном аппарате углеводородной мембранной фазой, содержащей распределенный в ней в виде капель водный раствор химически активной по отношению к целевому компоненту реагент. В ходе такого процесса из газовой смеси в мембранную фазу селективно переходят пары органических кислот (например, фенолов), которые химически связываются активным реагентом. Такие процессы отличаются высокой селективностью. Кроме этого корпус аппарата оказывается изолированным от агрессивной газовой фазы слоем углеводородной мембранной фазы. Разработана целая группа эффективных аппаратов для решения конкретных экологических проблем.

Представляет значительный теоретический и практический интерес использование суб- и сверхкритических флюидов в экстракционных

процессах [174]. В данной работе рассмотрена проблема растворимости веществ в растворителях, находящихся в суб- и сверхкритических состояниях. Указаны требования, предъявляемые к технологическому оборудованию. Рассмотрены последние достижения в части возможных применений суб- и сверхкритических экстракционных процессов в области получения и переработки полимерных материалов. Проведен анализ экономической эффективности процессов суб- и сверхкритических экстракций.

Л и т е р а т у р а

1. **Розен А.М.** Масштабный переход в химической технологии: разработка промышленных аппаратов методом гидродинамического моделирования / **А.М.Розен, Е.И.Мартюшин, В.М.Олевский** и др.; под ред. **А.М.Розена**. – М.: Химия, 1980.

2. **Павлов В.П.** Масштабный переход от лабораторных и опытных исследований к производству / **В.П.Павлов, Е.И.Мартюшин** // Химическая пром-ть. – 1986. – № 8. – С. 497–501.

3. **Боресков Г.К.** Моделирование химических процессов / **Г.К.Боресков** / Вестник АН СССР. – 1964. – № 5.

4. **Кафаров В.В.** Методы кибернетики в химической технологии / **В.В.Кафаров**. 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Химия, 1976.

5. **Веников В.А.** Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электротехники): учебник для вузов по спец. «Кибернетика электрических систем» / **В.А.Веников, В.Г.Веников**. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, 1984.

6. **Гухман А.А.** Введение в теорию подобия / **А.А.Гухман**. 2-е изд., перераб. и дополн. – М.: Высш. шк., 1973.

7. **Седов А.И.** Методы подобия и размерности в механике / **А.И.Седов**. – М.: Наука, 1967.

8. **Уемов А.И.** Логические основы метода моделирования / **А.И.Уемов**. – М.: Мысль, 1971.

9. **Алабужев П.М.** Теория подобия и размерностей. Моделирование. / **П.М.Алабужев, В.Б.Геронимус, Л.М.Минкович** и др. – М.: Высшая школа, 1968.

10. **Maeda M.** Закон подобия для анализа неустановившегося режима в экстракторе / **M.Maeda, S.Fujim, G.Vchiyama, H.Watanabe** // Solv. Extr. Process Ind.: Pap I Sec 93, 9–15 Sept. 1993. – London; New York, 1993. – V. 3.

11. **Дьяконов Г.К.** Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов / **Г.К.Дьяконов**. – М.: АН СССР, 1956.
12. **Кафаров В.В.** Системный анализ процессов химической технологии / **В.В.Кафаров, И.Н.Дорохов**. – М.: Наука, 1976.
13. **Mehandjiev Marin R.** Оценка точности проектирования экстракционного оборудования по двухступенчатым лабораторным экспериментам / **R. Marin Mehandjiev** // ISEC'83: Int. Solvent Extr. Conf., Denver, Colo, 26 Aug. 2 Sept., 1983. S.I. s.a. 121.
14. **Карпачева С.М.** Моделирование и оптимизация процессов массообмена в пульсационных реакторах / **С.М.Карпачева, В.И.Кошкин** // Теоретические основы химической технологии. – 1990. – Т. 24, № 1.
15. **Reissinger K.N.** К расчету пульсационных тарельчатых экстракторов / **K.N.Reissinger, R.Marr** // Chem. Ing. Techn. – 1984. – V. 56, № 7.
16. **Pietzsch W.** Новый метод расчета тарельчатых пульсационных экстракторов / **W.Pietzsch, E.Blass** // Chem. And Eng. Technol. – 1987. – V. 10, № 2.
17. **Reissinger K.N.** Расчет пульсационных экстракторов с ситчатыми тарелками / **K.N.Reissinger, R.Marr** // Chem. Ing. Techn. – 1986. – V. 58, № 7.
18. **Haverland H.** Исследование процесса диспергирования в пульсационной ситчатой колонне / **H.Haverland** // Chem. Ing. Techn. – 1988. – V. 6, № 6.
19. Масштабирование дисперсии жидкость – жидкость. Влияние изотропной турбулентности / **El. Hasson Zak M.O., Pererde ortiz E.S.** // ISEC'88: Int. Solvent Extr. Conf. Moscow, July 18–24. 1988: Conf. Pap. – М., 1988. – V. 2.
20. **Batey W.** Гидродинамические характеристики пульсационных тарельчатых колонн / **W.Batey, P.S.Thompson, S.D.Thornton** // Inst. Chem. Eng. Symp. Ser. – 1987. – № 103.
21. **Слинько М.Г.** Математическое моделирование и вычислительный эксперимент в химической технологии / **М.Г.Слинько** // Химическая промышленность. – 1986. – № 4.
22. **Дьяконов С.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование промышленных аппаратов / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, В.В.Кафаров** // ДАН СССР. – 1985. – Т. 282, № 5. – С. 1195–1199.
23. **Дьяконов С.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование в задачах проектирования промышленных аппаратов / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, В.В.Кафаров** // ЖПХ. – 1986. – Т. 59, № 9. – С. 1927–1933.

24. **Дьяконов С.Г.** Моделирование процессов разделения на контактных устройствах промышленных колонн / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // ЖПХ. – 1993. – Т. 66, № 1. – С. 92–103.

25. **Дьяконов С.Г.** Решение инженерных задач химической технологии с помощью ЭВМ: учеб. пособие / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров.** – Казань: КХТИ, 1986.

26. **Дьяконов С.Г.** Определение эффективности массообменных устройств на основе метода сопряженного физического и математического моделирования / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // ТОХТ. – 1992. – Т. 26, № 1. – С. 33–42.

27. **Гурьянов А.И.** Моделирование и конструирование колонных интенсифицированных экстракторов на основе структурного подхода: дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КГТУ, 1996.

28. **Розенцвайг А.К.** Энергосберегающие структуры процессов переноса в сложных дисперсных системах: автореф. дис. ... д-ра техн. наук – Казань, 2004.

29. **Гурьянов А.И.** Сопряженное моделирование и конструирование пульсационных аппаратов / **А.И.Гурьянов, А.К.Розенцвайг** – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2005.

30. **Разинов А.И.** Теоретические основы процессов химической технологии: учеб. пособие / **А.И.Разинов, О.В.Маминов, Г.С.Дьяконов** – Казань: КГТУ, 2005.

31. **Кафаров В.В.** Системный анализ процессов химической технологии / **В.В.Кафаров, И.Н.Дорохов.** – М.: Наука, 1976.

32. **Кафаров В.В.** Системный анализ процессов химической технологии. Энтропийный и вариационный методы неравновесной термодинамики в задачах химической технологии / **В.В.Кафаров, И.Н.Дорохов, Э.М.Кольцова.** – М.: Наука, 1988.

33. **Кафаров В.В.** Системный анализ процессов химической технологии: Статистические методы идентификации процессов химической технологии / **В.В.Кафаров, И.Н.Дорохов, Л.Н.Липатов.** – М.: Наука, 1982.

34. **Гленсдорф П.** Гидродинамическая теория структуры устойчивости и флуктуаций / **П.Гленсдорф, И.Пригожин.** – М.: Мир, 1973.

35. **Шехтер Р.** Вариационный метод в инженерных расчетах: пер. с англ. / **Р.Шехтер** – М.: Мир, 1971.

36. **Гельфанд И.М.** Вариационное исчисление / **И.М.Гельфанд, С.В.Фомин.** – М.: Гос. изд. Физматлит., 1961.

37. **Мальковский П.А.** Определение эффективности промышленных клапанных тарелок / **П.А.Мальковский, П.А.Солодов, А.Г.Лаптев** //

Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. – Казань, 2001. – С. 207–212.

38. **Дьяконов С.Г.** Определение эффективности клапанных тарелок на основе модели переноса в барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** и др. // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1989.

39. **Дьяконов С.Г.** Моделирование полей скорости и давления в турбулентном барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** и др. // Изв. вузов. Химия и химические технологии. – 1992. – Т. 35, № 11. – С. 116–120.

40. **Лаптев А.Г.** Массообмен в барботажном слое и описание структуры потоков на контактных устройствах методом сопряженного физического и математического моделирования: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1988.

41. **Дьяконов С.Г.** Определение эффективности промышленных массообменных контактных устройств на базе сопряженного физического и математического моделирования / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** и др. // III Всесоюзное совещание по проблеме «Абсорбция газов»: тез. докл. – Таллин, 1987. – Ч. 1. – С. 89–91.

42. **Лаптев А.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков на клапанных тарелках массообменных аппаратов / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов.** – Казань, 1987. – Библиогр. 20 назв. Деп. В ОНИИТЭХим. (г. Черкассы). – № 1252 XII 87.

43. **Данилов В.А.** Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков жидкости на клапанных тарелках / **В.А.Данилов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Интенсификация тепло- и массообменных процессов химической технологии: тез. докл. III Всесоюз. науч. конф. – Казань, 1987. – С. 139–140.

44. **Дьяконов С.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков на барботажных тарелках / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев.** – Казань, 1986. – 37 с. – Библиогр. 12 назв. Деп. в ОНИИТЭХим. (г. Черкассы). – № 923 XII 86.

45. **Дьяконов С.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование диффузионного пограничного слоя / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, Б.М.Израйлев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1987. – С. 53–57.

46. **Израйлев Б.М.** Предпроектная разработка аппаратов с мешалкой и отражательными перегородками на основе сопряженного физического и

математического моделирования: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1989.

47. **Дьяконов С.Г.** Математическое описание гидродинамики в проточном аппарате с неподвижным кольцевым слоем поглотителя / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, Н.Г.Минеев** // Методы кибернетики химико-технологических процессов: тез. докл. II Всесоюз. науч. конф. – Баку, 1987. – С. 47.

48. **Минеев Н.Г.** Сопряженное физическое и математическое моделирование массопереноса в проточном аппарате с неподвижным кольцевым слоем поглотителя / **Н.Г.Минеев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1987. С. 8–13.

49. **Дьяконов Г.С.** Моделирование однофазного переноса в жидких смесях: дис. ... канд. техн. наук – Одесса, 1988.

50. **Дьяконов С.Г.** Исследование диффузионного массопереноса в жидких смесях на основе метода сопряженного и математического моделирования / **С.Г.Дьяконов, Д.В.Прощекальников, Р.А.Ибрагимов** // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т. 59, № 6. – С. 1016–1023.

51. **Лаптев А.Г.** Моделирование процесса хемосорбции в насадочной колонне / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов** // Химическая промышленность. – 1998. – № 1. – С. 23–26.

52. **Ясавеев Х.Н.** Определение ВЭТТ для насадочных колонн вариационным методом / **Х.Н.Ясавеев, С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев** // Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии: сб. науч. тр. – Казань, 1998. – С. 10–17.

53. **Ясавеев Х.Н.** Вариационный метод определения ВЭТТ для насадочных колонн при проведении процесса ректификации в нефтепереработке / **Х.Н.Ясавеев, А.Г.Лаптев, В.А.Данилов** // Деп. в ВИНТИ №2870-Б98. – 1998. – С. 20.

54. **Дьяконов Г.С.** Определение ВЭТТ для насадочных колонн при ректификации газового конденсата / **Г.С.Дьяконов, Х.Н.Ясавеев, А.Г.Лаптев** // Газовая промышленность. – 1998. – № 10. – С. 20–22.

55. **Ясавеев Х.Н.** Расчет высоты насадочной части колонны стабилизации газового конденсата / **Х.Н.Ясавеев** // Вестник Казанского гос. технологического университета. – 2003. – № 1. – С.180–186.

56. **Ясавеев Х.Н.** Повышение эффективности комплекса установок переработки газовых конденсатов: дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КГТУ, 2004.

57. Шкляр Р.Л. Исследование хемосорбции в насадочной колонне / Р.Л.Шкляр, Ю.В.Аксельрод // Химическая промышленность. – 1972. – № 3. – С. 198.

58. Лаптев А.Г. Повышение эффективности узла щелочной очистки пирогаза в производстве этилена / А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, В.А.Данилов, И.М.Шигапов и др. // Хим. пром-ть. – 2001. – № 10. – С. 24–33.

59. Данилов В.А. Реконструкция колонн щелочной очистки пирогаза на заводе «Этилен» / В.А.Данилов, А.Г.Лаптев, И.М.Шигапов, В.Н.Кудряшов и др. // Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. темат. сб. науч. тр. – Казань, 2000. – С. 58–62.

60. Шигапов И.М. Повышение эффективности насадочных колонн щелочной очистки пирогаза в производстве этилена: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.

61. Данквертс П.В. Газожидкостные реакции: пер. с англ. / П.В.Данквертс. – М.: Химия, 1973.

62. Лаптев А.Г. Модель процесса экстракции на ситчатой тарелке с учетом особенностей взаимодействия фаз / А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, Л.Г.Аюпов // ТОХТ. – 2004. – Т. 38, № 5. – С. 532–538.

63. Данилов В.А. Моделирование процесса жидкостной экстракции и реконструкция промышленного колонного аппарата / В.А.Данилов, Л.Г.Аюпов, Э.А.Тульчинский // Тепломассообменные процессы и аппараты хим. технологии: тематич. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, 1998. – С. 140–147.

64. Лаптев А.Г. Моделирование процесса экстракции в тарельчатых и насадочных колонных аппаратах / А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, Л.Г.Аюпов // Математические методы в химии и технологиях: тез. докл. междунар. конф. (ММХТ-11). – Владимир, 1999. – Т. 1. – С. 21–23.

65. Данилов В.А. Моделирование процесса жидкостной экстракции в тарельчатых колонных аппаратах / В.А.Данилов, А.Г.Лаптев, Л.Г.Аюпов // Математические методы в технике и технологиях: тез. докл. 13-й междунар. науч. конф. (ММТТ-2000). – СПб., 2000. – Т. 3. – С. 132–134.

66. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред / Р.И.Нигматуллин. – М.: Наука, 1987.

67. Броунштейн Б.И. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах / Б.И.Броунштейн, В.В.Щеглов. – Л.: Химия, 1988.

68. Barnea E. A generalized approach to the fluid dynamics of particulate systems. Part 1. General correlation for fluidization and sedimentation in solid multiparticle sustems / E.Barnea, J.Mizrahi // Chem. Eng. Journal. – 1973. – V. 5. – P. 171–199.

69. Ландау Л.Д. Механика сплошной среды / Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. – М.: ГИТТЛ, 1953.

70. Barnea E. A generalised approach to the fluid dynamics of particulate systems. Part 2. Sedimentation and fluidisation of clouds of spherical liquid drops / E.Barnea, J.Mizrahi // Can. J. Chem. Eng. – 1975. – V. 53, 1 5. – P. 461–468.

71. Булатов С.Н. Уравнения для расчета скорости движения, времени пребывания и задержки фаз в аппаратах с двухфазными потоками / С.Н.Булатов // Химическая промышленность. – 1965. – № 1. – С. 838–840.

72. Андерсон Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: в 2 т. / Д.Андерсон, Дж.Таннехилл, Р.Плеттер – М.: Мир, 1990.

73. Оран Э. Численное моделирование реагирующих потоков: пер. с англ. / Э.Оран, Дж.Борис – М.: Мир, 1990.

74. MacCormack R.W. The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering. / R.W.MacCormack – АТАА, Cincinnati, Ohio, 1969. – P. 69–354.

75. Померанец М.В. Вычисление полей скоростей и давления в массотеплообменных аппаратах при наличии гидродинамических неравномерностей / М.В.Померанец, В.А.Данилов, А.Г.Лаптев // Тепло- и массообмен в химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань, 1995. – С. 36–41.

76. Лаптев А.Г. Определение эффективности тарельчатой экстракционной колонны / А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, Л.Г.Аюпов // Тез. докл. V-й междунар. конф. по интенсификации нефтехимических процессов «Нефтехимия-99». – Нижнекамск, 1999. – Т. 2. – С. 184–185.

77. Аюпов Л.Г. Математическая модель разделительной способности и реконструкция тарельчатых экстракторов: автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.

78. Костянян А.Е. Исследование массообменной эффективности вибрационных экстракционных колонн в производстве капролактама / А.Е.Костянян, Н.И.Городецкая // Химическая промышленность. – 1984. – № 5. – С. 47–48.

79. Дьяконов С.Г. Моделирование полей скорости и концентрации в вибрационном колонном экстракторе / С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев и др. // Математические методы в химии и химической технологии: тез. докл. междунар. конф. (ММХ-9). – 1995. – Ч. 1. – С. 147.

80. Дьяконов С.Г. Моделирование полей концентраций в вибрационных жидкостных экстракторах / С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев // ТОХТ. – 1997. – Т. 31, № 2. – С. 173–176.

81. Лаптев А.Г. Математическое моделирование массопереноса в промышленных жидкофазных экстракторах на основе исследования лабораторного макета / А.Г.Лаптев, О.В.Зайкова, В.И.Елизаров,

С.Г.Дьяконов // Изв. вузов. Химия и химические технологии. – 1994. – № 2. – С. 98–104.

82. **Таунсенд А.А.** Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом: пер. с англ. / **А.А.Таунсенд** под ред. **А.М.Колмогорова**. – М.: Мир, 1959.

83. **Зайкова О.В.** Моделирование разделения смесей в процессе жидкостной экстракции: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГТУ, 1995.

84. **Костанян А.Е.** Закономерность диспергирования и расчет энергии в экстракторе с вращательными колебаниями перфорированных пластин / **А.Е.Костанян, В.Л.Пебалк, Н.И.Городецкая** // Химическая промышленность. – 1982. – № 7. – С. 41–42.

85. **Лаптев А.Г.** Математическая модель процесса испарительного охлаждения воды в вентиляторной градирне / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.А.Ведьгаева** // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2001. – № 11–12. – С. 113–122.

86. **Лаптев А.Г.** Математическая модель процессов переноса в насадочном слое / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.А.Ведьгаева** // Математические методы в технике и технологиях (ММТТ-15): Сб. тр. XV Междунар. науч. конф. – Тамбов, 2002. – Т. 10. – С. 80–81.

87. **Лаптев А.Г.** Математическая модель процесса охлаждения воды в насадочном слое / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.А.Ведьгаева** // Тез. докл. Третьей Российской национальной конференции по теплообмену. – М., 2002. – С. 86–89.

88. **Reinhard Billet.** Packed towers in processing and environmental technology / **Billet Reinhard**. – VCH. – New York, 1995.

89. **Лаптев А.Г.** Определение объемных коэффициентов массоотдачи в газо(паро)жидкостном слое на промышленных контактных устройствах при масштабном переходе (ситчатые и струйные тарелки) / **А.Г.Лаптев, В.И.Елизаров, С.Г.Дьяконов** // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 1991. – Т. 34, № 6. – С. 97–101.

90. **Елизаров В.И.** Математическое моделирование объемных коэффициентов массоотдачи на контактных устройствах с учетом неравномерности распределения фаз в газо(паро)жидкостном слое / **В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1990. – С. 4–8.

91. **Deen N.G.** Numerical Simulation of the Gas-Liquid Flow in a Cross-sectioned Bubble Column / **N.G.Deen, T.Solberg, В.Н.Нjertager** // 14th Int. Congr. of Chem. and Process Eng. – Praha, Aug., 2000. – P. 1–18.

92. **Лаптев А.Г.** Очистка газов от аэрозольных частиц сепараторами с насадками / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Р.Ф.Миндубаев.** – Казань: Печатный Двор, 2003.

93. **Гусева Е.В.** Энергосберегающая модернизация теплотехнологической схемы установки дегметанизации в производстве этилена: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГЭУ, 2005.

94. **Ведьгаева И.А.** Математическое моделирование, исследование и повышение эффективности работы промышленных градирен с сетчатой насадкой: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГЭУ, 2003.

95. **Вишнякова И.В.** Моделирование процесса охлаждения оборотной воды и реконструкция промышленных градирен: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГТУ, 2000.

96. **Лаптев А.Г.** Определение эффективности охлаждения оборотной воды в градирне / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, И.В.Вишнякова** // Теплоэнергетика. – 2004. – № 8. – С. 61–65.

97. **Жаворонков Н.М.** Количество жидкости, находящейся при работе в насадках абсорбционных колонн / **Н.М.Жаворонков, И.А.Гильденблат, В.М.Рамм** // Химическое машиностроение. – 1960. – № 5. – С. 13–16.

98. **Ведьгаева И.А.** Кинетические характеристики градирен / **И.А.Ведьгаева, Е.А.Лаптева** // Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: тр. IV школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН **В.Е.Алемасова.** – Казань: Изд-во Казанск. гос. ун-та, 2004. – С. 270 – 277.

99. **Дьяконов С.Г.** Модель массоотдачи в барботажном слое контактного устройства на основе концепции активного (входного) участка / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // ТОХТ. – 1991. – Т. 25, № 6. – С. 783–795.

100. **Данилов В.А.** Моделирование процессов разделения многокомпонентных смесей в газо(паро)жидкостном слое и определение эффективности промышленных тарелок: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КХТИ, 1992.

101. **Лаптев А.Г.** Снижение энергозатрат и реконструкция тепло-массообменной установки в производстве изопрена-мономера / **А.Г.Лаптев, В.А.Данилов, Н.Г.Минеев, С.В.Карпеев** // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2001. – № 9–10. – С. 68–76.

102. **Карпеев С.В.** Снижение энергозатрат и модернизация установки формальдегид – метанол – водной смеси: дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГЭУ, 2001.

103. **Danilov V.A.** Determination of Efficiency of a Tray on Multicomponent Reactive Distillation / **V.A.Danilov, A.G.Laptev, C.V.Karpeev, A.Vogelpohl** // Chem. Eng. Tech. – 2001. – V. 73, № 6. – P. 651.

104. **Marek J.** Rectification with chemical reaction. II. Plant rectification of a water-acetic acid-acetic anhydride mixture / **J.Marek** // Coll. Czech. Chem. Commune. – 1956. – V. 21. – P. 1560–1568.

105. **Biddulph M.W.** Distillation Efficiencies on a large sieve plate with small-diameter holes / **M.W.Biddulph, M.M.Dribika** // AIChE Journal. – 1986.– V. 32, '8. – P. 1383–1388.

106. **Biddulph M.W.** Scaling-up distillation efficies / **M.W.Biddulph, M.M.Dribika** // AIChE Journal. – 1986. – V. 32, '11. – P. 1864–1875.

107. **Дьяконов С.Г.** Моделирование полей скоростей, концентраций и температур в турбулентном газо(паро)жидкостном слое на барботажных контактных устройствах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, 1994. – С. 40–50.

108. **Лаптев А.Г.** Моделирование и расчет полей концентраций в тарельчатых колоннах при многокомпонентной ректификации / **А.Г.Лаптев В.А.Данилов** // Динамика процессов и аппаратов химической технологии: тез. докл. IV Всерос. конф. – Ярославль, 1994. – Т. 1.– С. 106.

109. **Ильяшенко Е.Б.** Моделирование процесса охлаждения пирогаза и реконструкция теплообменной колонны установки газоразделения завода «Этилен»: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГТУ, 1998.

110. **Малежик И.Ф.** Исследование процесса перегонки водо-спиртовой смеси в колонне с клапанными тарелками / **И.Ф.Малежик, В.Н.Стабников** // Спиртовая промышленность. – 1961. – № 3. – С. 14–18.

111. **Александров И.А.** Ректификационные и абсорбционные аппараты / **И.А.Александров.** – М.: Химия, 1978.

112. **Выборнов В.Г.** Исследование влияния негоризонтальности клапанной тарелки на эффективность ее работы / **В.Г.Выборнов** // Эффективные технологические конструкции тарелок для ректификационных колонн. – М.: ЦИНТИИТЭХИМ, 1968. – С. 46–52.

113. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование и модернизация установки получения моторных и котельных топлив Сургутского ЗСК. Сообщение 1. Постановка задачи. Описание установки. Математическая модель процесса / **А.Г.Лаптев, П.А.Мальковский** // Проблемы энергетики. – 2002. – № 5–6.

114. **Лаптев А.Г.** Математическое моделирование и модернизация установки получения моторных и котельных топлив Сургутского ЗСК. Сообщение 2. Модернизация колонны И-1, К-1 и К-3 / **А.Г.Лаптев,**

П.А.Мальковский, Н.Г.Минеев, В.Ф.Баглай, М.И.Фарахов // Изв. вузов. Проблемы энергетики. – 2002. – № 7–8. – С. 17–21.

115. **Баглай В.Ф.** Моделирование процесса разделения углеводородного сырья и реконструкция колонн установки получения моторных топлив: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГТУ, 1997.

116. **Солодов П.А.** Модернизация аппаратного оформления и технологической схемы установки получения моторных топлив: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГТУ, 2001.

117. **Ишмурзин А.В.** Повышение эффективности и снижение энергозатрат на установках разделения в водоподготовке и получения топлив из углеводородного сырья: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГЭУ, 2002.

118. **Мальковский П.А.** Совершенствование технологий и аппаратов переработки газовых конденсатов: дис. ... д-ра техн. наук – Казань: КГТУ, 2002.

119. **Костылева Е.Е.** Энергосбережение при переработке и эффективная утилизация тяжелых остатков углеводородных топлив: дис. ... канд. техн. наук – Казань: КГЭУ, 2004.

120. **Берглес А.** Интенсификация теплообмена / **А.Берглес** // Теплообмен. Достижения. Перспективы: Избр. тр. VI Междунар. конф. по теплообмену. – М.: Мир, 1981. – Т. 6. – С. 145.

121. **Киприков В.А.** О классификации современных методов интенсификации конвективного теплообмена при вынужденном движении (без фазовых переходов) / **В.А.Киприков** // Теор. основы хим. технол. – 1991. – Т. 25, № 1. – С. 139–143.

122. **Задорский В.М.** Интенсификация газожидкостных процессов химической технологии / **В.М.Задорский**. – Киев: Техника, 1979.

123. **Гортышов Ю.Ф.** Теплогидравлический расчет и проектирование оборудования с интенсифицированным теплообменом / **Ю.Ф.Гортышов, В.В.Олимпиев, Б.Е.Байгалиев**. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. Ун-та, 2004.

124. **Дзюбенко Б.В.** Интенсификация тепло- и массообмена в энергетике / **Б.В. Дзюбенко, Ю.А.Кузма–Кичта, А.М.Кутепов** и др. – М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ», 2003.

125. **Калинин Э.К.** Интенсификация теплообмена в каналах / **Э.К.Калинин, Г.А.Дрейцер, С.А.Ярхо**. – М.: Машиностроение, 1990.

126. **Фраас А.** Расчет и конструирование теплообменников / **А.Фраас**, М.Оцисик. – М.: Атомиздат, 1971.

127. **Антуфьев В.И.** Эффективность различных форм конвективных поверхностей нагрева / **В.И.Антуфьев**. – М.: Энергия, 1966.

128. **Коваленко Л.М.** Теплообменники с интенсификацией теплоотдачи / **Л.М.Коваленко, А.Ф.Глушко.** – М.: Машиностроение, 1982.
129. **Юдин В.Ф.** Теплообмен поперечно-оребранных труб / **В.Ф.Юдин.** – М.: Атомиздат, 1971.
130. **Лаптев А.Г.** Моделирование и модернизация промышленных градирен / **А.Г.Лаптев, И.А.Ведьгаева** // Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, – 2002. – С. 170–177.
131. **Hahnemann H.W.** Stromungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten. Rohren VPI / **H.W.Hahnemann** – Zeitschrift, 1961, – P. 12.
132. **Кокорин О.Я.** Методика расчета вентиляторных градирен с орошаемыми регулярными насадками / **О.Я.Кокорин, В.А.Гоголин** // Холодильная техника. – 1971. – № 5.
133. **Мартыновский В.С.** Пленочная градирня с капиллярными насадками / **В.С.Мартыновский** // Холодильная техника. – 1960. – № 3.
134. **Кузнецова А.А.** Пленочная градирня для малых холодильных установок / **А.А.Кузнецова** // Холодильная техника. – 1964. – № 1.
135. **Spangemacher K.** Lösungsmöglichkeiten der Merkelschen Hauptgleichung zur Berechnung von Kühltürmen und Einspritzkühlern. BWK. 13 / **K.Spangemacher** – 1961. – № 6. – S. 273–275.
136. **Дорошенко А.В.** О процессах тепло- и массообмена в пленочных градирнях с регулярной насадкой / **А.В.Дорошенко, Р.М.Хамуда** // Холодильная техника. – 1970. – № 1.
137. **Пономаренко В.С.** Градирни промышленных и энергетических предприятий / **В.С.Пономаренко, Ю.И.Арефьев.** – М.: Энергоатомиздат, 1998.
138. **Гладков В.А.** Тепловой и аэродинамический расчеты градирен / **В.А.Гладков** // Водоснабжение и санитарная техника. – 1970. – № 2.
139. **Стефанов Е.В.** Исследование аппарата с сетчатой насадкой / **Е.В.Стефанов** // Холод и техника. – 1966. – № 12.
140. **Кокорин О.Я.** Аппарат ВИО-10 для испарительного охлаждения воды / **О.Я.Кокорин, Г.В.Рыбальченко** // Холодильная техника. – 1988. – № 9.
141. **Поз М.Я.** Контактные пластинчатые теплообменники для систем утилизации / **М.Я.Поз** // Водоснабжение и санитарная техника. – 1987. – № 8.
142. **Кафаров В.В.** Перспективы развития научных основ химической технологии / **В.В.Кафаров, Н.Н.Кулов, И.Н.Дорохов** // Теоретические основы химических технологий – 1990. – Т. 24, № 1. – С. 3–11.

143. **Лебедев Ю.Н.** Совершенствование колонной аппаратуры для нефтеперерабатывающей, нефтехимической и газовой промышленности / **Ю.Н.Лебедев** // VI Всесоюзн. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 32–38.

144. **Дьяконов С.Г.** Математическое моделирование процессов разделения углеводородного сырья и получения моторных топлив / **С.Г.Дьяконов, А.Г.Лаптев, Н.Г.Минеев** // Массообменные процессы и аппараты хим. технол.: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, 1997. – С. 4–13.

145. **Баглай В.Ф.** Реконструкция установки получения моторных топлив / **В.Ф.Баглай, Н.Г.Минеев, А.Г.Лаптев** // Массообменные процессы и аппараты хим. технол.: межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КГТУ, 1997. – С.13–20.

146. Патент РФ № 97110747/20 (011357). Насадка для массообменных колонн / **Баглай В.Ф., Дьяконов Г.С., Габутдинов М.С., Залетдинов Л.С., Мухитов И.Х., Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Черевин В.Ф., Фарахов М.И.** 1997 г.

147. **Лебедев Ю.Н.** Насадка ВАПУПАК для вакуумных колонн / **Ю.Н.Лебедев, В.Г.Чекменов, Т.М.Зайцева** и др. // ХТТ и М. – 2004. – № 1. – С. 48–52.

148. **Куляков Ю.Ф.** Создание комплекса технологического оборудования и освоение производства регулярной насадки для РК / **Ю.Ф.Куляков, В.В.Лихман, В.В.Плотников** // Хим. и нефтегаз. машиностр. – 1999. – № 9. – С.12–13.

149. **Дьяконов С.Г.** Реконструкция установки и моделирование процесса разделения водно-гликолевого раствора / **С.Г.Дьяконов, В.В.Елизаров, М.И.Фарахов** // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 2003. – Т. 46, вып. 5. – С. 148–151.

150. **Питерских Т.Д.** Гидродинамические характеристики регулярной насадки ИОНХ / **Т.Д.Питерских, В.Е.Карасев** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 152–154.

151. **Фарахов М.И.** Контактные устройства для аппаратов разделения веществ и энергосбережение / **М.И.Фарахов, Е.А.Лаптева, Р.Р.Насыров** // Энергосбережение в городском хозяйстве, энергетике, промышленности: материалы V Рос. науч.-техн. конф. – Ульяновск, 2006. – Т. 1. – С. 238–240.

152. **Лаптев А.Г.** Проектирование контактных элементов для массообменных насадочных колонн / **А.Г.Лаптев, Х.Н.Ясавеев, М.И.Фарахов** и др. // Совершенствование подготовки учащихся и студентов

в области графики, конструирования и стандартизации: межвуз. науч-метод. сб. – Саратов, 1999. – С.115–118.

153. **Лаптев А.Г.** Высокоэффективные насадочные элементы для аппаратов разделения / **А.Г.Лаптев, М.И.Фарахов, Х.Н.Ясавеев, Н.Г.Минеев** // Сб. тр. юбилейной научно-практической конференции, посвященной 40-летию ОАО «Казаньоргсинтез». – Казань. 14–15 мая 2003 г. – С. 272–304.

154. **Дьяконов С.Г.** Повышение эффективности процессов разделения в массообменных тарельчатых колоннах / **С.Г.Дьяконов, В.И.Елизаров, А.Г.Лаптев, В.А.Данилов** // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1992. – Т. 35, № 11. – С. 120–124.

155. **Луканин А.В.** Гидродинамика и массоперенос в продуваемом закрученном слое жидкости / **А.В.Луканин, Г.П.Соломаха** // ТОХТ. – 1988. – Т. 22, № 4. – С. 435–441.

156. **Крайнев Г.Н.** Оценка массообмена в быстром двухфазном потоке газ–жидкость / **Г.Н.Крайнев, В.В.Евграшенко, М.Г.Слинько** и др. // Химическая промышленность. – 1988. – № 4. – С. 58–61.

157. **Поникаров И.И.** Исследование дисперсного состава факела орошения в вихревых безнасадочных абсорберах / **И.И.Поникаров, В.А.Булкин, В.А.Алексеев** // III Всесоюз. совещание по проблеме «Абсорбция газов» (Таллин): тез. докл. – М.: Наука, 1987. – С. 6–7.

158. **Володин В.К.** Расчет вихревого безнасадочного абсорбера / **В.К.Володин, В.А.Булкин, И.И.Поникаров** // Химическая промышленность. – 1986. – № 7. – С. 429–431.

159. **Беспалов А.В.** Гидродинамика эластичной тарелки провального типа с большим свободным течением / **А.В.Беспалов** // III Всесоюз. совещание по проблеме «Абсорбция газов» (Таллин): тез. докл. – М.: Наука, 1987. – С. 24–26.

160. **Сугак А.В.** Гидродинамика и массообмен в аппаратах с поверхностной струйной аэрацией / **А.В.Сугак, М.А.Яблокова, В.Н.Соколов** // III Всесоюз. совещание по проблеме «Абсорбция газов» (Таллин): тез. докл. – М.: Наука, 1987. – С. 33–35.

161. **Рабко А.Е.** Гидродинамика потоков и массопередача в жидкой фазе в условиях стесненного барботажа / **А.Е.Рабко, А.И.Ершов, А.П.Голдар** // III Всесоюз. совещание по проблеме «Абсорбция газов» (Таллин): тез. докл. – М.: Наука, 1987. – С. 3–4.

162. **Кутепов А.М.** Интенсификация процесса массопередачи при ректификации и адсорбции с использованием поверхностно-активных веществ на барботажных контактных устройствах / **А.М.Кутепов,**

Г.Я.Рудов, Е.А.Плотников // Химическая промышленность. – 1997. – № 8. – С. 3–8.

163. **Каган А.М.** Высокоэффективное контактное устройство для процессов абсорбции и ректификации–нерегулярная металлическая насадка ГИАП-НЗ / **А.М.Каган, И.И.Гильперин, В.В.Дильман** и др. // Химическая промышленность. – 1992. – № 8. – С. 468–474.

164. **Азизов Б.М.** Использование контактных устройств с соударением потоков при реконструкции отпарных колонн / **Б.М.Азизов, Н.И.Багаутдинов, Д.Н.Латыпов** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 131–133.

165. **Angelov G.** Simulation of the flow patterns in disc and doughnut column / **G.Angelov, E.Journe, A.Line, C.Gourdon** // Chem. Eng. J. – 1990. – V. 45, № 2. – P. 87–97.

166. **Писаренко Ю.А.** Реализация принципа совмещения на примере реакционно-ректификационных процессов / **Ю.А.Писаренко, В.С.Тимофеев** // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 16–19.

167. **Носов Г.А.** Разделение бинарных смесей путем сочетания процессов фракционной кристаллизации и периодической дистилляции / **Г.А.Носов, В.М.Мясоедов, Ш.М.Конде** // Химическая промышленность. – 1992. – № 4. – С. 233–235.

168. Advances in membrane gas separation in the USSR / Yampol'skii Yuri P. // Fand S. Filtr. Und Separ. – 1990. – V. 4.

169. Anwendungsmöglichkeit der Membrantrenntechnik in der chemischen Industrie: [Pap.]³. Fachtag. Theor. und Prax. Membrantrennprozesse, Kothen, 25 – 26 okt., 1988 / Dunkel Jurgen // Wiss. Beitr. Ingenieurhochsch., Kotehen. – 1988. – № 4. – P. 24–38.

170. **Холпанов Л.П.** Математические аспекты процессов разделения и очистки веществ / **Холпанов Л.П.** // International Conference on Advanced and Laser Technologies (ALT' 92): Book of summaries. – М., – 1992. – Part 1. – P. 24.

171. **Шелехин А.Б.** Математическое описание процессов газопереноса в мембранных абсорберах / **А.Б.Шелехин, В.В.Тепляков, И.Н.Бекман** // ТОХТ. – 1992. – Т. 26, № 4. – С. 570–573.

172. **Дьяконов С.Г.** Тепло- и массоперенос в трехфазном барботажном слое / **С.Г.Дьяконов, М.И.Фарахов, Р.Г.Тахватуллинов, А.Р.Альтапов** // Теплообмен-ММФ-92. Теплообмен в химико-технологических устройствах: тез. докл. – Минск: АНК «ИТМО им. А.В.Лыкова» АНБ, 1992. – Т. 11. – С. 199–202.

173. **Diakonov S.G.** Separation of gaseous mixture by liquid membranes in bubble layer / **S.G.Diakonov, M.I.Farakhov, R.G.Tahavutdinov** // International Conference on Advanced and Laser Technologies (ALT' 92): Book of summaries. – M., 1992. – Part. 2. – P. 133–136.

174. **Гумеров Ф.М.** Суб- и сверхкритические флюиды в процессах переработки полимеров / **Ф.М.Гумеров, А.Н.Сабирзянов, Г.И.Гумерова.** – Казань: Изд-во «ФЭН», 2000.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	5
Условные обозначения	12
Глава 1. Основные характеристики пограничного слоя и двухфазных течений	16
1.1. Понятие пограничного слоя	16
1.2. Движение элементов дисперсной фазы	21
1.3. Пленочное течение жидкостей	50
1.4. Насадочные аппараты	57
1.5. Барботажные аппараты	65
1.6. Основные подходы моделирования массо- и теплоотдачи	76
Литература	81
Глава 2. Ламинарный пограничный слой	99
2.1. Перенос импульса, массы и тепла в ламинарном пограничном слое	99
2.2. Коэффициенты переноса в однофазном потоке	105
2.3. Коэффициенты массо- теплоотдачи в ламинарной пленке	109
2.4. Обобщение гидродинамической аналогии	112
Литература	115
Глава 3. Модели турбулентного пограничного слоя	118
3.1. Основные характеристики турбулентности	118
3.2. Модели Прандтля и Кармана	129
3.3. Модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича. .	135
3.4. Моделирование массоотдачи при разделении многокомпонентных смесей	151
3.5. Гидромеханические характеристики пограничного слоя в двухфазных средах	154
3.6. Определение характеристик пограничного слоя на основе диссипируемой энергии	162
Литература	171
Глава 4. Тепло- и массоотдача в каналах и насадочных слоях	178
4.1. Расчет характеристик плоского пограничного слоя	178
4.2. Теплоотдача в каналах при различных условиях движения потоков	186

4.3. Теплоотдача поперечно-обтекаемых пучков труб	192
4.4. Массо- и теплоотдача в насадочных и зернистых слоях	203
4.5. Коэффициенты тепло- и массоотдачи в градирнях	209
4.6. Пример расчета градирни	216
4.7. Теплоотдача в аппарате с мешалкой	223
4.8. Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в турбулентных средах	224
Литература	228
Глава 5. Массо- и теплоотдача от элементов дисперсной фазы	233
5.1. Массо- и теплоотдача в сплошной фазе при ламинарном обтекании частиц	233
5.2. Определение коэффициентов переноса в переходном режиме	237
5.3. Моделирование массоотдачи в дисперсной фазе	250
5.4. Массоотдача в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы	256
Литература	266
Глава 6. Массо- и теплоотдача в аппаратах пленочного типа	272
6.1. Насадочные колонны	272
6.2. Турбулентное движение пленки жидкости и газа в режиме слабого взаимодействия	280
6.3. Дисперсно-кольцевые потоки при осевом движении (сильное взаимодействие фаз)	290
6.4. Закрученные (вихревые) дисперсно-кольцевые потоки газа и жидкости	305
6.5. Дисперсно-кольцевые потоки в каналах с шероховатыми стенками	308
6.6. Пример расчета насадочного абсорбера	312
6.7. Выводы о результатах моделирования и расчета массо- и теплоотдачи в аппаратах пленочного типа	320
Литература	324
Глава 7. Массо- и теплопередача в газо(паро)жидкостном слое на тарелках колонных аппаратов	335
7.1. Модель переноса импульса, массы и тепла	335
7.2. Примеры и результаты расчета коэффициентов массоотдачи	349
7.3. Модель массоотдачи при разделении многокомпонентных смесей	373
7.4. Расчет коэффициентов массопередачи при разделении многокомпонентных смесей	379
7.5. Теплопередача в барботажном слое	384

7.6. Выводы о результатах расчета массоотдачи на барботажных тарелках	390
Литература	395
Глава 8. Эффективность тепло- и массопереноса в промышленных аппаратах	404
8.1. Подходы к конструированию тепломассообменных аппаратов	404
8.2. Эффективность массотеплопереноса в насадочных колоннах.	409
8.3. Эффективность разделения смесей при жидкостной экстракции	420
8.4. Эффективность охлаждения воды в градирнях	444
8.5. Эффективность тепломассопереноса в барботажном слое	462
8.6. Повышение эффективности тепло- и массообменных процессов	473
Литература	482
Оглавление	498

Лаптев Анатолий Григорьевич

**МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И РАСЧЕТ
ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ**

Редактор **Ю.В. Жиглий**

Технический редактор **Г.П. Дудичева**

Компьютерная верстка **А.В. Климентов**

Сдано 2007.1.03г. Подписано в печать 20.03.07 Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная №1. Гарнитура Times NR, 10. Усл.печ.л. 29,06. Уч.-изд.л. 31,17. Тираж 1000 экз. Заказ №77.

Издательство Казанского университета
420008, Казань, ул. Кремлевская, 18

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ



ЛАПТЕВ АНАТОЛИЙ ГРИГОРЬЕВИЧ

Заведующий кафедрой «Технология воды и топлива» Казанского государственного энергетического университета (с 2001 г.). Окончил компрессорный факультет Казанского государственного технологического университета (КХТИ) в 1978 г. Доктор технических наук (1995 г.), профессор (1997 г.).

Автор более 250 научных трудов; из них 6 учебных пособий, 10 монографий, 5 авторских свидетельств. Подготовил 16 кандидатов технических наук по специальностям «Процессы и аппараты химических технологий» и «Промышленная теплоэнергетика». Заместитель директора ООО Инженерно-внедренческого центра «Инжехим» по научной работе. Имеет более двадцати внедренных научно-технических разработок в химической, нефтехимической и газовой отраслях промышленности в области проектирования и модернизации установок разделения веществ.

ООО Инженерно-Внедренческий Центр “Инжехим”, 420049, г. Казань, ул. Шаяпина 14/83, тел.(факс): 570-23-18 E-mail: ingehim@kstu.ru, Web: <http://www.ingehim.ru>

Кафедра «Технология воды и топлив» КГЭУ, 420066, г. Казань, ул. Красносельская, д.51, тел.(факс) 519-42-53; kgeu@kgeu.ru