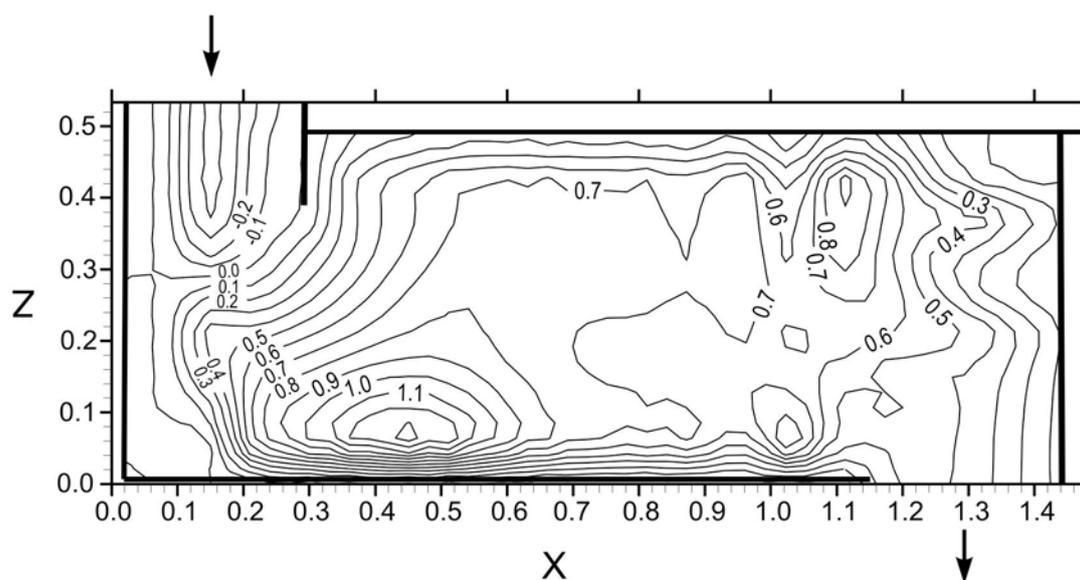


А.Г. ЛАПТЕВ

МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ



КАЗАНЬ-2005

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Казанский государственный
энергетический университет

А. Г. ЛАПТЕВ

МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА
И ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ

Казань 2005

УДК 66.061.5+532.5

ББК 35.514

Л24

Печатается по решению Ученого совета Казанского государственного
энергетического университета

Лаптев А.Г.

Модели переноса и эффективность жидкостной экстракции. – Казань:
Казан. гос. энерг. ун-т, 2005. – 229 с.

ISBN 5-89873-146-6

В монографии рассмотрены задачи математического моделирования процессов переноса импульса и массы в двухфазных системах жидкость – жидкость. Представлены основные закономерности гидродинамики и массообмена при жидкостной экстракции в колонных аппаратах. Даны уравнения для расчета коэффициентов массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах, полученные на основе использования гидродинамической аналогии и модели диффузионного пограничного слоя.

Рассмотрена модель многоскоростного континуума для расчета полей скоростей и концентраций в колонных экстракторах с ситчатыми тарелками и виброэкстракторах с насадкой ГИАП. Даны результаты расчета эффективности промышленных экстракторов и варианты модернизации аппаратного оформления.

Книга предназначена для инженерно-технических, научных работников и проектировщиков массообменных аппаратов. Может быть полезной для преподавателей, аспирантов и студентов старших курсов технических вузов.

Научный редактор

Д-р техн. наук, проф. А.И. Гурьянов

Рецензенты

Д-р техн. наук, проф., чл. корр. АН РТ Г.Н. Марченко

Д-р техн. наук, проф. Н.Х. Зиннатуллин

ISBN 5-89873-146-6

© Казанский государственный

энергетический университет, 2005

© Лаптев А.Г., 2005

Введение

Процесс экстракции является одним из способов разделения жидких смесей, применяющийся в различных отраслях промышленности. Жидкостная экстракция широко используется для извлечения компонентов из разбавленных растворов. Экстракция эффективно используется для выделения в чистом виде различных продуктов органического и нефтехимического синтеза, извлечения редких элементов, очистки сточных вод и т.д.

Преимуществом жидкостной экстракции перед другими процессами разделения, например ректификацией, выпариванием и др. является возможность разделения термически нестойких смесей, извлечения нелетучих компонентов из смеси, находящихся в ничтожно малой концентрации.

Среди большого многообразия экстракционного оборудования можно выделить гравитационные колонны с ситчатыми тарелками и насадочные колонны. Для интенсификации процессов массопереноса используются экстракторы с вводом внешней энергии в контактирующие фазы (вибрационные, пульсационные и с механическим перемешиванием).

Основные трудности при расчете массообменных процессов (эффективности разделения) связаны со сложностью математического описания процессов переноса при движении двухфазного потока на контактных устройствах колонных аппаратов.

Согласно известной классификации теоретические методы исследования различного рода прикладных задач подразделяются на: точные, асимптотические, численные и приближенные.

В монографии рассматриваются приближенные теоретические методы, позволяющие представлять конечные результаты в виде формул для расчета массотеплообменных характеристик пограничного слоя (элементарные акты переноса) и численные методы для расчета процессов переноса в двухфазных средах на промышленных контактных устройствах (КУ) (масштаб аппарата).

Приближенный метод основан на подходе, когда сложное явление заменяется совокупностью элементарных актов переноса. Этот метод позволяет находить основные интегральные характеристики пограничного слоя в одно- и двухфазных средах на КУ различных конструкций. При этом математическое описание характеристик пограничного слоя имеет такой же вид, как и в случае обтекания

плоской пластины, а влияние различных возмущений (градиент давления, подвижность поверхности и т.д.) учитывается в интегральном соотношении баланса импульса. Этот подход базируется на известном факте, что структура математического описания процессов переноса в пограничном слое инвариантна (устойчива) к различным возмущениям, а влияние возмущающих факторов можно учесть параметрически. Поэтому для определения массотеплообменных характеристик используются модели плоского пограничного слоя, а его основные параметры находятся путем удовлетворения интегральному балансу импульса через межфазную поверхность. Для этого вводятся эквивалентные параметры градиентных и безградиентных потоков, такие как среднее касательное напряжение и скорость обтекания в модели Ландау-Левича или среднее касательное напряжение и линейный размер тела в гидродинамической аналогии Чилтона-Кольборна. Установлено, что применение данного подхода дает удовлетворительные результаты для описания различных случаев конвективного массо- и теплообмена в одно- и двухфазных средах, исключая лишь такие случаи, как обтекание одиночного цилиндра и ламинарное волновое течение пленок жидкости.

В данной работе для расчета эффективности разделения смеси математическое описание процесса экстракции на ситчатых тарелках составлено на основе использования модели многоскоростного континуума. Поля скорости, давления и концентраций находятся из численного решения системы уравнений переноса импульса и массы. Профили концентраций компонента в фазах используются для расчета КПД тарелки по сплошной и дисперсной фазам. КПД тарелки используется при потарелочном расчете экстракционной колонны.

Рассмотрена производственная задача по модернизации колонного экстрактора с ситчатыми тарелками на ОАО «Нижнекамскнефтехим».

В последней главе дана математическая модель процессов переноса в вибрационном экстракторе и результаты расчета профилей концентраций компонентов.

Часть результатов, приведенных в монографии, получены совместно с С.Г. Дьяконовым и В.И. Елизаровым. Расчеты полей скоростей и концентраций на ситчатых тарелках и в вибрационных экстракторах выполнены совместно с В.А. Даниловым. Автор выражает всем благодарность за совместно полученные результаты.

Автор выражает благодарность рецензентам и научному редактору за ценные замечания и пожелания, а так же инженеру кафедры ТВТ А.В. Климентову за помощь при подготовке монографии к изданию.

ГЛАВА 1

ГИДРОДИНАМИКА ПОТОКОВ В СИСТЕМЕ ЖИДКОСТЬ – ЖИДКОСТЬ

Данная глава имеет обзорный характер, где рассмотрены основные методы расчета закономерностей движения капель и гидравлических характеристик жидкостных экстракторов. Приведены известные модели процессов переноса в двухфазных средах.

1.1. Способы экстракции и аппаратное оформление

Жидкостная экстракция является одним из массообменных процессов разделения жидких смесей применяемых в химической технологии и многих других отраслях промышленности. В случае жидкостной экстракции существуют две нерастворимые или частично растворимые жидкие фазы (экстрагент и исходный раствор), при взаимодействии которых целевой компонент переходит из одной фазы в другую.

Экстракционные системы могут быть разделены на две группы. К первой из них относятся системы с так называемым “физическим распределением”, т.е. системы в которых отсутствует химическое взаимодействие между распределяемым веществом и экстрагентом. Ко второй группе относятся системы, экстракция в которых проходит за счет химического взаимодействия растворенного вещества с растворителем с образованием различных комплексов. В данной работе рассматриваются экстракционные системы первой группы.

Простейшая экстракционная система из двух взаимно нерастворимых или частично растворимых друг в друге жидкостей L и G и вещества M , растворяющегося в обеих жидкостях. Остаточный исходный раствор G называется рафинадом, или первоначальным растворителем, раствор извлеченных веществ в экстрагенте L (вторичный растворитель) – экстрактом. Схематично процесс представлен на рис. 1.1.

Взаимодействие фаз при экстракции может быть ступенчатым и непрерывным. Ступенчатая экстракция проводится в смесительно-отстойных экстракторах, а непрерывная – в гравитационных и центробежных аппаратах. В гравитационных экстракторах противоточное движение фаз осуществляется под действием поля силы тяжести за счет разности плотностей фаз.



Рис. 1.1. Схема жидкостной экстракции

Экстракторы можно подразделить [1-9]:

1. Аппараты без ввода внешней энергии (гравитационные):

- колонны с орошаемыми стенками (пленочные колонны);
- распылительные колонны;
- колонны с перегородками;
- насадочные колонны;
- колонны с перфорированными тарелками (ситчатые и др. колонны).

Гравитационные экстракторы характеризуются невысокой эффективностью из-за малой поверхности контакта фаз, вызванной большими размерами капель. Кроме этого, в аппаратах размерами более ~1,5 метров возникают значительные поперечные неравномерности (масштабные эффекты), что снижает эффективность разделения смеси.

2. Аппараты с вводом внешней энергии:

- колонны с вращающимися перемешивающими устройствами;
- пульсационные колонны;
- вибрационные экстракторы.

В интенсифицированных экстракторах с подводом энергии извне – роторных, пульсационных, вибрационных – капли дробятся и удельная поверхность контакта фаз возрастает, так же может уменьшаться поперечная неравномерность. Однако это достигается путем снижения удельной производительности, т.е. при одинаковых нагрузках аппарат с вводом внешней энергии будет несколько больше в диаметре, чем гравитационный.

Одним из распространенных в промышленности типов экстракционных аппаратов являются колонны с ситчатыми тарелками. В них одна фаза (сплошная) занимает весь объем аппарата и перетекает с тарелки на тарелку, другая (дисперсная) диспергируется сквозь отверстия тарелки, движется в межтарельчатом пространстве и, достигая следующей тарелки, коалесцирует. В результате

многократного диспергирования и коалесценции скорость экстракции возрастает. Наличие ситчатых тарелок способствует снижению обратного перемешивания. Находят широкое применение насадочные экстракторы, аппараты с перемешивающими устройствами и вибрационные экстракторы.

1.2. Модели процессов переноса в многофазных потоках

В процессах жидкостной экстракции происходит взаимодействие двух взаимно нерастворимых жидкостей и образуется двухфазный поток, как правило с противоточным движением фаз. В данной системе различают сплошную фазу, заполняющую весь объем аппарата, и дисперсную, распределенную в сплошной.

Математическое описание процесса экстракции включает систему уравнений гидродинамики и массопереноса двухфазного потока. 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 колонн при различных конструктивных и технологических параметрах проведения процесса экстракции, 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 [10-22].

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, т.к. элементы дисперсной фазы на промышленном КУ имеют различные формы и размеры и случайным образом распределены в пространстве.

Находит применение подход [19] 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 [13]. 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 [20, 21].

Ниже рассмотрены наиболее известные модели двухфазных сред.

Двужидкостная модель двухфазных потоков

При моделировании двухфазных потоков существует подход, основанный на составлении макроскопического баланса и осреднения локальных однофазных уравнений сохранения и условий сопряжения на границе.

Существует два основных подхода при составлении макроскопических балансов двухфазных потоков. Первый подход – на основе модели смеси потоков, второй – двужидкостная модель.

В модели смеси потоков рассматривается движение двухфазного потока в целом и составляется уравнение движения смеси.

Относительное движение фаз учитывается уравнением для относительной скорости. В модели смеси существует сопряжение между движением двух фаз. Данная модель применима в случае потоков со значительным временем взаимодействия, в случае ускоренного движения одной фазы относительно другой модель не применима. Существует большое количество разновидностей моделей смешения:

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

В соответствии с двухжидкостной моделью рассматривается каждая фаза отдельно, записываются уравнения сохранения массы, импульса и энергии для каждой фазы. Поскольку макроскопическое поле в фазах не является независимым от другой фазы, то в уравнения переноса вводят обменные члены, учитывающие перенос массы, импульса и тепла через межфазную поверхность.

Наиболее сложным при составлении двухжидкостной модели (two-fluid model) является определение обменных членов. Трудность заключается в сложном движении и геометрии межфазной поверхности. При этом источниковые члены необходимо выразить через макроскопически определенные переменные.

Как показано в работах Ishii и Mishima источниковые члены в двухжидкостной модели появляются в результате осреднения локальных уравнений переноса массы, импульса и энергии. Так, например двухжидкостная модель, предложенная Ishii (1975 г.), имеет вид:

- уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k) = \Gamma_k, \quad (1.2.1)$$

- уравнение движения

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_k \rho_k \vec{V}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k \vec{V}_k) = -\alpha_k \nabla p_k + \\ & + \nabla \cdot \left[\alpha_k \left(\bar{\tau}_k + \bar{\tau}_k^t \right) \right] + \alpha_k \rho_k \bar{g} + \vec{V}_{ki} \Gamma_k + \vec{M}_{ki} - \alpha_k \nabla \tau_i, \end{aligned} \quad (1.2.2)$$

– уравнение переноса энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k H_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k H_k \vec{V}_k) = -\alpha_k \nabla \rho_k + \\ + \nabla \cdot \left[\alpha_k (\bar{q}_k + \bar{q}_k^t) \right] + \alpha_k \frac{D_k}{Dt} \rho_k + H_{ki} \Gamma_k + \frac{q_{ki}''}{L_s} + \Phi_k, \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

где Γ_k – суммарный источник массы; \vec{M}_{ki} – обобщенная сила взаимодействия фаз на межфазной поверхности, Н/м³; τ_i – межфазное касательное напряжение на границе раздела, Н/м²; q_{ki}'' – поток тепла из одной фазы в другую, Дж; \vec{V}_{ki} – скорость фазы на границе раздела, м/с; Φ – диссипация энергии; f_k – объемная доля фазы k ; ρ_k – плотность фазы k , кг/м³; H_k – энтальпия фазы k , Дж/кг; $\bar{\tau}_k$ – среднее вязкое касательное напряжение, Н/м²; τ_k^t – среднее турбулентное касательное напряжение, Н/м²; \bar{q}_k – средняя плотность потока тепла за счет теплопроводности, Вт/м²; q_k^t – средняя плотность турбулентного потока тепла, Вт/м²; $g = 9,81 \text{ м/с}^2$; $\frac{D_k}{Dt}$ – субстанциональные производные; индекс “ k ” – означает фазу k , “ i ” – значение на границе раздела фаз.

Источниковые члены потока подчиняются законам сохранения. Условия для межфазного переноса на границе раздела получают путем определения локальных уравнений сопряжения:

$$\sum_k \Gamma_k = 0, \quad (1.2.4)$$

$$\sum_k M_{ik} = 0, \quad (1.2.5)$$

$$\sum_k \left(\Gamma_{ik} H_{ki} + \frac{q_{ki}''}{L_s} \right) = 0, \quad (1.2.6)$$

где $\frac{1}{L_s} = a_i$ – удельная межфазная поверхность, м²/м³.

Модель многоскоростного континуума

Одним из известных подходов при описании процессов переноса в двухфазных средах является модель многоскоростного континуума [15, 16].

Известно, что в теории фильтрации принимают фильтрующуюся жидкость за сплошную среду, несмотря на то, что она находится в пористой среде. В работах [15, 16] выполнено обобщение теории фильтрации на тот случай, когда пористая среда подвижна. Фазы рассматриваются как два взаимопроникающих и взаимодействующих континуума, заполняющих один и тот же объем. Любая фаза в каждой точке данного объема имеет свои средние скорости, давление, концентрацию и другие параметры. Дифференциальные уравнения переноса импульса, массы и энергии записываются для элементарного объема среды отдельно для каждой фазы. В данной модели допускается нахождение в точке с заданными координатами одновременно несколько фаз. Как отмечается авторами [15], с точки зрения формальной логики такое допущение абсурдно, но позволяет описать очень сложные явления при движении многокомпонентных многофазных сред. Однако, полученная система уравнений для многих частных случаев является незамкнутой, так как содержит неизвестные функции, определение которых сопряжено со значительными трудностями.

Модель многоскоростного континуума используется в коммерческих пакетах прикладных программ для расчета процессов переноса при движении двухфазных многокомпонентных потоков в аппаратах химической технологии. Применение коммерческого пакета Phoenix в прикладных расчетах показано в работе [23].

В соответствии с моделью многоскоростного континуума уравнение переноса импульса, массы и энергии, в общем имеет вид [16]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \alpha_i \varphi_i) + \nabla \cdot (\rho_i \alpha_i \vec{V}_i \varphi_i) = \nabla \cdot (\alpha_i \Gamma_{\varphi_i} \text{grad} \varphi_i) + \dot{m}_i \Phi_i + \alpha_i S_{\varphi_i}, \quad (1.2.7)$$

где φ_i – экстенсивное свойство жидкости (скорость, температура, концентрация); Γ_{φ_i} – коэффициент переноса для φ_i ; S_{φ_i} – источниковый член для φ_i (на единицу объема); α_i – объемная доля фазы; $\dot{m}_i \Phi_i$ – источниковый член, учитывающий взаимодействие между фазами. Более подробно эта модель рассмотрена в разделе 4.3.

Сравнительный анализ приведенной модели многоскоростного континуума и двухжидкостной модели показывает, что различные подходы по составлению математического описания в двухфазной среде приводят к сходным уравнениям переноса импульса, массы и энергии, отличающимся лишь физическим смыслом некоторых членов.

1.3. Гидродинамические закономерности движения элементов дисперсной фазы

Проведение процессов массообмена в аппаратах с организованным движением фаз связано с необходимостью исследования течений, содержащих дисперсные включения (твердые частицы, капли).

В данную задачу исследования входит определение поля скорости и давлений в потоке, обтекающем дисперсные частицы (капли). 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 [24, 25]:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \vec{V}, \quad (1.3.1)$$

совместно с уравнением неразрывности

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (1.3.2)$$

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

Записывая соответствующие граничные условия и решая уравнения (1.3.1), (1.3.2), 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 (1.3.1), (1.3.2).

Рассматривая движение капли, следует отметить, что по сравнению с обтеканием твердой сферы особенности обтекания капли 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 незжижаемой жидкости была решена Адомаром [26] и Рыбчинским [27]. 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 [28] 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 [29] 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 работах [30, 31] даны схемы, позволившие рассчитать движение капли для более широкого диапазона изменения режима.

Уравнение (1.3.1) описывает ламинарное обтекание дисперсных частиц. Начиная с определенных Re_c , обтекающий частицу поток перестает быть устойчивым, то есть возмущения, возникающие в потоке, не будут затухать со временем и наблюдается явление перехода от ламинарного течения к турбулентному. Ландау [25] 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 (1.3.1) 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.

В рамках статистического подхода к исследованию турбулентных течений определение осредненного значения скорости в точке r в момент времени t предполагает изменение соответствующего значение 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 (1.3.1) уравнение турбулентного движения потока записывается уравнением Рейнольдса:

$$\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \overline{V'_i V'_j} \right), \quad (1.3.3)$$

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

Уравнение (1.3.3) дополняется уравнением неразрывности:

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0. \quad (1.3.4)$$

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 так же полуэмпирические и эмпирические теории турбулентности. Подробно эти методы изложены в монографии [32].

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 только в рамках многоскоростного континуума [16], 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 или частиц между собой, дроблением и коалесценцией капель и рассматривается движение одиночной частицы, капли. Обратное воздействие дисперсной фазы на поток, процессы дробления (редиспергирования) и коалесценции могут быть учтены путем введения соответствующих коррективов 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 частицу, определяется выражением:

$$F_S = \xi \frac{\rho_c |V_{\text{отн}}| V_{\text{отн}} \pi d^2}{2 \cdot 4}. \quad (1.3.5)$$

где ξ – коэффициент сопротивления; d – диаметр частицы, м; $V_{\text{отн}}$ – 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)

$$F_T = c_T \frac{1}{6} \pi d^3 \rho_c \frac{dV_{\text{отн}}}{dt}, \quad (1.3.6)$$

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 [12]:

$$F_B = \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi \rho_c \mu_c} \int_{t_0}^t \frac{dV_{\text{отн}} / dt}{\sqrt{t_0 - t}} dt. \quad (1.3.7)$$

Силы присоединенной массы и Басе 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 решающе. Влияние некоторых сил из перечисленных может быть, в какой-то степени учтено коэффициентом гидравлического сопротивления.

Движение капель в поле силы тяжести

Динамика капель, движущихся под действием силы тяжести в вязких несжимаемых жидкостях, исследовались в ряде работ [12, 33-43].

Проблема изучения зависимости скорости движения (осаждения или всплытия) одиночных капель V_∞ от их диаметра посвящены работы [35-39]. Как известно [36, 37] 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 ($Re_c > Re_{кр}$, $V_\infty = const$).

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) [33, 34]:

$$V_\infty = \frac{2\Delta\rho g(d/2)^2}{3\mu_c} \frac{\mu_c \mu_D}{2\mu_c + \mu_D}, \quad (1.3.8)$$

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

Наличие, ПАВ [12, 40], 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:

$$V_\infty = \frac{2\Delta\rho g(d/2)^2}{9\mu_c}. \quad (1.3.9)$$

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

$$V_{\infty} = \left(\frac{4\Delta\rho g d}{3\rho_c \xi} \right)^{1/2}. \quad (1.3.10)$$

Авторы [35, 36] предлагают скорость движения средних капель вычислять по уравнению:

$$V_{\infty} = 1,06 \left(\frac{\mu_c}{\rho_c} \right)^{-1/3} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_c} \right)^{2/3} d. \quad (1.3.11)$$

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 капле 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 капле, Re отрыва капле смещается вправо. Возвратный вихрь не располагается непосредственно на границе капле, 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 [37] показано, что при $\mu^* \ll 1$ течение безотрывно, если $Re_c < 200$. Но уже при $\mu^* = 3$ турбулентность за каплей возникает при $Re \sim 100$.

Характер обтекания капле отличается от характера обтекания твердых частиц как за счет циркуляции внутри капле, так и за счет деформации капле, вследствие подвижности поверхности капле 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, то есть форму сферы. Величина этого давления обратно пропорциональна радиусу капли:

$$P_{\sigma} = \frac{4\sigma}{d/2}. \quad (1.3.12)$$

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

Критический диаметр капель $d_{кр}$, соответствующий условной границе начала проявления эффектов, связанных с жидкой природой, капли, можно определить по критериальному уравнению, полученному И.Г. Плиттом [1]:

$$\frac{\sigma}{d_{кр}\rho_D g} = 1,25 \cdot 10^{-3} \left(\frac{V_{\infty}\mu_c}{\sigma} \right)^{0,78} \left(\frac{\sigma^3 \rho_c^2}{\mu_c \rho_D g} \right)^{0,42}. \quad (1.3.13)$$

Критическому диаметру соответствует критическое значение числа Рейнольдса:

$$Re_{кр} = 4,55 \frac{\sigma^3 \rho_c}{\mu_c^4 (\rho_c - \rho_D) g}. \quad (1.3.14)$$

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 [41]. 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 [38] предлагают скорость движения рассчитывать по выражению:

$$V_{\infty} = \sqrt{\frac{g(d_3/2)\Delta\rho}{\rho_c} + \frac{\sigma}{(d/2)\rho_c}}, \quad (1.3.15)$$

где d_3 – диаметр эквивалентной сферы дисперсной частицы.

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) приводит к выражению [39]:

$$V_{\infty} = \left(\frac{8\rho_D g \sigma}{\rho_c^2 \xi} \right)^{1/4}. \quad (1.3.16)$$

Для капель с внутренней циркуляцией Адамаром и Бондом была предложена следующая формула (при $Re < 0,6$ и при бесконечном объеме сплошной фазы):

$$V_{\infty} = \frac{1}{18} \frac{d_k(\gamma_D - \gamma_c)}{\mu_c} \frac{3(\mu_D - \mu_c)}{2\mu_D + 3\mu_c}. \quad (1.3.17)$$

В работе [42] рассмотрено три режима движения капель, границы между которыми определяются значениями комплекса:

$$M = Ga \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,8} \Gamma^{-3}, \quad (1.3.18)$$

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

колонны, м; d_k – диаметр капли, м.

Для области ламинарного режима ($M < 66,5$ или $Re < 5,8$) движение капли описывается уравнением:

$$Re = 0,05 Ga \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,8} \Gamma^{-3}, \quad (1.3.19)$$

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

$$Re = 0,2025 Ga^{2/3} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{1,68} \Gamma^{-2} \quad (1.3.20)$$

и турбулентного движения капель ($M > 70000$ или $Re > 270$)

$$Re = 1,3 Ga^{0,5} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,4} \Gamma^{-1,5}. \quad (1.3.21)$$

Для относительной скорости движения капель Смирновым и Рубаном [4] было получено уравнение

$$U_{\text{относ}} = \alpha d_k^{0,5} g^{0,5} \frac{\gamma_D}{\gamma_c} \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} \right)^{0,5} \Gamma^{-1}, \quad (1.3.22)$$

где

$$\alpha = 0,6 \left(\frac{\gamma_c - \gamma_D}{\gamma_c} + 0,21 \right)^{0,6} + 1,25. \quad (1.3.23)$$

Уравнение пригодно для случая $Re > 190$.

В области больших Re для расчета скорости капли справедливо уравнение [4]:

$$Re = 0,00418 \varphi^{-2,91} We^{-1,81}. \quad (1.3.24)$$

где φ – удерживающая способность по дисперсной фазе; $We = \frac{\rho_c V_\infty^2 d_k}{\sigma}$ – 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 [4]:

$$Re = \frac{Ar \varepsilon^{4,75}}{118 + 0,61 \sqrt{Ar \varepsilon^{4,75}}}, \quad (1.3.25)$$

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

Для крупных капель [44] предлагаются следующие зависимости:

$$Q = (0,75T)^{0,78} \quad \text{при } 2 < T \leq 70, \quad (1.3.26)$$

$$Q = (22T)^{0,42} \quad \text{при } T > 70, \quad (1.3.27)$$

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

При наличии интенсивного массообмена скорость капель несколько уменьшается, исследование движения капель переменной массы приведены в работах [45, 46].

В случае стесненного осаждения частиц [41] для любого гидродинамического режима осаждения справедливо обобщенное уравнение

$$Re = -k + \sqrt{k^2 + \ell Ar \varepsilon^{4,75}}, \quad (1.3.28)$$

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

Для сферических частиц $k = 27,27$ и $\ell = 3,03$ уравнение (1.3.28) принимает вид:

$$Re = -27,27 + \sqrt{27,27^2 + 3,03 Ar \varepsilon^{4,75}}. \quad (1.3.29)$$

Известна приближенная формула для расчета скорости стесненного осаждения капель:

$$U_{c.o} = V_\infty (1 - \varphi)^m, \quad (1.3.30)$$

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

Среди большого количества выражений для определения скорости движения капель следует выделить уравнения (1.3.18)-(1.3.21), которые являются в настоящее время лучшими [4], так как дают хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Гидродинамика элементов дисперсной фазы в аппаратах с перемешивающими устройствами

В аппаратах с перемешивающими устройствами при значении центробежного числа Рейнольдса $Re_{ц} = nd_M^2 / \nu_2 > 10^3$ режим движения среды турбулентный.

Определение средней скорости V_∞ относительного движения дисперсных элементов в перемешиваемой среде является сложной задачей, которая не имеет пока точного аналитического решения.

Трудности описания турбулентного движения жидкости, скорости относительного движения элементов дисперсной фазы в объеме аппарата приводят к различным допущениям.

Принимается, что скорость движения жидкости относительно элементов дисперсной фазы близка к скорости осаждения частиц в покоящейся жидкости [42]. Для ее расчета во всех режимах обтекания широко используется полуэмпирическая зависимость, связывающая критерии Ar и Re_c [4]

$$Re_c = \frac{Ar}{18 + 0,61Ar^{0,5}}. \quad (1.3.31)$$

Число Архимеда есть:

$$Ar = \frac{d^3 g (\rho_c - \rho_D)}{\nu_c^2 \rho_c}. \quad (1.3.32)$$

Скорость обтекания частиц жидкостью определяется:

$$V_\infty = \frac{Re_c \nu_c}{d} \varphi' \varphi''. \quad (1.3.33)$$

где φ' – коэффициент формы частицы, φ'' – коэффициент, учитывающий стесненность движения частиц; d – диаметр частицы, м.

Окончательно

$$V_\infty = \left(\frac{Ar}{18 + 0,61Ar^{0,5}} \right) \frac{\nu_c \varphi' \varphi''}{d}. \quad (1.3.34)$$

При более точном определении V_∞ применяют метод Лященко [47].

Описание гетерогенных систем возможно методом механики сплошной среды [48]. Модель строится на основе физических законов сохранения массы, импульса и энергии, которые записываются для каждой фазы. Проблема многофазного движения в рамках многоскоростной модели сводится к заданию условий совместного движения фаз и определению межфазного взаимодействия [49, 50].

В работах [51, 52] предполагается, что поле скорости вблизи частицы (т.е. за пределами пограничного слоя) соответствует условиям локальной изотропной турбулентности Колмогорова и между величиной скорости обтекания частицы и скоростью диссипации энергии в ее окрестности устанавливается определенное соответствие

$$u_\varepsilon \approx (\varepsilon d)^{0,33}, \quad (1.3.35)$$

где ε – скорость диссипации энергии в окрестности частицы, равная удельной мощности, приходящейся на единицу массы перемешиваемой суспензии.

В работе [53-55] предлагается скорость обтекания частиц представить как сумму ортогональных векторов

$$V_\infty = \sqrt{u_{oc}^2 + u_{обт}^2 + u_\varepsilon^2}, \quad (1.3.36)$$

где u_{oc} – скорость свободного осаждения частицы под действием силы тяжести, u_ε – некоторая эффективная скорость, эквивалентная воздействию на частицу пульсаций порядка диаметра частицы; $u_{обт}$ – скорость проскальзывания.

Скорость проскальзывания $u_{обт}$ может быть вычислена из уравнения баланса сил, действующих на частицу [56]:

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{6} d^3 \rho_D \frac{du_1}{dt} = \frac{\pi}{8} d^2 \rho_2 \xi |u_2 - u_1| (u_2 - u_1) + \frac{\pi}{6} d^3 \rho_c \frac{du_2}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} \rho_c d^3 \left(\frac{du_2}{dt} - \frac{du_1}{dt} \right) + \\ + \frac{3}{2} d^2 \sqrt{\pi \nu_2} \int_{t_0}^t \frac{\frac{du_2}{dt'} - \frac{du_1}{dt'}}{\sqrt{t - t'}} dt' + F_n. \end{aligned} \quad (1.3.37)$$

Левая часть уравнения – сила, действующая на твердую частицу; первое слагаемое в правой части – сила сопротивления; второе – увлекающая сила потока, которая действует на массу жидкости в объеме частицы; третье, сила возникающая при относительном ускорении частицы в жидкости; четвертое – так называемая “сила Бассэ”, учитывающая влияние отклонения картины течения от установившегося состояния; пятое – внешняя потенциальная сила. Величина u – мгновенное значение скорости; t – время движения.

Вследствие большой сложности аналитического решения уравнения можно принять скорость проскальзывания равной $u_{\text{обт}}$ дисперсной частицы потоком вращающейся жидкости [57]

$$u_{\text{обт}} = \sqrt{\frac{\pi \Delta \rho U_M^2 d}{6 \xi \rho_2 d_M}}. \quad (1.3.38)$$

где U_M – скорость вращения конца лопасти мешалки, м/с; d_M – диаметр мешалки, м; d – диаметр капли; ξ – коэффициент сопротивления.

Достаточно полное описание полей скоростей, даже в форме эмпирических зависимостей, пока не получено из-за сложности картины течения. Реальным в настоящее время представляется качественное описание характера распределения скоростей на основе упрощенных моделей [58].

Гидравлическое сопротивление дисперсных частиц

Коэффициент сопротивления является одной из основных гидродинамических характеристик течения и характеризует степень взаимодействия потока и частиц. Он определяется при стационарном движении как отношение суммарной величины сил давления F_n и трения F_τ , распределенных по поверхности частицы, к гидродинамическому напору и площади миделевого сечения

$$\xi = \xi_p + \xi_f = \frac{F_n}{1/2 \rho V_\infty^2 S} + \frac{F_\tau}{1/2 \rho V_\infty^2 S}. \quad (1.3.39)$$

Рассмотрим закономерности изменения гидравлического сопротивления от характера течения сферических частиц. Эти закономерности необходимы при изучении динамики капель, поскольку

капли при небольших Re_c или с $\mu^* \gg 1$ можно рассматривать как твердые частицы.

При безынерционном обтекании сферы по известным распределениям функции тока и скорости можно определить значения нормальных и касательных напряжений на поверхности сферы и найти силу гидравлического сопротивления, с которой поток действует на частицу

$$F = 6\pi\mu dV_\infty, \quad (1.3.40)$$

и коэффициент гидравлического сопротивления изменяется при этом по закону Стокса

$$\xi = \frac{24}{Re_c}. \quad (1.3.41)$$

Закон Стокса справедлив лишь при малых Re_c .

В работах [24, 59] предлагаются приближенные решения уравнения Навье-Стокса в области $Re_c > 1$ методом последовательных приближений, разлагая поле потока в ряд по степеням Re_c ; коэффициент сопротивления рассчитывается по формуле

$$\xi = \frac{24}{Re_c} \left(1 + \frac{3}{16} Re_c \right). \quad (1.3.42)$$

Получено [59] следующее решение уравнения Навье-Стокса методом сращивания асимптотических разложений

$$\xi = \frac{24}{Re_c} \left(1 + \frac{3}{16} Re_c + \frac{9}{40} \left(\frac{Re_c}{2} \right)^2 \ln \left(\frac{Re_c}{2} \right) \right). \quad (1.3.43)$$

Хотя авторами и предсказывается точка отрыва потока от сферы и образование вихря в кормовой области при $Re_c \sim 16$, что согласуется с экспериментальным значением $Re_c \sim 20$, теоретический метод сращивания асимптотических разложений справедлив лишь при $Re_c < 1$.

Известен ряд работ [27, 59, 60], в которых численными методами решается уравнение Навье-Стокса с большим или меньшим разбросом расчетных и экспериментальных значений коэффициента сопротивления. Поэтому значение коэффициента обычно находят экспериментально. Совокупность экспериментальных данных по коэффициентам сопротивления твердой сферы, движущейся с постоянной скоростью в неподвижной изотермической несжимаемой вязкой жидкости безграничной протяженности, представляется стандартной кривой сопротивления или кривой Релея.

При малых числах Рейнольдса ($Re_c < 1$) экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению удовлетворительно согласуются с законом Стокса и соответствуют условиям безотрывного обтекания сферы.

С увеличением числа Re_c набегающего потока в кормовой части сферы возникает отрыв потока и образуется кормовой след, который постепенно перерастает в вихревую дорожку Кармана. Этот переход соответствует области изменения Re_c от 1 до 700, называемой переходной. Коэффициент сопротивления сферы в этой области убывает с ростом числа Re_c , но скорость его убывания уменьшается с увеличением числа Re_c .

При числах Рейнольдса свыше 700 след за сферой становится полностью развитым, турбулентным и структура потока вокруг сферы перестает зависеть от величины скорости набегающего потока. Режим обтекания становится автомодельным; коэффициент сопротивления не зависит от числа Re_c

$$\xi \approx 0,44. \quad (1.3.44)$$

По достижению Re_c значения $3 \cdot 10^5$ происходит переход ламинарного режима обтекания в турбулентный, что приводит к резкому уменьшению коэффициента сопротивления от 0,4 до 0,1 – кризису гидравлического сопротивления.

Для переходной области предлагается множество формул, аппроксимирующих кривую Релея [12, 61, 62]. Наиболее часто используемые:

$$\xi = \frac{24}{Re_c} + 4Re_c^{-1/3}, \quad (1.3.45)$$

$$\xi = 18,5 \text{Re}_c^{-0,68}, \quad (1.3.46)$$

$$\xi = \left(0,63 + 4,8 \text{Re}_c^{-0,5}\right)^2. \quad (1.3.47)$$

Как уже отмечалось, особенности обтекания капли связаны со свойствами текучести среды, заключенной в объеме капли, и подвижности границы раздела фаз, которые необходимо учитывать при оценке величины сопротивления капли. При промежуточных и больших значениях критерия Рейнольдса эти свойства проявляются в наибольшей степени.

В случае ползущего течения существует аналитическое решение задачи обтекания сферической капли [26, 27], внутри которой образуется замкнутый вихрь. Коэффициент сопротивления вычисляется по формуле:

$$\xi = \frac{24}{\text{Re}_c} + \frac{3\mu^* + 2}{3\mu^* + 3}. \quad (1.3.48)$$

В предельных случаях при $\mu^* \rightarrow 0$ из этой формулы следует коэффициент сопротивления газового пузыря $\xi = 16/\text{Re}_c$, а при $\mu^* \rightarrow \infty$ коэффициент сопротивления твердого шарика $\xi = 24/\text{Re}_c$.

Наличие циркуляционных токов внутри капли, и их интенсивность способствуют безотрывному обтеканию капли и, следовательно, снижают величину коэффициента гидравлического сопротивления. В области малых чисел Рейнольдса ($\text{Re}_c \approx 50 \div 80$) форма капель близка к сферической ($We \ll 1$). Для этой области изменения Re_c в работах [63, 64] представлены приближенные решения задачи обтекания капли. Так в работе [63] коэффициент сопротивления может быть вычислен по формуле

$$\xi = \frac{8}{\text{Re}_c} \left(\frac{2 + 3\mu^*}{1 + \mu^*} + \frac{\text{Re}_c}{16} \left(\frac{2 + 3\mu^*}{1 + \mu^*} \right) + \frac{1}{40} \left(\frac{2 + 3\mu^*}{1 + \mu^*} \right) \left(\frac{\text{Re}_c}{16} \right)^2 \ln \left(\frac{\text{Re}_c}{16} \right) \right), \quad (1.3.49)$$

а авторы [64] предложили для вычисления коэффициента сопротивления при различных μ^* приближенное выражение:

$$\xi = \frac{26,5}{\text{Re}_c^{0,74}} \left(\frac{(1,3 + \mu^*)^2 - 0,5}{(1,3 + \mu^*)(2 + \mu^*)} \right). \quad (1.3.50)$$

В работах [30, 31] исследовалась структура течения внутри и вне капли, получены коэффициенты сопротивления при изменении μ^* от 0 до 10^4 и чисел Рейнольдса: $0 \leq \text{Re}_c \leq 200$. При заданном значении Re_c коэффициент сопротивления капли может быть получен через коэффициент сопротивления твердой сферы ξ_∞ и газового пузыря ξ_0

$$\xi = \frac{\mu^* \xi_\infty + \xi_0}{\mu^* + 1}, \quad (1.3.51)$$

где коэффициент сопротивления газового пузыря сферической формы по формуле Мура имеет вид:

$$\xi_0 = \frac{48}{\text{Re}_c} \left(1 - \frac{2,2}{\text{Re}_c^{1/2}} \right). \quad (1.3.52)$$

Авторы [65] для средних (сферических) капель предлагают использовать уравнение:

$$\xi = 1,82 \text{Re}_c^{-0,19} \text{We}^{-0,033}. \quad (1.3.53)$$

Сравнение коэффициентов сопротивления капли и твердой сферы показывает, что коэффициент сопротивления капли при докритических режимах движения ($\text{Re}_c \approx 100 \div 300$) 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 [65, 66] показывают, что при дальнейшем увеличении Re_c начинает наблюдаться уменьшение наклона кривой $\xi = \xi(\text{Re}_c)$ (рис. 1.2, 1.3) и на некотором небольшом участке коэффициент сопротивления практически не зависит от Re_c .

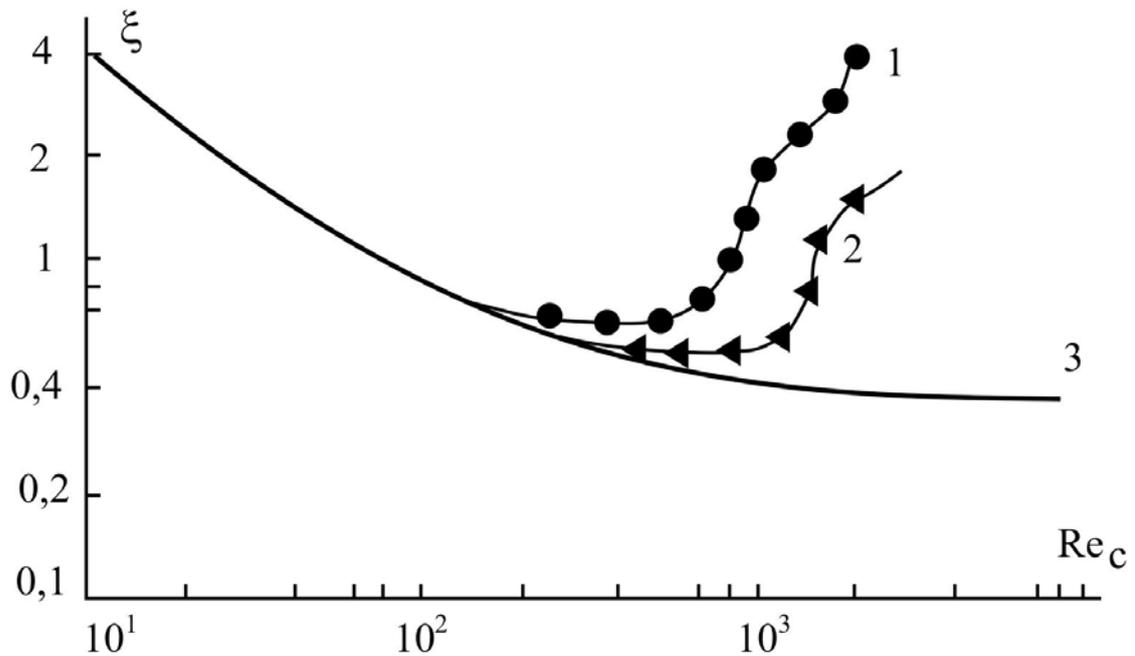


Рис. 1.2. Зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса: 1 – капли хлорбензола в воде; 2 – капли дихлорэтана в воде; 3 – твердая частица [12, 66]

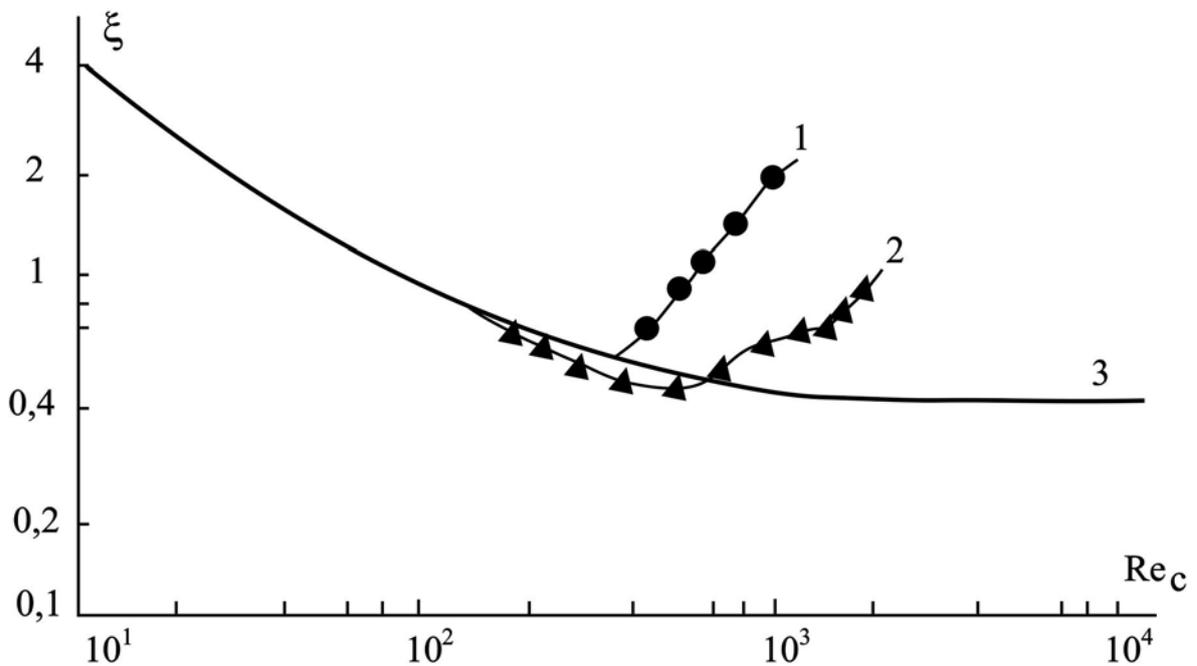


Рис. 1.3. Зависимость коэффициента сопротивления от критерия Рейнольдса: 1 – капли бромбензола в воде; 2 – капли нитробензола в воде; 3 – твердая частица [65, 66]

Это может быть объяснено тем, что капля начинает деформироваться и терять устойчивость. Проблеме изучения деформации капель посвящен целый ряд работ [60-71]. Из экспериментальных исследований [67] следует, что капля сохраняет сферическую форму при значениях $0,091We^{0,95} \ll 1$. В работах [68, 69] даны зависимости эксцентриситета капли от критериев We, Re_i, μ^* .

Установлено что при фиксированных Re_i с увеличением числа Вебера (до $0,5 \div 0,8$) [70, 71] 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, то есть более выпуклой становится лобовая сторона. 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 чечевицепоподобной.

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 [46, 68, 72] авторы показали, что при $Re_c \sim 200, We \sim 4$ наблюдается неустойчивое движение капель: при $d > d_{кр}$ ($d_{кр}$ соответствует $Re_c \sim 200, We \sim 4$) 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_c и We ($200 \leq Re_c \leq 400, 1,2 \leq We \leq 4$) 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 значение 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_c . В работе [73] 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_c деформация капель становится все более значительной, колебания приобретают все более беспорядочный характер. В этой области кривая $\xi = \xi(Re_c)$ имеет почти постоянный наклон, а предельная скорость движения капель становится практически независимой от диаметра (рис. 1.2, 1.3).

Авторы [65] рекомендуют в этой области изменения Re_c следующее уравнение для расчета коэффициента сопротивления:

$$\xi = 4,38 \cdot 10^{-2} Re_c^{0,34} We^{0,62}. \quad (1.3.54)$$

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 во всем диапазоне изменения чисел Рейнольдса и Вебера.

1.4. Гидравлические характеристики экстракционных колонн

Режимы истечения диспергируемой жидкости

Для расчета массообменных характеристик процесса экстракции необходимы данные по режиму движения двухфазной среды, размеру и скорости движения капель, высоты подпорного слоя в колонне.

В процессе жидкостной экстракции в тарельчатых колонных аппаратах происходит многократное диспергирование одной из фаз. Капли, диспергируемые через отверстия, поднимаются (осаждаются) в

межтарельчатом пространстве и, достигая следующую тарелку, коалесцируются. В процессе своего движения по высоте колонны капли подвергаются различным воздействиям. Так наблюдается соударение капель между собой и столкновение их со стенками аппарата, вследствие чего капли могут коалесцировать или распадаться на более мелкие. Определенное воздействие на капли оказывают также пульсации скорости, возникающие в результате турбулизации сплошной фазы.

Процесс образования капель при диспергировании одной из фаз в системе жидкость – жидкость независимо от того, применяется ли для диспергирования единичное сопло (гладкое или имеющее усеченные края), распылитель той или иной конструкции, или перфорированная тарелка можно разделить на два основных режима: 1) капельное истечение и 2) струйное истечение.

При малых объемных скоростях диспергированной жидкости происходит образование единичных капель. При больших объемных скоростях истечения диспергируемая жидкость вытекает в виде струи, которая на некотором расстоянии от выходного отверстия распадается на отдельные капли.

При диспергировании органических жидкостей в воде (сопла с диаметром отверстий 0,35-1,3 мм) переход от капельного режима истечения к струйному происходит [4] при

$$\text{Re}_{\text{пер}} = 0,0067\mu^{-1,154}, \quad \mu = \frac{\mu_c + 5\mu_D}{\mu_D}, \quad (1.4.1)$$

где $\text{Re} = (V_\infty d_k \rho_c) / \mu_c$ – число Рейнольдса; V_∞ – скорость осаждения капли, м/с; d_k – диаметр капли, м; ρ_c – плотность сплошной фазы, кг/м³; μ_c , μ_D – динамические вязкости сплошной и дисперсной фаз соответственно, Па · с.

По данным Фудзияма с соавторами переход осуществляется при линейной скорости диспергируемой жидкости, равной

$$U_D = 4,4d_0^{0,5} \cdot \sigma^{0,2}, \quad (1.4.2)$$

где d_0 – диаметр отверстия штуцера, м; σ – межфазовое натяжение на границе жидкость – жидкость, Н/м.

При истечении жидкости из отверстий тарелок переход к струйному режиму наблюдается [74] при $Re = 438$ (данные получены на системе вода – углеводороды).

Определение диаметра капель

Для определения диаметра капель при капельном истечении Хейворт и Трейбэл [75] предлагают соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{\pi d_k^3}{6} + 31,8 \cdot 10^{-10} \left(\frac{\pi d_k^3}{6} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho_D V_\infty^2}{\Delta \rho} \right) = \\ = 16,2 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\sigma d_0}{\Delta \rho} \right) + 5,85 \cdot 10^{-3} \left(\frac{d_0^{0,75} U_{0T}^{0,37} \mu_c^{0,19}}{\Delta \rho} \right)^{3/2}, \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

где U_{0T} – скорость жидкости внутри сопла, м/с; V_∞ – скорость осаждения капли, м/с; d_0 – диаметр отверстия сопла, м; d_k – диаметр капли, м; $\Delta \rho = \rho_c - \rho_D$ – разность плотностей фаз.

Для сопел диаметрами $d_0 = 0,35-1,3$ мм Гельперин с сотрудниками [76, 77] получил для капельного истечения следующее выражение

$$d_k = d_0 \left[1,82 + 0,2 \left(\frac{\rho_c - \rho_D}{\rho_D} \right)^{0,96} \right] \left(\frac{\sigma}{d_0^2 \rho_D g} \right)^{0,36}. \quad (1.4.4)$$

Смирновым и Полютой [78] получена для капельного режима полуэмпирическая формула:

$$\frac{d_k}{d_0} = 1080 \frac{\Lambda^{0,21}}{\mu Re^{0,232}}, \quad \Lambda = \frac{U_{0T} \mu_D}{\sigma}. \quad (1.4.5)$$

В работе [44] для определения размера капель при капельном истечении приводится формула:

$$V = \pi R f(R) \left[1 + 2,39 R We_c^{1/3} - 0,485 We_c + 19 R^{7/3} \left(\frac{\mu_c U_{0T}}{\sigma} \right) \right], \quad (1.4.6)$$

где $V = \frac{\pi d^3}{6\gamma^3}$ – безразмерный объем капле, $R = \frac{d_0}{2\gamma}$ – безразмерный радиус отверстия, $We_c = \frac{(\rho_c + \rho_D) d_0 V_\infty^2}{2\sigma}$ – критерий Вебера, $\gamma = \sqrt{2\sigma/(g\Delta\rho)}$.

Функция $f(R)$ приведена на рис. 1.4.

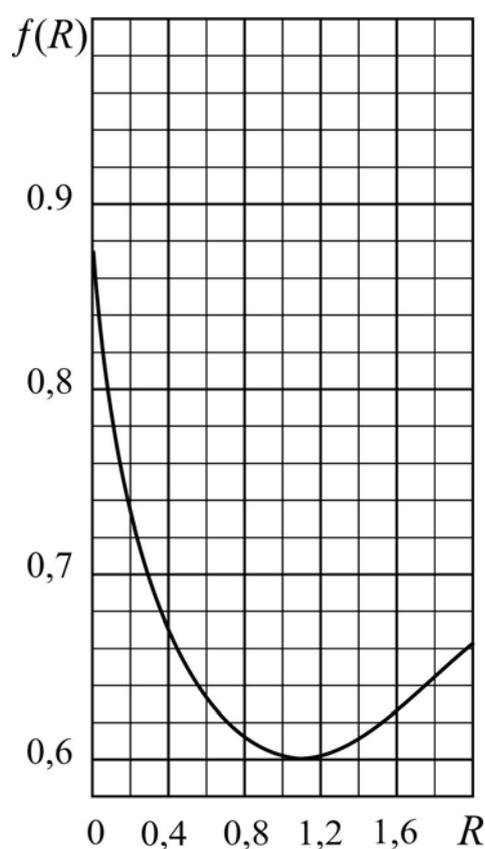


Рис. 1.4. Функция $f(R)$ для расчета размеров капле при капельном истечении из отверстий

При превышении объемной скорости истечения дисперсной фазы через отверстие сопла или тарелки образуется струя, которая на некотором расстоянии от отверстия распадается на капли различного размера.

Для работы аппарата в устойчивом струйном режиме скорость дисперсной фазы принимают на 20 % выше критической ($W_{кр}$),

соответствующей переходу капельного режима истечения в струйный. Так на системе керосин вода принимают $W_{кр} = 4,4/d_0$ и соответственно скорость истечения через отверстия $V_0 = 5,28/d_0$ [3].

Зависимость среднего размера капель от Re и диаметра отверстий d_0 при струйном истечении имеет вид:

$$d_k = \alpha \frac{d_0}{Re^{0,15}}, \quad (1.4.7)$$

где α – константа, зависящая от физико-химических свойств системы и формы отверстия.

В работе [44] средний размер капель с учетом сужения струи определяется:

$$d_k = \frac{1,672d_0}{\alpha^{1/4}\beta^{1/3}}, \quad (1.4.8)$$

где коэффициенты:

$$\alpha = 1 + 6750 \left(\frac{8R^2}{1,8 + We} \right)^{1,41} We^{0,706} \left(\frac{gd_0^3 \rho_D^2}{\mu_D \mu_c} \right)^{-0,35},$$

$$\beta = 0,28 + 0,4 \exp[-0,56(\alpha - 1)].$$

При истечении жидкости из отверстий происходит дробление струи на капли в непосредственной близости от поверхности тарелок. На практике применяют тарелки с малым диаметром отверстий, чтобы линейные скорости жидкости в отверстиях достигали 0,15-0,3 м/с. Скорость жидкости в отверстиях можно рассчитать по уравнению [1]:

$$U_{от} = 2,69 \left(\frac{d_j}{d_0} \right)^2 \left(\frac{\sigma/d_1}{0,5137\rho_D + 0,4719\rho_c} \right)^{0,5}, \quad (1.4.9)$$

$$\text{при } \frac{d_0}{\sqrt{\sigma/g\Delta\rho}} < 0,785, \quad \frac{d_0}{d_j} = 0,485 \left[\frac{d_0}{\left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5}} \right]^2 + 1;$$

$$\text{при } \frac{d_0}{\sqrt{\sigma/g\Delta\rho}} > 0,785, \quad \frac{d_0}{d_j} = \frac{1,51d_0}{\left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho}\right)^{0,5}} + 0,12,$$

где d_j , d_0 – диаметры струи и сопла, м; $\Delta\rho = \rho_c - \rho_D$.

На практике при диспергировании жидкости даже при капельном режиме истечения образуются капли неоднородной величины. Поэтому при определении размеров капель речь может идти только о средних значениях. Размеры капель при диспергировании на ситчатой тарелке рекомендуется рассчитывать по формулам (1.4.6), (1.4.8) [44].

Высота подпорного слоя дисперсной фазы

В ситчатых колоннах процессы диспергирования и коалесценции капель происходят при движении жидкостей через тарелки, которые имеют большое число отверстий. В результате многократного диспергирования скорость экстракции возрастает за счет постоянного обновления межфазной поверхности. Наличие ситчатых тарелок способствует снижению эффекта обратного перемешивания.

Сплошная фаза течет вдоль перфорированной горизонтальной тарелки и перетекает с тарелки на тарелку через переливные устройства сегментного сечения. В пространстве между элементами переливного устройства и тарелкой скапливается слой дисперсной фазы, образовавшийся в результате коалесценции капель, прошедших отверстия предыдущих тарелок.

Переливы устанавливаются на противоположных концах соседних тарелок. Площадь, примыкающая к переливу на расстоянии 25-50 мм от него, не перфорируется. Величина этой площади должна быть такой, чтобы линейная скорость сплошной фазы не превышала скорости осаждения малых капель дисперсной фазы (для предотвращения захлебывания колонны из-за увеличения рециркуляции дисперсной фазы).

Расстояние между тарелками обычно равно 150-600 мм, причем скорость массопередачи увеличивается, а производительность снижается при уменьшении этого расстояния. В случае колонн большого размера для облегчения их монтажа и обслуживания во время капитальных ремонтов расстояние между тарелками делают равными 400-450 мм.

Для устранения канального движения потока в ситчатых колоннах устанавливают перераспределительные устройства.

Высота слоя дисперсной фазы, образующегося на тарелке, определяется по перепаду давления (напора), необходимому для движения жидкостей. Она зависит от скорости движения обеих фаз и степени рециркуляции дисперсной фазы. Захлебывание колонны наступает, когда высота слоя станет равной высоте перелива и слой дисперсной фазы достигнет следующей тарелки и при этом может происходить инверсия фаз. При захлебывании нарушается противоточное движение фаз. Следовательно, для предотвращения захлебывания высота слоя дисперсной фазы должна быть небольшой.

Общая высота слоя определяется как сумма напоров сплошной и дисперсной фаз [1]:

$$h_{\text{сл}} = h_{\text{с}} + h_{\text{D}}. \quad (1.4.10)$$

Для дисперсной фазы:

$$h_{\text{D}} = h_0 + h_{\sigma}, \quad (1.4.11)$$

где h_0 – напор, необходимый для истечения жидкости из отверстий тарелки; h_{σ} – напор, затрачиваемый на преодоление сил поверхностного натяжения.

Значение h_0 находится из уравнения (для коэффициента истечения, равного 0,67):

$$h_0 = \frac{U_{0\text{T}}^2 \left[1 - (S_0/S)^2 \right] \rho_{\text{D}}}{2g(0,67)^2 \Delta\rho}, \quad (1.4.12)$$

где S_0 – площадь поперечного сечения всех струй; S – площадь поперечного сечения колонны (без учета сечений переливов); $U_{0\text{T}}$ – скорость жидкости внутри сопла, м/с; $\Delta\rho = \rho_{\text{с}} - \rho_{\text{D}}$.

Величина h_{σ} определяется как

$$h_{\sigma} = \frac{6\sigma}{d'_k \Delta\rho g}, \quad (1.4.13)$$

где d'_k – диаметр капли при скорости жидкости в отверстии $u'_{0T} = 0,03$ м/с, (когда $u'_{0T} > 0,03$ м/с, величиной h_{σ} можно пренебречь); σ – межфазовое натяжение на границе жидкость – жидкость, Н/м.

Величина потерь напора, необходимого для движения сплошной фазы, зависит от потерь напора на трение в переливе и преодоление местных сопротивлений при сужении и расширении потока на входе и выходе из перелива, резком изменении направления движения жидкости в двух направлениях. Суммарное значение коэффициента сопротивления движению жидкости через перелив равно 4,5. Общие потери напора:

$$h_c = \frac{4,5u_{\text{пер.с}}^2 \rho_c}{2g \Delta\rho}, \quad (1.4.14)$$

где $u_{\text{пер.с}}$ – линейная скорость сплошной фазы в переливе.

1.5. Гидравлические характеристики насадочных колонных экстракторов

Для снижения продольного перемешивания экстракционную колонну заполняют насадкой, которая служит одновременно для ускорения протекания процессов коагисценции и диспергирования (редиспергирования) капель дисперсной фазы, создание более развитой поверхности контакта фаз, что в конечном счете увеличивает скорость массопередачи. Насадочные колонны используют в основном для систем, не имеющих твердой фазы, т.е. механических загрязнений. В них можно достичь степени извлечения, соответствующей нескольким теоретическим ступеням разделения (теоретическим тарелкам).

При выборе типа насадки необходимо учитывать, что она должна предпочтительно смачиваться сплошной фазой, так как при этом устраняется возможность нежелательной коагисценции капель внутри насадки. При предпочтительном смачивании насадки дисперсной фазой происходит растекание жидкости по ее поверхности и уменьшается межфазная поверхность. Например, керамические и фарфоровые насадки лучше смачиваются водой, а угольные и пластмассовые –

органической фазой. Размер элемента насадки не должен превышать $1/8$ диаметра колонны, что значительно уменьшает эффект каналообразования и пристеночный эффект, связанные с неравномерной засыпкой насадки и неравномерным распределением потока по сечению аппарата. Для диспергирования фаз используют сопла, которые должны входить вглубь насадки не менее чем на 25-50 мм. Для поддержания слоя насадки в колоннах устанавливают колосниковую решетку или металлическую тарелку.

Для уменьшения продольного перемешивания и каналообразования в колонне на расстоянии 3-3,5 м друг от друга размещают перераспределители потоков. Аналогичные перераспределительные устройства применяются для диспергирования тяжелой фазы и начального распределения обеих фаз на концах колонны. На выходе из колонны имеется свободный объем, в котором происходит коалесценция дисперсной фазы и образуется граница раздела фаз. Для улучшения разделения фаз на выходе из колонны иногда дополнительно устанавливают выносной отстойник.

Удерживающая способность насадочной колоны зависит от доли свободного объема насадки и от доли объема дисперсной фазы, удерживаемой насадкой. Величина удерживающей способности зависит также от скорости движения дисперсной фазы. Для систем жидкость-жидкость критический размер стандартной насадки (колец и седел) может быть определена по уравнению [79]

$$d_{\text{н}}^* = 2,42 \left(\frac{\sigma}{\Delta \rho g} \right)^{0,5}, \quad (1.5.1)$$

где σ – поверхностное натяжение на границе раздела жидкость – жидкость, $\Delta \rho$ – разность плотностей фаз.

Если размер насадки больше критического, то размер капель дисперсной фазы $d_{\text{к}}$ почти не зависит от размера и формы насадки и скорости движения фаз. Приблизительно размер насадки равен 12 мм и более. При условии, что размер насадки больше критического, и низких скоростях движения дисперсной фазы Q_D величина удерживающей способности возрастает практически линейно до определенной величины, а затем повышается более резко и капли дисперсной фазы начинают быстро коалесцировать. При дальнейшем увеличении Q_D может произойти диспергирование той фазы, которая раньше была сплошной (инверсия фаз), и далее произойдет захлебывание колонны.

Величину удерживающей способности по дисперсной фазе можно рассчитать по уравнению:

$$\frac{Q_D}{\varepsilon} + \frac{Q_c}{\varepsilon(1-\varphi)} = u_D(1-\varphi), \quad (1.5.2)$$

где ε – доля свободного объема насадки (порозность слоя насадки); u_D – характеристическая скорость (или предельная скорость капли при $Q_c = 0$ и малых значений Q_D ; Q_c , Q_D – объемные (фиктивные) скорости сплошного и дисперсного потоков; φ – удерживающая способность колонны по дисперсной фазе.

Для переходного режима при скоростях движения фаз, равных 50-70 % от скоростей захлебывания:

$$\varphi = \frac{[(Q_D/Q_c)^2 + 8Q_D/Q_c]^{0,5} - 3Q_D/Q_c}{4(1 - Q_D/Q_c)}. \quad (1.5.3)$$

Для расчета насадочных колонн рекомендуется принимать значение удерживающей способности в пределах 0,15-0,2 при $n_{п} = Q_D/Q_c < 0,5$.

Средний размер капель при диаметре колонны $D_a > 0,075$ м практически не зависит от размера насадки и определяется для жидкостей, находящихся в состоянии равновесия, по формуле

$$d_k = 0,92 \left(\frac{\sigma}{\Delta \rho g} \right)^{0,5} \left(\frac{u_D \varepsilon}{Q_D} \right). \quad (1.5.4)$$

При ненасыщенных фазах размер капли будет больше, если перенос вещества происходит из дисперсной фазы в сплошную – водную, а если наоборот, то размер капли изменяется. Диспергирование капель необходимо осуществлять до размера больше того, который, получается, по уравнению, при этом капли достаточно быстро разрушаются после распределителя и достигают критического размера.

Удельная межфазная поверхность записывается в виде:

$$a_v = \frac{6\varepsilon}{d_k} = \frac{6Q_D}{d_{к0}u_D}, \quad (1.5.5)$$

где $d_{к0}$ – диаметр капли при скорости потока, равной нулю.

Предельная нагрузка при захлебывании может быть определена как

$$Q_{з.с} = \frac{C(\Delta\rho)^{0,625}}{\rho_D^{0,275} \rho_c^{0,125} \mu_D^{0,1} \mu_c^{0,125} (\sigma/\sigma')^{0,625} (a_v/\varepsilon^{0,12})^{0,838}}, \quad (1.5.6)$$

где σ/σ' – отношение поверхностных натяжений на границе раздела жидкость – жидкость и жидкость – насадка; μ_c , μ_D – динамическая вязкость сплошного и дисперсного потоков. Значение коэффициента C может быть найдено по уравнениям

$$C = 7,35 \cdot 10^{-2} (Q_c/Q_D)^{0,564} \quad \text{при} \quad Q_c/Q_D = 0,05 \div 1,4,$$

$$C = 9,74 \cdot 10^{-2} (Q_c/Q_D)^{0,295} \quad \text{при} \quad Q_c/Q_D = 1,4 \div 10.$$

Для расчета предельных нагрузок для жидкостей с вязкостью меньше бсП можно воспользоваться эмпирическим уравнением Делла и Пратта:

$$\left[1 + 0,835 \left(\frac{\rho_D}{\rho_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Q_D}{Q_c} \right)^{1/2} \right] = C \left[\frac{Q_c a_v}{g E^3} \left(\frac{\rho_c}{\Delta\rho} \right) \sigma^{0,25} \right]^{-1/4}, \quad (1.5.7)$$

где a_v – удельная поверхность насадки, $\text{м}^2/\text{м}^3$; E – свободный объем, $\text{м}^3/\text{м}^3$.

Коэффициент C для колец Рашига представлен в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Диаметр кольца d_H , мм	9,5	12,7	19,0	25,4	38,0
Коэффициент C	0,70	0,75	0,80	0,82	0,82

Кроме этого уравнения в литературе известны выражения для предельных нагрузок, полученные Кафаровым, Дытнерским и другими авторами.

Библиографический список к первой главе

1. Трейбал Р. Жидкостная экстракция. – М.: Химия, 1966.
2. Берестовой А.М., Белоглазов И.Н. Жидкостные экстракторы. – Л.: Химия, 1982.
3. Ягодин Т.А., Каган С.З., Тарасов В.В. Основы жидкостной экстракции. – М.: Химия, 1981.
4. Броунштейн Б.И., Железняк А.С. Физико-химические основы жидкостной экстракции. – М.: Химия, 1966.
5. Берестовой А.М. Жидкостная экстракция в химической промышленности. – Л.: Химия, 1977.
6. Зюлковский З.А. Жидкостная экстракция в химической промышленности. – Л.: Гос. научно-техн. изд-во хим. лит-ры, 1963.
7. Холанд Ф., Чапман Ф. Химические реакторы и смесители для жидкофазных процессов. – М.: Химия, 1974.
8. Вибрационные массообменные аппараты / И.Я. Городецкий и др. – М.: Химия, 1980.
9. Карпачева С.М., Рябчиков Б.Е. Пульсационная аппаратура в химической технологии. – М.: Химия, 1983.
10. Гидродинамика межфазных поверхностей: сб. статей 1979-1981 г.г.; перевод с англ. / Сост. Ю.А. Бувеч, Л.М. Рабинович. – М.: Мир, 1984.
11. Reinhard Billet. Packed towers in processing and environmental technology. – VCH: New York, 1995.
12. Броунштейн Б.И., Щеголев В.В. Гидродинамика. Массо- и теплообмен в колонных аппаратах. – Л.: Химия, 1988.
13. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. – М.: Наука, 1990.
14. Берд Р., Стьюарт Б., Лайтфут Е. Явления переноса. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
15. Рахматуллин Х.А. Газовая и волновая динамика. – М.: Химия, 1983.
16. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987.
17. Соу С. Гидродинамика многофазных сред. – М.: Мир, 1971.
18. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. – М.: Мир, 1972.
19. Дейч М.Е., Филлипов Г.А. Гидродинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981.

20. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. – Казань: Изд-во Казанского гос. ун-та, 1993.

21. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке. – Казань: “Печатный двор”, 2002.

22. Слеттери Дж. С. Теория переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. – М.: Энергия, 1978.

23. Markatos N.C. Mathematical modelling of single and two-phase flow problems in the process industries // *Revue de l'Institut Frangais du Pe'trole*. – 1993. – V. 48, ¹6. – P. 631-662.

24. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1987.

25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошной среды. – М.: ГИТЛ, 1953.

26. Hadamard I. Movement permanent lent d'une sphere liquide et visqueux // *C. r. Acad. sci.* – 1911. – V. 152. – N 25. – P. 1735-1741.

27. Rybczynski W. Über die fortschreitende Bewegung einer flüssigen Kugel in einem zähen Medium // *Bull. Int. Acad. Sci. Cracovia. Cl. Sci. math. et. natur. Ser. A.* – 1911. – N 1. – P. 40-46.

28. Бетчелор Д. Введение в динамику жидкостей. – М.: Мир, 1973.

29. Hamielec A.E., Johnson A.I. Viscous flow around fluid spheres at intermediate Reynolds numbers // *Can. J. Chem. Eng.* – 1962. – V. 40, N 2. – P. 41-45.

30. Ривкинд В.Я., Рыскин Г.М. Структура течения при движении сферической капли в жидкой среде в области переходных чисел Рейнольдса // *Изв. Ан СССР. Механика жидкости и газа*. – 1976. – № 1. – С. 8-15.

31. Ривкинд В.Я., Рыскин Г.М., Фишбейн Г.А. Обтекание сферической капли в переходной области чисел Рейнольдса // *Прикладная математика и механика*. – 1976. – № 4. – С. 741-745.

32. Протодьяконов И.О., Сыщиков Ю.В. Турбулентность в процессах химической технологии. – Л.: Наука, 1983.

33. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1959.

34. Grace J.R., Wairegi T., Nguyen T.H. // *Ibidem*. – 1976. – V. 54. – N 3. – P. 167.

35. 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.

36. Розен А.М., Беззубова А.И. Массоотдача в одиночных каплях // ТОХТ. – 1968. – Т. 2. – № 6. – С. 850-862.
37. Массопередача при экстракции и моделирование экстракционных аппаратов / А.М. Розен и др. // Сб. Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции. – М.: Химия, 1966. – С. 99-112.
38. Бердников В.И., Левин А.М. Расчет скорости движения пузырей и капель // ТОХТ. – 1980. – Т. 14. – № 4. – С. 535-541.
39. Гонор А.Л., Ривкинд В.Я. Динамика капли // Механика жидкости и капли. – 1982. – Т. 17. – С. 86-159.
40. Liang T.B., Slofer M.J. Liquid- liquid extraction drop formation: mass transfer and the influence of surfactant // Chem. Eng. Sci. – 1990. – V. 45. – N 1. – P. 97-105.
41. Edge R.M., Grant C.D. The motion of drops in water contaminated with a surface-active agent // Chem. Eng. Sci. – 1972. – N 9. – P. 1709-1721.
42. Смирнов Н.И., Рубан В.Л. Относительная скорость движения капель // ЖПХ. – 1949. – Т. 22. – № 10. – С. 1068-1077.
43. Kuboi R., Kamasawa J., Osake T. Fluid and particle motion in turbulent dispersion – 2. Influence of turbulence of liquid on the motion of suspended particles // Chem. Eng. Sci. – 1974. – N 3. – P. 651-657.
44. Основные процессы и аппараты химической технологии / Под ред. Ю.И. Дытнерского. 2-е изд., пер. и доп. – М.: Химия, 1991. – 496 с.
45. Leonard J., Houghton G. Effect of mass transfer on the velocity of rise of bubbles in water // Nature. – 1961. – V. 190, 14777. – P. 687-688.
46. Михайлов Г.М., Николаев А.М. Обобщенное уравнение осаждения сферических частиц // Химия и технология топлив и масел. – 1963. – № 6. – С. 21-24.
47. Лященко П.В. Гравитационные методы обогащения. – Л.: Госточиздат, 1940.
48. Механика многофазных сред / А.Н. Крайко, Р.И. Нигматуллин, В.К. Старков и др. // Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика. – М.: ВИНТИ, 1972. – Вып. 6. – С. 93-144.
49. Нигматуллин Р.И. Уравнение гидромеханики и волны уплотнений в двухскоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газов. – 1967. – № 6. – С. 33-47.
50. Нигматуллин Р.И. Некоторые вопросы гидромеханики двухфазных полидисперсных сред // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газов. – 1968. – № 5. – С. 63-67.

51. Middleman S. // Am. Inst. Chem. Engrs. – 1965. – V. 11. – N 4. – P. 750-755.
52. Brian P.L.T., Hales H.B., Sherwood T.K. Transport of heat and mass between liquids and spherical particles in an agitator tank // Am. Inst. Chem. Engrs. J. – 1969. – V. 15. – P. 727-733.
53. Lewins D.M., Glastonbury J.R. // Trans. Instn. Chem. Engrs. – 1972. – V. 50. – N 2. – P. 132-146.
54. Орел С.М. Растворение твердой частицы в перемешиваемой жидкости // ЖПХ. – 1988. – Т. 61. – № 7. – С. 1530-1536.
55. Орел С.М., Ратыч Л.Ф. О некоторых моделях процесса растворения твердых частиц в аппаратах с мешалками // ЖПХ. – 1990. – № 9. – С. 1980-1984.
56. Grace J.R., Wairegi T., Nguyen T.H. Shapes and velocities of single drops and bubbles moving freely through immiscible liquids // Trans. Inst. Chem. Eng. – 1976. – V. 54. – N 3. – P. 167-173.
57. Руководство к практическим занятиям в лаборатории процессов и аппаратов химической технологии: учеб. пособие для вузов / Под ред. П.Г. Романкова. – Л.: Химия, 1980.
58. Брагинский Л.Н., Бегачев В.И., Барабаш В.М. Перемешивание в жидких средах. – Л.: Химия, 1984.
59. Proudmen L., Pearson J.R.A. // I. Fluid. Mech. – 1957. – V. 2. – N 3. – P. 237-262.
60. Nakano Y., Tien C. Viscous incompressible non-Newtonian Flow at intermediate Reynolds number // A. I. Ch. E. J. – 1970. – N 4. – P. 569-574.
61. Клячко А.С. Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах // Отопление и вентиляция. – 1934. – № 4. – С. 27-29.
62. Barnea E., Mizrahi I. // Chem. Eng. J. – 1973. – V. 5. – P. 171-189.
63. Taylor T.D., Acrivos A. The stokes flow past an arbitrary particle. The slightly deformed sphere // Chem. Engng. Sci. – 1964. – V. 19. – N 7. – P. 445-451.
64. Abdel-Alim A.H., Hamielec A.E. A theoretical and experimental investigation of the effect of internal circulation on the drag of spherical droplets falling at terminal velocity in liquid media // Ind. And Eng. Chem. Fundam. – 1975. – V. 14. – N 4. – P. 308-312.
65. Kiele A.I., Treybal R.E. Rate of raise or fall of liquid drops // A. I. Ch. E. J. – 1956. – N 4. – P. 444-447.
66. Hu S., Kintner R.C. The fall of single liquid drops through water // A. I. Ch. E. J. – 1955. – N 1. – V. 1. – P. 42-48.

-
67. Wellek R.M., Agrawal A.K., Skelland A.H.P. Shape of liquid drops moving in liquid media // *A. I. Ch. E. J.* – 1966. – N 5. – V. 12. – P. 854-862.
68. Winnikov S., Chao B.T. Droplet motion in purified system // *Phys. Fluids.* – 1966. – N 1. – V. 9. – P. 50-61.
69. Thorsen G., Hordalen R.M., Terjesen S.G. On the terminal velocity of circulating and oscillating liquid drops // *Chem. Engng. Sci.* – 1968. – V. 23. – N 5. – P. 413-427.
70. Ривкинд В.Я. Стационарное движение слабо деформируемой капли в потоке вязкой жидкости / Зап. науч. семинаров Ленингр. отд. мат. ин-та АН СССР. – Л.: АН СССР, 1977. – Т. 69. – С. 157-170.
71. Ривкинд В.Я. Стационарное движение вязкой капли с учетом ее деформации / Зап. науч. семинаров Ленингр. отд. мат. ин-та АН СССР. – Л.: АН СССР, 1979. – Т. 84. – С. 220-242.
72. Johnson A.I., Braida L. The velocity of fall circulating and oscillating liquid drops through quiescent liquid phases // *Can. I. Chem. Eng.* – 1957. – V. 35. – N 4. – P. 165-172.
73. Schroeder R.R., Kintner R.C. Oscillations of drops falling in a liquid field // *A. I. Ch. E. J.* – 1965. – V. 11. – N 1. – P. 5-8.
74. Булатов С.Н. Исследование гидродинамики потоков в экстракционных аппаратах с ситчатыми тарелками. Автореферат канд. диссертации. – М.: МХТИ, 1961.
75. Hayworth C., Treybal R. Drop formation in Two- Liquid- Phase Systems // *Ind. Eng. Chem.* – 1950. – V. 42. – N 6. – P. 1174-1181.
76. Вилниц С.А. Исследование некоторых вопросов гидродинамики безнасадочных экстракционных аппаратов. Автореферат канд. диссертации. – М.: МИТХТ, 1952.
77. Гельперин Н.И., Вильниц С.А. Диспергирование жидкостей при истечении из насадков в воздух и жидкие среды // *Труды МИТХТ*, 1956. – Вып. 6. – С. 111- 116.
78. Смирнов Н.И., Полюта С.Е. Капельное истечение жидкости в среду другой жидкости или газовую среду // *ЖПХ.* – 1948. – Т. 21. – № 11. – С.137.
79. Hoffing E.H., Lockhart F.J. A correlation of flooding velocities in packed columns // *Chem. Eng. Progr.* – 1954. – V. 50. – N 2. – P. 94-103.

ГЛАВА 2

МАССООБМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ

Интенсивность массопередачи через межфазную поверхность при экстракции в системе жидкость – жидкость характеризуется коэффициентами массоотдачи. Различают массоотдачу при движении капель и массоотдачу при диспергировании и коалесценции капель.

В главе рассмотрены некоторые подходы определения коэффициентов массоотдачи в системах жидкость – жидкость (и как частный случай – твердая фаза – жидкость) при различных условиях движения потоков без химических реакций.

2.1. Общие закономерности массоотдачи

Теоретические методы моделирования и исследования массо- и теплообменных процессов условно подразделяются на точные, асимптотические, численные и приближенные [1]. В связи с разнообразием конструкций контактных устройств и одновременно происходящих процессов обмена импульсом, массой и теплом 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 массотеплообмена 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.

Механизм массопередачи в системе жидкость – жидкость недостаточно исследован и математически описан, несмотря на значительное число отечественных и зарубежных публикаций. Большой вклад в развитие теории и практики исследования гидродинамики и массообменных процессов двухфазных сред при экстракции в системе жидкость – жидкость внесли отечественные исследователи: Левич В.Г., Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А., Железняк А.С., Розен А.М., Ривкинд В.Я., Рыскин Г.М. и др.

Как правило, для определения параметров, характеризующих скорость массопередачи, применяются в большинстве случаев полуэмпирические зависимости или приближенные модели, существенно упрощающие реальную картину и имеющие ограниченную область применения. Вследствие этого, разработка математических моделей наиболее полно описывающих массообменные процессы и распространение их на более широкие области применения, является одной из актуальных задач.

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 Прандля, 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 главе рассмотрены широко используемые в настоящее время эмпирические и полуэмпирические подходы моделирования массо- и теплообмена в двухфазных средах.

Кинетика массопередачи в гетерогенных системах жидкость-жидкость изучается на основе анализа и описания элементарных актов массопередачи – переноса вещества через поверхность раздела фаз капли.

При расчете скорости массопередачи необходимо учитывать конкретную гидродинамическую обстановку и поэтому при исследовании уравнений конвективного переноса используются компоненты скорости жидкости, определяемые из рассмотрения соответствующей этому процессу гидродинамической задачи. При этом

используется предположение, что влияние потока массы на гидродинамические характеристики потока незначительно. На этом допущении построены различные приближенные модели массопередачи.

Описание процессов массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах имеют существенные различия. Они вызваны тем, что внутри каждой из фаз имеются различные гидродинамические условия массоотдачи – сплошная фаза турбулирована за счет движения дисперсных частиц, а циркуляция жидкости внутри капель обусловлена трением между каплями и сплошной фазой, возникающим в результате относительного движения фаз.

Известен целый ряд моделей описания массоотдачи с различными допущениями: отсутствие сопротивления переносу со стороны поверхности раздела фаз, независимость протекания переноса в пределах каждой фазы, практически мгновенное достижение состояния равновесия на границе раздела.

Эти допущения позволяют использовать формулы аддитивности фазовых сопротивлений

$$\frac{1}{K_{oD}} = \frac{1}{\beta_D} + \frac{1}{m\beta_c}, \quad \frac{1}{K_{o.c}} = \frac{m}{\beta_D} + \frac{1}{\beta_c} \quad (2.1.1)$$

где K, β – коэффициенты массопередачи и массоотдачи, соответственно; m – коэффициент распределения (константа равновесия).

Принцип аддитивности дает возможность развернутого изучения массоотдачи в каждой из фаз и в ряде случаев позволяет выделить фазу, сопротивление которой является лимитирующим. Но существуют ограничения на практическое применение этого метода изучения частных коэффициентов – наличие ПАВ, явлений межфазной турбулентности, переменных коэффициентов распределения.

Известно, что даже незначительные количества ПАВ, адсорбируясь на границе раздела, существенно снижают ее подвижность и ухудшают условия массопередачи.

Явления межфазной турбулентности, наблюдаемые у некоторых систем, ведут к ускорению переноса массы.

При переменном коэффициенте распределения формула аддитивности неприемлема, но, в случаях, когда частные коэффициенты не зависят от концентрации, условие аддитивности выполняется.

Наиболее перспективным представляется путь описания массоотдачи в двухфазных системах с подвижными границами, основанный на представлениях теории диффузионного пограничного слоя, в которой учитываются гидродинамические условия у границы раздела фаз. Теория, развитая Левичем, предполагает постепенное изменение скорости переноса вещества от ядра потока до границы раздела фаз сначала в турбулентном слое, затем в вязком, где уменьшается доля конвективной составляющей, и, наконец, в диффузионном подслое с преобладанием молекулярной диффузии.

2.2. Массоотдача при свободном движении элементов дисперсной фазы (внутренняя задача)

Вопросу изучения массоотдачи при свободном движении частиц посвящено большое число монографий [1-8]. Интерес вызван тем, что массоотдача при зарождении и движении капель является типичной, т.е. характерной и поэтому практически очень важной.

Массообмен при ламинарном движении жидкости в фазах можно рассчитать совместным решением уравнения переноса импульса и массы с учетом начальных и граничных условий.

Массообмен при осесимметричном обтекании сферической частицы описывается уравнением конвективного переноса для каждой из фаз в сферических координатах:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + V_{ri} \frac{\partial C_i}{\partial r} + \frac{V_{\theta i}}{\sin \theta} \frac{\partial C_i}{\partial \theta} = D_i \Delta_{r\theta} C_i, \quad (2.2.1)$$

где

$$\Delta_{r\theta} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right).$$

В случае рассмотрения внутренней задачи (при лимитирующем сопротивлении дисперсной фазы) уравнение (2.2.1) записывается для ограниченного сферического объема, внешней (при лимитирующем сопротивлении сплошной фазы) – для полубесконечной среды.

При лимитирующем сопротивлении дисперсной фазы конвективный перенос в капле описывается уравнением (2.2.1) и решается при граничных условиях:

$$\begin{aligned}
 r = R, \quad C_D &= C_{\text{гр}}; \\
 r = 0, \quad \frac{\partial C_D}{\partial r} &= 0; \\
 t = 0, \quad C_D &= C_0.
 \end{aligned}
 \tag{2.2.2}$$

Решение задачи (2.2.1), (2.2.2) даже для случая $\text{Re}_D \ll 1$, когда известны точные значения компонентов скорости жидкости внутри капли, представляет большие трудности.

В предельном случае $\text{Re}_D \rightarrow 0$ массообмен описывается уравнением нестационарного молекулярного переноса и может быть представлен рядом:

$$A_{\text{ф}} = 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\pi^2 n^2 \frac{Dt}{R^2}\right).
 \tag{2.2.3}$$

Данная модель Ньюмена допустима лишь для мелких капель при допущении отсутствия циркуляции внутри капли и малых скоростях относительного движения ($\text{Re}_D \rightarrow 0$), где Re_D – число Пекле.

В другом предельном случае $\text{Re}_D \rightarrow \infty$ уравнение конвективной диффузии может быть разрешено в рамках теории диффузионного пограничного слоя или в приближении Кронига-Бринга, которому соответствует предположение о постоянстве концентрации вдоль линии потока.

Для процесса жидкостной экстракции характерны большие значения числа $\text{Pe} \sim 10^4 \div 10^5$, обусловленные малыми значениями коэффициентов диффузии для системы жидкость – жидкость.

В работах [9-11] в результате численного решения уравнения конвективной диффузии показано, что при значениях числа Fo , удовлетворяющих условию:

$$\text{Fo} \leq \left(\frac{\pi}{12\text{Pe}}\right)^{1/2}
 \tag{2.2.4}$$

основное сопротивление массопереносу внутри капли сосредоточено в слое, прилегающем к поверхности, причем эффективная толщина этого слоя δ возрастает со временем по закону:

$$\delta_D \approx \varphi R \sqrt{Fo} \approx \varphi \sqrt{D_D t}, \quad (2.2.5)$$

где t – время, с; φ – численный коэффициент.

С увеличением числа Re и уменьшением числа Fo область резкого изменения концентрации (то есть область диффузионного пограничного слоя) сужается и его роль в формировании диффузионного сопротивления массопереносу внутри капли является определяющей. Следовательно, при больших числах Re модель Кронига-Бринка не применима.

Степень насыщения числа A_φ по модели Кронига-Бринка определяется по уравнению:

$$A_\varphi = 1 - \frac{3}{8} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp\left(-\lambda_n \frac{16D_D t}{R^2}\right), \quad (2.2.6)$$

где B_n , λ_n – амплитуды и собственные значения функции.

Циркуляционная модель Кронига-Бринка в работах [12, 13] применяется для капель диаметром $d \leq 0,28$ см.

В моделях Ньюмена и Кронига-Бринка скорость массоотдачи рассчитывается по формуле Гедеса:

$$\beta_D = -\frac{R}{3t} \ln(1 - A_\varphi). \quad (2.2.7)$$

С ростом капель происходит возрастание инерционных сил при движении жидкости по линии тока, которые вначале приводят к разрыву циркуляционного торроида и образованию двух торроидов, и далее к возникновению пульсации капель и отклонению их формы от сферической. Следствием этого является искривление адамаровских линий тока и наложение на молекулярную диффузию (по нормали к линиям тока) турбулентного переноса.

Внутренняя задача конвективного массообмена существенно отличается от внешней, прежде всего структурой образующих линий тока при обтекании сплошной средой капли.

Во внешней задаче все линии тока разомкнуты, при этом линии, расположенные вблизи оси потока, приносят необедненную концентрацию на бесконечности, проходя вблизи поверхности капли, на которой происходит поглощение извлекаемого компонента и обеднение раствора; и далее уходят вновь на бесконечность.

Во внутренней задаче все линии тока замкнуты, поэтому извлекаемый компонент, проходя вблизи поверхности капли, частично поглощается и попадает далее внутрь капли по линиям тока, расположенным вблизи оси потока. В глубине капли происходит перемешивание фазы с необедненной концентрацией, при этом концентрация в объеме будет уменьшаться ввиду отсутствия притока извне. Линии тока, выходя из приосевой области, начинают вновь проходить вблизи поверхности капли, происходит дальнейшее обеднение фазы. Динамика массоотдачи внутри капли происходит качественно различным образом, как показано в работе [14].

В работе [14] рассматривается нестационарный конвективный массообмен при больших числах Pe_D и предполагается, что массоперенос осуществляется с существенными отличиями на трех характерных интервалах времени, границы которых являются функциями числа Пекле.

На первом интервале времени $0 \leq t_* \leq \ln(Pe_D)$ (t_* – безразмерное время) происходит формирование нестационарного диффузионного пограничного слоя, который подобен внешнему пограничному слою при рассмотрении внешней задачи. На этой же стадии происходит образование внутреннего диффузионного следа, расположенного вблизи оси потока.

В интервале времени $\ln(Pe_D) \leq t_* \leq Pe_D$ развитый пограничный след начинает взаимодействовать с пограничным слоем. Происходит увеличение толщины пограничного слоя.

На последнем интервале $Pe \leq t_*$ пограничный слой прекращает свое существование; концентрация становится постоянной на линиях тока и начинает работать модель Кронига-Бринка.

В работе получено асимптотическое решение для второй и третьей стадий. Отмечается, что поскольку недостаточно исследована динамика массопереноса в капле при временах (вторая стадия) – отсутствует надежный экспериментальный способ изучения начальной стадии процесса, то экспериментальные данные подтверждают лишь заключительную (третью) стадию процесса, решение которой совпадает с решением Кронига-Бринка.

Модель Хандлоса и Барона предполагает наличие в капле полного перемешивания и учитывает только турбулентный перенос вещества. Согласно этой модели величина коэффициента массоотдачи определяется выражением:

$$\beta_D = \frac{0,00375V_\infty}{1 + \mu^*}. \quad (2.2.8)$$

Эта модель отражает максимально возможную скорость переноса массы для осциллирующих капель диаметром 0,8-1,7 см.

Для критерия Шервуда получено выражение:

$$\text{Sh}_D = 0,015 \text{Pe}_D^*, \quad (2.2.9)$$

где $\text{Pe}_D^* = \text{Pe}_D / (4(1 + \mu^*))$, $\text{Sh}_D = \beta_D d / D_D$, $\mu^* = \mu_D / \mu_c$.

Авторы [15,16] на основании обработки экспериментальных исследований получили эмпирическую формулу для расчета среднего по времени коэффициента массоотдачи в промежуточной области размеров капли от 0,28 до 0,8 см ($300 < \text{Re}_2 < 1100$)

$$\bar{\beta}_D = \bar{\beta}_{\text{К-Б}} \left(0,5 + 0,7(d/0,28)^{1,7} \right), \quad (2.2.10)$$

где $\bar{\beta}_{\text{К-Б}}$ – средний по времени коэффициент массоотдачи по модели Кронига-Бринка.

Критический анализ моделей, произведенный в ряде работ [4, 9-11, 17] показывает, что нет однозначного мнения о нестационарности переноса массы в дисперсной фазе. Авторы [4, 16] полагают, что нестационарность переноса имеет место лишь в период образования капли, а при движении капли обмен стационарен.

Авторы [17] для сферических капель предлагают массообмен описывать уравнением:

$$\text{Sh}_D = 0,65 \text{Re}_c^{0,5} \text{Sc}_D^{0,5} (1 + \mu^*)^{-0,5}, \quad (2.2.11)$$

а для крупных:

$$\text{Sh}_D = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{Re}_c^2 \text{Sc}_D^{0,56} (1 + \mu^*)^{-0,5}. \quad (2.2.12)$$

В работе [9] показано, что при заданных значениях концентрации вещества на границах диффузионного слоя, время его релаксации, то есть время, в течении которого в диффузионном пограничном слое устанавливается стационарное распределение концентрации, равно:

$$t_r = \frac{R(1 + \mu^*)}{2V_\infty}. \quad (2.2.13)$$

В случае достаточно больших значений числа Пекле существует достаточно широкий диапазон времен t , удовлетворяющих условию

$$t_r \ll t \ll t_d,$$

где t_d – время, в течение которого общее количество растворенного в капле вещества уменьшается в несколько раз, ограниченное снизу величиной $0,022 R^2/D_D$. В данном диапазоне времен перенос вещества в диффузионном пограничном слое может быть описан стационарным уравнением конвективной диффузии.

Правомочность данного вывода подтверждается так же результатами численного решения уравнения конвективной диффузии в работе [18]. Показано, что при выполнении условия:

$$t \geq \frac{1,46R(1 + \mu^*)}{V_\infty} \quad (2.2.14)$$

коэффициент массоотдачи выходит на постоянное значение. Отмечается так же, что поправка на нестационарность процесса диффузии, равная $1,46R(1 + \mu^*)/(V_\infty t)$ при обычно принимаемых высотах слоя 30-100 мм невелика и не превышает $5 \div 16 \%$.

Механизм массопередачи в системах жидкость – жидкость весьма сложен и недостаточно изучен. Среди теоретических моделей наиболее известной является модель Кронига-Бринга (при $Re < 1$). Численный расчет массопереноса в капле для $Re \gg 1$ и $Pe \gg 1$, когда основное сопротивление сосредоточено в дисперсной фазе, приведен в работе [19]. Аналитическое решение задачи массообмена между движущейся каплей и сплошной средой при соизмеримых сопротивлениях в обеих фазах получено в работе [20]. Применение данных теоретических

моделей массообмена в прикладных расчетах имеет определенные сложности. Поэтому для определения коэффициентов массоотдачи в процессах экстракции используются эмпирические или полуэмпирические соотношения [21-24].

В настоящее время наиболее изучен процесс массообмена между единичной каплей и окружающей жидкостью. В работе [25] представлены уравнения для расчета коэффициентов массоотдачи в капле и окружающей жидкости при допущении, что основное сопротивление массопередачи сосредоточено в одной из фаз.

Если капли рассматриваются как твердые сферические частицы, перенос вещества в которых происходит только за счет молекулярной диффузии, то коэффициент массоотдачи по дисперсной фазе β_D можно найти из уравнения:

$$\beta_D = \frac{2\pi^2 D_D}{3d}, \quad (2.2.15)$$

где D_D – коэффициент молекулярной диффузии в дисперсной фазе, $\text{м}^2/\text{с}$.

Выражение применимо для капель очень малого размера $d \leq 10^{-4}$ м и определяет нижний предел скорости массопередачи.

При размере капель 3×10^{-3} м $< d < 8 \times 10^{-3}$ м, когда капли периодически осциллируют, но движение внутри капли не является полностью турбулентным, можно использовать метод Кольдербенка и Корчинского:

$$\beta_D = \frac{17,9D'_D}{d}, \quad (2.2.16)$$

$$D'_D = 0,00057 \text{Pe}'_D D_D, \quad (2.2.17)$$

где D'_D – эффективный коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; Pe'_D – модифицированное число Пекле:

$$\text{Pe}'_D = \frac{dV_\infty}{D_D(1 + \mu_D/\mu_c)}. \quad (2.2.18)$$

Следует отметить, что некоторые приведенные выше выражения дают зависимость $\beta_D \sim D_D$ в первой степени, что не всегда соответствует действительности.

2.3. Коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе

Одной из первых попыток описания массопереноса при лимитирующем сопротивлении сплошной фазы является модель Хигби, согласно которой перенос массы происходит за счет многомерной диффузии в течение кратковременных контактов элементов жидкости с поверхностью капли. Определяя время контакта элемента как $t = d/V_\infty$ уравнение для коэффициента массоотдачи имеет вид:

$$\beta_c = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\text{Pe}_c}. \quad (2.3.1)$$

Подобное уравнение получено Буссинеском.

Модель Хигби, как и ее модификации, предложенные Данквертсом и Кишиневским, основаны на представлении о нестационарности диффузии.

Двухпленочная модель Льюиса-Уитмана, рассматривающая процесс массоотдачи как квазистационарный, основана на допущении, что изменение концентрации происходит в неподвижных или ламинарно движущихся тонких пленках по молекулярному механизму при условии фазового равновесия на границе раздела. Подобные допущения упрощают гидродинамическую обстановку вблизи межфазной поверхности.

Как уже указывалось, наиболее обоснованным из приближенных методов является модель диффузионного пограничного слоя.

При ламинарном обтекании уравнение конвективного переноса решается при граничных условиях:

$$\begin{aligned} r = R, & \quad C_c = C_{\text{гр}}; \\ r \rightarrow \infty, & \quad C_c = C_{c\infty}; \\ t = 0, & \quad C_c = C_{c\infty}. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

В случае $Pe_c = 0$ задача имеет нестационарное решение [26]:

$$Sh_c = 2 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi D_c t}{(d/2)^2}}} \right), \quad (2.3.3)$$

где число Шервуда $Sh_c = \beta_c d / D_c$.

Предложено [27] стационарное решение уравнения конвективного массопереноса при $0,1 < Pe_c < 1000$

$$Sh_c = 2 + \left(0,333 Pe_c^{0,84} / (1 + 0,331 Pe_c^{0,507}) \right). \quad (2.3.4)$$

При $Pe_c > 10^3$ процесс массопереноса в [2] считается установившимся и рассматривается в приближении стационарного диффузионного пограничного слоя, при этом уравнение конвективного массопереноса принимает вид:

$$V_{rc} \frac{\partial C_c}{\partial r} + \frac{V_{\theta c}}{r} \frac{\partial C_c}{\partial \theta} = \frac{2}{Pe_c} \frac{\partial^2 C_c}{\partial r^2}. \quad (2.3.5)$$

Решение данного уравнения – выражение для критерия Шервуда:

$$Sh_c = \varphi(V) \sqrt{Pe_c}, \quad (2.3.6)$$

где $\varphi(V) = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\theta_s} V \sin^2 \theta d\theta \right)^{1/2}$, θ_s – угол отрыва потока.

Зная распределение скорости жидкости по поверхности капли или вихря по поверхности твердой сферы, коэффициент маосотдачи можно вычислить по формуле (2.3.6) и для случая твердой сферы

$$Sh_c = 0,641 \left(\int_0^{\theta_s} \sqrt{\xi_{\infty}} \sin^3 \theta d\theta \right)^{2/3} \sqrt[3]{Pe_c}. \quad (2.3.7)$$

В случае ползущего стоксовского движения для твердой сферы [28] предлагается уравнение:

$$\text{Sh}_c = 0,99\sqrt[3]{\text{Pe}_c}, \quad (2.3.8)$$

а для капли

$$\text{Sh}_c = \left(0,65/\sqrt{1+\mu^*}\right)\sqrt{\text{Pe}_c}, \quad (2.3.9)$$

уравнения справедливы при небольших μ^* .

Применимость использования для описания нестационарной диффузии модели стационарного пограничного слоя подтверждается также в работах [1, 29, 30].

В работе [14] отмечается, что линии тока во внешней задаче при обтекании дисперсной частицы потоком разомкнуты. За счет того, что концентрации на бесконечности и на поверхности капли поддерживаются постоянными, решение внешней задачи экспоненциальным образом выходит на стационарный профиль, что и определяет решение соответствующей стационарной задачи [18].

Стационарность профиля концентрации в сплошной фазе объясняется также малым временем выхода капли на участок гидродинамической стабилизации. В работах [29, 30] методом голографической интерферометрии показано, что капля достигает стационарного режима движения на расстоянии 20 мм от среза капилляра, что соответствует времени порядка 0,2 с.

В работе [1] предлагается для решения задачи нестационарной диффузии принцип аналогии, согласно которому асимптотическое решение одной задачи может быть использовано для приближенного решения аналогичных характеристик задач, описывающих качественно сходные явления или процессы.

Так, в работе [31] в приближении диффузионного пограничного слоя получена зависимость среднего числа Шервуда от времени при обтекании дисперсной частицы установившимся осесимметричным сдвиговым стоксовым потоком с коэффициентом сдвига G

$$\text{Sh}(t) = \sqrt{(3\text{Pe}/\pi)\text{cth}(3\text{PeFo})},$$

$$\text{Pe} = (d/2)^2 G/D. \quad (2.3.10)$$

Асимптотическое значение среднего числа Шервуда, отвечающее установившемуся процессу диффузии, имеет вид

$$Fo \rightarrow 0, \quad Sh(t) \rightarrow Sh_{st} = \sqrt{3Pe/\pi}. \quad (2.3.11)$$

Исключая число Pe через Sh_{st} , из выражения (2.3.10) следует

$$Sh(t)/Sh_{st} = \sqrt{\text{cth}(\pi Sh_{st}^2 Fo)}. \quad (2.3.12)$$

Уравнение (2.3.12) может быть применено для приближенного расчета нестационарных процессов диффузии к поверхности дисперсных элементов (твердых частиц, пузырей, капель), если известен коэффициент Sh_{st} из решения соответствующей стационарной задачи конвективного массообмена при больших числах Пекле. Например, для капель известно соотношение:

$$Sh_{st} = \left(\frac{2Pe}{3\pi(\mu^* + 1)} \right)^{1/2}, \quad Pe = \frac{dV_\infty}{D_c}. \quad (2.3.13)$$

Сопоставление результатов, полученных по приближенному уравнению (2.3.12) с численно-аналитическими, показывает, что максимальная погрешность вычисления составляет 1-4 %.

При увеличении Re_c , течение вокруг частиц перестает быть безвихревым с определенного значения $Re_{кр}$, поэтому необходимо в полном диффузионном потоке учитывать как поток в пограничном слое до точки отрыва, так и в зоне отрыва. Этому вопросу посвящен ряд работ [32-35], в которых предлагается экспериментальные данные обрабатывать в виде корреляционной зависимости

$$Sh_c = 2 + b Re_c^{1/6} Pe_c^{1/3}. \quad (2.3.14)$$

В работе [34] предлагается для области $20 < Re_c < 2000$, $b = 0,76$.

Авторы [35] в области $10 \leq Re_c \leq 80$ рекомендуют для критерия Шервуда выражение:

$$Sh_c = 1,13 \sqrt{K Pe_c}, \quad (2.3.15)$$

где $K = (20 + 4A_1)/(24 + 9\mu^*)$; A_1 – численный коэффициент.

Как видно, нет надежной зависимости для расчета интенсивности массообмена в широком диапазоне чисел Пекле, вследствие влияния на процесс переноса многих факторов: изменение и неустойчивость формы капель, пульсации скорости их движения, появление вихревого следа и так далее. Поэтому расчет коэффициентов массоотдачи обычно базируется на использовании корреляционных соотношений между критериями подобия.

Авторы [36] предлагают массоотдачу средних капель при $Re_c < 300$ описывать уравнением

$$Sh_c = 0,42 Sc_c^{1/3} Re_c^{1/3} We^{-0,011}, \quad (2.3.16)$$

крупных (сплюсненных)

$$Sh_c = 0,12 Sc_c^{1/3} Re_c^{0,78} We^{0,4}, \quad (2.3.17)$$

где $We = \rho_c V_\infty^2 d / \sigma$ – число Вебера. Следует отметить, что при $We \gg 1$ капля теряет устойчивость и дробится.

В случае обтекания капель с внутренней циркуляцией для расчета коэффициента массоотдачи в сплошной фазе можно применить модель Хигби-Буссинеска (2.3.1):

$$Sh_c = \frac{d_k \beta_c}{D_c} = 1,13 Pe_c^{0,5} = 1,13 \left(\frac{d_k V_\infty}{D_c} \right)^{0,5}. \quad (2.3.18)$$

Для капель с внутренней циркуляцией можно также использовать эмпирическую корреляцию Эльцинга и Банчеро:

$$Sh_c = 5,52 \left(\frac{\mu_c + \mu_D}{2\mu_c + 3\mu_D} \right)^{3,47} \left(\frac{d_k \sigma \rho_c}{\mu_c^2} \right)^{0,065} Pe_c^{0,5}, \quad (2.3.19)$$

где σ – поверхностное натяжение на границе раздела фаз, Н/м.

Таким образом, любая из существующих в настоящее время моделей массопереноса как внутри капли, так и в сплошной фазе основана на определенных гидродинамических представлениях и является корректной в узкой области.

2.4. Массообмен при образовании капель

При проведении процесса экстракции в тарельчатой колонне имеет место многократное диспергирование и коалесценция одной из фаз. При этом наблюдаются так называемые “концевые эффекты”, представляющие собой явления интенсивного массопереноса [37-39]. Эти явления [40] объясняются турбулизацией поверхности раздела в период роста капли в следствии образования областей с различным поверхностным натяжением.

Концевой эффект при образовании капель, сюда же входит и струйное истечение, намного больше концевого эффекта при коалисценции капель. В связи с этим представляет интерес исследования процесса массоотдачи на входе дисперсной фазы в слой сплошной фазы.

Расчет массоотдачи при образовании капли часто ведут в приближении пенетрационной модели, полагая, что глубина проникновения диффундирующего вещества много меньше радиуса капли. В этом случае локальный поток вещества на поверхность капли к моменту времени t определяется выражением [41]:

$$J = (c^* - c_0)s(t)\sqrt{\frac{D}{\pi t}}, \quad (2.4.1)$$

где c^* и c_0 – равновесное и начальное значения концентрации растворенного в капле вещества, масс. д.; D – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; $s(t)$ – площадь поверхности растущей капли, м^2 .

Для площади поверхности капли получено [2]:

$$s(t) = \pi d_f^2 \left(\frac{t}{t_f} \right)^{2/3}, \quad (2.4.2)$$

где d_f – диаметр сформировавшейся капли, м; t_f – время формирования капли, с.

Полный поток вещества в каплю за время t_f равен [2]:

$$I = \int_0^{t_f} J dt = \frac{6\pi}{7} \sqrt{\frac{Dt_f}{\pi}} d_f^2 (c^* - c_0). \quad (2.4.3)$$

Эту же величину можно определить как:

$$I = (\bar{c} - c_0) \frac{4}{3} \pi r_f^3. \quad (2.4.4)$$

Из (2.4.3) и (2.4.4) для степени извлечения в период образования капль получена формула [13]:

$$A = \frac{\bar{c} - c_0}{c^* - c_0} = 1,52 \sqrt{\tau_f}, \quad (2.4.5)$$

где $\tau_f = Dt_f / r_f^2$ – критерий Фурье для образовавшейся капли; A – степень извлечения.

Расчет по формуле (2.4.5) не учитывает эффекта переноса вещества в результате конвекции при растекании жидкости в капле за время ее образования. Попытка учета такого эффекта в радиальном направлении впервые была осуществлена в работе Ильковича [13]. Согласно расчетам Ильковича локальный поток вещества на каплю определяется выражением

$$J = \left(\frac{7}{3}\right)^{1/2} \sqrt{\frac{D}{\pi t}} (c^* - c_0) s(t) \quad (2.4.6)$$

и отличается от расчета по модели Хигби множителем $\sqrt{7/3} \approx 1,53$.

Рукенштейн и Константиеску [42] учли конвективный перенос вещества не только в радиальном, но и в тангенциальном направлении, полученное ими для степени извлечения выражение незначительно отличается от формулы Ильковича. Известны другие приближенные модели для описания механизма массопередачи в образующуюся каплю [43, 44].

Поповичем [45] осуществлен систематический обзор приближенных моделей массопередачи в период образования капли и показано, что количество вещества, поступившего в каплю за время t , может быть представлено выражением:

$$Q = \alpha m \sqrt{D/\pi t}^{\frac{2n+1}{2}}. \quad (2.4.7)$$

Здесь α – постоянный коэффициент, величина которого варьируется в пределах от 0,85 [13] до 3,8 [45] в зависимости от свойств жидкостных систем. Постоянные m и n определяют степенной закон роста поверхности со временем.

Авторами [46, 47] исследован массообмен при образовании капель в сплошной жидкой среде. В результате анализа ряда моделей каплеобразования получены зависимости степени извлечения при лимитирующем сопротивлении как в дисперсной, так и в сплошной фазе:

– для дисперсной фазы:

$$A = \frac{3\alpha}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\tau}, \quad (2.4.8)$$

где $\tau = D_D t / R^2$;

– для сплошной фазы:

$$A = \frac{3\alpha}{\psi \sqrt{\pi}} \sqrt{\tau}, \quad (2.4.9)$$

где $\tau = D_2 t / R^2$.

При расчете коэффициента массоотдачи в процессе каплеобразования и отрыва капли в работе [48] принимают следующие допущения:

1. Массообмен происходит в результате нестационарной диффузии в полубесконечный объем.
2. Капли являются сферическими и массообмен происходит через все их поверхности.
3. Раствор является разбавленным.
4. Поток сплошной фазы намного больше дисперсной фазы, то есть концентрация в сплошной фазе постоянная.
5. Скорость роста и отрыва капель постоянна.
6. Новая поверхность образуется в результате роста капли, то есть, нет обновления поверхности. При турбулентном массопереносе будет происходить обновление поверхности, и коэффициенты массоотдачи будут выше.

7. В процессе отрыва капли имеет место инверсия в каплеобразовании, то есть поверхность, образованная позже первой, разрывается.

В соответствии с первым допущением средний поток массы равен [48]

$$\bar{N} = \int_0^{\infty} \varphi N dt, \quad (2.4.10)$$

где φ – функция распределения межфазной поверхности, N – поток массы в поверхность в момент времени t .

$$N = \sqrt{\frac{D}{\pi t}} (c - c_i). \quad (2.4.11)$$

Для сферы, чей объем линейно зависит от времени, функция распределения $\varphi(t)$ определяется как доля поверхности, занятая элементами в момент времени t и $t - dt$.

$$\left. \begin{aligned} \varphi(t) &= \frac{2}{3} t^{-1/3} t^{-2/3} && \text{при } t < t_n \\ \varphi(t) &= 0 && \text{при } t > t_n \end{aligned} \right\}$$

где t_n – возраст капли, с.

Комбинируя уравнения, можно показать, что средний коэффициент массоотдачи в период образования капли есть

$$\beta = \frac{40}{7} \sqrt{\frac{D}{\pi \theta}}, \quad (2.4.12)$$

где θ – время каплеобразования, с.

Для периода отрыва капли функции распределения [48]:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(2t) &= \frac{2}{3} (\theta - t)^{-1/3} (\theta - t_n)^{-2/3} && \text{при } t < t_n \\ \varphi(2t) &= 0 && \text{при } t > t_n \end{aligned} \right\}$$

Средний коэффициент массоотдачи в период отрыва капли [48]:

$$\beta = 14 \sqrt{\frac{D}{\pi \theta}}. \quad (2.4.13)$$

Как видно из приведенных уравнений коэффициенты массоотдачи при стационарном и нестационарном режимах почти на порядок отличаются между собой.

При применении известных (например (2.3.13)-(2.3.19)) эмпирических уравнений для расчета коэффициентов массоотдачи нет необходимости учета входных эффектов, поскольку эмпирические уравнения получены экспериментально и дают среднее значение коэффициентов массоотдачи с учетом образования, движения и коалиценции капель.

2.5. Массообмен в интенсифицированных экстракторах

Для более однородного распределения элементов дисперсной фазы в объеме сплошной среды, увеличения поверхности массопередачи и регулярного редиспергирования и коалиценции и, следовательно, повышения интенсивности массопереноса, осуществляют процесс жидкостной экстракции в аппаратах с вводом внешней энергии: с мешалками, вибро, пульсационных [49-81].

Перемешивание жидких сред, содержащих элементы дисперсной фазы в виде капель или твердых частиц широко применяемый процесс интенсификации массопередачи; этим объясняется большое количество, как отечественных, так и зарубежных исследований [49-66]. Но механизм массообмена на межфазной границе пока не может считаться полностью выясненным, так как представляет собой весьма сложное физическое явление.

Аналитический расчет коэффициентов массоотдачи удастся лишь в немногих случаях. Поэтому для предсказания потоков массы в фазах используются расчетные уравнения, полученные путем обработки экспериментальных данных, выведенных с помощью метода анализа размерностей.

Наиболее изучена массоотдача в системах твердое тело – жидкость. При этом многие авторы изучают не процесс экстрагирования, а процесс растворения твердых частиц (например, растворение NaCl в воде). В этом случае процесс массообмена лимитируется сопротивлением только сплошной фазы.

Опытные данные большинства экспериментов обобщаются критериальными уравнениями вида:

$$\frac{\beta_c D_a}{D_c} = A \text{Re}_{\text{ц}}^m \text{Sc}_c^n, \quad (2.5.1)$$

где D_a – диаметр аппарата; $\text{Re}_{\text{ц}} = nd_M^2 / \nu_c$ – центробежное число Рейнольдса; d_M – диаметр мешалки, м.

Коэффициенты A и m зависят от условий перемешивания, типа вещества, геометрии системы.

Так, авторы [57] предлагают следующую зависимость:

$$\text{Sh}_c = 0,00264 \text{Re}_{\text{ц}}^{0,919} \text{Sc}_c^{0,679}. \quad (2.5.2)$$

В работах [58-62] предлагаются, соответственно, следующие значения для коэффициентов m и n в выражении (2.5.1):

m	n
0,61	0,33
0,833	0,5
1	0,5
0,58÷0,87	0,5

Широкое применение получил метод расчета скорости массоотдачи через диссипацию энергии, затрачиваемой на перемешивание. Согласно теории локальной изотропной турбулентности, между величиной скорости обтекания частицы и скоростью диссипации энергии в ее окрестности устанавливается определенное соответствие. Модели, предложенные в работах [49-51, 63], основаны на теории диффузионного пограничного слоя.

Анализ микроструктуры потока в аппарате с мешалкой, проведенный авторами [64, 65] говорит о том, что наряду с крупномасштабными существуют пульсации, размер которых мал по сравнению с диаметром частицы. В модели, представленной в работе [63] предполагается, что обтекание частиц происходит крупномасштабными пульсациями, в результате чего образуется ламинарный пограничный слой на частице и массоотдача в этом случае описывается уравнением:

$$\beta_c = 1,0 \left(\varepsilon D_c^4 / (v_c d^2 \rho_c) \right)^{1/6}. \quad (2.5.3)$$

где ε – скорость диссипации энергии, Вт/м³.

Авторы же [51, 66] полагают, что пограничный слой на поверхности частицы турбулентный, пронизываемый мелкомасштабными пульсациями; перенос вещества в слое осуществляется совокупным действием молекулярной и турбулентной диффузии. Получено выражение для коэффициента массоотдачи

$$\beta_c = 0,267 (\varepsilon v_c / \rho_c)^{1/4} Sc_c^{-3/4}. \quad (2.5.4)$$

В работах [49, 51] предложена модель, учитывающая одновременное воздействие на частицу мелко и крупномасштабных пульсаций

$$\beta_c = 1,06 Re_c^{3/8} (V_0 D_c^3 / d^3)^{1/4}, \quad (2.5.5)$$

где V_0 – скорость турбулентных пульсаций на границе вязкого подслоя.

Модели, основанные на предположении о существовании на частицах развитого турбулентного пограничного слоя [8, 67] верны при локальных числах $Re_c > 10^5$. Однако, локальные числа Re_c в аппаратах с мешалкой порядка $10-10^3$ [68].

Итак, существует два теоретических подхода, рассматривающих процессы массоотдачи от мелкодисперсных твердых частиц в аппаратах с мешалками. Один из них связан с моделью обтекания взвешенных частиц в ламинарном или переходном режиме [63] и другой с турбулентным режимом [51, 67] в пограничном слое частиц с продольным масштабом пульсаций порядка диаметра частицы или толщины пограничного слоя.

На практике в промышленных аппаратах на частицах малого размера турбулентный пограничный слой не успевает сформироваться, а ламинарный характер не подтверждается экспериментально.

Профессором Дьяконовым С.Г. с сотрудниками [69, 70] были проведены экспериментальные исследования методом голографической интерферометрии характеристик диффузионного пограничного слоя в случае массообмена мелкодисперсных твердых частиц в турбулентной жидкости.

Экспериментальные исследования позволили установить автомодельность профиля концентрации, характерную для ламинарного пограничного слоя, и наличие логарифмического профиля концентрации, присущего турбулентным пограничным слоям. Пульсации турбулизованного внешнего течения, проникая в вязкий подслой, вызывают усиление процессов массопереноса. Все вышеперечисленное позволяет рассматривать пограничный слой как “псевдоламинарный”.

В работах [71, 72] предложена модель массопереноса, позволяющая учитывать влияние внешней турбулентности на поведение псевдоламинарного слоя.

В работе [71] получено уравнение для расчета коэффициента массоотдачи для гладкостенных аппаратов с перемешивающими устройствами и невысоким уровнем турбулентности потоков. Это уравнение имеет вид:

$$\beta_c = \frac{3}{2} \frac{v_c}{\delta} Sc_c^{-2/3}, \quad (2.5.6)$$

где δ – толщина псевдоламинарного пограничного слоя, определяемая из решения трансцендентного уравнения:

$$\delta = -\frac{b^2 x + a \ln\left(1 - \frac{b\delta}{a}\right)}{b}, \quad (2.5.7)$$

где $a = \frac{140}{13} \frac{v_c}{U_\infty}$, $b = \frac{280}{39} \frac{\overline{U}'^2}{U_\infty^2}$, \overline{U}' – пульсационная скорость.

Автор [72] рассматривает массоотдачу в аппарате с отражательными перегородками с высоким уровнем турбулентности.

Для расчета δ получена формула:

$$\delta = a \frac{x^{0,5}}{Re^{0,5}} - b Tu^2 x; \quad (2.5.8)$$

где x – продольная координата; a , b – параметры базисных функций компонент скорости u , v ; Tu – интенсивность турбулентности.

Экспериментального материала по изучению массопередачи в системах жидкость – жидкость в аппаратах с мешалками явно недостаточно для нахождения обобщенных зависимостей по коэффициентам массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах.

Мелкие, сильно раздробленные капли дисперсной фазы, несмешивающиеся с другой жидкой фазой, а также капли с $\mu^* \gg 1$, ведут себя аналогично твердым частицам. Поэтому закономерности массоотдачи со стороны сплошной фазы могут быть аналогичны массоотдаче к твердым частицам, и некоторые авторы [73] рекомендуют для расчета коэффициентов массоотдачи в системах жидкость – жидкость такие же корреляции, как и для систем жидкость – твердое тело.

В работе [74] при рассмотрении массоотдачи в проточном смесителе при перемешивании двухлопастной мешалкой получено эмпирическое выражение:

$$\beta_c = 0,016nd_m Sc_c^{0,5}. \quad (2.5.9)$$

Данное уравнение позволяет рассчитывать коэффициенты массоотдачи и в аппаратах с турбинными мешалками [75].

Как и в случае нахождения коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе от твердой частицы через диссипацию энергии, затрачиваемой на перемешивание, получено уравнение для определения скорости массоотдачи в сплошной фазе в системе жидкость – жидкость [54]

$$\beta_c = 0,301(\epsilon v_c / \rho_c)^{1/4} Sc_c^{-1/2}. \quad (2.5.10)$$

Для приближенного расчета коэффициентов массоотдачи в случаях, когда лимитирующим является сопротивление дисперсной фазы рекомендуется методика [4], основанная на модели Кронига-Бринка.

Среди многочисленных конструкций современных экстракционных аппаратов особое внимание заслуживают колонные экстракторы с подводом внешней энергии (пульсационные, вибрационные). Основное достоинство этих аппаратов заключается в сочетании с необходимой производительности с высокой интенсивностью процесса массопередачи.

Исследования массопередачи в вибрационных экстракторах немногочисленны [76-81] и не содержат достаточно широких обобщений, необходимых для конструктивных расчетов виброаппаратов. Приводимые ниже зависимости получены обработкой экспериментальных данных для аппаратов промышленного масштаба. Традиционно для оценки эффективности массопередачи промышленных экстракторов применяются следующие величины: высота, эквивалентная теоретической тарелке (ступени) (ВЭТС); высота единицы переноса (ВЕП).

В работе [77] экспериментальные данные для системы вода – фенол – поглотительное масло, полученные в аппаратах $D_k = 0,9$ м и 1,3 м, $H = 6$ м, обобщены уравнением

$$\text{ВЭТС} = 5,47 \cdot 10^{-6} \frac{(V_c/V_D)^{-0,18} D_k^{0,42} d_0^{0,43} h^{0,29} \Delta\rho^{1,38} \mu_D^{3,9} \sigma^{0,68}}{V_c^{0,13} (I/\varphi)^{0,41} \rho_c^{2,3} \mu_c^{3,68} D_c^{1,06}}, \quad (2.5.11)$$

где I – интенсивность вибраций, м/ч.

На системах лактамное масло трихлорэтилен (ТХЭ) и ТХЭ капролактам вода исследовалась [80, 81] массопередача в виброэкстракторе диаметром от 0,3 до 1 м и рабочей высотой от 6 до 10 м. Массопередача изучалась в широком диапазоне изменения нагрузок, частоты и амплитуды вибраций, а также объемного соотношения фаз.

Данные по массопередаче с учетом продольного перемешивания описываются с точностью до ± 30 % уравнением:

$$\text{ВЕП} = 7,5 \cdot 10^{-2} (V_D/V_c)^{-0,25} I^{-0,5} (\mu_c/\mu_D)^{0,4}. \quad (2.5.12)$$

Как видно, если изучению массоотдачи в системах жидкость – твердое тело в аппаратах с мешалками посвящено достаточно теоретических и экспериментальных работ, то описание массоотдачи в системах жидкость – жидкость является недостаточно разработанным и нет надежных зависимостей для определения кинетических характеристик процесса экстракции в аппаратах с вводом в контактирующие фазы внешней энергии в широком диапазоне режимных и конструктивных параметров.

2.6. Модель диффузионного пограничного слоя

В данном разделе рассмотрены некоторые положения модели диффузионного пограничного слоя Ландау-Левича [82, 83], которая находит все большее применение в расчетах кинетических характеристик одно- и двухфазных сред. Читатели хорошо знакомые с данной моделью могут этот раздел пропустить.

Экспериментальное и теоретическое исследование процесса конвективной диффузии в жидкостях представляет существенный интерес для современной теории турбулентности. Поэтому ниже подробно рассмотрен вопрос конвективной диффузии в турбулентном потоке. В основу теоретического рассмотрения положена теория турбулентности.

При турбулентном режиме движения происходит весьма энергичное беспорядочное перемешивание жидкости. Турбулентные пульсации переносят импульс жидкости к поверхности обтекаемого тела, что приводит к появлению среднего потока импульса к поверхности.

Наличие среднего потока импульса к твердой поверхности означает, что на эту поверхность действует сила поверхностного трения. Перенос импульса в жидкости характеризуется турбулентной вязкостью ν_T . Напряжение трения в турбулентном потоке, движущемся вдоль твердой поверхности, выражается формулой:

$$\tau_T = \rho \nu_T \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.6.1)$$

Перенос вещества турбулентным потоком характеризуется турбулентным коэффициентом диффузии D_T .

Предположим, что в турбулентно движущемся потоке существует градиент концентрации. Пусть, например, на поверхности тела поддерживается концентрация вещества $C_{гр} = 0$, в то время как в ядре потока она равна C_∞ . Тогда возникает средний систематический поток вещества к поверхности тела, который будет пропорционален градиенту средней концентрации $\frac{\partial C}{\partial y}$. Этот поток вещества будет переноситься турбулентными пульсациями, несмотря на их вполне беспорядочный характер.

Если обозначить через j_T средний поток вещества через единицу поверхности, переносимый турбулентными пульсациями, то записывают:

$$j_T = D_T \frac{\partial C}{\partial y}, \quad (2.6.2)$$

где $\frac{\partial C}{\partial y}$ – градиент средней концентрации и D_T – коэффициент турбулентной диффузии. Знак плюс в формуле (2.6.2) соответствует тому, что уменьшение концентрации происходит в отрицательном направлении оси y . Коэффициент пропорциональности D_T в формуле (2.6.2) играет ту же роль, что коэффициент молекулярной диффузии в обычном выражении для потока вещества, и имеет ту же самую размерность ($\text{м}^2/\text{сек}$). Разумеется, коэффициент турбулентной диффузии не имеет ничего общего с коэффициентом молекулярной диффузии. Он характеризует перенос вещества хаотическим турбулентным движением, тогда как коэффициент диффузии характеризует перенос вещества хаотическим молекулярным движением. Турбулентное движение жидкости изменяется с расстоянием и меняется интенсивность переноса вещества турбулентными пульсациями. Таким образом, коэффициент турбулентной диффузии D_T должен зависеть от расстояния до поверхности обтекаемого тела.

Коэффициент турбулентной диффузии связывают с величинами, характеризующими турбулентный поток. Именно, поскольку свойства турбулентного движения определяются величинами ρ , ΔU и l и единственной составленной из них величиной, имеющей размерность ($\text{м}^2/\text{сек}$), является произведение $\Delta U \cdot l$, то записывают:

$$D_T \approx \Delta U l. \quad (2.6.3)$$

Эта формула имеет простой смысл: она является аналогом формулы кинетической теории газов

$$D \approx \lambda v. \quad (2.6.4)$$

В последней λ – длина свободного пробега, v – средняя скорость теплового движения молекул.

Рассмотрим выражение для коэффициента турбулентной диффузии в более удобном виде.

Скорости турбулентных пульсаций v' – порядка изменения средней скорости на расстояниях, порядка масштаба турбулентных пульсаций, т.е.

$$v' \approx \Delta U \approx \frac{\partial U}{\partial l} l. \quad (2.6.5)$$

Поэтому для D_T записывают:

$$D_T \approx v' l \approx l^2 \frac{\partial U}{\partial l}. \quad (2.6.6)$$

Очевидно, что в турбулентном потоке справедливо:

$$v_T \sim \Delta U l \sim D_T. \quad (2.6.7)$$

Коэффициент турбулентной диффузии является аналогом турбулентной вязкости и имеет тот же порядок величины. Совершенно такое же положение имеется в кинетической теории газов. В ядре потока практически $v_T = D_T$, а по мере приближения к стенке это равенство нарушается. Но во многих случаях принимают $v_T \approx D_T$.

Поскольку D_T пропорционален макроскопическому масштабу турбулентных пульсаций, в потоке жидкости с развитой турбулентностью он превосходит коэффициент молекулярной диффузии D во много тысяч раз.

Огромное значение D_T обеспечивает почти полное постоянство концентрации вещества вплоть до весьма малых расстояний от поверхности тела. Однако на малых расстояниях до твердой поверхности начинает сказываться тормозящее действие стенки. Здесь масштаб движения начинает зависеть от расстояния до твердой поверхности по определенному закону.

Известно, что уменьшение масштаба турбулентных пульсаций приводит к установлению логарифмического профиля скоростей.

Аналогично изменение масштаба сказывается и на распределении средней концентрации в пограничном слое.

Совершенно также происходит перенос тепла в неравномерно нагретой жидкости. Турбулентное перемешивание обеспечивает перенос более нагретых порций жидкости к менее нагретым местам, заменяя молекулярную теплопроводность.

Поток тепла также характеризуется коэффициентом турбулентного переноса, как и поток импульса или вещества.

Изменение масштаба движения зависит от расстояния, что приводит к уменьшению коэффициента турбулентной диффузии по закону

$$D_T \sim l^2 \frac{\partial U}{\partial y} \sim y^2 \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2.6.8)$$

Соответственно для потока вещества, переносимого турбулентными пульсациями, записывают [83]

$$j = \beta_0 y^2 \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial y}, \quad (2.6.9)$$

где β_0 – некоторая постоянная.

На очень малых расстояниях от стенки, в вязком подслое, логарифмический закон распределения скоростей теряет силу. Однако, как это будет ясно видно из дальнейшего, при больших значениях числа Прандтля именно эта область играет роль основного диффузионного потока. Поэтому вопрос о механизме затухания турбулентности в вязком подслое приобретает основное значение.

Рассматриваются две основные гипотезы о затухании турбулентности:

- 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:

$$D_T \sim \frac{\nu_0 y^3}{\delta_0^2}. \quad (2.6.10)$$

Коэффициент турбулентной диффузии D_T в вязком подслое быстро, как y^3 , убывает с расстоянием до стенки. Поэтому на

некотором расстоянии до стенки, равном δ_D , коэффициент турбулентной диффузии станет столь мал, что будет иметь место равенство

$$D_T(\delta) = \gamma v_0 \frac{\delta_B^4}{\delta_D^3} = D. \quad (2.6.11)$$

При $y < \delta_D$ коэффициент турбулентной диффузии должен быть меньше коэффициента молекулярной диффузии, но теоретически там $D_T = 0$. Соответственно при $y < \delta_D$ механизмом переноса вещества является молекулярная диффузия.

Таким образом, получается, что турбулентный поток имеет четырехслойную структуру [83].

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 движения и вещество переносятся турбулентными пульсациями. Еще ближе к стенке, в вязком подслое, турбулентные пульсации становятся столь малыми, что импульс движения, переносимый молекулярной вязкостью, оказывается большим, чем импульс движения, 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 мы видим, что в диффузионном процессе диффузионный поток j оказывается пропорциональным $D^{3/4}$, 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 нашей схеме учитывается частичная компенсация уменьшения D возрастанием роли турбулентного переноса.

То же самое можно выразить и иначе. При переносе вещества учет роли турбулентных пульсаций в вязком подслое приводит к тому, что зона основного диффузионного сопротивления – диффузионный подслой δ_D захватывает лишь часть вязкого подслоя δ_B .

В таком случае справедливо соотношение:

$$\delta_D \approx \delta_B Sc^{-1/3}. \quad (2.6.12)$$

Запишем выражения для потока массы и импульса с учетом молекулярного и турбулентного переноса:

$$j = (D + D_T) \frac{dC}{dy}, \quad (2.6.13)$$

$$\tau = (\mu + \mu_T) \frac{dU}{dy} = \rho(v + \nu_T) \frac{dU}{dy}. \quad (2.6.14)$$

На основе этих выражений записывают интегралы:

$$C_\infty - C_{гр} = \int_0^{y_\infty} \frac{j dy}{D + D_T(y)}, \quad (2.6.15)$$

$$U_\infty - U_{гр} = \int_0^{y_\infty} \frac{\tau dy}{\nu + \nu_T(y)}, \quad (2.6.16)$$

где для твердой стенки $U_{гр} = 0$.

Из выражений (2.6.15), (2.6.16), если ввести коэффициенты массоотдачи

$$\beta = \frac{j}{C_\infty - C_{гр}} \quad (2.6.17)$$

и переноса импульса (м/с)

$$\gamma = \frac{\tau}{\rho(U_\infty - U_{\text{гр}})}, \quad (2.6.18)$$

записывают [84]

$$\frac{1}{\beta} = \int_0^{y_\infty} \frac{F(y)dy}{D + D_T(y)}, \quad (2.6.19)$$

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{y_\infty} \frac{F(y)dy}{\nu + \nu_T(y)}, \quad (2.6.20)$$

где $F(y)$ – функция, которая определяется геометрией обтекаемого тела.

Для коэффициента турбулентного обмена $\nu_T(y)$ в литературе приводится множество различных функций для двух, трех и четырехслойных моделей пограничного слоя. Как правило, в турбулентной области пограничного слоя эти функции линейные, а по мере приближения к стенке имеют степенной характер.

Для большинства жидкостей число Шмидта $Sc \gg 1$ и тогда

$$\delta_D \ll \delta_B,$$

т.е. по теории Ландау-Левича основное сопротивление массоотдачи сосредоточено в вязком подслое, где происходит постепенное и непрерывное затухание турбулентности.

Тогда выражение (2.6.19) получит вид

$$\frac{1}{\beta} = \int_0^{\delta_B} \frac{dy}{D + D_T(y)}. \quad (2.6.21)$$

Интегрируя это выражение с различными степенными функциями в работах [51, 85-91] получены уравнения для расчета коэффициентов массоотдачи при различных условиях взаимодействия фаз.

Так, например, с функцией коэффициента турбулентного обмена

$$D_T \approx u_* \delta_B (y/\delta_B)^n \quad (2.6.22)$$

при $n = 2$ (системы газ (пар) – жидкость) выражение для расчета β получено в виде [88-91]

$$\beta = \frac{u_*}{\sqrt{R_1 Sc} \operatorname{arctg} \sqrt{R_1 Sc}}, \quad (2.6.23)$$

где $R_1 = u_* \delta_B / \nu$ – безразмерная толщина вязкого подслоя; $u_* = \sqrt{\tau / \rho}$ – динамическая скорость трения, м/с.

При $n = 3$ (жидкость – твердая поверхность, или межфазная поверхность пленки) получено [88-91]

$$\beta = \frac{6\sqrt{3}\chi^2 u_*}{\sqrt{3} \ln \frac{(\chi+1)^2}{\chi(\chi-1)+1} + 6 \operatorname{arctg} \frac{(2-\chi)}{\chi\sqrt{3}} + \pi}, \quad (2.6.24)$$

где $\chi = (R_1 Sc)^{-1/3}$ – безразмерный коэффициент. Размерность β в формулах (2.6.23) и (2.6.24) – м/с.

Как известно, для турбулентного потока на твердой стенке, согласно двухслойной модели пограничного слоя, $R_1 = 11,6$. Для пограничного слоя, находящегося на границе раздела двух фаз (газ (пар) – жидкость; жидкость – жидкость), R_1 может принимать несколько другие значения.

В следующей главе показано применение описанной выше математической модели для определения коэффициентов массоотдачи при движении капель в экстракторах при различных условиях взаимодействия фаз.

Библиографический список ко второй главе

1. Дильман В.В., Полянин А.Д. Методы модельных уравнений и аналогии. – М.: Химия, 1988.
2. Броунштейн Б.И., Щеголев В.В. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах. – Л.: Химия, 1988.
3. Трейбал Р. Жидкостная экстракция. – М.: Химия, 1966.
4. Броунштейн Б.И., Железняк А.С. Физико-химические основы жидкостной экстракции. – М.: Химия, 1966.
5. Кафаров В.В. Основы массопередачи. – М.: Высш. шк., 1979.

6. Ягодин Т.А., Каган С.З., Тарасов В.В. Основы жидкостной экстракции. – М.: Химия, 1981.
7. Зюлковский З. Жидкостная экстракция в химической промышленности. – М.: Гос. научно-техн. изд-во хим. лит-ры, 1963.
8. Шервуд Т., Пигфорд Р., Уилки Ч. Массопередача. – М.: Химия, 1982.
9. Воротилин В.П., Крылов В.С., Левич В.Г. Массообмен в каплях // Прикладная математика и механика. – 1965. – Т. 29.
10. Крылов В.Г., Сафонов А.И., Гомонова К.К. Особенности диффузионного пограничного слоя внутри движущейся сферической капли // ТОХТ. – 1977. – Т. 11. – № 6.
11. Сафонов А.И., Гомонова К.В., Крылов В.С. Теплопередача при движении газовых пузырей во вращающемся слое жидкости // ТОХТ. – 1974. – Т. 8. – № 1.
12. Железняк А.С., Броунштейн Б.И. О кинетике экстракции в капле большого размера // Тр. ГИПХ. – 1966. – Т. 54.
13. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. Гидродинамика, массо- и теплообмен в дисперсных системах. – Л.: Химия, 1977.
14. Полянин А.Д. Качественные особенности внутренних задач нестационарного конвективного массо- и теплообмена при больших числах Пекле // ТОХТ. – 1984. – Т. 18. – № 3.
15. Ландау А.М., Железняк А.С. Корреляция величин коэффициентов массопереноса в процессах жидкостной экстракции для капель диаметром 0,28-0,8 см // ЖПХ. – 1970. – Т. 43. – № 5.
16. Розен А.М., Беззубова А.И. Массоотдача в одиноких каплях // ТОХТ. – 1968. – Т. 2. – № 6.
17. Розен А.М., Крылов В.С. Проблемы теории массопередачи // Химическая промышленность. – 1966. – № 1.
18. Расчет коэффициента массоотдачи из движущейся капли / М.Э. Аэров, Т.А. Быстрова, А.Ф. Нароженко, Л.Н. Колтунова // ТОХТ. – 1969. – Т. 3. – № 5.
19. Варфаломеев Б.Г., Лепе Л.И., Пельбак В.Л. К расчету массопереноса в дисперсной фазе при жидкостной экстракции // Химическая промышленность. – 1995. – № 8. – С. 431-436.
20. Аналитическое решение задачи массообмена между движущимся пузырьком пара (капли) и сплошной фазой / А.Г. Муравьев, И.О. Протодьяконов, Л.П. Размолодин, А.Л. Коротков // ЖПХ. – 1985. – № 8. – С. 1799-1803.

21. Полянин А.Д., Вязмин А.В. Массо- и теплообмен каплей и пызырей с потоком // ТОХТ. – 1995. – Т. 29. – № 3. – С. 249-260.

22. Железняк А.С., Броунштейн Б.И. Массопередача при экстракции единичными каплями // ЖПХ. – 1963. – Т. 26. – № 11. – С. 2437-2445.

23. Scibert A.F., Fair J.R. Hydrodynamics and mass transfer in spray and packed liquid – liquid extraction columns // Ind. Eng. Chem. Res. – 1988. – N 27. – P. 470-481.

24. Hughmark G.A. Liquid – liquid spray column drop size, holdup, and continuous phase mass transfer // Ind. Eng. Chem. Fundam. – 1967. – V. 6. – N 3. – P. 408-413.

25. Кафаров В.В., Глебов М.Б. Математическое моделирование основных процессов химических производств: учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1991. – 400 с.

26. Тодес О.М. Вопросы испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем // Мат. VI межвуз. конф. – Одесса, 1968. – С. 151-159.

27. Brauer H., Schmidt-Tranb H. // Chem. Ing. Tech. – 1973. – V. 45. – N 5. – P. 341-344.

28. Yaron I., Calor B. Convective mass or heat transfer from size – distributed drops bubbles or solid particles // Int. J. Heat mass Transfer. – 1971. – V. 14. – N 6. – P. 727-737.

29. Гвоздев-Карелин С.В. Локальная и средняя массоотдача в начальной фазе процессов диспергирования в системе жидкость – жидкость: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1991.

30. 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.

31. О нестационарности массоотдачи капли в потоке водной жидкости / Ю.Г. Гупало, А.Д. Полянин, И.П. Прядкин, Ю.С. Рязанцев. // Прикладная математика и механика. – 1978. – Т. 42. – № 2. – С. 441-449.

32. Ctarner F.G., Suckling R.A. Mass transfer from a soluble solid sphere // A. I. Ch. E. J. – 1958. – V. 4. – N 1. – P. 114-124.

33. Rowe P.N., Claxton K.T., Lewis T.B. Heat and mass transfer from a single sphere in an extensive feowing fluid // Trans. Instn. Chem. Engns. – 1965. – V. 43. – N 1. – P. 14-31.

34. Шервуд Т.К. Явление диффузии при гетерогенном катализе // ТОХТ. – 1967. – Т. 1.

35. Baird M., Hamielec A., Tohson A. Forced convection transfer around spheres of intermediate Reynolds // *Can. J. Chem. Engns.* – 1962. – V. 40. – N 3. – P. 119-122.

36. Витков Г.А., Холпанов Л.П., Шерстнев С.Н. Расчет внешней массопередачи при движении пузырей и капель в жидкости // *ЖПХ.* – 1988. – № 2. – С. 320-323.

37. Железняк А.С. Массопередача в период образования капли // *ЖПХ.* – 1967. – Т. XL. – № 4. – С. 870-874.

38. Головин А.А., Поломарчук М.И., Ермаков А.А. Концевой эффект при экстракции в каплях в условиях сплошной межфазной конвекции // *Химическая промышленность.* – 1988. – № 12. – С. 740-742.

39. Лепе Л.И., Варфоломеев Б.Г., Пebaльи В.Л. Массоперенос при образовании капель в сплошной жидкой среде. // *ТОХТ.* – 1998. – Т. 32. – № 6. – С. 656-658.

40. Krotpelek H., Neuman H.M., Prot E. Uber die Elementarvorgange des Stoffaustausches bei Extraktion, Absorption und Destillation // *Erdol u. Cohle.* – 1959. – Bd. 12. – N 5. – S. 344-347.

41. Licht W.L., Conway. Mechanism of Solute Transfer in Spray Towers // *Ind. Engng. Chem.* – 1950. – V. 42. – N 6. – P. 1151-1157.

42. Ruckenstein E., Constantinesky D. Mass or heat transfer with a change in interfacial area – I // *Intern. J. Heat Mass Transf.* – 1969. – V. 12. – N 10. – P. 1249-1255.

43. Groothuis H., Kramers H. Gas adsorption by single drops during formation // *Chem. Eng. Sci.* – 1955. – V. 4, ¹ 1. – P. 17-25.

44. Heertjes P.M., Hotve W.A., Talsma W. Mass transfer between isobutanol and water in a spray – column // *Chem. Eng. Sci.* – 1954. – V. 3, ¹ 3. – P. 122-142.

45. Popovich A.T., Jervis R.E., Trass O. Mass transfer during single drop formation // *Chem. Eng. Sci.* – 1964. – V. 19, ¹ 5. – P. 357-365.

46. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. К вопросу о нестационарном механизме переноса внутри движущейся капли и концевом эффекте // *ТОХТ.* – 1974. – Т. 8. – № 2. – С. 196-202.

47. Броунштейн Б.И., Симакова И.В. К вопросу об экспериментальном определении концевого эффекта в процессе образования единичной капли // *ТОХТ.* – 1974. – Т. 8. – № 5. – С. 657-662.

48. Sawistowski H., Goltz G.E. The effect of interface phenomena on mass-transfer rates in liquid-liquid extraction // *Trans. Instn. Chem. Engrs.* – 1963. – V. 41. – N 4. – P. 174-181.

49. Орел С.М. Растворение твердой частицы в перемешиваемой жидкости // ЖПХ. – 1988. – Т. 61. – № 7. – С. 1530-1536.

50. Орел С.М., Ратыч Л.Ф. О некоторых моделях процесса растворения твердых частиц в аппаратах с мешалками // ЖПХ. – 1990. – № 9. – С. 1980-1984.

51. Брагинский Л.Н., Бегачев В.И., Барабаш В.М. Перемешивание в жидких средах. – Л.: Химия, 1984.

52. Розенцвайг А.К., Гурьянов А.И. Теоретико-экспериментальный анализ механизмов разрушения капель в пульсационных экстракторах // Массообменные процессы и аппараты в химической технологии.: Межвуз. тематич. сб. научн. тр. – Казань: КХТИ, 1989. – С. 71-76.

53. Гончаренко Г.К., Готлинская А.П. Влияние интенсивности перемешивания на массопередачу при экстрагировании в системе жидкость – жидкость // ЖПХ. – 1967. – № 32. – С. 594-598.

54. Kawase Y., Moo – Young M. Mathematical models for design of bioreactors: applications of Kolmogoroff's theory of isotropic turbulence // Chem. Eng. J. – 1990. – V. 43. – N 5. – P.319-341.

55. Guimaraes M.M.L., Regueiras P.F.R., Crus – Pinto J.J.C. Mass transfer and dispersed phase mixing in liquid – liquid systems // Computer. Chem. Eng. – 1990. – V. 14. – N 2. – P. 139-148.

56. Skelland A.H.P., Moeti L.T. Mechanism of continuous – phase mass transfer in agitated liquid – liquid systems // Ind. And. Eng. Chem. Res. – 1990. – V. 29. – N 11. – P. 2258-2267.

57. Misek T., Hama J., Stangl B. Analysis of extractor performance IV mass transfer // Chem. Eng. J. – 1998. – V. 39. – N. 2. – P. 79-86.

58. Гандельман Х.К. Определение коэффициентов массоотдачи для систем жидкость – жидкость в ячейке с перемешиванием // ЖПХ. – 1979. – № 7. – С. 1511-1516.

59. Zglav M., Mifrovic-Kesser E., Vojuovic J. Prijenos mase s površine Sijela oblika valjka, prizme i kugle // Kem. Uind. – 1984. – V. 33. – N 7. – P. 389-397.

60. Barken J.J., Treybol R.E. Mass transfer coefficients for solids suspended in agitated liquids // A. J. Ch. E. J. – 1960. – V. 6. – N 1. – P. 289-295.

61. Jonson A.J., Chen-Jung Huang Mass transfer studies in agitated vessel // A. J. Ch. E. J. – 1956. – V. 2. – N 3. – P. 412-419.

62. Hemphrey D.W., Van Ness H.C. Mass transfer in continuous flow mixing vessel // A. J. Ch. E. J. – 1957. – V. 4. – N 2. – P. 283-286.

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

64. Mujumder A.S., Huang B., Wolf D. // Can. J. Chem. Eng. – 1970. – V. 48. – N 5. – P. 475-483.

65. Kim W.J., Manning F.S. // A. J. Sh. E. J. – 1964. – V. 10. – N 5. – P. 747-751.

66. Николаишвили Е.К. Скорость растворения твердых частиц в аппаратах с мешалками // ТОХТ. – 1980. – Т. 14. – № 3. – С. 349-357.

67. Kolar V. Interfacial heat and mass transfer under the turbulent motion of fluids // Coll. Czech. Chem. – 1974. – V. 42. – N 4. – P. 1310-1324.

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

69. Сосновская Н.Б., Клинова Л.П., Дьяконов С.Г. Исследование массоотдачи в гетерогенных системах при перемешивании методом голографической интерферометрии // Тез. док. IV Всес. конф. по теории и практике перемешивания в жидких средах. – М.: НИИТЭХИМ, 1982. – С. 67-69.

70. 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.

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

72. Израйлев Б.М. Предпроектная разработка аппаратов с мешалкой и отражательными перегородками на основе сопряженного физического и математического моделирования: Дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КХТИ, 1988.

73. Холанд Ф., Чапман Ф. Химические реакторы и смесители для жидкофазных процессов. – М.: Химия, 1974.

74. Каган С.З., Ковалев Ю.Н., Ильин В.И. Определение коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе для систем жидкость – жидкость в проточном смесителе // ЖПХ. – 1967. – Т. XL. – № 11. – С. 2478-2481.

75. Schindler H.D., Treybal R.E. // A. J. Ch. E. J. – 1968. – V. 5. – N 3. – P. 790-795.

76. Костанян А.Е., Городецкая Н.И. Исследование массообменной эффективности вибрационных экстракционных колонн в производстве капролактама // Химическая промышленность. – 1984. – № 5. – С. 303-304.

77. Талалаев Т.К., Иващенко В.А., Силка А.Н. Закономерности экстракции фенолов в экстракторе с вибрирующими тарелками // Кокс и химия. – 1967. – № 6. – С. 26-31.

78. Еленков Д. Гидродинамика и массопередача в роторно-дисковом экстракторе в системе вода – йод – четыреххлористый углерод // Докл. Болг. АН. – 1973. – Т. 26. – № 2. – С. 255-258.

79. Максименко М.З., Галлеев А.Ф., Гурьянов А.И. Исследование гидродинамики и массопередачи в экстракторе с вибрирующими тарелками // Химия и технология топлив и масел. – 1966. – № 4. – С.16-19.

80. Вибрационные массообменные аппараты / И.Я. Городецкий и др. – М.: Химия, 1980.

81. Массопередача в экстракторах с вибрирующей насадкой / А.А. Васин и др. // Химическая промышленность. – 1979. – № 9. – С. 559-561.

82. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошной среды. – М.: ГИТЛ, 1953.

83. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1959.

84. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и массопередача в химической кинетике. 3-е изд. – М.: Наука, 1987.

85. Кишиневский М.Х. О механике массо- и теплоотдачи твердой стенки к турбулентному потоку жидкости // “Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции”. Труды II Всесоюзн. Научно-технического совещания; под ред. П.Г. Романкова. – Л.: Химия, 1966. – С. 62-67.

86. Кишиневский М.Х., Корниенко Т.С. К вопросу тепло- и массоотдачи от гладкой стенки трубы к турбулентному потоку жидкости // ТОХТ. – 1967. – Т. 1. – № 3. – С. 456-462.

87. Теория тепломассообмена / С.И. Исаев, И.А. Кожинов, И.И. Кофанов и др.; под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высш. шк., 1979.

88. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. – Казань, Изд-во Казанского гос. ун-та, 1993.

89. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе

исследования лабораторного макета // ТОХТ. – 1993. – Т. 27. – № 1. – С. 4-18.

90. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические методы описания массо- и теплоотдачи в газо (паро) жидкостных средах на контактных устройствах // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 1991. – Т. 34. – Вып. 8. – С. 3-13.

91. 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: КГТ 1995.

ГЛАВА 3

МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ МАССООТДАЧИ

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 [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 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 исследуются опытным путем (см. главу 2).

В данной главе предложены уравнения для вычисления коэффициентов массо- и теплоотдачи от дисперсных элементов (твердые 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. Причём, 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.

3.1. 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, свободное движение элементов дисперсной фазы в рабочей зоне аппарата и процесса коалесценции. В ряде случаев перенос вещества в

период образования и отрыва 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.

При рассмотрении массоотдачи от элементов дисперсной среды 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 $\varphi = 0^\circ$, а с увеличением φ понижаются, достигая минимума при $\varphi \approx 90-120^\circ$. 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 составляет около 1 %.

**Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки [19]
(обтекание дисперсных частиц)**

Гидродинамическая аналогия позволяет находить коэффициенты массо- и теплоотдачи на основе известных коэффициентов трения или сопротивления.

Гидродинамическая аналогия Рейнольдса и Чилтона-Кольборна справедлива для потоков при отсутствии продольного градиента давления, что ограничивает область ее применения. Например, в шероховатых каналах, в трубах с кольцевыми накатками и насадочных слоях коэффициент сопротивления ξ возрастает в большей степени, чем характеристики теплообмена [20-24] и применение классической аналогии ($St = C_f / 2$), на основе известной связи $C_f = \xi / 4$, дает значительную погрешность, где C_f – коэффициент трения; St – число Стантона.

Для того чтобы воспользоваться гидродинамической аналогией рассмотрим следующий подход.

В прикладной аэро-газовой динамике [25, 26] 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 гидродинамическую аналогию воспользуемся известными свойствами консервативности законов трения пограничного слоя к различным возмущениям. Для этого осредним параметры градиентного потока по длине обтекаемого тела и приведем их к плоскому пограничному слою без гидродинамических возмущений [27-30].

Предположим, что средний поток импульса (касательное напряжение τ) на поверхности тела известен. Тогда в рамках плоского ламинарного пограничного слоя запишем [31, 32]

$$\tau = \nu \rho \frac{du}{dy} = \nu \rho \frac{3 \bar{U}_\infty}{2 \delta}, \quad (3.1.1)$$

где средняя толщина пограничного слоя равна:

$$\delta = \frac{4,64}{l} \int_0^l \sqrt{\frac{\nu x}{\bar{U}_\infty}} dx = 3,09 \sqrt{\frac{\nu l}{\bar{U}_\infty}},$$

где x – продольная координата, м; l – длина пути жидкости, м.

Из данных выражений найдем осредненную скорость \bar{U}_∞ приведенную к плоскому безградиентному пограничному слою:

$$\bar{U}_\infty = 1,62(\tau/\rho)^{2/3} (l/\nu)^{1/3}, \quad (3.1.2)$$

где τ – среднее касательное напряжение трения, Па; ρ – плотность среды, кг/м³; l – длина пути жидкости (полупериметр обтекания частицы), м; ν – коэффициент кинетической вязкости, м²/с.

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 известную гидродинамическую аналогию Чилтона-Кольборна:

$$St' = \frac{C_f}{2Sc^{2/3}}, \quad St'' = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}}, \quad (3.1.3)$$

где St' , St'' – диффузионное и тепловое числа Стантона, или из (3.1.3)

$$\beta = \frac{\tau}{\rho \bar{U}_\infty Sc^{2/3}}, \quad \alpha = \frac{c_p \tau}{\bar{U}_\infty Pr^{2/3}}, \quad (3.1.4)$$

где Sc , Pr – числа Шмидта и Прандтля; c_p – теплоемкость.

Отсюда в общем виде с учетом (3.1.2) запишем выражения для коэффициентов массо- и теплоотдачи [19, 27]

$$\beta = 0,62 \left(\frac{\tau \nu}{\rho l} \right)^{1/3} Sc^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)}, \quad \alpha = 0,62 \rho c_p \left(\frac{\tau \nu}{\rho l} \right)^{1/3} Pr^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)}, \quad (3.1.5)$$

где, как известно, $n = 3$ для твердых частиц и $n = 2$ для капель и пузырей.

Аналогичные уравнения можно получить если в выражении $\tau = \rho v \bar{U}_\infty / \delta$ использовать так называемую приведенную толщину ламинарного пограничного слоя [33], т.е. процедура осреднения заключается в нахождении такой скорости \bar{U}_∞ , которая удовлетворяет условию потока импульса $\tau = \rho \gamma \bar{U}_\infty$, где коэффициент переноса импульса γ определяется для безградиентного течения.

Рассмотрим обтекание одиночной твердой дисперсной частицы ламинарным потоком [34]. 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 (3.1.5), где среднее касательное напряжение (поток импульса τ) при безотрывном обтекании частиц найдем из уравнения баланса сил

$$\Delta P \pi R^2 = \tau 4 \pi R^2, \quad (3.1.6)$$

где $\Delta P = \xi \rho V_\infty^2 / 2$ – перепад давления.

Из уравнений (3.1.5), (3.1.6) получим

$$\beta = 0,62 \left[\frac{\xi V_\infty^2 v}{8l} \right]^{1/3} Sc^{-2/3}, \quad (3.1.7)$$

$$\alpha = 0,62 \rho c_p \left[\frac{\xi V_\infty^2 v}{8l} \right]^{1/3} Pr^{-2/3}, \quad (3.1.8)$$

где длина пути жидкости для сферической частицы $l = \pi R$.

Тогда уравнение для расчета коэффициента массоотдачи получит вид:

$$\beta = 0,62 \left(\frac{\xi V_\infty^2 D^2}{4\pi d v} \right)^{1/3}, \quad (3.1.9)$$

где D – коэффициент диффузии, m^2/s ; d – диаметр частицы, м.

Аналогично записывается выражение и для коэффициента теплоотдачи.

Для расчета коэффициента сопротивления в литературе известны различные зависимости $\xi = f(Re)$ (см. главу 1).

Для твердой сферы уже при $Re \approx 20$ происходит отрыв пограничного слоя с образованием возвратно-вихревых течений в кормовой части и поэтому уравнения (3.1.6)-(3.1.8) являются приближенными. Но, как видно из сравнения расчетных и опытных (рис. 3.1, 3.2) коэффициентов массо- и теплоотдачи, наблюдается удовлетворительное согласование их значений даже при относительно больших числах Рейнольдса (до 10^3). 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.

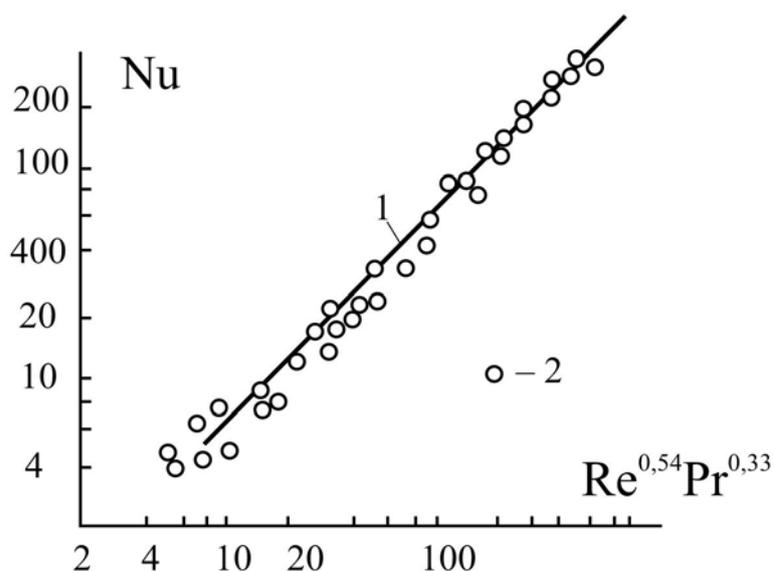


Рис. 3.1. Расчетные – 1 и опытные – 2 [22] данные по теплоотдаче от дисперсных частиц

Расчеты коэффициентов массоотдачи (3.1.7) 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 (3.1.7) не учитывается влияние межфазного переноса, вызванного подвижной поверхностью раздела фаз. Моделирование массоотдачи с учетом этого эффекта показано ниже [35, 36].

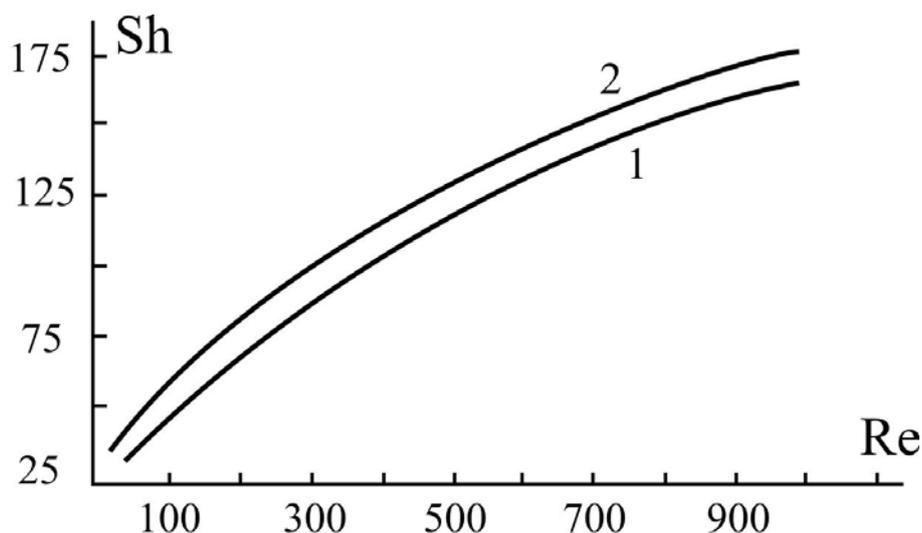


Рис. 3.2. Зависимость числа Шервуда от Рейнольдса при массоотдаче от дисперсного элемента: 1 – расчет по уравнению (3.1.7); 2 – расчет по эмпирическому выражению [10]

Следует отметить, что рассмотренное в данном разделе обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки дает удовлетворительные результаты не только на случай обтекания дисперсных частиц, а так же 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 [19, 37, 38].

3.2. Определение коэффициентов переноса в переходном режиме [38]

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 [39-41]. Ко второму классу можно

отнести турбулентность, вызванную механическим перемешиванием, пульсационным или вибрационным движением среды в рабочей зоне экстрактора, 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) классифицируются как псевдоламинарный [13, 42] (см. раздел 2.4).

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 2.6.

Массоотдача в сплошной фазе при стационарном движении пузырей и капель с числом Пекле $Re = V_\infty d / D > 10^3$ обычно рассматривается в рамках модели диффузионного пограничного слоя. Для жидкостей имеем $Sc \gg 1$ и т.е. основное сопротивление переносу массы сосредоточено в вязком подслое. Сопротивление переносу массы в пограничном слое сплошной фазы имеет вид:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c_\infty - c_{гр}}{j} = \int_0^\delta \frac{F(y) dy}{D + D_T}, \quad (3.2.1)$$

где закон затухания $D_T(y)$ в вязком подслое применяется в виде степенной функции (см. раздел 1.5)

$$v_T \approx D_T \approx a_T \approx u_* \delta_1 (y/\delta_1)^n. \quad (3.2.2)$$

где β – коэффициент массоотдачи, м/с; j – поток массы компонента; c_∞ , $c_{гр}$ – 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 $\beta \sim D^{1/2}$, и тогда значение показателя степени n в выражении (3.2.2), равно двум ($n = 2$). В этом случае из (3.2.1), (3.2.2) получено уравнение (2.6.23), которое содержит динамическую скорость u_* и безразмерную толщину вязкого подслоя R_{1c} (раздел 2.6).

Учитывая, что в выражении (2.6.23) для систем жидкость – жидкость $R_1 \sim 10$; $Sc \sim 10^3$ значение $\arctg \sqrt{R_{1c} Sc_c} = \pi/2$, запишем

$$\beta_c = \frac{2u_{*c}}{\pi \sqrt{R_{1c} Sc_c}}, \quad (3.2.3)$$

где нижний индекс “с” – сплошная фаза; $R_{1c} = u_{*c} \delta_{1c} / \nu_c$.

Для проверки уравнения (3.2.3) ниже рассмотрена массоотдача в сплошной фазе от капель и пузырей, т.е. для систем подвижной поверхностью раздела.

Параметр R_{1c} в пограничном слое на пузыре и капли в переходном режиме получим на основе известного характера переноса импульса по уравнению [38]:

$$R_{1c} = \left[\Delta u_{\infty c} (u_{*c} \arctg \sqrt{R_{1c}})^{-1} \right]^2, \quad (3.2.4)$$

где $\Delta \bar{U}_{\infty c} = (\bar{U}_{\infty} - \bar{U}_{гр})_c$ – средняя движущая сила переноса импульса в пограничном слое на капле в сплошной среде, м/с.

Уравнение (3.2.4) получено путем интегрирования выражения (2.6.20) с коэффициентом турбулентного обмена (3.2.2.) и использованием потокового соотношения $\tau = \rho_c \gamma_c \Delta \bar{U}_{\infty c}$ (см. раздел 3.4).

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

$$\bar{U}_{\infty} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} V_{\infty} \sin \varphi d\varphi = \frac{3}{\pi} V_{\infty}. \quad (3.2.5)$$

Приближенно можно принять $\bar{U}_\infty \approx V_\infty$.

Значение $\bar{U}_{\text{гр}}$ при небольших числах Рейнольдса можно вычислить, используя функцию Адамара-Рыбчинского

$$\bar{U}_{\text{гр}} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{V_\infty \sin d}{2(1 + \mu^*)} d = \frac{V_\infty}{\pi(1 + \mu^*)}, \quad (3.2.6)$$

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, 43], 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, жидкость – жидкость, если μ^* незначительно больше 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)

$$g \frac{4}{3} \pi R_{\text{сф}}^3 (\rho_c - \rho_D)_{\text{сф}} = \xi_{\text{сф}} \frac{\rho_{2\text{сф}} V_{\infty\text{сф}}^2}{2} \pi R_{\text{сф}}^2, \quad (3.2.7)$$

$$g \frac{4}{3} \pi R_K^3 (\rho_c - \rho_D)_K = \xi_K \frac{\rho_{2K} V_{\infty K}^2}{2} \pi R_K^2, \quad (3.2.8)$$

где $\xi_{сф}$, $\xi_{к}$ – коэффициенты сопротивления твердой сферы и капли соответственно; $R_{сф}$, $R_{к}$ – радиус сферы и капли, м; $V_{\infty сф}$, $V_{\infty к}$ – 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 ($\rho_{сф} = \rho_{к}$, $R_{сф} = R_{к}$) левые части уравнений (3.2.7), (3.2.8) равны. Равенство же правых частей достигается за счет соотношения

$$\xi_{сф} V_{\infty сф}^2 = \xi_{к} V_{\infty к}^2, \quad (3.2.9)$$

где, как отмечалось выше, $\xi_{сф} > \xi_{к}$, $V_{\infty сф} < V_{\infty к}$.

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 (3.2.8) получим

$$U_{гр} \approx V_{\infty к} \left(1 - \sqrt{\frac{\xi_{к}}{\xi_{сф}}} \right) \text{ при } \xi_{к} < \xi_{сф}. \quad (3.2.10)$$

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, 44-46] (глава 1). Минимум сопротивления для капель находится при $Re_{к} \approx (200-400)$. В этом случае допустим, 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 [8, 10, 44-47] (глава 1).

Динамическую скорость u_{*c} в уравнении (3.2.3) с параметром R_{1c} (3.2.4) и с $\bar{U}_{гр}$ (3.2.10), в случае безотрывного обтекания, получим из уравнения баланса сил (3.1.6)

$$u_{*c} = V_{\infty} \sqrt{\rho_c \xi / (8\rho_D)}. \quad (3.2.11)$$

На рис. 3.3, 3.4 и табл. 3.1 представлены результаты расчета коэффициентов массоотдачи по уравнению (3.2.3) от пузырей и капель [38].

В случае $Re > 100-300$ в кормовой части пузырей и капель наблюдается отрыв пограничного слоя, и уравнение (3.2.11) является приближенным.

В этом случае динамическую скорость выразим через поток диссипируемой энергии, используя известную зависимость

$$\varepsilon = \frac{de}{dy} = \tau \frac{du}{dy}, \quad (3.2.12)$$

где $e = u\tau$ – средняя плотность потока энергии; y – координата.

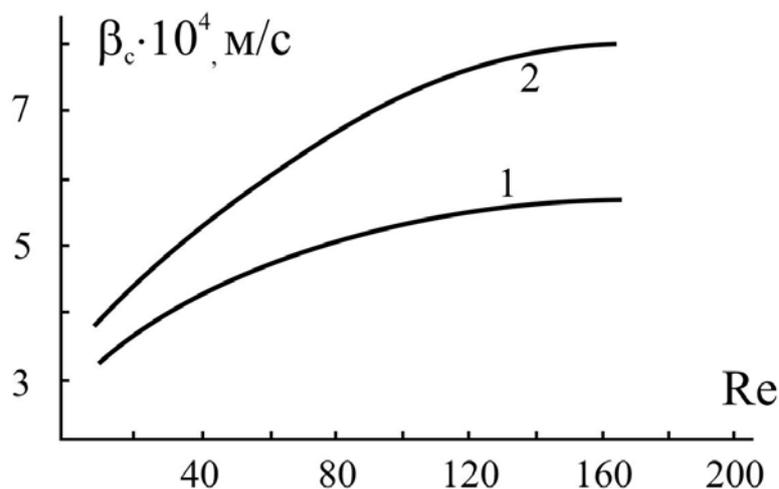


Рис. 3.3. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Re движения одиночного пузыря в слое жидкости: 1 – расчет по (3.2.3) [48]; 2 – расчет по эмпирическому выражению [4]. Процесс десорбции CO_2 из воды воздухом

Например, на основе уравнения (3.2.12) записывают [50-52]

$$u_* = \chi \left(\frac{\varepsilon V}{\rho} \right)^{1/4}, \quad (3.2.13)$$

где коэффициент пропорциональности χ находится экспериментально для каждого типа аппарата и установлен в интервале $\chi = 1,6 - 2,9$. Для большинства аппаратов рекомендуется $\chi \approx 2,2$.

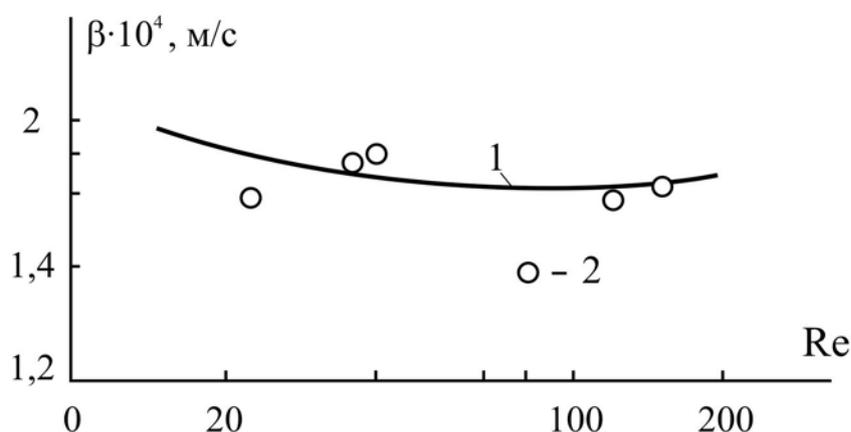


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента массоотдачи в сплошной фазе от Re при движении одиночной капли: 1 – расчет [35], 2 – эксперимент [49] (система: вода – бензойная кислота – бензол)

Таблица 3.1

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе по математической модели β_ρ и сравнение с экспериментальными значениями β_ρ для системы вода (спл. ф.) – 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_δ	$\beta_\rho \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$\beta_\rho \cdot 10^4, \text{ м/с}$	$f = \beta_\rho / \beta_\rho$
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

Рассмотрим приближенный теоретический метод определения динамической скорости на основе зависимости (3.2.12) и известного характера переноса импульса [7, 38, 53, 54].

В уравнении (3.2.12) значение производной найдем из выражения

$$\tau = \rho(v + v_T) \frac{du}{dy}, \quad \frac{du}{dy} = \frac{\tau}{\rho(v + v_T)}. \quad (3.2.14)$$

Получим

$$\varepsilon = \frac{\tau^2}{\rho(v + v_T)}, \quad v_T = v_T(y). \quad (3.2.15)$$

Среднее значение диссипируемой энергии в пограничном слое толщиной δ запишем в виде [54]

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2 \delta}{\delta \rho} \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T}, \quad (3.2.16)$$

где подынтегральная функция определяет сопротивление переносу импульса в турбулентном пограничном слое

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta} \frac{dy}{v + v_T} \quad (3.2.17)$$

и тогда уравнение (3.2.16) получит форму

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\tau^2}{\delta \rho \gamma} = \frac{u_*^4 \rho}{\delta \gamma}. \quad (3.2.18)$$

Отсюда найдем

$$u_* = \left(\frac{\bar{\varepsilon} \delta \gamma}{\rho} \right)^{1/4}. \quad (3.2.19)$$

или для сплошной фазы:

$$u_{*c} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}_c \delta_c \gamma_c}{\rho_c} \right)^{1/4} = \left(\frac{\bar{\varepsilon}_c R_{1c} v_c \gamma_c}{\rho_c} \right)^{1/5}. \quad (3.2.20)$$

Коэффициент переноса импульса γ_c найдем путем интегрирования (3.2.17) с коэффициентом турбулентной вязкости (3.2.2).

При $n = 2$ получим

$$\gamma_c = u_{*c} \left(\sqrt{R_{1c}} \operatorname{arctg} \sqrt{R_{1c}} \right)^{-1}. \quad (3.2.21)$$

При $n = 3$ имеем

$$\gamma_c = 6\sqrt{3}B_\delta^2 u_{*c} (K_1 + K_2 + \pi)^{-1}, \quad (3.2.22)$$

$$\text{где } K_1 = \sqrt{3} \ln \frac{(B_\delta + 1)^2}{B_\delta(B_\delta - 1) + 1}; K_2 = 6 \operatorname{arctg} \frac{(2 - B_\delta)}{B_\delta \sqrt{3}}; B_\delta = R_{1c}^{-1/3}.$$

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 $\Delta P = \xi \rho_2 V_\infty^2 / 2$. Произведение ΔP на площадь миделевого сечения частицы есть сила гидродинамического взаимодействия $P = \Delta P \pi R^2$, а произведение силы на скорость движения – мощность $N = P V_\infty = \Delta P \pi R^2 V_\infty$.

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

$$N_D = \tau F \bar{U}_{\text{Гр}} = \tau 4\pi R^2 \bar{U}_{\text{Гр}}. \quad (3.2.23)$$

Тогда, составляющая от полной энергии, диссипирующая в сплошной фазе, равна

$$N_c = N - N_D = \Delta P \pi R^2 V_\infty - \tau 4\pi R^2 \bar{U}_{\text{Гр}} = \pi R^2 (\Delta P V_\infty - \tau 4 \bar{U}_{\text{Гр}}). \quad (3.2.24)$$

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

$$\bar{\varepsilon}_c = \frac{N_c}{V_{\text{сл}} + V_{\text{п.с}}} = \frac{\pi R^2 (\Delta P V_\infty - \tau 4 \bar{U}_{\text{гр}})}{V_{\text{сл}} + V_{\text{п.с}}}, \quad (3.2.25)$$

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, м^3 .

Зона с замкнутыми линиями тока – вихревая зона за твердой сферой образуется при $Re_{\text{отр}} \approx 20$. На рис. 3.5 показана графическая зависимость длины вихревого следа S от числа Re_* [47].

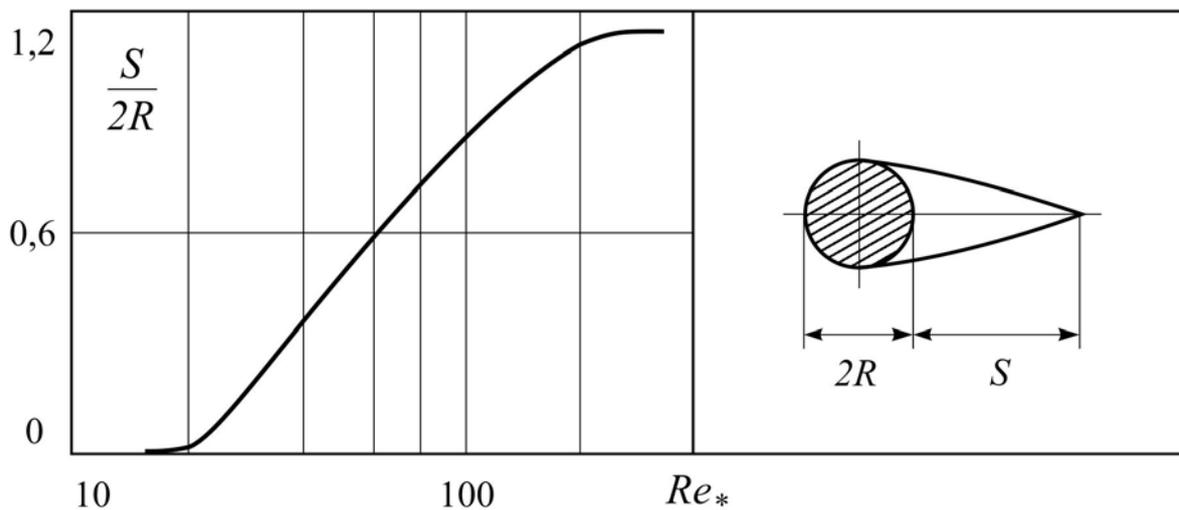


Рис. 3.5. Зависимость длины вихревого следа ($S/(2R)$) от числа Re_* для твердой сферы [47]

Представляя объем вихревого следа в виде полуэллипсоида вращения, в центр которого вписана сферическая дисперсная частица, запишем

$$V_{\text{сл}} = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{S}{2R}. \quad (3.2.26)$$

Кривую, представленную на рис. 3.5, можно аппроксимировать функцией вида

$$\frac{S}{2R} = -0,39 + 0,022 Re_* - 0,00011 Re_*^2 + 1,86 \cdot 10^{-7} Re_*^3, \quad (3.2.27)$$

при $20 \leq Re_* \leq 200$.

Используя графическую зависимость (рис. 3.5), 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

$$Re_* = Re_c \frac{Re_{отр.сф}}{Re_{отр.к}}. \quad (3.2.28)$$

Таким образом, из решения системы уравнений (3.2.4), (3.2.20), итерационным методом находятся параметры пограничного слоя в сплошной фазе $u_{*с}$ и $R_{1с}$ необходимые для вычисления коэффициента массоотдачи (3.2.3).

Уравнение (3.2.3) проверено путем расчета коэффициентов массоотдачи при экстракции различных систем, когда основное сопротивление переноса массы лимитировано сплошной фазой. Результаты расчета и сравнение с известными экспериментальными данными [49, 55] показаны на рис. 3.6-3.8 и табл. 3.2.

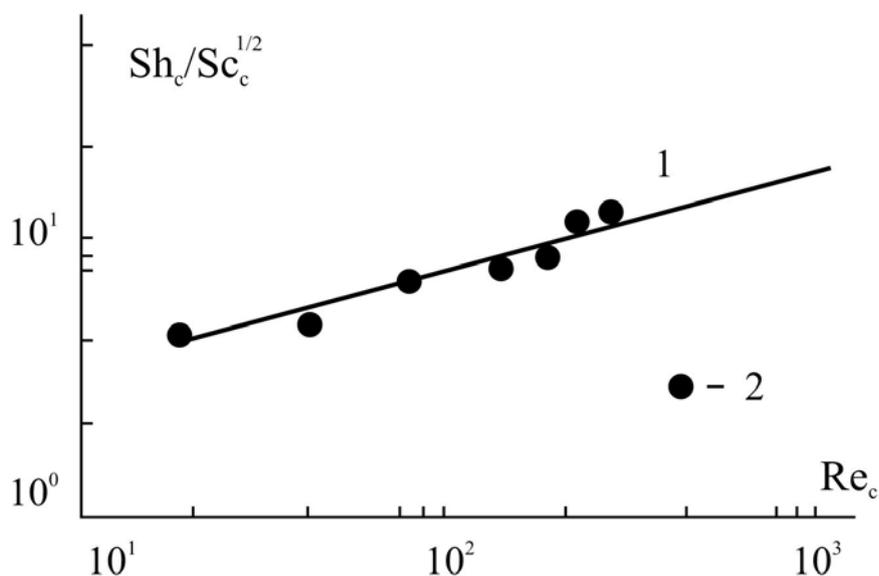


Рис. 3.6. Зависимость безразмерного комплекса $Sh_c/Sc_c^{1/2}$ от числа Re_c при экстракции системы вода (спл. ф.) – бензойная кислота – бензол: 1 – расчет по уравнению (3.2.3); 2 – экспериментальные данные [55]

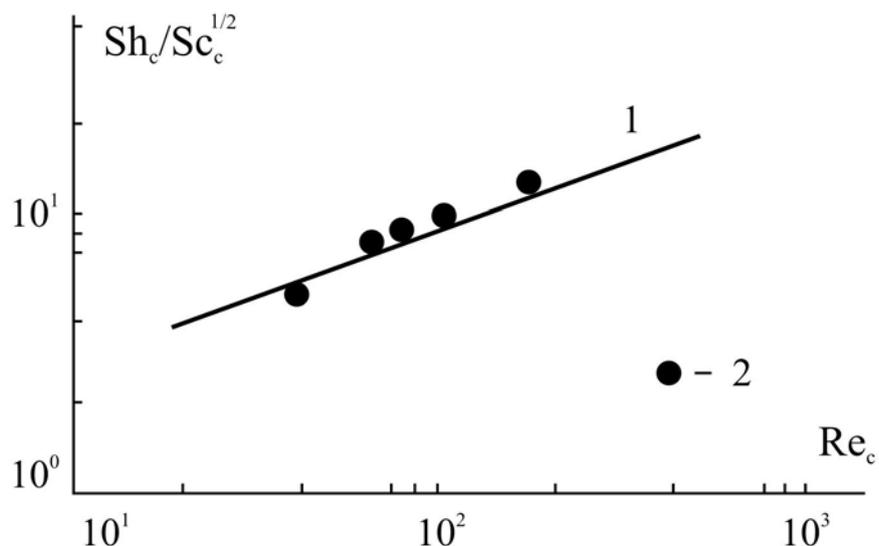


Рис. 3.7. Зависимость безразмерного комплекса $Sh_c/Sc_c^{1/2}$ от числа Re_c при экстракции системы вода (спл. ф.) – анилин – ксилол: 1 – расчет по уравнению (3.2.3); 2 – экспериментальные данные [55]

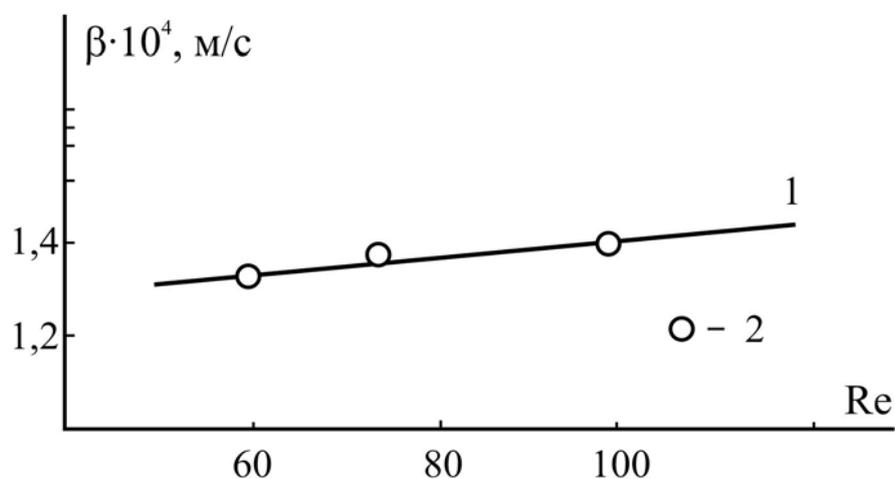


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса; система вода (дисп. ф.) – бензойная кислота – бензол: 1 – расчет по уравнению (3.2.3); 2 – экспериментальные данные [49]

В работе [55] эксперимент проводился в стеклянной колонне диаметром $D_a = 4$ мм и высотой $H = 65$ мм при экстракции в системах вода – бензойная кислота – бензол и вода – анилин – ксилол. Диаметр каплеи изменяется в интервале 0,08-0,0575 мм (рис. 3.7).

Экспериментальные данные в работе [56] 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. 3.8).

На основе представленных результатов можно сделать вывод о том, что рассмотренный подход дает положительные результаты при вычислении коэффициентов массоотдачи от капель.

Таблица 3.2

Результаты расчета коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе β_p и сравнение с экспериментальными значениями β_∞ для системы вода (спл. ф.) – анилин – ксилол $Sc = 1326$; $\mu^* = 0,61$

d , м	V_∞ , м/с	Re_c	$u_* \cdot 10^2$, м/с	R_{1c}	$\beta_p \cdot 10^4$, м/с	$\beta_\infty \cdot 10^4$, м/с	$f = \beta_p / \beta_\infty$
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	0,98
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

3.3. 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, 48, 56-66]. Однако обычно полагается, что в период каплеобразования и в начальный момент времени движения массоотдача существенно нестационарна, а при установившемся движении капель она носит квазистационарный характер до стадии полного перемешивания в капле.

Установлено [61, 63], 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 (стр. 89), 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 [63]

$$\delta_D = \varphi \sqrt{D_D t}, \quad (3.3.1)$$

где φ – численный коэффициент порядка единицы; индекс “ D ” – коэффициент молекулярной диффузии, m^2/c .

Тогда коэффициент массоотдачи $\beta_D(t)$ будет равен

$$\beta_D(t) = \frac{D_D}{\delta_D} = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\frac{D_D}{t}}. \quad (3.3.2)$$

Если $Re^* Fo \geq 3$ [10], процесс массоотдачи в капле стационарен, то должно выполняться условие

$$t \geq \frac{12(1 + \mu^*)d}{V_\infty}, \quad (3.3.3)$$

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, 64].

На межфазной поверхности капли при незначительном градиенте поверхностного натяжения выполняется баланс потока импульса $\tau_D = \tau_c$, где τ_c можно вычислить по соотношению (3.1.6). Тогда коэффициент массоотдачи в стационарном режиме можно найти по уравнению (3.1.7)

$$\beta_D = 0,62 \left(\frac{2\tau_D \nu_D}{\rho_D \pi d} \right)^{1/3} Sc_D^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)}, \quad (3.3.4)$$

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 $Re \cdot Fo = 3$ коэффициенты массоотдачи (3.3.2) и (3.3.4) должны быть равны. Из этого условия найдем

$$\varphi = 1,61 \left(\frac{V_\infty}{3(1 + \mu^*)} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi \rho_D}{2\tau_D} \right)^{1/3} \left(\frac{v_D}{d} \right)^{1/6}. \quad (3.3.5)$$

Средний за время t коэффициент массоотдачи (3.3.2) можно получить по уравнению [38]

$$\bar{\beta}_D = \frac{1}{t} \int_0^{t_k} \beta_D(\theta) d\theta = 1,25 \left(\frac{3D_D(1 + \mu^*)}{t_k V_\infty} \right)^{1/2} \left(\frac{2\tau_D}{\pi \rho_D} \right)^{1/3} \left(\frac{d}{v_D} \right)^{1/6}. \quad (3.3.6)$$

Коэффициенты массоотдачи в дисперсной фазе, рассчитанные в стационарном режиме по уравнению (3.3.4), сравнивались с экспериментальными данными [60]. На рис. 3.9 показана их корреляция. Эксперименты проводились в колоннах диаметром $D_a = 100$ мм, с высотой рабочей части равной, соответственно, 1060, 640, 450, 80 мм.

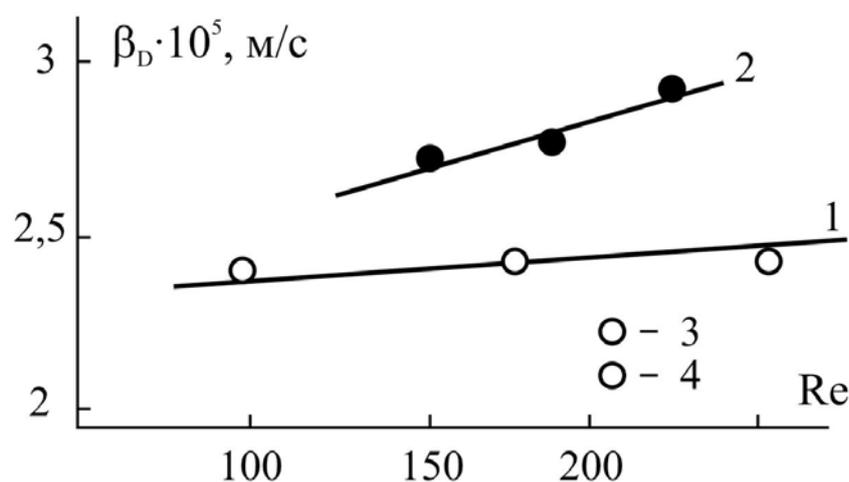


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса при экстракции различных систем: 1, 2 – расчет по (3.3.4); 3, 4 – эксперимент [60]. 1, 3 – гептиловый спирт – соляная кислота – вода (спл. ф.); 2, 4 – гептиловый спирт + 0,15 NHCl – соляная кислота – вода (спл. ф.)

Уравнение (3.3.6), описывающее нестационарную массоотдачу в капле, проверялось путем сравнения с экспериментальными данными [65], полученными при экстракции в распылительной колонне $D_a = 45$ мм; $H = 650$ мм систем вода (спл. ф) – уксусная кислота – бензол (рис. 3.10).

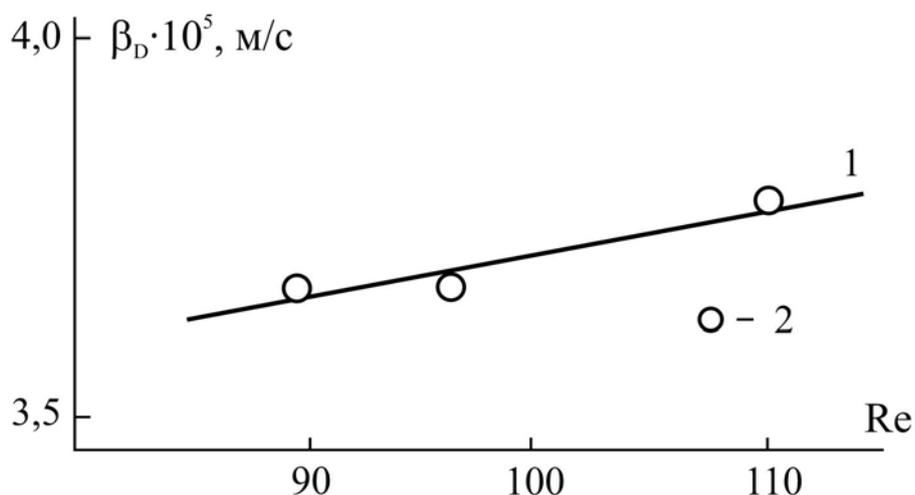


Рис. 3.10. Зависимость коэффициента массоотдачи от числа Рейнольдса: 1 – расчет по (3.3.6); 2 – эксперимент [49]

При $Re > 200$ расчет по уравнению (3.3.4) 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 (3.2.1), где для закона затухания турбулентной диффузии в пограничном слое используются различные функции. Рассмотрим применение некоторых функций для определения коэффициента массоотдачи β_D и сравним полученные результаты.

Например, в жидкой пленке турбулентность, вызванную волнообразованием, предложено [2] описывать функцией вида

$$D_T \approx u_* y^2 / \lambda, \quad (3.3.7)$$

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 (3.2.1) уравнение для определения коэффициента массоотдачи в режиме развития турбулентности в осциллирующих каплях [36, 38, 66]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta_D} &= \frac{2\sigma}{\rho_D u_{*D}^3 \delta} \int_0^1 \frac{d(y_D/\delta)}{\frac{2D_D\sigma}{u_{*D}^3 \delta^2 \rho_D} + \left(\frac{y_D}{\delta}\right)^2} = \frac{2\sigma}{\rho_D u_{*D}^3 \delta} \int_0^1 \frac{d\psi_D}{(\sqrt{a_D})^2 + \psi_D^2} = \\ &= \frac{2\sigma}{\rho_D u_{*D}^3 \delta \sqrt{a_D}} \operatorname{arctg} \psi_D \sqrt{\frac{1}{a_D}}, \end{aligned} \quad (3.3.8)$$

где $\psi_D = y_D/\delta$; $a_D = \frac{2D_D\sigma}{u_{*D}^3 \delta^2 \rho_D}$.

Из выражения (3.3.8) получим

$$\beta_D = u_{*D} \sqrt{\frac{u_{*D} \rho_D D_D}{2\sigma}} \left[\operatorname{arctg} \sqrt{Sc_D \frac{u_{*D} R_{1D}^2 \nu_D \rho_D}{2\sigma}} \right]^{-1}, \quad (3.3.9)$$

где $R_{1D} = (u_* \delta / \nu)_D$ – безразмерная толщина пограничного слоя, где справедлив закон $D_T(y)$ в форме (3.3.7); индекс “D” – дисперсная фаза.

Для определения параметра R_{1D} представим сопротивление переноса импульса в пограничном слое дисперсной фазы аналогично (3.2.17). Допуская что, турбулентное число Шмидта незначительно отличается от единицы, коэффициент турбулентной вязкости $\nu_T(y)$ примем в виде (3.3.7) $\nu_T \approx D_T$.

Тогда из уравнений (3.2.17), (3.3.7) найдем параметр R_{1D} с использованием потокового соотношения $\tau = \rho_D \gamma_D \Delta \bar{u}_\infty$ [38, 66]

$$R_{1D} = \sqrt{\frac{2\sigma}{\nu_D \rho_D u_{*D}}} \operatorname{tg} \left(\Delta \bar{U}_{\infty D} \sqrt{\frac{\nu_D \rho_D}{2\sigma u_{*D}}} \right). \quad (3.3.10)$$

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 (3.2.9).

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

$$u_{*D} = u_{*c} \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_D}}. \quad (3.3.11)$$

Уравнение (3.3.9) проверено [36, 38, 66] 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 [55] и с расчетом по эмпирическим уравнениям, полученным для средних и крупных капель [60]. Сравнение расчетных и экспериментальных данных представлены на рис. 3.11-3.13.

Уравнение (3.3.9) с параметром (3.3.10) можно рекомендовать для расчета коэффициентов массоотдачи в крупных каплях.

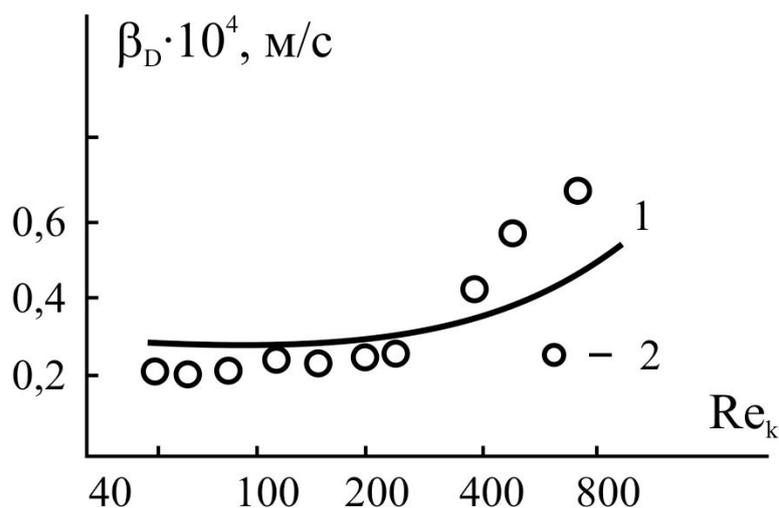


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента массоотдачи в дисперсной фазе при экстракции системы: амиловый спирт – фенол – вода. Дисперсная фаза – вода: 1 – расчет по уравнению (3.3.9); 2 – опытные данные [55];
 $\mu^* = 1,73$; $D_1 = 0,84 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$

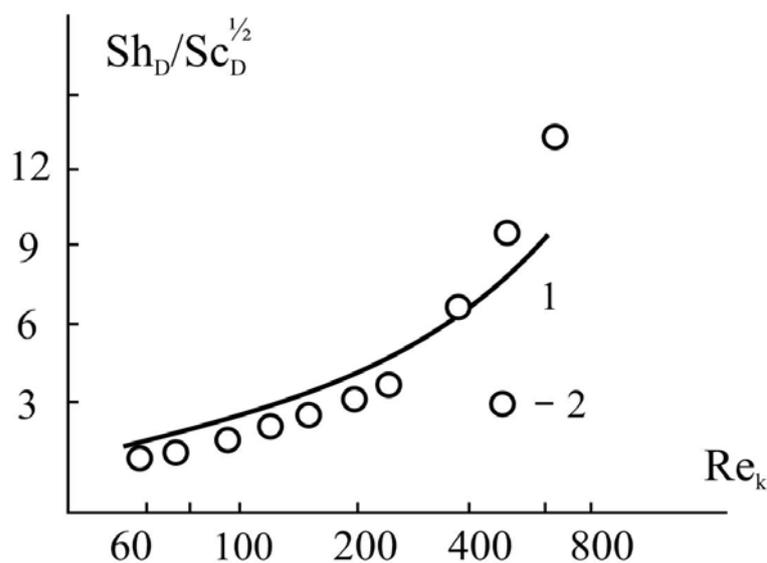


Рис. 3.12. Зависимость комплекса $Sh_D / Sc_D^{1/2}$ от числа Рейнольдса Re :
 1 – расчет по уравнению (3.3.9); 2 – экспериментальные данные [55]
 (система: амиловый спирт – фенол – вода)

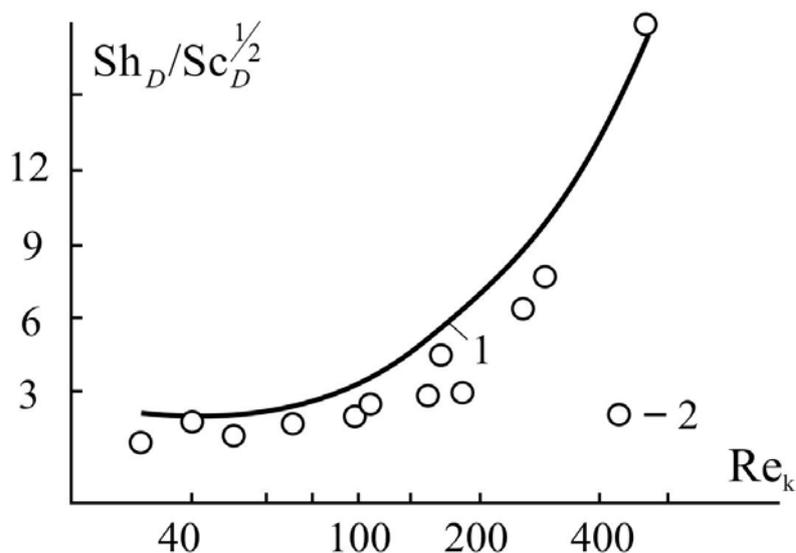


Рис. 3.13. Зависимость комплекса $Sh_D / Sc_D^{1/2}$ от числа Рейнольдса Re . Система: вода – уксусная кислота – бензол: 1 – расчет по уравнению (3.3.9); 2 – экспериментальные данные [65]; $\mu^* = 0,65$

3.4. Массоотдача в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы

Экстракторы 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 жидкостям колебательного движения (пульсацией или вибраций), перемешивания механическими мешалками или за счет центробежных сил.

Рассмотрим применение математической модели для определения коэффициентов массоотдачи в экстракторах с внешним вводом энергии в контактирующие фазы. Одним из основных параметров, представленных в разделах 3.2 и 3.3 уравнений является динамическая скорость в пограничном слое на межфазной поверхности жидкость – жидкость. Получил применение подход [3, 7, 50, 54, 58, 67], когда динамическую скорость выражают через среднюю величину диссипации энергии $u_* \sim f(\bar{\varepsilon})$. Диссипацию энергии находят в виде отношения мощности, потребляемой на создание пульсаций, вибраций или на перемешивание, к объему жидкости в рабочей зоне аппарата $\varepsilon = N/V_{ж}$. При этом допускается, что мощность равномерно распределяется по объему среды.

Найдем динамическую скорость в пограничном слое сплошной фазы на поверхности раздела двух контактирующих, взаимно нерастворимых жидкостей.

Безразмерная толщина вязкого подслоя R_{1c} в работах [3, 68, 69] принимается на основе двухслойной модели плоского турбулентного пограничного слоя в виде $R_{1c} \approx 11,6$; индекс “с” – сплошная фаза. Известно, 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. 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, 42, 68, 69]. В работе [42] методом голографической интерферометрии установлена 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 вышперечисленное 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:

$$\tau = \rho \gamma_c \Delta \bar{U}_{\infty c}, \quad (3.4.1)$$

где $\Delta \bar{U}_{\infty c}$ – средняя скорость относительного движения фаз, м/с:
 $\Delta \bar{U}_{\infty c} = (\bar{U}_{\infty} - \bar{U}_{гр})_c$.

Коэффициент переноса импульса γ_c найдем путем интегрирования (3.2.17) с коэффициентом турбулентного обмена (3.2.2) [53, 54].

При $n = 2$ получены выражения (3.2.21), а при $n = 3$ – (3.2.22).

Тогда из (3.4.1) найдем среднее значение безразмерной толщины вязкого подслоя.

При $n = 2$

$$R_{1c} = \left[\Delta \bar{U}_\infty (u_{*c} \operatorname{arctg} \sqrt{R_c})^{-1} \right]^2. \quad (3.4.2)$$

При $n = 3$

$$R_{1c} = \left[\frac{6\sqrt{3} \Delta \bar{U}_\infty}{u_{*c}} (K_1 + K_2 + \pi)^{-1} \right]^{3/2}, \quad (3.4.3)$$

где значение коэффициентов K_1 и K_2 даны после формулы (3.2.22).

Следовательно, при известных значениях средней диссипируемой энергии ε и среднем градиенте скорости $\Delta \bar{U}_\infty$ параметры пограничного слоя с различными гидродинамическими возмущениями определяются из уравнений (3.2.20), (3.2.21), (3.4.2) при $n = 2$ и (2.2.20), (3.2.22), (3.4.3) при $n = 3$.

При известном значении u_{*c} динамическую скорость в пограничном слое дисперсной фазы найдем на основе (3.3.11).

Следует отметить, что коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе для капель вычисляются по выражению (3.2.3), а для твердых частиц и капель при $\mu^* \gg 1$ по уравнению (2.6.24).

Аппараты с механическим перемешиванием

В аппаратах с перемешивающими устройствами при значениях центробежного числа Рейнольдса $Re_{\text{ц}} = nd_M^2/\nu_2 > 10^3$ режим движения среды турбулентный [3].

Рассмотрим определение коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе двух контактирующих жидкостей с подвижной поверхностью раздела [38, 58, 67, 58, 70, 71]. В этом случае формула для коэффициента массоотдачи имеет вид (3.2.3).

Динамическую скорость в сплошной фазе найдем из решения системы уравнений (3.2.20), (3.2.21), (3.4.2) со средней величиной диссипации энергии

$$\bar{\varepsilon} = \frac{N}{V_{\text{ж}}} = \frac{k_N \rho_{\text{ж}} n^3 d_{\text{м}}^5}{V_{\text{ж}}}, \quad (3.4.4)$$

где N – мощность, потребляемая на перемешивание, Вт; k_N – критерий мощности, зависящий от типа мешалки, размеров и конструкции аппарата, а также свойств перемешиваемой среды. Для известных типов мешалок в литературе [3, 72] приведены экспериментальные зависимости k_N от числа Рейнольдса $Re_{\text{ц}} = nd_{\text{м}}^2/\nu_{\text{с}}$.

Средняя движущая сила переноса импульса $\Delta \bar{U}_{\infty 2}$ в выражении (3.4.2) 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 [73] предлагается среднюю скорость движения дисперсной частицы представить как результирующую скоростей

$$\bar{U}_{\infty} = \sqrt{w_{\text{ос}}^2 + w_{\text{отб}}^2 + u_{\varepsilon}^2}, \quad (3.4.5)$$

где $w_{\text{ос}}$ – скорость свободного осаждения дисперсной частицы, м/с; $w_{\text{отб}}$ – 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

$$V_{\infty k} = \sqrt{\frac{8 \Delta \rho g R_k}{3 \rho_{\text{с}} \xi}}, \quad (3.4.6)$$

где $\Delta \rho = |\rho_{\text{с}} - \rho_{\text{D}}|$; R_k – радиус частицы; ξ – коэффициент сопротивления.

Скорость проскальзывания $w_{\text{отб}}$ может быть вычислена из уравнения балансов сил, действующих на частицу.

Однако, вследствие большой сложности аналитического решения системы уравнений [73] принимаем скорость проскальзывания, равной

скорости обтекания дисперсной частицы потоком вращения перемешивающего устройства, частоты вращения, разности сплошной и дисперсной фаз [74]

$$w_{\text{обт}} = \sqrt{\frac{\pi \Delta \rho U_M^2 R_k}{3 \xi \rho_c d_M}}, \quad (3.4.7)$$

где U_M – скорость вращения конца лопасти мешалки, м/с; $U_M = \pi n d_M$, n – частота вращения, с^{-1} ; d_M – диаметр мешалки, м.

Входящая в уравнение (3.4.5) скорость u_ε рассматривается [3, 73] как скорость обтекания частицы турбулентными пульсациями порядка диаметра частицы, выраженная через величину диссипации энергии

$$u_\varepsilon \approx (2R_k \varepsilon)^{1/3}. \quad (3.4.8)$$

Таким образом, движущая сила переноса импульса в пограничном слое сплошной среды в формуле (3.4.2) получит вид

$$\Delta \bar{U}_\infty = \sqrt{w_{\text{ос}}^2 + w_{\text{обт}}^2 + u_\varepsilon^2} - \bar{U}_{\text{гр}}, \quad (3.4.9)$$

где среднее значение скорости жидкости на межфазной поверхности капли найдем на основе уравнения (3.2.10).

Расчет показывает, что значение параметра R_{1c} для капель находится в пределах $R_{1c} \approx 6-8$.

Результаты расчета [38, 76-78] коэффициента массоотдачи в сплошной фазе по уравнению (3.2.3) и сравнение с опытными данными [75] показано на рис. 3.14. Эксперименты проводились в проточном смесителе диаметром $D_a = 38$ мм при перемешивании 2-х лопастной мешалкой с соотношениями диаметра мешалки, ширины лопасти и диаметра аппарата, равными соответственно 1 : 2; 1 : 10.

Для твердых частиц и капель с большой вязкостью, относительно сплошной среды, коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе можно определить по уравнению (2.6.24) с параметром (3.4.3). Проведенные расчеты безразмерной толщины вязкого подслоя показывают, что $R_{1c} \approx 15-25$.

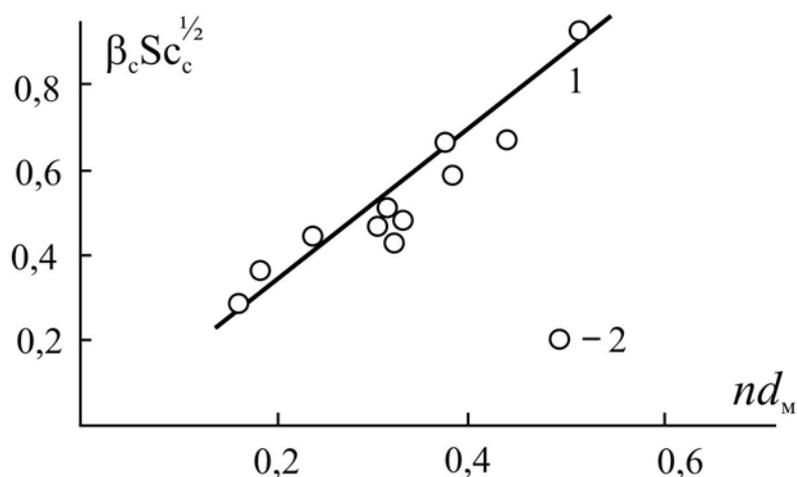


Рис. 3.14. Зависимость коэффициентов массоотдачи β_c в сплошной фазе от комплекса nd_M при экстракции различных систем: 1 – расчет по уравнению (3.2.3); 2 – экспериментальные данные, обобщенные в работе [3]

Многие авторы изучают массоотдачу в сплошной фазе при растворении твердых частиц.

На рис. 3.15 показана корреляция расчетных [76-78] и экспериментальных данных [73] при растворении анионообменной смолы в растворе соляной кислоты. Диаметр частиц анионообменной смолы – $30,8 \cdot 10^{-6}$; $593 \cdot 10^{-6}$, м.

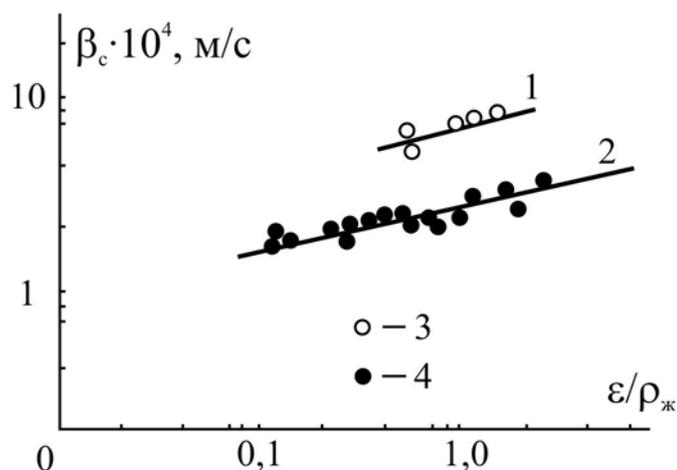


Рис. 3.15. Корреляционная зависимость расчетных и экспериментальных значений коэффициента массоотдачи β_c от диссипации энергии ϵ : 1, 2 – расчет по уравнению (2.6.24); 3, 4 – экспериментальные данные [73]. Диаметр частиц (м): 1, 3 – $30,8 \cdot 10^{-6}$; 2, 4 – $593 \cdot 10^{-6}$

На рис. 3.16 приведено сравнение рассчитанных по модели и экспериментальных данных различных авторов, обобщенных в работе [3], при растворении твердых взвешенных частиц в аппаратах с мешалками.

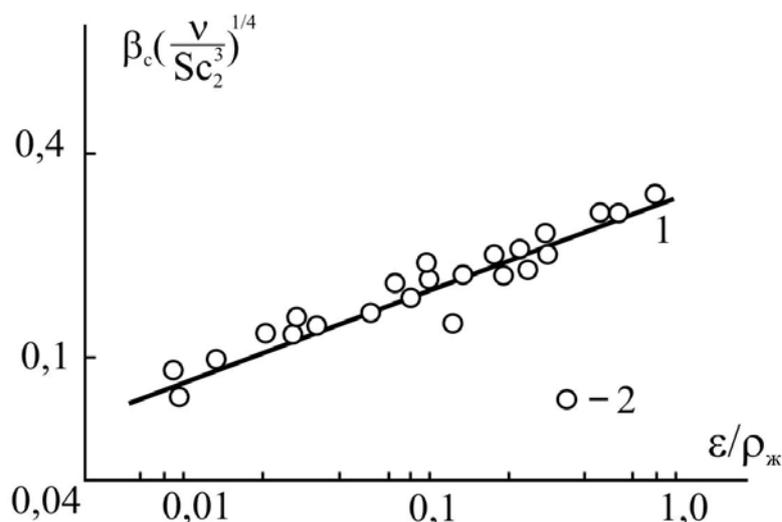


Рис. 3.16. Зависимость комплекса $\beta_c \left(\frac{v_c}{Sc_c^3} \right)^{1/4}$ от диссипации энергии: 1 – расчет по уравнению (2.6.24); 2 – экспериментальные данные [3]

На основе приведенных в данной главе результатов можно рекомендовать следующий интервал применения предложенных уравнений: уравнения (3.1.7), (3.1.8) $10 < Re < 10^3$, $1 < Sc(Pr) < 2 \cdot 10^3$; уравнение (3.2.3) для капель при свободном движении $20 < Re < 400$, $500 < Sc < 2 \cdot 10^3$; уравнение (3.3.4) для капель при свободном движении $Re \cdot Fo \geq 3$, $20 < Re < 250$, $500 < Sc < 3 \cdot 10^3$; уравнение $Re \cdot Fo < 3$, $20 < Re < 200$, $300 < Sc < 600$; уравнение (3.3.9) для осциллирующих капель $200 < Re < 700$.

Аппараты с механическим перемешиванием: $Re_{ц} > 10^3$, $10^{-4} < d_k < 10^{-3}$, $500 < Sc < 1700$.

Вибрационные аппараты: $2 \cdot 10^{-4} < d_k < 5 \cdot 10^{-4}$, $500 < Sc < 1000$.

Применение рассмотренной выше модели массоотдачи для вибрационных экстракторов показано в седьмой главе.

Библиографический список к третьей главе

1. Гупало Ю.П., Полянин А.Д., Рязанцев Ю.С. Массотеплообмен реагирующих частиц с потоком. – М.: Наука, 1985.

2. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз, 1959.
3. Брагинский Л.Н., Бегачев В.И., Барабаш В.М. Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета. – Л.: Химия, 1984.
4. Александров И.А. Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей. – М.: Химия, 1975.
5. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я. Гидродинамика и теплообмен с поверхностью раздела. – М.: Наука, 1990.
6. Протодюконов И.О., Марцулевич Н.А., Марков А.В. Явления переноса в процессах химической технологии. – Л.: Химия, 1981.
7. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. – Казань: Изд-во Казанского гос. ун-та, 1993.
8. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987.
9. Дильман В.В., Полянин А.Д. Методы модельных уравнений и аналогий. – М.: Химия, 1988.
10. Броунштейн Б.И., Щеголев В.В. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах. – Л.: Химия, 1988.
11. Елизаров В.И., Израйлев Б.М. Сопряженное физическое и математическое моделирование диффузионного пограничного слоя // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. 1987. – С. 53-57.
12. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Воробьев Б.А. Модель роста микрокристаллов галогенидов серебра в аппаратах с перемешиванием // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. 1989. – С. 4-10.
13. Клинова Л.П., Сосновская Н.Б., Дьяконов С.Г. Математическое моделирование процесса растворения твердых частиц в аппаратах с перемешивающими устройствами // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань, КХТИ. 1987. – С. 114-125.
14. Heideger W.U., Wright M.W. Liquid Extraction During Drop Formation: Effect of Formation Time // A. I. Ch. E. J. – 1986. – V. 32. – N 8. – P. 1372-1376.
15. Броунштейн Б.И., Фишбейн Г.А. К вопросу о нестационарном механизме переноса внутри движущейся капли и концевом эффекте // ТОХТ. – 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., Barrow H. Some observations on transport processes in the wake of a sphere in low speed flow // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 1965. – N 8. – P. 403-410.

19. Дьяконов С.Г., Лаптев А.Г. Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки // *ТОХТ.* – 1998. –Т. 3. – № 3. – С. 229-236.

20. Лыков А.В. Теплообмен. 2-е изд. – М.: Энергия, 1978.

21. Петухов Б.С. Вопросы теплообмена. Избр. тр. / Отв. ред. В.А. Кириллин. – М.: Наука, 1987.

22. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – М.: Атомиздат, 1979.

23. Протодьяконов И.О., Сыщиков Ю.В. Турбулентность в процессах химической технологии. – Л.: Наука, 1983.

24. Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. – М.: Машиностроение, 1980.

25. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / В.С. Авдеевский, Б.М. Галицейский, Б.А. Глебов и др.; под ред. В.К. Кошкина. – М.: Машиностроение, 1975.

26. Основы прикладной аэродинамики. Кн.2. Обтекание тел вязкой жидкостью / Н.Ф. Краснов, В.Н. Кошевой, В.Ф. Захарченко и др.; под ред. Н.Ф. Краснова. – М.: Высш. шк., 1991.

27. Дьяконов С.Г., Лаптев А.Г. Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки // Тез. докл. Междунар. конф. “Методы кибернетики химико-технологических процессов” (КХТП-V). – Москва. 1994. – С. 24.

28. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в канале // Интенсификация процессов теплообмена в энергетических и технологических установках: Сб. науч. тр. – Москва: МЭИ, 1990. – № 244. – С. 4-8.

29. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Гидродинамическая аналогия процессов переноса при турбулентном движении одно- и двухфазных потоков на твердой стенке // Тепло- и массообмен в хим. технол.: Межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1990. – С. 64-73.

30. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Определение коэффициентов тепло- и массоотдачи при турбулентном движении одно- и двухфазных сред на твердой поверхности // Республиканская научно-техн. конф. “Повышение эффективности энергоснабжения промышленных предприятий”: Тез. докл. – Казань, 1990.

31. Лойцянский Л.Г. Ламинарный пограничный слой. – М.: Физматгиз, 1962.

32. Laminar boundary layers / Ed. Bu L. Rosenhead. Oxford: Clarendon press, 1963.

33. Романков П.Г., Фролов В.Ф. Массообменные процессы химической технологии (системы с твердой фазой). – Л.: Химия, 1990.

34. Лаптев А.Г., Зайкова А.В., Елизаров В.И., Универсальная математическая модель для расчета коэффициентов теплоотдачи от элементов дисперсной фазы в промышленных аппаратах // Тез. докл. VIII всесоюз. конф. “Двухфазный поток в энергетических машинах и аппаратах”. – Л., 1990. – Т. 3. – С. 237-239.

35. Елизаров В.И., Лаптев А.Г., Зайкова А.В. Математическое моделирование массоотдачи в сплошной фазе при движении капель в экстракторах // Тез. докл. VII всесоюз. конф. “Математические методы в химии” (ММХ-VII). – Казань, 1991. – С. 189-191.

36. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массоотдачи в дисперсной фазе системы жидкость – жидкость с подвижной поверхностью раздела // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1991. – С. 4-14.

37. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Обобщение результатов математического моделирования тепло- и массоотдачи в одно- и двухфазных средах // Тепло- и массообмен в хим. технол.: Межвуз. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1992. – С. 93-99.

38. 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.

39. Головин А.А., Поломарчук Н.И., Ермаков А.А. Расчет массопереноса в движущую каплю в условиях спонтанной межфазной конвекции при экстракции // ТОХТ. – 1990. – Т. 24. – № 4. – С. 450-455.

40. Пиков Л.М., Рабинович Л.М. О расчете скорости массопереноса в жидкости при наличии эффекта Марантони // ТОХТ. – 1989. – Т. 23. – № 2. – С. 166-170.

41. Слинько М.Г., Дильман В.В., Рабинович Л.М. О межфазном обмене при поверхностных конвективных структурах в жидкости // ТОХТ. – 1985. – Т. 27. – № 1. – С. 10-14.

42. 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.

43. Коган В.Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии. – Л.: Химия, 1997.

44. ПротоДьяконов И.О., Чесноков Ю.Г. Гидромеханические основы процессов химической технологии. – Л.: Химия, 1987.

45. Массопередача при экстракции и моделирование экстракционной аппаратуры / А.М. Розен, А.И. Беззубова, В.А. Васильев и др. // Процессы жидкостной экстракции и хемосорбции: Труды II Всесоюзн. науч.-техн. совещания. – М.: Химия, 1966. – С. 99-112.

46. Kiele A.I., Treybal R.E. Rate of raise or fall of liquid drops // A. I. Ch. E. J. – 1956. – N 4. – P. 444-447.

47. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. – М.: Наука, 1987.

48. Данилов В.А., Лаптев А.Г. Расчет коэффициентов тепло- и массоотдачи от пузырей на основе теории диффузионного пограничного слоя // Тез. докл. научно-техн. конф. “Внедрение научно-технических разработок в энергетику и электротехническую промышленность”. – Казань: КФ МЭИ, ТАТЦНТИ, 1988. – С. 20-23.

49. Железняк А.С., Броунштейн Б.И. Массопередача при экстракции единичными каплями // ЖПХ. – 1963. – Т. 36. – № 11. – С. 2437-2445.

50. Доманский И.В., Соколов В.Н. Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса // ТОХТ. – 1968. – Т. 2. – № 5. – С. 761-767.

51. Ермаков П.П. Влияние воздействия акустических колебаний на процесс массопередачи // ТОХТ. – 1991. – Т. 25. – № 2. – С. 198-203.

52. Соколов В.Н., Доманский И.В. Газожидкостные реакторы. – Л.: Машиностроение, 1976.

53. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Математическое моделирование теплоотдачи при турбулентном обтекании пучков труб // Теплоэнергетика. – 1992. – № 12. – С. 34-38.

54. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Моделирование теплообмена в турбулентном пограничном слое с градиентом давления // Теплообмен-ММФ-92. Конвективный теплообмен: Тез. докл. Т. 1. Ч. 2. – Минск: АНК “ИНТО им. А.В. Лыкова” АНБ, – 1992. – С. 92-95.

55. Каденская Н.И., Железняк А.С., Броунштейн Б.И. Исследование массопереноса в экстракционной распылительной колонне // Сб. Процессы химической технологии. – М.: Наука, 1965. – С. 215-218.

56. Железняк А.С., Броунштейн Б.И. О кинетике экстракции в капле большого размера // Тр. ГИПХ. – 1966. – Т. 54. – С. 267-273.

57. Scibert A.F., Fair J.R. Hydrodynamics and mass transfer in spray and packed liquid – liquid extraction columns // Ind. Eng. Chem. Res. – 1988. – N 27. – P. 470-481.

58. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Зайкова О.В. Диссипативная модель кинетики двухфазной системы жидкость – жидкость в аппаратах с перемешивающим устройством // Тез. докл. 2-ой респуб. конф. по интенсификации нефтехимических процессов “Нефтехимия-92”. – Нижнекамск, 1992. – С. 57-59.

59. Гупало Ю.П., Полянин А.Д., Рязанцев Ю.С. Массотеплообмен реагирующих частиц с потоком. – М.: Наука, 1985.

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

61. Крылов В.С., Сафонов А.И., Гомонова К.В. Особенности диффузионного пограничного слоя внутри движущейся сферической капли // ТОХТ. – 1977. – Т. 11. – № 6. – С. 916-918.

62. Полянин А.Д. Качественные особенности внутренних задач нестационарного конвективного массо- и теплообмена при больших числах Пекле // ТОХТ. – 1984. – Т. XVIII. – № 3. – С. 284-296.

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

64. Левич В.Г., Крылов В.С., Воротилин В.П. К теории нестационарной диффузии из движущейся капли // Доклады АН СССР. – 1965. – Т. 161. – № 3. – С. 648-651.

65. Reissinger K.H., Marr R. Beitrag zur Auslegung pulsierter Siebboden – Extraktoren (PSE) // VDI – Ber. – 1983. – N. 545. – S. 411-424.

66. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах при движении капель в экстракторах // Инж. - физ. журн. – 1993. – Т. 65. – № 1. – С. 13-18.

67. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Математическое моделирование массоотдачи при перемешивании двухфазных сред // ЖПХ. – 1993. – Т. 6. – № 3. – С. 531-536.

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

69. Орел С.М. К вопросу о растворении твердых частиц в аппаратах с мешалками // ЖПХ. – 1986. – Т. 59. – № 1. – С. 103-107.

70. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Определение коэффициентов массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах при экстракции систем жидкость – жидкость в аппаратах с перемешивающим устройством // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1993. – С. 4-11.

71. Laptev A.G., Zaikova O.V., Elizarov V.I. Mass transfer mathematical model for motion Seal Extractors of External Energy in contacting Phases // Int. Conf. in. Liquid Extr. of org. Comp. Voroneg. – 1992. – V. 1. – P.368-370.

72. Стренк Ф. Перемешивание и аппараты с мешалками. – Л.: Химия, 1975.

73. Орел С.М. Растворение твердой частицы в перемешиваемой жидкости // ЖПХ. – 1988. – Т. 61. – № 7. – С. 1530-1536.

74. Руководство к практическим занятиям в лаборатории процессов и аппаратов химической технологии: учеб. пособие для вузов / Под ред. чл.-корр. АН СССР П.Г. Романкова. – Л.: Химия, 1990.

75. Каган С.З., Ковалев Ю.Н., Ильин В.И. Определение коэффициентов массоотдачи в сплошной фазе для систем жидкость – жидкость в проточном смесителе. // ЖПХ. – 1967. – Т. XL. – № 11. – С. 2478-2481.

76. Лаптев А.Г., Зайкова О.В., Елизаров В.И. Математическое моделирование массопереноса в промышленных жидкофазных экстракторах на основе исследования лабораторного макета // Изв. вузов. Химия и химическая технология. – 1994. – № 2. – С. 98-104.

77. Лаптев А.Г., Зайкова О.В., Елизаров В.И. Математическое моделирование и исследование массоотдачи в дисперсной фазе при экстракции системы жидкость – жидкость в аппарате с мешалкой. // Тез. докл. IV науч. конф. “Динамика процессов и аппаратов химической технологии” (Динамика ПАХТ – 94). Ярославль, 1994. – Т. 1. – С. 91-92.

78. Зайкова О.В. Моделирование разделения смесей в процессе жидкостной экстракции: Дис.... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 1995.

ГЛАВА 4

МОДЕЛЬ МАССОПЕРЕНОСА НА КОНТАКТНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Разделение исходной жидкой смеси в колонных экстракторах происходит при взаимодействии с экстрагентом на контактных устройствах различных конструкций. В данной главе рассматривается частный случай модели многоскоростного континуума для описания процессов переноса импульса и массы в двухфазном потоке жидкость – жидкость на тарелках колонных экстракторов. Система уравнений переноса импульса и массы, применяется для вычисления эффективности (КПД) контактного устройства.

4.1. Потарелочный расчет колонных экстракторов

Для определения числа действительных ступеней тарельчатых экстракционных колонн, необходимого для достижения требуемой степени разделения смеси, используют процедуру потарелочного расчета с использованием КПД контактного устройства [1].

В гравитационных колоннах процесс экстракции происходит при противоточном движении сплошной и дисперсной фаз. Рассмотрим схему движения взаимодействующих фаз от тарелки к тарелке (рис. 4.1). Пусть компонент переходит из дисперсной фазы с концентрацией C_D в сплошную – C_c . Дисперсная фаза подается в нижнюю часть колонны, сплошная – в верхнюю. Эффективность тарелки или КПД по Мерффри представляет собой отношение изменения состава жидкости на тарелке к движущей силе процесса. Эффективность контактного устройства E по дисперсной фазе:

$$E_D = \frac{\bar{C}_{Dn+1} - \bar{C}_{Dn}}{\bar{C}_{Dn+1} - \bar{C}_c^* | \bar{C}_D}, \quad (4.1.1)$$

по сплошной:

$$E_c = \frac{\bar{C}_{cn-1} - \bar{C}_{cn}}{\bar{C}_{cn-1} - \bar{C}_c^* | \bar{C}_D}, \quad (4.1.2)$$

где \bar{C}_{Dn+1} – средний состав экстрагируемой смеси, поступающий на n -ую тарелку; \bar{C}_{Dn} – средний состав экстрагируемой смеси, поднимающийся с n -й тарелки; $\bar{C}_D^*|_{\bar{C}_c}$ – состав экстрагируемой смеси, равновесный с экстрагентом, покидающим n -ую тарелку; \bar{C}_{cn-1} – состав экстрагента, поступающий на n -ую тарелку; \bar{C}_{cn} – состав экстрагента, покидающий n -ую тарелку; $\bar{C}_c^*|_{\bar{C}_D}$ – состав экстрагента, равновесный со средним составом экстрагируемого раствора.

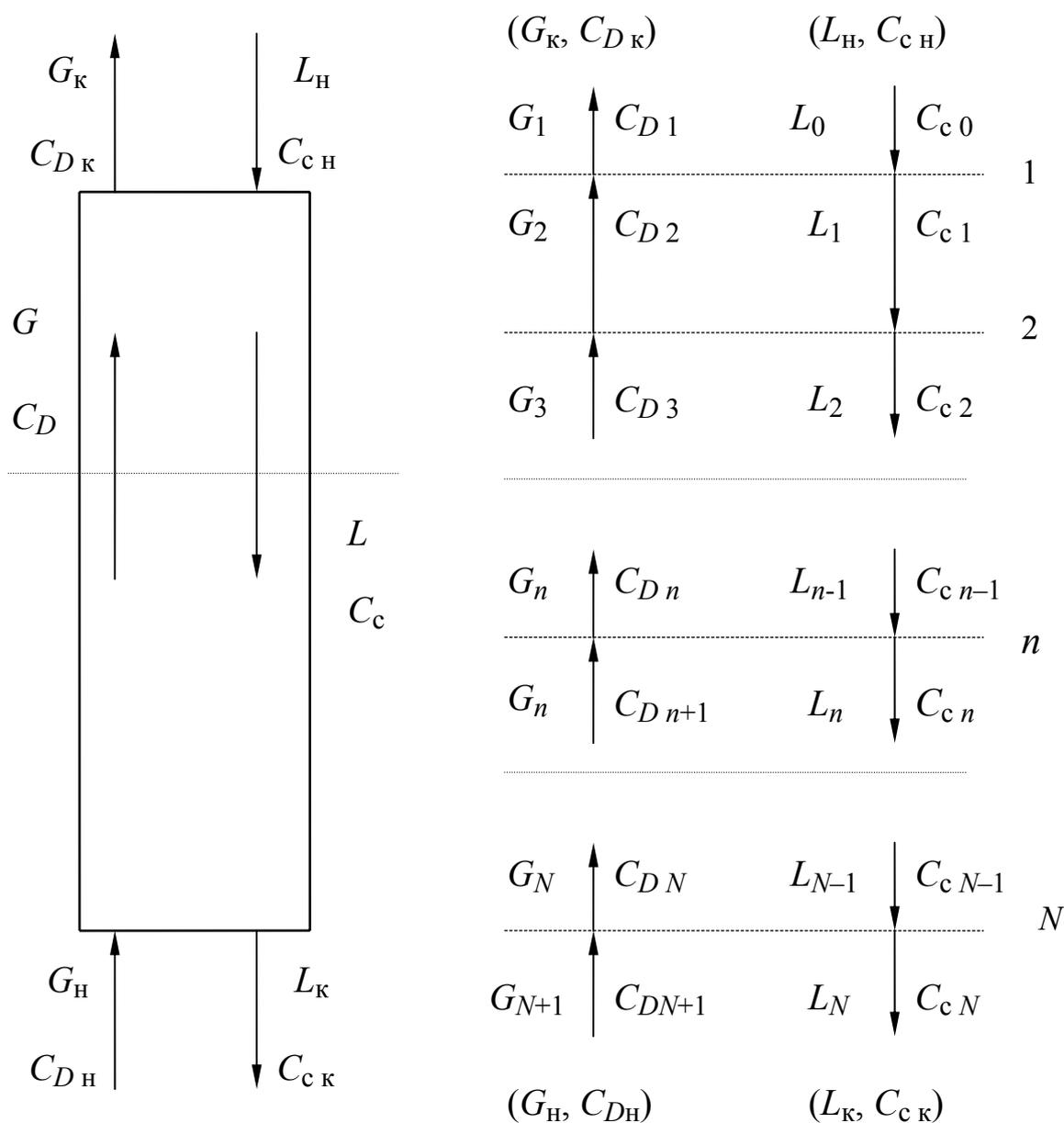


Рис. 4.1. Схема движения потоков в противоточном тарельчатом колонном экстракторе: L , G – массовые расходы сплошной и дисперсной фаз соответственно, n – номер тарелки

Материальный баланс для колонны при непрерывном процессе экстракции имеет вид:

– покомпонентный материальный баланс

$$G_H C_{D_H} + L_H C_{C_H} - G_K C_{D_K} - L_K C_{C_K} = 0, \quad (4.1.3)$$

$$G_H (1 - C_{D_H}) - G_K (1 - C_{D_K}) = 0, \quad (4.1.4)$$

$$L_H (1 - C_{C_H}) - L_K (1 - C_{C_K}) = 0, \quad (4.1.5)$$

– общий материальный баланс

$$L_H + G_H - L_K - G_K = 0. \quad (4.1.6)$$

Здесь L – расход экстрагента; G – расход экстрагируемой смеси; индексы “н” и “к” соответствуют начальным и конечным расходам соответственно.

Используя эффективность ступени по фазе экстрагента, рабочая концентрация компонента на выходе из тарелки выражается в виде:

$$C_{c_n} = C_{c_{n-1}} + E_c (C_c^* |_{C_D} - C_{c_{n-1}}) \quad (4.1.7)$$

Для определения состава экстрагируемой смеси, поступающей на n -ую ступень, используем соотношение материального баланса:

$$C_{D_{n+1}} = 1 - \frac{G_K (1 - C_{D_K})}{G_{n+1}}. \quad (4.1.8)$$

Алгоритм потарелочного расчета [1-4] (рис. 4.2) состоит из следующих стадий:

1. Ввод исходных данных:

- начальный расход экстрагента G_H ;
- начальный расход экстрагируемой смеси L_H ;
- начальная концентрация экстрагируемой смеси C_{D_H} ;
- начальная концентрация экстрагента C_{C_H} ;
- конечная концентрация экстрагируемой смеси C_{D_K} .

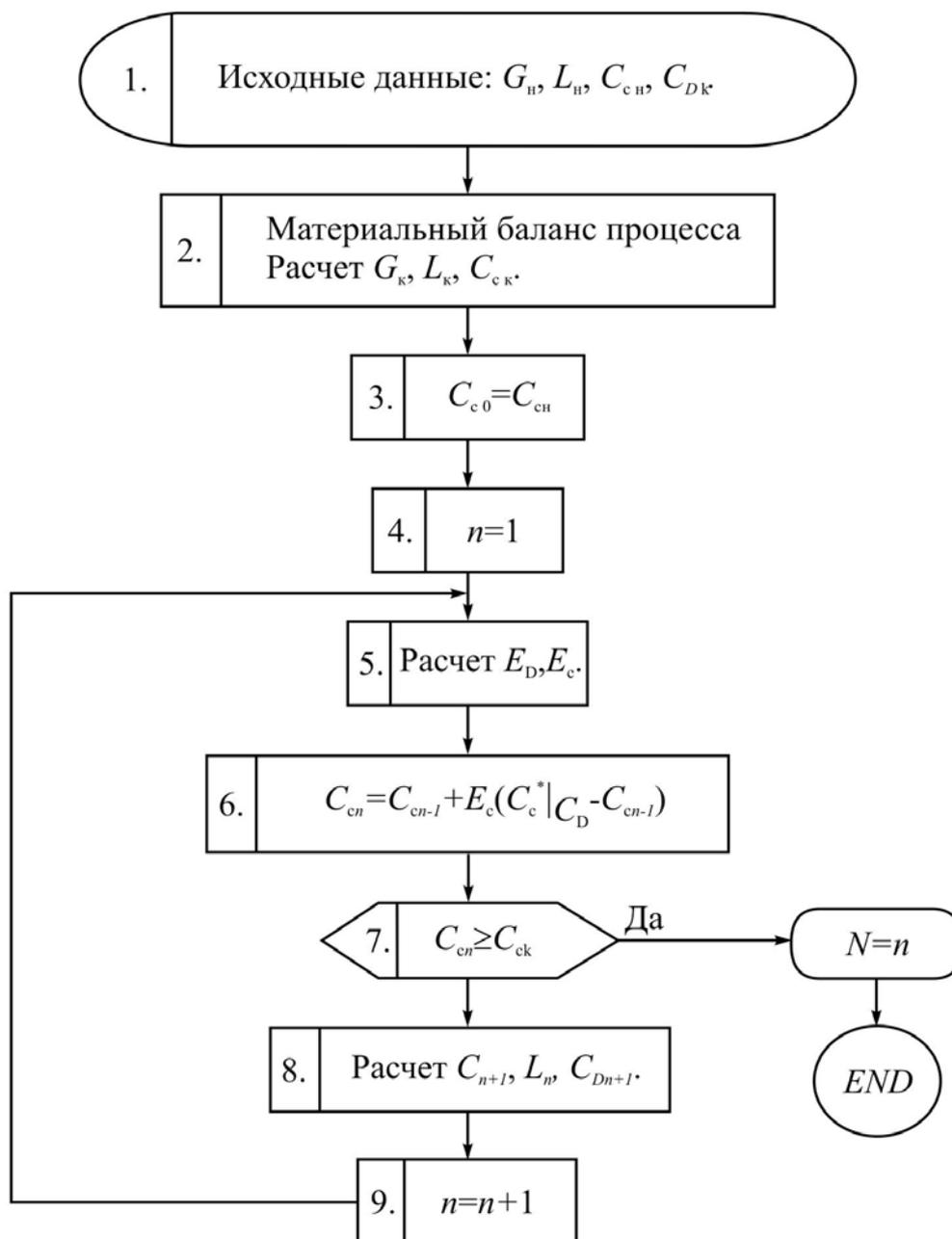


Рис. 4.2. Алгоритм потарелочного расчета колонного экстрактора

2. По уравнениям материального баланса рассчитываются:
 - конечный расход экстрагента G_K ;
 - конечный расход экстрагируемой смеси L_K ;
 - конечная концентрация экстрагента $C_{ск}$.
3. Начальная концентрация экстрагента на входе в колонну $C_{сн}$ принимается равной начальной концентрации экстрагента на входе в первую тарелку $C_{с0}$.

4. Задается начальное приближение числа теоретических ступеней, например равное двум, $n = 2$.

5. Производится расчет эффективности тарелки по одной из моделей структуры потока или задается экспериментальный КПД.

6. Рассчитывается рабочая концентрация экстрагента на выходе с n -й тарелки C_{cn} .

7. Проводится сравнение C_{cn} с конечной концентрацией $C_{ск}$. Проверка условия: $C_{cn} \geq C_{ск}$. Если условие выполняется, то число действительных теоретических ступеней N приравнивается n . На этом расчет заканчивается. Если условие не выполняется, переход к пункту 8.

8. Расчет концентрации компонента в дисперсной фазе на входе и выходе с n -ой тарелки по уравнениям материального баланса.

9. Увеличиваем число n на единицу. Возврат к пункту 5.

Расчет продолжают до тех пор, пока конечная концентрация извлекаемого компонента не достигнет заданной. Число ступеней, при котором удовлетворяется это условие, соответствует числу теоретических ступеней, необходимых для достижения заданной степени разделения. При КПД тарелки, равной единице, получаем число тарелок, равное числу теоретических ступеней. Реальное число тарелок будет равно

$$N_p = N / \text{КПД}, (N_p < 1).$$

Ниже рассмотрены модели, используемые для расчета КПД контактных устройств.

4.2. Модели для расчета эффективности разделения

В процессе жидкостной экстракции в тарельчатых колонных аппаратах происходит ступенчатое взаимодействие фаз. Для определения профиля концентраций в фазах по высоте колонного аппарата используют метод потарелочного расчета с использованием КПД тарелки (E) (раздел 4.1).

В общем виде КПД тарелки или эффективность по Мерффри определяют как отношение изменения концентраций компонента в фазе на тарелке относительно равновесной:

$$E = \frac{C_H - C_K}{C_H - C^*}, \quad (4.2.1)$$

где C_k – концентрация компонента в фазе на выходе с тарелки, масс. д.; C_H – концентрация компонента в фазе на входе в тарелку, масс. д.; C^* – равновесная концентрация компонента на входе в тарелку, масс. д.

Эффективность разделения смеси зависит от структуры потоков сплошной и дисперсной фаз на тарелке, интенсивности массообмена и площади межфазной поверхности. Используются разные модели [5-7] для определения эффективности тарелки в зависимости от принятой структуры потоков в аппарате:

1. Модель идеального смешения для обеих фаз.
2. Модель идеального смешения для фазы экстрагируемого раствора и модель идеального вытеснения для фазы экстрагента.
3. Модель идеального вытеснения для фазы экстрагируемого раствора при перекрестном движении фаз.
4. Ячеечная модель для фазы экстрагируемого раствора при перекрестном движении фаз.
5. Диффузионная модель для фазы экстрагируемого раствора при перекрестном движении фаз.
6. Модель идеального вытеснения для обеих фаз при проточном движении.
7. Модель идеального вытеснения для обеих фаз при противоточном движении.

Из вышеперечисленных моделей могут создаваться комбинированные модели, осложненные бойпасом и рециклом. При этом число параметров, определяемых экспериментальным путем увеличивается.

Модели 1, 2, 3, 6, 7 являются идеализированными и не описывают реальную структуру потока. Модели 4, 5 содержат параметры, которые определяются экспериментально. Такими параметрами являются: число ячеек полного перемешивания и коэффициент продольного (обратного) перемешивания. Эти параметры зависят как от режима работы аппарата, так и от его масштаба и конструкции. В аппаратах больших размеров возникают значительные гидродинамические неравномерности, что снижает эффективность разделения смеси. Актуальной является задача создания математической модели процессов переноса импульса и массы при экстракции и с минимальным привлечением экспериментальных данных.

4.3. Модель многоскоростного континуума для системы жидкость – жидкость

Одним из подходов при приближенном математическом описании процессов переноса в двухфазных средах является модель многоскоростного континуума. Согласно данной модели фазы рассматриваются как два взаимопроникающих и взаимодействующих континуума, заполняющих один и тот же объем. Каждая фаза в каждой точке объема имеет свои значения скорости, давления и другие параметры (раздел 1.2). Ниже рассмотрен частный случай этой модели. Целью моделирования процессов разделения является определение профилей скорости и концентрации в фазах для оценки эффективности контактного устройства.

Одной из характеристик дисперсного двухфазного потока является величина φ_D – объемная доля или удерживающая способность по дисперсной фазе. Объемная доля сплошной фазы φ_c является удерживающей способностью по сплошной фазе или порозностью. Для двухфазного течения $\varphi_D + \varphi_c = 1$. Приведенная плотность фазы ρ_i определяется в виде:

$$\rho_i = \rho_i \varphi_i, \quad i = D, c,$$

где ρ_i – истинная плотность i -ой фазы, кг/м³; индексы “D” и “c” обозначают, соответственно, дисперсную и сплошную фазу; φ_i – объемная доля фазы.

Законы сохранения импульса и массы записываются для некоторого малого объема двухфазной смеси для каждой фазы отдельно. В отличие от однофазного потока уравнения включают члены, учитывающие обмен массой и импульсом не только с внешней (по отношению к выделенному объему) средой, но и обмен массой и импульсом между фазами внутри данного объема.

Согласно модели многоскоростного континуума уравнение неразрывности фазы имеет вид [8]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \varphi_i) + \nabla(\rho_i \varphi_i u_i) = J_{ji}. \quad (4.3.1)$$

Уравнение движения i -й фазы:

$$(\rho_i \varphi_i) \frac{du_i}{dt} = \nabla^k \sigma_i^k + \sum_{j=1}^N (R_{ji} + J_{ji}(u_{ji} - u_i)) + \rho_i \varphi_i g_i, \quad (4.3.2)$$

где J_{ji} – поток массы из j фазы в i фазу за счет фазовых переходов, $J_{ji} = -J_{ij}$, кг/(м³ · с); σ_i – тензор напряжений в i -й фазе, кг/(м · с²); R_{ji} – сила межфазового взаимодействия, отнесенная к единице объема смеси, $R_{ji} = -R_{ij}$, кг/(м² · с²); u_{ji} – скорость вещества i -й фазы на границе с j -й фазой, м/с; g_i – вектор массовых сил, действующий в i -й фазе, м/с²; N – число фаз; k – номер декартовой координаты, $k = \overline{1,3}$; $i = D$, $j = c$, $i \neq j$.

При определении структуры членов σ_i и \bar{R}_{ji} делают следующее предположение: поверхностные силы, действующие со стороны окружающей среды на выделенный объем дисперсной смеси, воспринимаются только сплошной фазой, а взаимодействие на дисперсную фазу со стороны сплошной среды определяется силой взаимодействия, которая представляет собой сумму всех единичных сил, действующих на частицы в выделенном объеме смеси. Поэтому тензор поверхностных сил в сплошной и дисперсных фазах записывается:

$$\sigma_i = -\varphi_i p I + \tau_i, \quad (4.3.3)$$

где p – давление, Па; τ_i – тензор вязких напряжений в фазе, кг/(м · с²); I – единичный тензор.

Наличие частиц в сплошной фазе часто учитывается коэффициентом эффективной вязкости $\mu_{эф}$. При малых скоростях движения потоков, которые имеют место в колонных аппаратах, можно пренебречь сжимаемостью фаз и считать, что

$$\tau_c = 2\mu_{эф} E_c, \quad (4.3.4)$$

где E_c – средний (макроскопический) тензор скоростей деформации в сплошной фазе с компонентами [6]:

$$E_c = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_p} + \frac{\partial u_p}{\partial x_k} \right). \quad (4.3.5)$$

В случае жидкостной экстракции считается, что капли взаимодействуют между собой только через посредство сплошной фазы и непосредственного взаимодействия частиц (столкновения) не происходит, что является допущением модели. В этом случае $\sigma_D = 0$.

Закон сохранения массы компонента в i -й фазе имеет вид [8, 9]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i \varphi_i C_{il}) + \nabla(\rho_i \varphi_i \vec{V}_i C_{il}) = \text{div}(\varphi_i \Gamma_{il} \text{grad} C_{il}) + \varphi_i R_{il \text{хим}} + \dot{m}_i C_{il \text{гр}}, \quad (4.3.6)$$

где C_{il} – массовая доля компонента l в фазе i , масс. д.; $R_{il \text{хим}}$ – источник массы компонента l за счет химической реакции; Γ_{il} – коэффициент переноса массы компонента l в фазе i (диффузия, турбулентный перенос), $\text{м}^2/\text{с}$; $C_{il \text{гр}}$ – концентрация компонента l на границе раздела фаз, масс. д.; \dot{m}_i – суммарный источник массы в фазе.

Суммарный источник массы определяет поток массы, передаваемый из одной фазы в другую, в единице объема:

$$\dot{m}_i = \frac{\delta M_i}{\delta V}, \quad (4.3.7)$$

где δM_i – общий поток массы в фазу i при взаимодействии с другими фазами, занимающими тот же объем δV , кг/с.

Причем $\dot{m}_i = J_{ij}$, при отсутствии химических реакций $R_{il \text{хим}} = 0$.
Общий поток массы δM_i в фазе через межфазную поверхность в объеме δV для многокомпонентной смеси:

$$\delta M_i = \sum_{\ell=1}^{\ell=N} M_{i\ell}, \quad (4.3.8)$$

где $M_{i\ell}$ – поток массы l – компонента в фазе i через межфазную поверхность в объеме δV , кг/с.

Источник массы l – компонента в i фазе в объеме δV определяется в виде:

$$r_{il} = \frac{\delta M_{i\ell}}{\delta V}. \quad (4.3.9)$$

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. При установившемся режиме работы колонны процессы переноса на тарелках являются стационарными.

С учетом выше изложенного уравнение сохранения (неразрывности) массы для сплошной фазы запишется:

$$\frac{\partial \rho_c(1-\varphi)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_c(1-\varphi)u_c}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c(1-\varphi)v_c}{\partial y} + \frac{\partial \rho_c(1-\varphi)w_c}{\partial z} = \dot{m}_c. \quad (4.3.10)$$

Здесь и далее φ – удерживающая способность по дисперсной фазе.

Система уравнений сохранения импульсов для сплошной фазы (уравнения движения):

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi) \left(\frac{\partial u_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial u_c}{\partial z} \right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (4.3.11)$$

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi) \left(\frac{\partial v_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial v_c}{\partial z} \right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (4.3.12)$$

$$\begin{aligned} \rho_c(1-\varphi) \left(\frac{\partial w_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial w_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial w_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} \right) = \\ = -\frac{\partial(1-\varphi)p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \bar{R}_{cD} - \rho_c(1-\varphi)g. \end{aligned} \quad (4.3.13)$$

Система уравнений движения для дисперсной фазы:

$$\begin{aligned} \rho_D \varphi \left(\frac{\partial u_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial u_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial u_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial u_D}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\partial \varphi p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} - \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (4.3.14)$$

$$\begin{aligned} \rho_D \Phi \left(\frac{\partial v_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial v_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial v_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial v_D}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\partial \Phi p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} - \bar{R}_{cD}, \end{aligned} \quad (4.3.15)$$

$$\begin{aligned} \rho_D \Phi \left(\frac{\partial w_D}{\partial t} + u_D \frac{\partial w_D}{\partial x} + v_D \frac{\partial w_D}{\partial y} + w_D \frac{\partial w_D}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\partial \Phi p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} - \bar{R}_{cD} + \rho_c \Phi g. \end{aligned} \quad (4.3.16)$$

Уравнение сохранения массы (неразрывности):

$$\frac{\partial \rho_D \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_D \Phi u_D}{\partial x} + \frac{\partial \rho_D \Phi v_D}{\partial y} + \frac{\partial \rho_D \Phi w_D}{\partial z} = -\dot{m}_D. \quad (4.3.17)$$

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 [10]. 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. Тогда система уравнений сохранения импульса для сплошной фазы двухфазного потока преобразуется к виду [1, 11]:

$$\begin{aligned} u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial u_c}{\partial z} = \\ = -\frac{\partial p}{\rho_c \partial x} + v_{\text{эф}} \Phi \left(\frac{\partial^2 u_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_{cDx}}{\rho_c (1 - \Phi)}, \end{aligned} \quad (4.3.18)$$

$$\begin{aligned} u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial v_c}{\partial z} = \\ = -\frac{\partial p}{\rho_c \partial y} + v_{\text{эф}} \Phi \left(\frac{\partial^2 v_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_{cDy}}{\rho_c (1 - \Phi)}, \end{aligned} \quad (4.3.19)$$

$$\begin{aligned}
& u_c \frac{\partial w_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial w_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial w_c}{\partial z} = \\
& = -\frac{\partial p}{\rho_c \partial z} + v_{\text{эф}} \left(\frac{\partial^2 w_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_c}{\partial z^2} \right) + \frac{R_{cDz}}{\rho_c(1-\varphi)} - g. \quad (4.3.20)
\end{aligned}$$

Система уравнений решается совместно с уравнением неразрывности потока (4.3.10)

$$\frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} + \frac{\partial w_c}{\partial z} = \frac{\dot{m}_c}{\rho_c(1-\varphi)}. \quad (4.3.21)$$

При известном поле скорости в сплошной фазе поле концентрации компонента находится из решения уравнения массопереноса:

$$\begin{aligned}
& u_c \frac{\partial C_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial C_c}{\partial y} + w_c \frac{\partial C_c}{\partial z} = \\
& = D \left(\frac{\partial^2 C_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_c}{\partial z^2} \right) + \frac{r_c}{\rho_c(1-\varphi)}, \quad (4.3.22)
\end{aligned}$$

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.

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 [1-3, 12]. При этом влияние дисперсной фазы в уравнениях переноса учитывается с помощью обменных членов. Данный подход широко применяется для моделирования процессов переноса на барботажных тарелках и дает удовлетворительные результаты [13-15].

Из решения уравнений движения (4.3.18)-(4.3.21) 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 (4.3.22) с уравнением баланса массы компонента в двухфазном потоке [16, 17] и условиями термодинамического равновесия.

Уравнение баланса массы компонента для противоточного колонного аппарата имеет вид:

$$LdC_c = -GdC_D, \quad (4.3.23)$$

где L и G – массовые расходы сплошной и дисперсной фаз соответственно, кг/с.

Так, например на ситчатой тарелке колонного экстрактора взаимодействие фаз происходит при перекрестном движении потоков. Уравнение баланса массы компонента на ситчатой тарелке при перекрестном токе имеет вид:

$$(C_{Dн} - C_D)dG = LdC_c. \quad (4.3.24)$$

Для замыкания системы уравнений (4.3.18)-(4.3.22), 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 (4.3.23) – в дисперсной.

4.4. Силы межфазного взаимодействия и коэффициент эффективной вязкости

В первом приближении полагая, что дисперсная смесь состоит из частиц одинакового размера, для силы межфазового взаимодействия \vec{R}_{cD} можно записать следующее соотношение [6]:

$$\vec{R}_{cD} = -n\vec{F}_{cD}, \quad (4.4.1)$$

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:

$$\vec{F}_{cD} = -\left(\frac{\pi d_3^3}{6}\right) \nabla p = \vec{f}_D + \vec{f}_m, \quad (4.4.2)$$

где d_3 – 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 [18]:

$$\vec{f}_D = -\frac{1}{2} \rho_c \xi \vec{U}_{от} |\vec{U}_{от}| \left(\frac{\pi d_3^2}{4}\right), \quad (4.4.3)$$

где $\vec{U}_{от}$ – 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.

Поскольку капли всплывают (осаждаются) в вертикальном направлении (вдоль оси OZ) составляющие силы \vec{f}_D в проекции на оси OX и OY малы и поэтому принимаются равными нулю.

Для определения коэффициента сопротивления капли при малых значениях Re Тейлор и Акривос [19] получили:

$$\xi = \frac{8}{Re} \left[\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} + \frac{Re}{16} \left(\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} \right) + \frac{1}{40} \left(\frac{3\mu^* + 2}{\mu^* + 1} \right) \left(\frac{Re}{2} \right)^2 \ln \left(\frac{Re}{2} \right) \right], \quad (4.4.4)$$

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

При $Re \rightarrow \infty$ и малых значениях μ^* получено соотношение [20]:

$$\xi = \frac{48}{Re} \left[1 + 1,5\mu^* - 2,21 \left(\frac{(1 + 1,5\mu^*)^2}{\sqrt{Re}} \right) \right]. \quad (4.4.5)$$

Для промежуточных значений Re и малых значениях μ^* для расчета коэффициента сопротивления рекомендуют выражение [21]:

$$\xi = \frac{16(1 + 1,5\mu^*)[1 + 3(1 + \mu^*)k]}{(1 + \mu^*)(1 + k)Re}, \quad (4.4.6)$$

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

При больших значениях параметра μ^* применима формула [21]:

$$\xi = \frac{\mu^* \xi_g + \xi_s}{\mu^* + 1}, \quad (4.4.7)$$

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

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 [22]:

$$\mu_{эф} = \mu_c(1 + 2,5\phi). \quad (4.4.8)$$

Тейлор обобщил данное выражение для эмульсий несмешивающихся жидкостей и жидкостей с пузырьками газа:

$$\mu_{эф} = \mu_c \left(1 + 2,5 \frac{\mu_D + 0,4\mu_c}{\mu_D + \mu_c} \right). \quad (4.4.9)$$

Выражения (4.4.8) и (4.4.9) применимы при $\phi < 0,05$. 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 [23]:

$$\mu_{\text{эф}} = \mu'_{\text{эф}} \frac{2\mu'_{\text{эф}} + 3\mu_D}{3\mu'_{\text{эф}} + 3\mu_D}, \quad (4.4.10)$$

$$\text{где } \mu'_{\text{эф}} = \mu_c \exp\left[\left(\frac{5\mu_D + 2\mu_c}{3\mu_D + 3\mu_c}\right) \frac{\varphi}{(1-\varphi)}\right].$$

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 $Re = 438$ [24].

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 [25]:

$$\varphi^3 - 2\varphi^2 + \left(1 + \frac{U_{D\text{фик}}}{U_0} - \frac{U_{c\text{фик}}}{U_0}\right)\varphi - \frac{U_{D\text{фик}}}{U_0} = 0, \quad (4.4.11)$$

где $U_{c\text{фик}}$, $U_{D\text{фик}}$ – фиктивные скорости сплошной и дисперсной фаз соответственно; φ – объемная доля дисперсной фазы.

В ситчатых экстракционных колоннах происходит стесненное движение капель (дисперсной фазы), обусловленное взаимным влиянием капель. Скорость стесненного осаждения капель рекомендуется рассчитывать по формуле:

$$U_{c.o} = U_0(1-\varphi)^m, \quad (4.4.12)$$

где $m \approx 1 \div 1,5$ для капель различного диаметра.

4.5. 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:

$$\delta M_1 = j\delta F, \quad (4.5.1)$$

где j – плотность потока массы компонента через поверхность δF .

С учетом (4.5.1) выражения для источника массы компонента r_c имеет вид:

$$r_c = \frac{\delta M_1}{\delta V} = ja_v, \quad (4.5.2)$$

где a_v – удельная межфазная поверхность, $a_v = \delta F/\delta V$, $\text{м}^2/\text{м}^3$.

Суммарный источник массы в сплошной фазе при экстракции:

$$\dot{m}_c = r_c. \quad (4.5.3)$$

При допущении в объеме δV равномерного распределения фаз имеем $\varphi = \text{const}$, $a_v = \text{const}$. Плотность потока компонента j , передаваемого в фазу, определяется из условия равенства потоков на границе раздела фаз:

$$j = \rho_c \beta_c (C_{\text{гр.с}} - C_c) = \rho_D \beta_D (C_D - C_{\text{гр}D}), \quad (4.5.4)$$

где ρ_c , ρ_D – плотности сплошной и дисперсных фаз соответственно, $\text{кг}/\text{м}^3$; β_c , β_D – коэффициенты массоотдачи в сплошной и дисперсной фазах, $\text{м}/\text{с}$; 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 $C_{\text{гр}D} = f(C_{\text{гр.с}})$.

Средняя удельная межфазная поверхность равна:

$$a_{\gamma} = 6\varphi/d_{\kappa}, \quad (4.5.5)$$

где d_{κ} – средний диаметр капли, м.

Для определения источникового члена (4.5.2) необходимо предварительно выполнить расчет гидравлических и массообменных характеристик по известным методикам для заданного типа контактного устройства (главы 1, 2).

Для расчета коэффициентов массоотдачи можно использовать уравнения, приведенные в главе 3.

Представленные выше выражения для расчета силы межфазового взаимодействия, эффективной вязкости и источника массы замыкают систему уравнений (4.3.18)-(4.3.22), (4.3.24). Численное решение полученной системы уравнений с заданными граничными условиями позволяет вычислить поля скорости и давления в сплошной фазе и концентраций компонента в фазах.

4.6. Модель процессов переноса на ситчатой тарелке

В тарельчатых колоннах экстракция происходит при взаимодействии потоков жидкостей на специальных контактных устройствах – массообменных тарелках. Одна из фаз диспергируется сквозь отверстия тарелок в поток сплошной фазы, всплывает и, достигнув следующей тарелки, коалесцируется. Процесс диспергирования и коалесцирования повторяется от тарелки к тарелке.

Для моделирования процесса экстракции в тарельчатой колонне можно использовать известную методику потарелочного расчета (раздел 4.1). 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 4.3. Численное решение полученной системы уравнений переноса осуществляется методом Мак-Кормака (глава 5).

На рис. 4.3 рассмотрим межтарельчатое пространство колонны. 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.

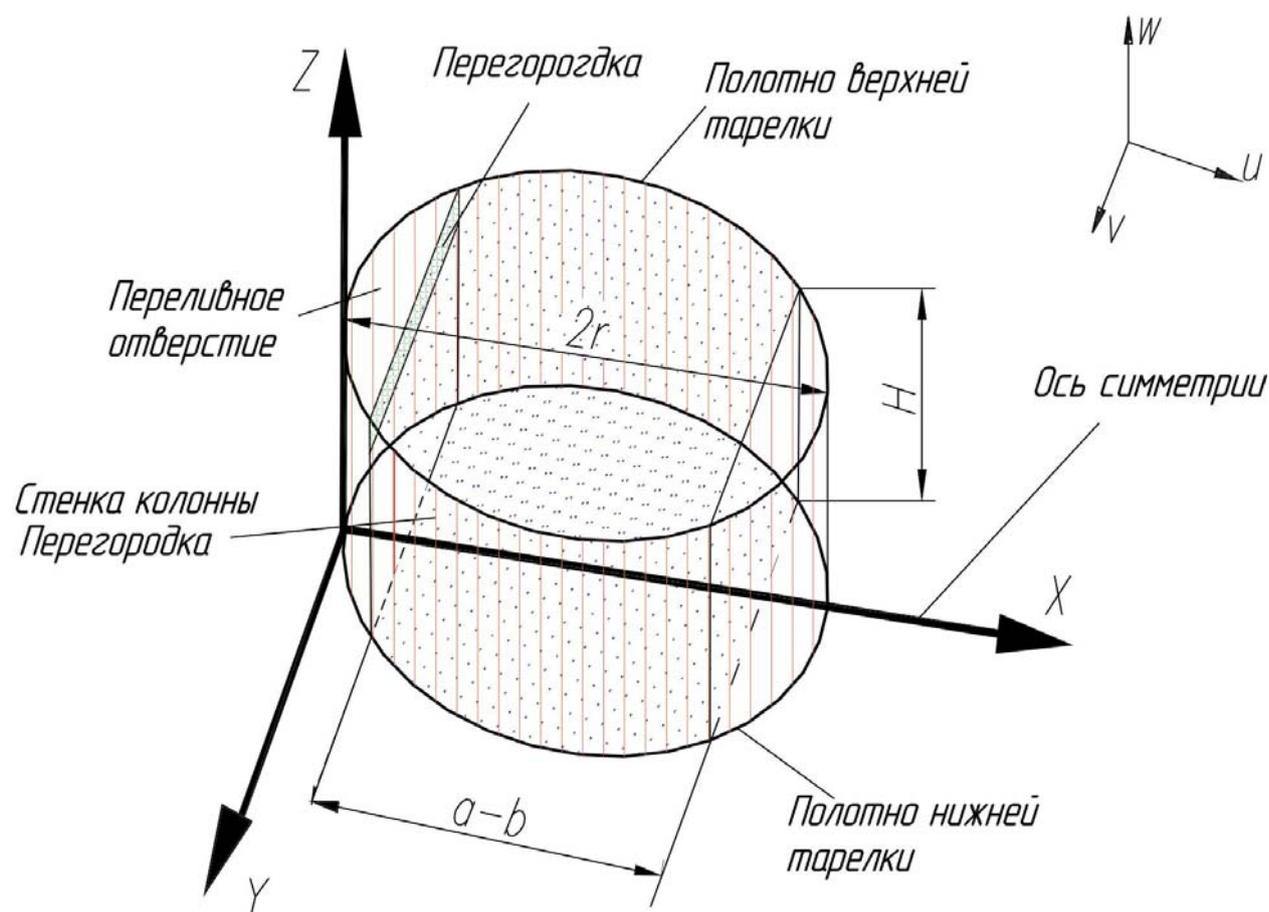


Рис. 4.3. Схема движения сплошной фазы на ситчатой тарелке колонны:
 $a-b$ – длина перфорированной части тарелки; $2r$ – диаметр тарелки;
 H – межтарельчатое расстояние

Схематически межтарельчатое пространство представлено на рис. 4.4. 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 математическая модель, представленная в разделе 4.3 (система уравнений движения (4.3.18)-(4.3.21) и массопереноса (4.3.22), (4.3.24)).

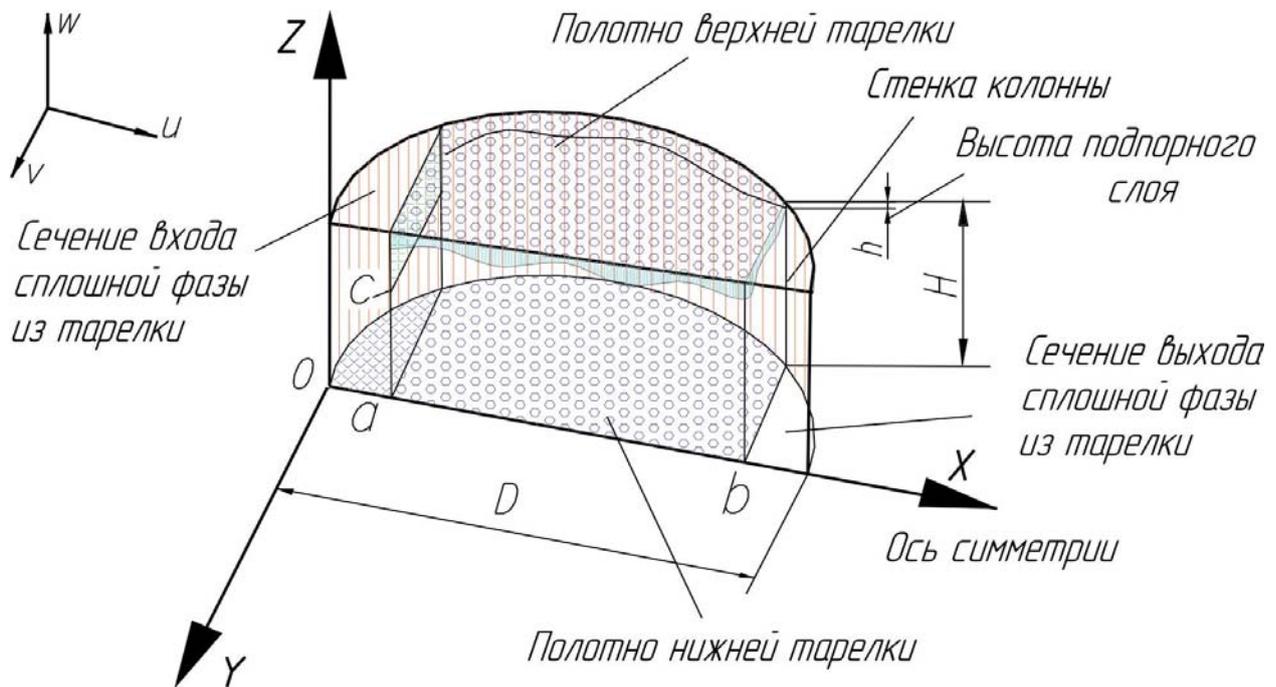


Рис. 4.4. Схема межтарельчатого пространства

Граничные условия к данной системе уравнений при движении сплошной фазы на тарелке записываются в виде [1]:

– при $0 < x < a, z = H, 0 < y < y_{\text{CT}}(x)$ – (вход с. ф. на тарелку)

$$u_c = u_{c0}, \quad v_c = v_{c0}, \quad w_c = w_{c0}, \quad P = P_0, \quad C_c = C_{\text{с.вх}};$$

– при $b < x < D, z = 0, 0 < y < y_{\text{CT}}(x)$ – (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 $x = a$, $0 < y < y_{\text{сг}}(x)$, $c < z < H$ – (перегородка)

$$u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial x} = 0;$$

– при $z = 0$, $0 < y < y_{\text{сг}}(x)$, $0 < x < b$ – (полотно нижней тарелки)

$$u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0, \quad \frac{\partial C_c}{\partial z} = 0;$$

– при $z = H - h$, $a < x < b$, $0 < y < y_{\text{сг}}(x)$ – (граница раздела с. ф. – подпорный слой)

$$(\tau_{zx})_c = (\tau_{zx})_D, \quad (\tau_{zy})_c = (\tau_{zy})_D, \quad u_c = u_D, \quad v_c = v_D, \quad w_c = 0;$$

$$D_c \frac{\partial C_c}{\partial z} = D_D \frac{\partial C_D}{\partial z}, \quad C_{\text{гpD}} = f(C_{\text{гp.c}}). \quad (4.6.1)$$

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:

$$u_c = u_D, \quad v_c = v_D. \quad (4.6.2)$$

Из баланса нормального импульса на невозмущенной межфазной поверхности следует:

$$w_c = 0. \quad (4.6.3)$$

Высоту подпорного слоя дисперсной фазы под тарелкой можно определялись в результате расчета гидравлических характеристик контактного устройства (глава 1). Используется 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 (4.3.18)-(4.3.21)) проводятся итерации, при которых полученный профиль скорости сплошной фазы на выходе из тарелки u_0 , v_0 , w_0 используется в качестве входного на тарелку. Концентрация компонента в сплошной фазе находится из численного решения уравнения переноса массы компонента в сплошной фазе (4.3.22) совместно с уравнением материального баланса компонента в фазах (4.3.23). При этом принимается, что при движении сплошной фазы в переливе взаимодействие фаз (массоперенос) не происходит и источник массы $r_c = 0$. Концентрация компонента в потоке сплошной фазы $C_{c, \text{вх}}$ на входе на тарелку задается из потарелочного расчета колонны.

Методика численного решения системы уравнений (4.3.18)-(4.3.22), (4.3.24) дана в следующей главе.

Библиографический список к четвертой главе

1. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Модель процесса экстракции на ситчатой тарелке с учетом особенностей взаимодействия фаз // ТОХТ. – 2004. – Т. 38. – № 5. – С. 532-538.

2. Данилов В.А., Аюпов Л.Г., Тульчинский Э.А. Моделирование процесса жидкостной экстракции и реконструкция промышленного колонного аппарата // Тематич. сб. науч. тр. Вестника КГТУ “Тепломассообменные процессы и аппараты хим. технологии”. – Казань, 1998. – С. 140-147.

3. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Моделирование процесса экстракции в тарельчатых и насадочных колонных аппаратах // Тез. докл. междунар. конф. “Математические методы в химии и технологиях” (ММХТ-11). – Владимир, 1999. – Т. 1. – С. 21-23.

4. Данилов В.А., Лаптев А.Г., Аюпов Л.Г. Моделирование процесса жидкостной экстракции в тарельчатых колонных аппаратах // Тез. докл. 13-й междунар. науч. конф. “Математические методы в технике и технологиях” (ММТТ-2000). – Санкт-Петербург, 2000. – Т. 3. – С. 132-134.

5. Кафаров В.В. Основы массопередачи. – М.: Высш. шк., 1979.

6. Броунштейн Б.И., Щеглов В.В. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах. – Л.: Химия, 1988.

7. Гельперин Н.И., Пebaльк В.Л., Костанян А.Е. Структура потоков и эффективность колонных аппаратов химической промышленности. – М.: Химия, 1977.

8. Нигматулин Р.И., Динамика многофазных сред. Ч. I. – М.: Наука, 1987.

9. Markatos N.C. Mathematical modelling of single and two-phase flow problems in the process industries // *Revue de l'Institut Frangais du Pe'trole*. – 1993. – V. 48, ¹ 6. – P. 631-662.

10. 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. – 320 с.

11. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Трехмерная модель процесса экстракции в тарельчатой колонне. // Тез. докл. V-й междунар. конф. “Методы кибернетики химико-технологических процессов” КХТП-V-99. – Казань, 1999. – С. 13-14.

12. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Моделирование процесса жидкостной экстракции и реконструкция колонных аппаратов // Тез. докл. 12-й междунар. науч. конф. “Математические методы в технике и технологиях” (ММТТ-12). – В. Новгород, 1999. – Т. 4. – С. 88-89.

13. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета // *ТОХТ*. – 1993. – Т. 27. – № 1. – С. 4-18.

14. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке. – Казань: “Печатный двор”, 2002.

15. Ясавеев Х.Н., Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Модернизация установок переработки углеводородных смесей. – Казань: КГЭУ, 2004.

16. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Определение эффективности тарельчатой экстракционной колонны // Тез. докл. V-й междунар. конф. по интенсификации нефтехимических процессов “Нефтехимия-99”. – Нижнекамск, 1999. – Т. 2. – С. 184-185.

17. Данилов В.А., Лаптев А.Г., Аюпов Л.Г. Определение разделительной способности в тарельчатых гравитационных экстракторах // Научная сессия. – Казань: КГТУ, 2000. – С. 80.

18. Barnea E., Mizrahi J. A generalized approach to the fluid dynamics of particulate systems. Part 1. General correlation for fluidization and sedimentation in solid multiparticle systems // Chem. Eng. Journal. – 1973. – V. 5. – P. 171-199.

19. Acrivos A.J., Taylor T.D. The Stokes flow past an arbitrary particle. The slightly deformed sphere // Chem. Eng. Sci. – 1964. – V. 19. – N 7. – P. 445-451.

20. Abdel- Alim A.H., Hamielec A.E. A theoretical and experimental investigation of the effect of internal circulation on the drag of spherical droplets falling at terminal velocity in liquid media // Ind. Eng. Chem. – Fundam. – 1975. – V. 14. – N 4. – P. 308-312.

21. Чесноков Ю.Г. Сила сопротивления, действующая на сферический пузырек и сферическую каплю // ЖПХ. – 1993. – Т. 66. – № 8. – С. 1722-1726.

22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошной среды. – М.: ГИТТЛ, 1953.

23. Barnea E., Mizrahi J. A generalised approach to the fluid dynamics of particulate systems. Part 2. Sedimentation and fluidisation of clouds of spherical liquid drops // Can. J. Chem. Eng. – 1975. – V. 53, ¹ 5. – P. 461-468.

24. Булатов С.Н. Исследование гидродинамики потоков в экстракционных аппаратах с ситчатыми тарелками: Автореферат канд. диссертации. – М.: МХТИ, 1961.

25. Булатов С. Н. Уравнения для расчета скорости движения, времени пребывания и задержки фаз в аппаратах с двухфазными потоками // Химическая промышленность. – 1965. – № 1. – С. 838-840.

ГЛАВА 5

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА

В данной главе приводится метод определения и результаты расчета эффективности контактных устройств с использованием численного решения системы уравнений переноса импульса и массы в двухфазном потоке жидкость – жидкость. Рассмотрена также диффузионная модель структуры потока при экстракции. Коэффициент продольного перемешивания определяется из численного эксперимента путем расчета распределения концентрации трассера в сплошной фазе.

5.1. Метод решения системы уравнений

Определение силы межфазового взаимодействия, эффективной вязкости и источника массы по уравнениям, приведенным в главе 4, позволяет получить замкнутое математическое описание процесса экстракции на контактном устройстве.

Существуют различные методы численного решения уравнений переноса. В работе [1] предложен алгоритм решения трехмерных уравнений движения однофазного потока методом Мак-Кормака. Известно, что при численном исследовании реагирующих многофазных потоков [2] для решения уравнений движения фаз применяются алгоритмы, разработанные для однофазных потоков [3-6].

Применим метод Мак-Кормака для решения уравнений движения и массопереноса в сплошной фазе двухфазного потока жидкость – жидкость на тарелке. В соответствии с данным методом перепишем уравнения движения жидкости и массопереноса (4.3.18)-(4.3.22) в компактной векторной форме:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = r_P, \quad (5.1.1)$$

где векторы U , E , F , и G задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{bmatrix} \beta P \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ C_c \end{bmatrix}, & E &= \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P - \tau_{XX} \\ \rho uv - \tau_{XY} \\ \rho uw - \tau_{XZ} \\ uC_c - D \frac{\partial C_c}{\partial x} \end{bmatrix}, \\
 F &= \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv - \tau_{XY} \\ \rho v^2 + P - \tau_{YY} \\ \rho vw - \tau_{YZ} \\ vC_c - D \frac{\partial C_c}{\partial y} \end{bmatrix}, & G &= \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw - \tau_{XZ} \\ \rho vw - \tau_{YZ} \\ \rho w^2 + P - \tau_{ZZ} \\ wC_c - D \frac{\partial C_c}{\partial z} \end{bmatrix}, \\
 R_P &= \begin{pmatrix} R_V \\ R_{PX} \\ R_{PY} \\ R_{PZ} + F_Z \\ r_c \end{pmatrix}, \tag{5.1.12}
 \end{aligned}$$

где R_P – источник импульса; R_V – суммарный источник массы; F_Z – массовая сила; r_c – источник массы; τ – тензор сдвиговых напряжений; $P\beta = \rho$ – искусственное уравнение состояния; β – коэффициент искусственной сжимаемости; u, v, w – составляющие вектора скорости сплошной фазы; P – давление; ρ – плотность сплошной фазы; C_c – концентрация компонента в сплошной фазе; D – коэффициент диффузии компонента в сплошной фазе.

Тензоры сдвиговых напряжений имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \tau_{XX} &= \frac{2}{3} \mu_{\text{эф}} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right), \\
 \tau_{YY} &= \frac{2}{3} \mu_{\text{эф}} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right),
 \end{aligned}$$

$$\tau_{ZZ} = \frac{2}{3} \mu_{\text{эф}} \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right),$$

$$\tau_{XY} = \mu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \tau_{YX},$$

$$\tau_{XZ} = \mu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \tau_{ZX},$$

$$\tau_{YZ} = \mu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) = \tau_{ZY},$$

где $\mu_{\text{эф}}$ – эффективная вязкость.

Первая строка векторного уравнения (5.1.2) соответствует уравнению неразрывности, вторая, третья и четвертая – уравнению движения, а пятая – уравнению переноса массы.

Применение схемы Мак-Кормака [3] приводит к следующему алгоритму [7, 8]:

Предиктор

$$\begin{aligned} \overline{U}_{i,j,k}^{n+1} = & U_{i,j,k}^n + r_{i,j,k}^n \Delta t - \frac{\Delta t}{\Delta x} (E_{i+1,j,k}^n - E_{i,j,k}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (F_{i,j+1,k}^n - F_{i,j,k}^n) - \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta z} (G_{i,j,k+1}^n - G_{i,j,k}^n). \end{aligned}$$

Корректор

$$\begin{aligned} U_{i,j,k}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[U_{i,j,k}^n + r_{i,j,k}^n \Delta t + \overline{U}_{i,j,k}^{n+1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (E_{i,j,k}^{n+1} - E_{i-1,j,k}^{n+1}) - \right. \\ & \left. - \frac{\Delta t}{\Delta y} (F_{i,j,k}^{n+1} - F_{i,j-1,k}^{n+1}) - \frac{\Delta t}{\Delta z} (G_{i,j,k}^{n+1} - G_{i,j,k-1}^{n+1}) \right]. \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

Эта явная схема имеет второй порядок как по пространству, так и по времени. На шаге *предиктор* для аппроксимации всех пространственных производных используется разность вперед, а на шаге *корректор* – разность назад.

После каждого шага предиктор или корректор можно найти примитивные переменные P, u, v, w, C_c “декодируя” вектор U :

$$U = \begin{bmatrix} \beta P \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ C_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \\ U_5 \end{bmatrix} \quad (5.1.5)$$

следующим образом:

$$P = \frac{U_1}{\beta}, \quad u = \frac{U_2}{\rho}, \quad v = \frac{U_3}{\rho}, \quad w = \frac{U_4}{\rho}, \quad C_c = U_5.$$

Шаг по времени ограничен условием устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви

$$\Delta t \leq \frac{1}{\left(|u|/\Delta x \right) + \left(|v|/\Delta y \right) + \alpha \sqrt{\left[1/(\Delta x)^2 \right] + \left[1/(\Delta y)^2 \right]}}, \quad (5.1.6)$$

где α – скорость звука в среде.

Для расчета профиля давления в данной схеме предлагается использовать метод искусственной сжимаемости [1], то есть в уравнении неразрывности включен член с искусственной сжимаемостью, который обращается в нуль, когда решение устанавливается во времени. Уравнение неразрывности заменяется следующим уравнением в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}^*}{\partial \tilde{t}^*} + \frac{\partial \rho u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \rho v^*}{\partial y^*} + \frac{\partial \rho w^*}{\partial z^*} = 0, \quad (5.1.7)$$

где $x^* = \frac{x}{L}$, $y^* = \frac{y}{L}$, $z^* = \frac{z}{L}$, $t^* = \frac{t}{L/V_\infty}$, $\rho^* = \frac{\rho}{\rho_\infty}$, $u^* = \frac{u}{V_\infty}$, $v^* = \frac{v}{V_\infty}$,

$w^* = \frac{w}{V_\infty}$, $P^* = \frac{P}{\rho_\infty V_\infty^2}$, $\tilde{\rho}^*$ – искусственная плотность; \tilde{t}^* – фиктивное

время, аналог реального времени при движении сжимаемой жидкости;

L – характерная длина; V – скорость в ядре потока. Верхний индекс “*” обозначает безразмерные параметры, нижний индекс “∞” – параметры невозмущенного потока.

Искусственная плотность связана с давлением соотношением называемым искусственным уравнением состояния

$$P^* = \tilde{\rho}^* / \beta, \quad (5.1.8)$$

где β – коэффициент искусственной сжимаемости.

Искусственная скорость звука $\tilde{\alpha}^*$:

$$\tilde{\alpha}^* = \frac{1}{\beta^{1/2}}. \quad (5.1.9)$$

Так как максимальное искусственное число Маха \tilde{M}_{\max} должно быть меньше единицы, получаем следующее дополнительное соотношение:

$$\tilde{M}_{\max} = \frac{V_{\max}^*}{\tilde{\alpha}^*} = \beta^{1/2} V_{\max}^* < 1, \quad (5.1.10)$$

где V_{\max}^* – максимальное значение V^* , выраженное в виде

$$V^* = \sqrt{(u^*)^2 + (v^*)^2 + (w^*)^2}. \quad (5.1.11)$$

5.2. Результаты решения

В работе [9] экспериментально исследовали извлечение уксусной кислоты из воды с помощью диэтилового эфира в экстракционной колонне с ситчатыми тарелками. Опыты проводились в колонне с пятью тарелками, диаметр колонны 0,219 м, расстояние между тарелками 0,117 м. Дисперсная фаза (диэтиловый эфир) подавалась в нижнюю часть колонны, сплошная фаза (вода) в верхнюю часть колонны.

Равновесное распределение уксусной кислоты между диэтиловым эфиром и водой при 20 °С по данным [9] приведено в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Равновесная концентрация уксусной кислоты в системе
диэтиловый эфир – уксусная кислота – вода [9] (20 °С)

Диэтиловый эфир (масс. д.)	Вода (масс. д.)
$0,315 \cdot 10^{-6}$	$0,5 \cdot 10^{-6}$
$0,644 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
$1,336 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$
$2,85 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$
$4,545 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$
$6,43 \cdot 10^{-6}$	$8,0 \cdot 10^{-6}$
$8,543 \cdot 10^{-6}$	$10,0 \cdot 10^{-6}$
$10,92 \cdot 10^{-6}$	$12,0 \cdot 10^{-6}$
$13,515 \cdot 10^{-6}$	$14,0 \cdot 10^{-6}$
$16,498 \cdot 10^{-6}$	$16,0 \cdot 10^{-6}$
$19,888 \cdot 10^{-6}$	$18,0 \cdot 10^{-6}$
$23,67 \cdot 10^{-6}$	$20,0 \cdot 10^{-6}$
$28,011 \cdot 10^{-6}$	$22,0 \cdot 10^{-6}$

В ходе экспериментов измерялись концентрации компонентов в потоках на входе и выходе колонны, расходы фаз. Исследования проводились при различных расходах фаз и составе питания. Экспериментальное значение КПД тарелки по дисперсной фазе определялось из потарелочного расчета при условии согласования с опытными данными по концентрации.

Для проверки адекватности предложенной математической модели произведен расчет процесса экстракции на ситчатой тарелке диаметром 0,219 м с использованием экспериментальных данных [9]. В соответствии с предлагаемым методом расчета необходимо решить систему уравнений (4.3.18)-(4.3.22) с граничными условиями (4.6.1).

Поле скорости и давления в сплошной фазе найдены из решения системы уравнений (4.3.18)-(4.3.22) методом *предиктор – корректор*. Профиль концентраций компонента в фазах находится из решения уравнения переноса массы компонента (4.3.22) совместно с уравнением материального баланса (4.3.24).

Как видно из табл. 5.2 значения КПД по дисперсной фазе, рассчитанные по уравнению математической модели, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Среднее расхождение составляет 7,3 %, максимальное – не более 23,3 % [10].

Потарелочный расчет экстракционной колонны с пятью ситчатыми тарелками выполнен с использованием КПД контактного устройства по дисперсной фазе. КПД рассчитаны по рассмотренной выше методике. Анализ результатов потарелочного расчета (табл. 5.3) показывает, что значения концентраций компонента в потоках на выходе из колонны удовлетворительно согласуются с экспериментальными [9].

5.3. Исследование структуры потока на основе численного эксперимента

В практике научных исследований широко используется подход сокращения полного математического описания процессов переноса, когда учет различных явлений учитывается в виде параметров модели.

Для упрощения математического описания и времени расчета процесса экстракции на контактном устройстве рассмотрен переход от трехмерной модели к одномерной диффузионной модели процесса экстракции. Необходимый для диффузионной модели коэффициент продольного перемешивания можно определить из машинного эксперимента путем расчета распределения трассера на основе решения трехмерных уравнений переноса.

При исследовании структуры потока, трассер подается на входе в аппарат, и на выходе снимается кривая отклика. Возмущающий сигнал может быть различным по форме и физической природе. Наибольшее распространение получили импульсная и ступенчатая формы возмущения, значительно реже циклическая. В качестве возмущения вводят индикатор (трассер), который не реагирует с потоками, и ведет себя подобно этим потокам.

Метод импульсного возмущения описан в работе [11, 12]. Сущность указанного метода заключается в том, что в поток на входе его в аппарат практически мгновенно в виде дельта-функции вводят определенное количество индикатора, а на выходе потока из аппарата измеряют концентрацию индикатора как функцию времени. Эта выходная кривая называется функцией отклика системы на импульсное возмущение по составу потока.

Таблица 5.2

КПД тарелки по дисперсной фазе в системе диэтиловый эфир – уксусная кислота – вода

№	Скорость, м/с		Высота слоя дисп. ф. под тарелкой, м	Диаметр отв., м	Свободное сечение тарелки, %	Входная концентрация уксусной кислоты		КПД тарелки, $E_{\text{дисп. ф. экспер.}}$ [9]	КПД тарелки, $E_{\text{дисп. ф. расчт.}}$ [10]	Относительная порешность, %
	спл. ф.	дисп. ф.				спл. ф., молл. д.	дисп. ф. молл. д.			
1	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$8,89 \cdot 10^{-3}$			$22,33 \cdot 10^{-6}$	$0,042 \cdot 10^{-6}$	0,33	0,306	7,1
2	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$8,128 \cdot 10^{-3}$			$24,2 \cdot 10^{-6}$	$0,034 \cdot 10^{-6}$	0,325	0,298	8,015
3	$31,358 \cdot 10^{-4}$	$74,662 \cdot 10^{-4}$	$18,49 \cdot 10^{-3}$		5,05	$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,021 \cdot 10^{-6}$	0,335	0,342	2,1
4	$31,356 \cdot 10^{-4}$	$74,662 \cdot 10^{-4}$	$19,69 \cdot 10^{-3}$			$24,8 \cdot 10^{-6}$	$0,17 \cdot 10^{-6}$	0,325	0,341	4,9
5	$11,335 \cdot 10^{-4}$	$27,014 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$			$20,4 \cdot 10^{-6}$	$0,17 \cdot 10^{-6}$	0,295	0,31	5,1
6	$11,335 \cdot 10^{-4}$	$27,014 \cdot 10^{-4}$	$3,81 \cdot 10^{-3}$			$21,6 \cdot 10^{-6}$	$0,012 \cdot 10^{-6}$	0,31	0,29	6,45
7	$31,358 \cdot 10^{-4}$	$74,662 \cdot 10^{-4}$	$23,01 \cdot 10^{-3}$			$26,2 \cdot 10^{-6}$	$0,012 \cdot 10^{-6}$	0,295	0,31	5,1
8	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$10,0 \cdot 10^{-3}$		3,34	$24,5 \cdot 10^{-6}$	$0,017 \cdot 10^{-6}$	0,30	0,316	5,3
9	$13,351 \cdot 10^{-4}$	$27,014 \cdot 10^{-4}$	$3,89 \cdot 10^{-3}$			$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,017 \cdot 10^{-6}$	0,28	0,29	3,6
10	$31,358 \cdot 10^{-4}$	$74,662 \cdot 10^{-4}$	$31,5 \cdot 10^{-3}$			$23 \cdot 10^{-6}$	$0,0252 \cdot 10^{-6}$	0,29	0,28	3,4
11	$11,335 \cdot 10^{-4}$	$27,014 \cdot 10^{-4}$	$7,24 \cdot 10^{-3}$		1,77	$22,7 \cdot 10^{-6}$	$0,046 \cdot 10^{-6}$	0,30	0,37	23,3
12	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$16,51 \cdot 10^{-3}$			$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,028 \cdot 10^{-6}$	0,29	0,32	10,3
13	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$16,26 \cdot 10^{-3}$			$23,6 \cdot 10^{-6}$	0	0,295	0,29	1,7
14	$11,335 \cdot 10^{-4}$	$27,014 \cdot 10^{-4}$	$8,89 \cdot 10^{-3}$		3,5	$22,8 \cdot 10^{-6}$	0	0,28	0,307	9,6
15	$18,054 \cdot 10^{-4}$	$43,032 \cdot 10^{-4}$	$16,51 \cdot 10^{-3}$			$22,4 \cdot 10^{-6}$	0	0,33	0,285	13,6

Таблица 5.3

Экстракция в системе диэтиловый эфир – уксусная кислота – вода в колонне с ситчатыми тарелками

№	Расход		Входная концентрация уксусной кислоты		КПД тарелки, [%]	Выходная концентрация уксусной кислоты (эсп.)		КПД тарелки, [%]	Выходная концентрация уксусной кислоты (расч.)	
	спл. ф., кг/с	дисп. ф., кг/с	спл. ф., мол. д.	дисп. ф., мол. д.		спл. ф., мол. д.	дисп. ф., мол. д.		спл. ф., мол. д.	дисп. ф., мол. д.
1	0,0684	0,1167	$22,33 \cdot 10^{-6}$	$0,042 \cdot 10^{-6}$	0,33	$3,94 \cdot 10^{-6}$	$10,2 \cdot 10^{-6}$	0,306	$6,55 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
2	0,0684	0,1167	$24,2 \cdot 10^{-6}$	$0,034 \cdot 10^{-6}$	0,325	$3,95 \cdot 10^{-6}$	$11 \cdot 10^{-6}$	0,298	$7,22 \cdot 10^{-6}$	$10,94 \cdot 10^{-6}$
3	0,1189	0,2025	$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,021 \cdot 10^{-6}$	0,335	$3,13 \cdot 10^{-6}$	$10,6 \cdot 10^{-6}$	0,342	$6,26 \cdot 10^{-6}$	$10,91 \cdot 10^{-6}$
4	0,1188	0,2025	$24,8 \cdot 10^{-6}$	$0,17 \cdot 10^{-6}$	0,325	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$11,7 \cdot 10^{-6}$	0,341	$6,75 \cdot 10^{-6}$	$11,8 \cdot 10^{-6}$
5	0,0429	0,7328	$20,4 \cdot 10^{-6}$	$0,17 \cdot 10^{-6}$	0,295	$3,88 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{-6}$	0,31	$6,01 \cdot 10^{-6}$	$8,89 \cdot 10^{-6}$
6	0,0429	0,732	$21,6 \cdot 10^{-6}$	$0,0126 \cdot 10^{-6}$	0,31	$4,19 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$	0,29	$6,52 \cdot 10^{-6}$	$9,2 \cdot 10^{-6}$
7	0,1189	0,2025	$26,2 \cdot 10^{-6}$	$0,0126 \cdot 10^{-6}$	0,295	$3,39 \cdot 10^{-6}$	$11,74 \cdot 10^{-6}$	0,31	$7,53 \cdot 10^{-6}$	$12,17 \cdot 10^{-6}$
8	0,0684	0,1167	$24,5 \cdot 10^{-6}$	$0,017 \cdot 10^{-6}$	0,30	$3,99 \cdot 10^{-6}$	$11,1 \cdot 10^{-6}$	0,316	$6,65 \cdot 10^{-6}$	$10,58 \cdot 10^{-6}$
9	0,0506	0,732	$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,017 \cdot 10^{-6}$	0,28	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$10,24 \cdot 10^{-6}$	0,29	$8,58 \cdot 10^{-6}$	$11,3 \cdot 10^{-6}$
10	0,1189	0,2025	$23 \cdot 10^{-6}$	$0,0252 \cdot 10^{-6}$	0,29	$3,83 \cdot 10^{-6}$	$10,55 \cdot 10^{-6}$	0,28	$6,96 \cdot 10^{-6}$	$9,51 \cdot 10^{-6}$
11	0,0429	0,732	$22,7 \cdot 10^{-6}$	$0,046 \cdot 10^{-6}$	0,30	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$10,17 \cdot 10^{-6}$	0,37	$5,54 \cdot 10^{-6}$	$10,37 \cdot 10^{-6}$
12	0,0684	0,1167	$23,3 \cdot 10^{-6}$	$0,028 \cdot 10^{-6}$	0,29	$4,04 \cdot 10^{-6}$	$10,7 \cdot 10^{-6}$	0,32	$6,32 \cdot 10^{-6}$	$10,05 \cdot 10^{-6}$
13	0,0684	0,1167	$23,6 \cdot 10^{-6}$	0	0,295	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$11,3 \cdot 10^{-6}$	0,29	$7,06 \cdot 10^{-6}$	$10,2 \cdot 10^{-6}$
14	0,0429	0,732	$22,8 \cdot 10^{-6}$	0	0,28	$4,34 \cdot 10^{-6}$	$10,1 \cdot 10^{-6}$	0,307	$6,5 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-6}$
15	0,0684	0,1167	$22,4 \cdot 10^{-6}$	0	0,33	$3,64 \cdot 10^{-6}$	$10,2 \cdot 10^{-6}$	0,285	$6,73 \cdot 10^{-6}$	$9,36 \cdot 10^{-6}$

Кривую отклика можно получить расчетным путем на основе численного эксперимента. Рассмотрим применение метода Мак-Кормака, где уравнения сохранения записываются в нестационарной форме (5.1.1). В соответствии с данным методом решение для стационарных уравнений сохранения получают применением расчетной схемы *предиктора – корректора* при установлении решения во времени. Таким образом, применение метода Мак-Кормака позволяет также моделировать нестационарные процессы, например, при численном эксперименте на основе моделирования распределения трассера в сплошной фазе двухфазного потока. В данном случае профиль скорости жидкости в аппарате является стационарным. Распределение концентрации индикатора в сплошной фазе (трассера) является нестационарным.

Система уравнений движения сплошной фазы имеет вид (4.3.18)-(4.3.21). Уравнение переноса трассера в сплошной фазе в нестационарной форме запишется:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial t} + u_c \frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial x} + v_c \frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial y} + w_c \frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial z} = \\ = D \left(\frac{\partial^2 C_{\text{тр}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_{\text{тр}}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C_{\text{тр}}}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (5.3.1)$$

Начальное условие при импульсном вводе трассера на входе:

$$t = 0, \quad C_{\text{тр}} = q\delta(x),$$

где $q = Q/S$, Q – количество введенного индикатора; $\delta(x)$ – δ -функция Дирака; $C_{\text{тр}}$ – концентрация трассера, масс. д.; S – площадь поперечного сечения, м^2 ; u_c , v_c , w_c – составляющие скорости сплошной фазы.

По определению δ -функция:

$$\int_0^L (x)\delta(x)dx = \varphi(0), \quad (5.3.2)$$

где $\varphi(0)$ – любая ограниченная в заданном интервале функция.

В работе Rietema [13] экспериментально исследовали структуру потока в промышленном распылительном экстракторе диаметром 1 м и высотой 20 м. В качестве индикатора использовали Егика кислоту. Сплошная фаза (масло) подавалась в нижнюю часть, дисперсная фаза (вода) в верхнюю часть аппарата. Ниже представлены результаты численного эксперимента с использованием разработанной математической модели распределения трассера в промышленном распылительном экстракторе. Граничные условия для распылительного экстрактора при импульсном вводе индикатора имеют вид (рис. 5.1):

– при $x = 0, y = 0, 0 < z < H$ – (ось симметрии)

$$\frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w_c}{\partial z} = 0;$$

– при $y = y_{\text{ст}}(x), 0 < z < H$ – (стенка колонны)

$$\frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial y} = 0, \quad u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = 0;$$

– при $z = 0, 0 < y < y_{\text{ст}}(x)$ – (вход сплошной фазы в колонну)

$$C_{\text{тр}} = C_0, \quad u_c = 0, \quad v_c = 0, \quad w_c = w_0, \quad P = P_0;$$

– при $z = H, 0 < y < y_{\text{ст}}(x)$ – (выход сплошной фазы из колонны)

$$\frac{\partial C_{\text{тр}}}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_c}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w_c}{\partial z} = 0.$$

При задании граничных условий форма стенки учитывалась уравнением $y = y_{\text{ст}}(x)$.

Сравнение экспериментальной [13] и рассчитанной по математической модели кривой отклика на импульсный ввод индикатора для распылительной колонны приводится на рис. 5.2 [10].

Для обработки кривых отклика, полученных при машинном эксперименте, использовались известные методы, приведенные в следующем разделе.

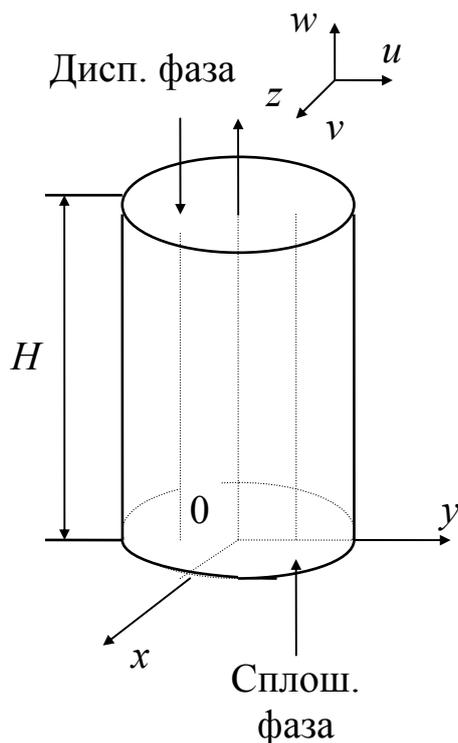


Рис. 5.1. Схема потоков

5.4. Коэффициент продольного перемешивания и эффективность разделения

Допустим, что на входе потока в аппарат ввели практически мгновенно индикатор и определили функцию отклика на это возмущение. Обозначим объем аппарата через V и объемную скорость потока – через v .

Количество индикатора, время пребывания которого в аппарате изменяется от t до $t + dt$, составляет [14]:

$$dg = vC_{\text{тр}}(t)dt. \quad (5.4.1)$$

Отношение dg ко всему количеству индикатора (трассера) g выражает долю индикатора, вышедшего из аппарата за время от t до $t + dt$:

$$d\rho = \frac{dg}{g} = \frac{vC_{\text{тр}}(t)dt}{g}. \quad (5.4.2)$$

Так как поведение индикатора в аппарате идентично поведению основного потока, то выражение (5.4.1) представляет собой долю потока, время пребывания которого изменяется от t до $t + dt$.

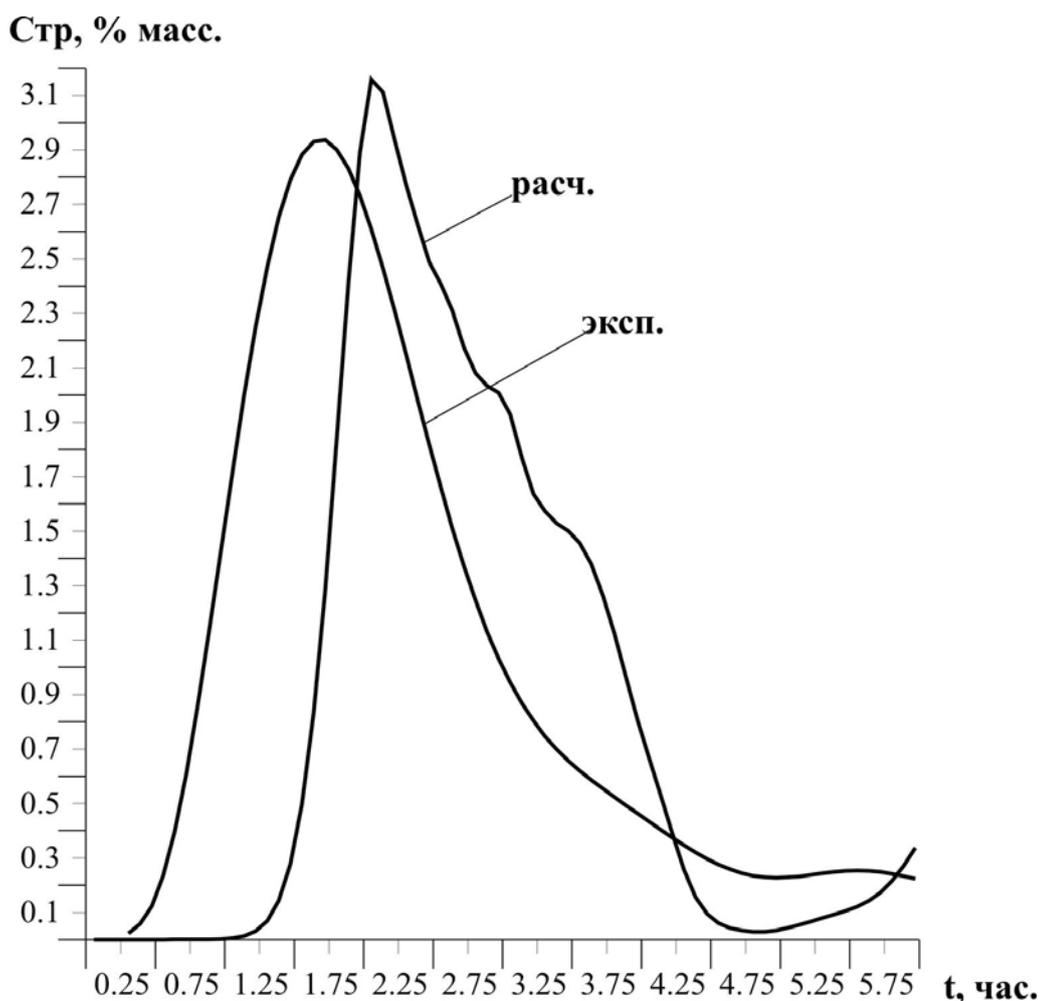


Рис. 5.2. Кривая отклика на импульсное возмущение на входе распылительной колонны (диаметр колонны – 1 м; высота колонны 20 м): 1 – расчет, 2 – эксперимент [13]. Скорость сплошной фазы ~1мм/с. Скорость всплытия капель 3,5 см/с. Диаметр капель 2,5 мм. Давление в колонне 50 атм., температура 60 °С, удерживающая способность по дисперсной фазе $\varphi = 0,04$

Вводится безразмерная концентрация $C(\theta)$ по формуле:

$$C(\theta) = \frac{C_{\text{тр}}(t)}{C_0}, \quad (5.4.3)$$

где $C_0 = g/V$ – начальная концентрация в потоке.

Безразмерное время θ определяется по формуле

$$\theta = \frac{t}{\bar{t}}, \quad (5.4.4)$$

где \bar{t} – среднее время пребывания частиц потока в аппарате:

$$\bar{t} = \frac{V}{v}. \quad (5.4.5)$$

Уравнение (5.4.2) можно привести к виду

$$\begin{aligned} d\rho &= \frac{vC_{\text{тр}}(t)dt}{g} = v \frac{C_0 C_{\text{тр}}(t)}{C_0} \frac{1}{g} \frac{\bar{t} dt}{\bar{t}} = \frac{vC_0 \bar{t}}{g} C(\theta) d\theta = \\ &= \frac{vC_0 \frac{V}{v}}{g} C(\theta) d\theta = C(\theta) d\theta. \end{aligned} \quad (5.4.6)$$

Общее количество введенного индикатора определяется выражением

$$g = v \int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt. \quad (5.4.7)$$

Тогда из уравнений (5.4.2), (5.4.6) следует

$$C(\theta) = \frac{vC_{\text{тр}}(t)dt}{gd\theta} = \frac{vC_{\text{тр}}(t)\bar{t}}{g} = \frac{C_{\text{тр}}(t)}{\int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt} \bar{t} = C(t)\bar{t}, \quad (5.4.8)$$

где выражение

$$C(t) = \frac{C_{\text{тр}}(t)}{\int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt} \quad (5.4.9)$$

задает нормированную S -кривую. S -кривая является характеристикой распределения элементов потока по времени их пребывания в аппарате.

Среднее время пребывания потока в аппарате есть

$$\bar{t} = \int_0^{\infty} t d\rho. \quad (5.4.10)$$

Поставим в это выражение значение dp из уравнения (5.4.2) и воспользуемся тем, что $g = \nu \int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt$. Тогда получим

$$\bar{t} = \frac{\nu \int_0^{\infty} t C_{\text{тр}}(t) dt}{\nu \int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t C_{\text{тр}}(t) dt}{\int_0^{\infty} C_{\text{тр}}(t) dt}. \quad (5.4.11)$$

Рассмотрим функцию отклика на импульсное возмущение. В зависимости от используемых граничных условий получено решение для аппарата конечной длины [14]. Решение представляется в виде бесконечного медленно сходящегося ряда:

$$C(\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{2\lambda_i^2 \exp\left(\frac{\text{Pe}}{2} - \frac{\text{Pe}}{4}\theta - \lambda_i^2 \frac{4\theta}{\text{Pe}}\right)}{\left(1 + \frac{\text{Pe}}{2}\right)\lambda_i \sin 2\lambda_i - \left[\frac{\text{Pe}}{4} + \left(\frac{\text{Pe}}{4}\right)^2 - \lambda_i^2\right] \cos 2\lambda_i}, \quad (5.4.12)$$

где $C(\theta)$ – безразмерная концентрация; $\text{Pe} = (u\ell)/D_\ell$ – критерий Пекле; D_ℓ – коэффициент продольного перемешивания λ_i – корни трансцендентных уравнений

$$\frac{\lambda_i}{2} \operatorname{tg} \frac{\lambda_i}{2} = \frac{\text{Pe}}{4} \quad (i=1, 3, 5, \dots), \quad (5.4.13)$$

$$\frac{\lambda_i}{2} \operatorname{ctg} \frac{\lambda_i}{2} = -\frac{\text{Pe}}{4} \quad (i=2, 4, 6, \dots). \quad (5.4.14)$$

Решение (5.4.12) дает удовлетворительные результаты в области $\theta > 0,01$ и $\text{Pe} < 10$. Вне указанных пределов необходимо пользоваться аппроксимационным решением.

При решения выражений (5.4.12)-(5.4.14) подбирают такое значение Pe , которое удовлетворяло бы критерию:

$$\sum_i \left(C_i^{\text{э}} - C_i^{\text{р}}\right)^2 = \min,$$

где $C_i^{\text{э}}$ и $C_i^{\text{р}}$ – соответственно экспериментальное и расчетное значения концентрации.

Другой способ определения числа Pe заключается в методе в основе которого лежат уравнения связи между параметрами функции отклика и параметрами модели [14]. На основании этого метода безразмерная дисперсия $\sigma_{\theta}^2 = \frac{\sigma_t^2}{t^2}$ определяется так:

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{\sigma_t^2}{t^2} = 2 \left[\frac{D_{\ell} \ell u^2}{u^3 \ell^2} - \frac{D_{\ell}^2 u^2}{u^4 \ell^2} + \frac{D_{\ell}^2 u^2}{u^4 \ell^2} e^{-\frac{ul}{D_{\ell}}} \right] =$$

$$2 \left[\frac{D_{\ell}}{ul} - \left(\frac{D_{\ell}}{ul}\right)^2 + \left(\frac{D_{\ell}}{ul}\right)^2 e^{-\frac{ul}{D_{\ell}}} \right] = \frac{2}{Pe^2} [Pe - 1 + e^{-Pe}]. \quad (5.4.15)$$

При значениях числа Pe , больших, чем 10, можно принять

$$\sigma^2 \approx \frac{2}{Pe}. \quad (5.4.16)$$

Уравнение (5.4.15) является основным уравнением, используемым для расчета числа Pe по экспериментальным данным. При этом используют следующий порядок расчета. Сначала по экспериментальной кривой определяют $\int_0^{\infty} C dt$, $\int_0^{\infty} t C dt$, $\int_0^{\infty} t^2 C dt$, которые можно заменить соответствующими суммами $\sum C \Delta t$, $\sum t C \Delta t$, $\sum t^2 C \Delta t$. Затем с помощью уравнения находят

$$\bar{t} = \frac{\sum t C}{\sum C}. \quad (5.4.17)$$

Далее определяют

$$\sigma_t^2 = \frac{\sum t^2 C}{\sum C} - \bar{t}^2. \quad (5.4.18)$$

После этого находят σ_{θ}^2 и, наконец, по уравнению (5.4.15) рассчитывают величину Pe .

Коэффициент продольного перемешивания, соответствующий рассчитанной по модели кривой отклика, составляет $D_{\Pi}^{\text{pac}} = 2,94 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$. Для экспериментальной кривой $D_{\Pi}^{\text{pac}} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$.

На рис. 5.3 представлен профиль составляющей вектора скорости сплошной фазы w/w_0 на выходе из колонны в сечении $z = H$ [10].

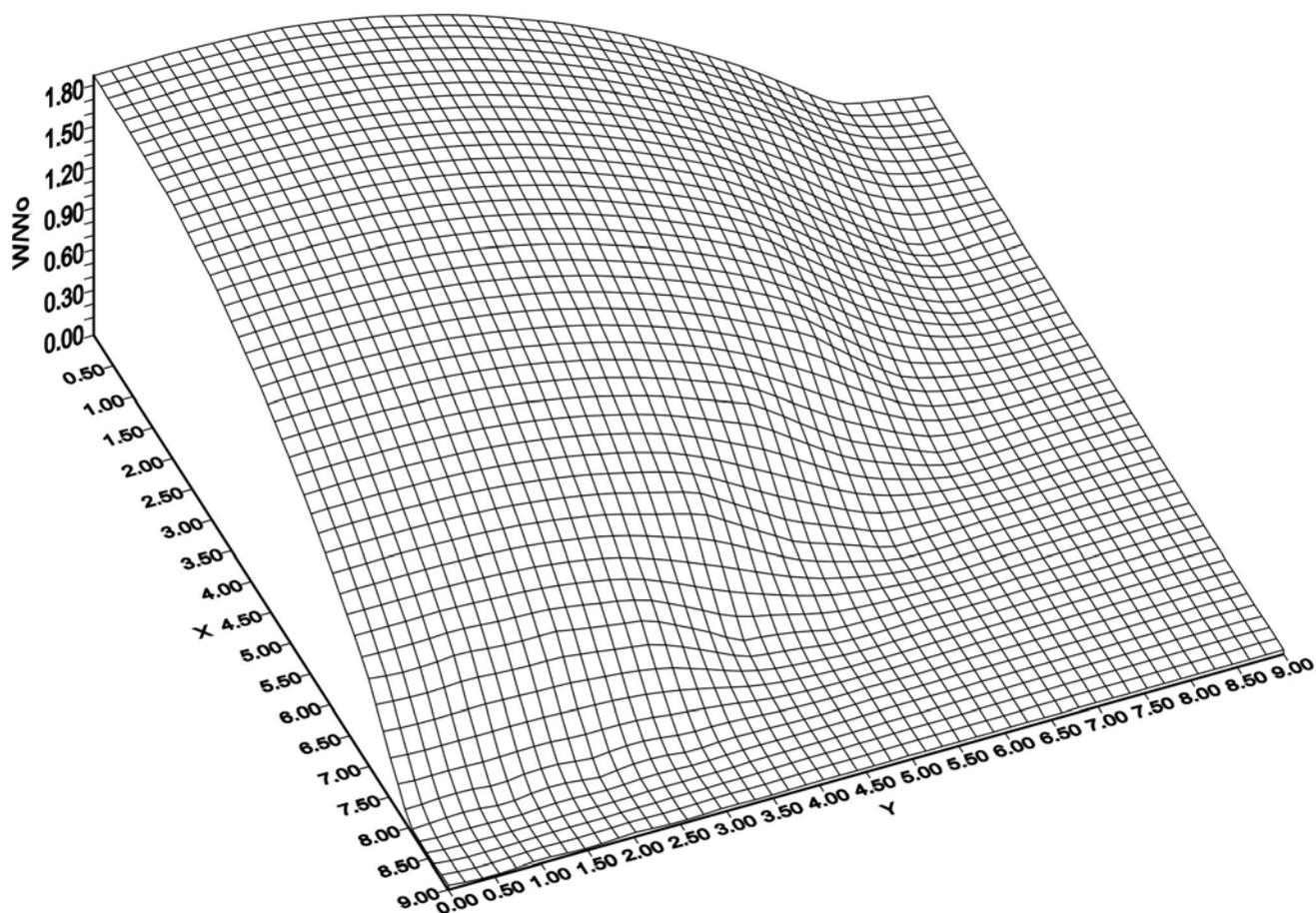


Рис. 5.3. Профиль составляющей вектора скорости сплошной фазы w/w_0 в проекции на ось OZ – на выходе из распылительной колонны в сечении $z = H$

Таким образом, гидродинамику контактного устройства промышленного аппарата можно исследовать путем машинного эксперимента на основе моделирования распределения трассера в сплошной фазе. Данные по коэффициенту продольного перемешивания следует обобщить в виде уравнения $D_{\Pi} = (Re, \varphi, \mu^* \dots)$.

Полученное обобщенное уравнение позволяет определять параметр диффузионной модели – коэффициент продольного перемешивания для данного типа контактного устройства в заданном диапазоне изменения расходов фаз.

В частном случае на основе диффузионной модели для расчета КПД при перекрестном движении фаз на контактном устройстве из условия постоянства коэффициента распределения $m = \text{const}$ и движущей силы процессов разделения в работах [15,16] получено уравнение:

$$E_x = E_0 \left[\frac{1 - \exp(-\lambda)}{\lambda(1 + \lambda/\eta)} + \frac{\exp\eta - 1}{\eta(1 + \eta/\lambda)} \right]. \quad (5.4.19)$$

Коэффициенты η и λ находятся по формулам:

$$\eta = \frac{\text{Pe}_x}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{4E_0}{\text{Pe}_x} \right) \frac{mG}{L}} - 1 \right], \quad \lambda = \eta + \text{Pe}_x,$$

где E_0 – локальная эффективность на тарелке; m – коэффициент распределения; $\text{Pe} = (u\ell)/D_{\Pi}$ – критерий Пекле; D_{Π} – коэффициент продольного перемешивания; ℓ – длина пути жидкости на тарелке, м; G , L – массовые расходы сплошной и дисперсной фаз соответственно, кг/с; u – скорость сплошной фазы, м/с.

Локальную эффективность по модели идеального вытеснения для диспергируемой фазы можно определить по выражению:

$$E_0 = 1 - e^{-n_{oy}}, \quad (4.4.20)$$

где $n_{oy} = K_y F / G$ – общее число единиц переноса, K_y – коэффициент массопередачи по дисперсной фазе, F – площадь межфазной поверхности.

Расчет эффективности контактного устройства по диффузионной модели позволяет сократить время предпроектной разработки колонного экстрактора.

Библиографический список к пятой главе

1. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плеттер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. В 2-х т. – М.: Мир, 1990.
2. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков / Пер. с англ. – М.: Мир, 1990.

3. MacCormack R.W., The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering. – АТАА, Cincinnati, Ohio, 1969. – P. 69-354.
4. Померанец М.В., Данилов В.А., Лаптев А.Г. Вычисление полей скоростей и давления в массотеплообменных аппаратах при наличии гидродинамических неравномерностей // Тепло- и массообмен в химической технологии: Межвуз. сб. науч. трудов. – Казань, 1995. – С. 36-41.
5. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке. – Казань: “Печатный двор”, 2002.
6. Лаптев А.Г., Ведьгаева И.А. Устройство и расчет промышленных градирен. – Казань: КГЭУ, 2004.
7. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. – М.: Высш. шк., 1967.
8. MacCormack R.W., Proc. Second Int. Conf. Num. Methods Fluid Dyn // Lecture Notes in Physics. – V. 8. – New York: Springer-Verlag. – P. 151-163.
9. Colburn A.P., Duffey H.R. Factors Controlling Efficiency and Capacity of Sieve- Plate Extraction Towers. // Ind. and Eng. Chem. – 1950. – V. 42. – N 6. – P. 1042-1047.
10. Аюпов Л.Г. Математическая модель разделительной способности и реконструкция тарельчатых экстракторов: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.
11. Кафаров В.В., Глебов М.Б. Математическое моделирование основных процессов химических производств: учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1991. – 400 с.
12. Гельперин Н.И., Пebaльк В.Л., Костанян А.Е. Структура потоков и эффективность колонных аппаратов химической промышленности. – М.: Химия, 1977.
13. J- B. Wijffels, K. Rietema. Flow patterns and axial mixing in liquid-liquid spray columns. Part II – experiments // Trans. Instn Chem. Engrs. – 1972. – V. 50. – P. 233-239.
14. Вилниц С.А. Исследование некоторых вопросов гидродинамики безнасадочных экстракционных аппаратов. Автореферат канд. диссертации. – М.: МИТХТ, 1952.
15. Основные процессы и аппараты химической технологии / Под ред. Ю.И. Дытнерского. 2-е изд., пер. и доп. – М.: Химия, 1991.
16. Кафаров В.В. Основы массопередачи. 3 изд. – М.: Высш. шк., 1979.

ГЛАВА 6

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ЭКСТРАКТОРОВ

В данной главе рассмотрены некоторые способы и подходы повышения эффективности массообменных процессов. В качестве примера приведены результаты расчета процесса экстракции на ситчатых тарелках промышленных колонн на ОАО “Нижекамскнефтехим”. Выполнен анализ и диагностика работы экстракционных колонн, представлены варианты модернизации экстракторов позволяющие повысить эффективность разделения.*

6.1. Основные направления повышения эффективности процессов разделения веществ

Исследования в этой области ведутся в двух направлениях [1-3]:

1. Усовершенствование и интенсификация действующих процессов и аппаратов.

2. Создание новых технологий и принципиально новых аппаратов.

Первое направление предполагает исследование влияния на эффективность разделения:

– новых гидродинамических режимов работы контактных устройств;

– электромагнитных и акустических полей;

– введения дополнительной энергии в аппараты;

– добавок ПАВ и химических реакций.

Новые гидродинамические режимы проведения процессов массо- и теплообмена в ряде случаев позволяют повысить эффективность и производительность промышленных аппаратов [4-14].

Определенный интерес представляет интенсификация процессов массообмена путем влияния на двухфазную среду электрического, акустического полей и лазерного излучения [15-19]. Установлено [15,17], что с ростом напряженности электрического поля увеличивается волнообразование межфазной поверхности двухфазной среды, что приводит к увеличению коэффициента массопередачи.

*Задача модернизации промышленных экстракторов поставлена директором завода ИМ-2 Э.А. Тульчинским.

Обнаружено [19], что при лазерном облучении испаряющейся бинарной смеси происходит увеличение потока резонансного компонента в конденсат. При этом лазерное воздействие и равновесный нагрев смешают равновесие в равновесие в исследуемой системе в противоположные стороны. Указанный эффект объясняется дополнительным вылетом молекул резонансного компонента, возбужденных непосредственно на межфазной границе.

Одно из направлений развития процессов разделения предполагает совмещение разнохарактерных процессов [20, 21]. 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, получивший в литературе различные названия: пертракция, экстракция с помощью промежуточной фазы, жидкие мембраны, двухслойная экстракция [22-27]. 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. [25]. 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 [25] оригинальная методика разделения газовых смесей мембранными абсорберами, которая удовлетворяет указанным требованиям.

Простое аппаратное и технологическое оформление имеют разработанные в Казанском государственном технологическом университете (до 1993 г. – Казанский химико-технологический институт)

варианты мембранных процессов с использованием нестабильных эмульсий. В таких процессах продолжительность контакта фаз поддерживается в пределах времени до начала распада эмульсионной фазы. Это позволяет существенно облегчить извлечение целевого компонента из эмульсионной фазы, что является главной проблемой для метода множественных эмульсий. Кроме того, отпадает необходимость в использовании стабилизаторов эмульсии при улове фенолов, органических солей кислот и т.д. Разрабатываются аппараты, позволяющие эффективно реализовать данные процессы.

Одним из развиваемых направлений является использование для обработки промышленных газовых выбросов трехфазных систем [26]. 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 использования суб- и сверхкритических флюидов в экстракционных процессах [28]. 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 [28].

Известно большое число разнообразных конструкций экстракторов с подводом механической энергии извне и продолжается разработка новых конструкций аппаратов этого типа. Проведенные испытания промышленных образцов аппаратов с подводом механической энергии показывают, что эффективность их в среднем в 4-5 раз выше гравитационных экстракторов [29-31]. Чаще всего выбор способа интенсификации и его реализация производится по технологическим характеристикам и отдельным качественным

показателям, по результатам промышленной эксплуатации [32-36], как правило, со значительной долей субъективизма авторов разработки из-за ограничений знаний о структуре процесса.

При разработке новых или совершенствовании действующих промышленных аппаратов могут использоваться как априорные, так и структурно-конструктивные подходы [29, 37].

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 [38-40]. В то же время в других областях техники постулируется возможность использования теории подобия для моделирования сложных систем [41-46].

Перспективным, представляется направление совершенствования процедуры освоения априорных конструкций аппаратов, связанное с упрощением их структуры и сведением задачи моделирования ограниченного числа определяющих явлений [47-55] или их совокупности [56, 57]. Развитие этого принципа рассмотрено в работах [29, 37] (более подробно см. раздел 7.5).

Естественный принцип структурирования сложных систем вытекает из известного фундаментального положения устойчивости иерархических систем, постулирующего наличие в таких системах слабо взаимодействующих между собой явлений, разных пространственно-временных масштабов. Формализация реальных ФХС в виде ограниченного числа частных моделей определяющих элементарных явлений и сопряженных с ними конструктивных параметров ставит на строгую физическую и количественную основу процедуры их моделирования и конструирования. Становится очевидной возможность разработки ФХС на методологической основе, обратной традиционной (априорной), путем подбора конструктивных приемов (параметров) для заданной и предварительно оптимизированной структурной модели системы.

Использование данного подхода к конструированию ФХС фундаментальной базы знания о механизмах протекания элементарных физических явлений позволили выявить оригинальные способы проведения процессов с жидкими и твердыми дисперсиями [29, 58, 59].

Полученные результаты не исчерпывают возможность развиваемого структурного конструирования сложных ФХС как в выявлении новых способов интенсификации тепломассообменных процессов, так и в качественном изменении уровня формализации процедуры разработки технологических процессов и аппаратов с использованием современных компьютерных программ.

6.2. Назначение и технологические параметры колонных экстракторов Кт-20, Кт-20а

На действующем производстве завода ИМ-2 (изопрена – мономера) ОАО “Нижнекамскнефтехим” для экстракции ортофосфорной и муравьиной кислот из углеводородного потока (тяжелого оксаля) используются колонны с ситчатыми тарелками Кт-20, Кт-20а.

Описание технологической схемы

Технологическая схема получения мономера (оксаля) включает стадии химического синтеза мономера и стадии разделения реакционной смеси.

Продукты реакции из реакторного блока поступают в отстойник О-268, где отслаиваются на масляный и водяной слой. Масляный слой из отстойника О-268 подается в колонны Кт-20, Кт-20а (рис. 6.1). Предусмотрена также подача возвратной фракции C_4 из колонны Кт-72.

Колонны Кт-20 и Кт-20а предназначены для экстракции фосфорной и муравьиной кислот из углеводородной смеси (масляного слоя из отстойника О-268) с помощью воды. Отмывка масляного слоя производится паровым конденсатом.

Водный слой из отстойника О-268 направляется в колонну Кт-72 на экстракцию органических продуктов. В качестве экстрагента используется фракция C_4 .

Колонна Кт-72а предназначена для экстракции из дистиллята в колонны Кт-88 органических продуктов. В качестве экстрагента используется фракция C_4 . Состав и свойства смесей даны в табл. 6.1.-6.3.

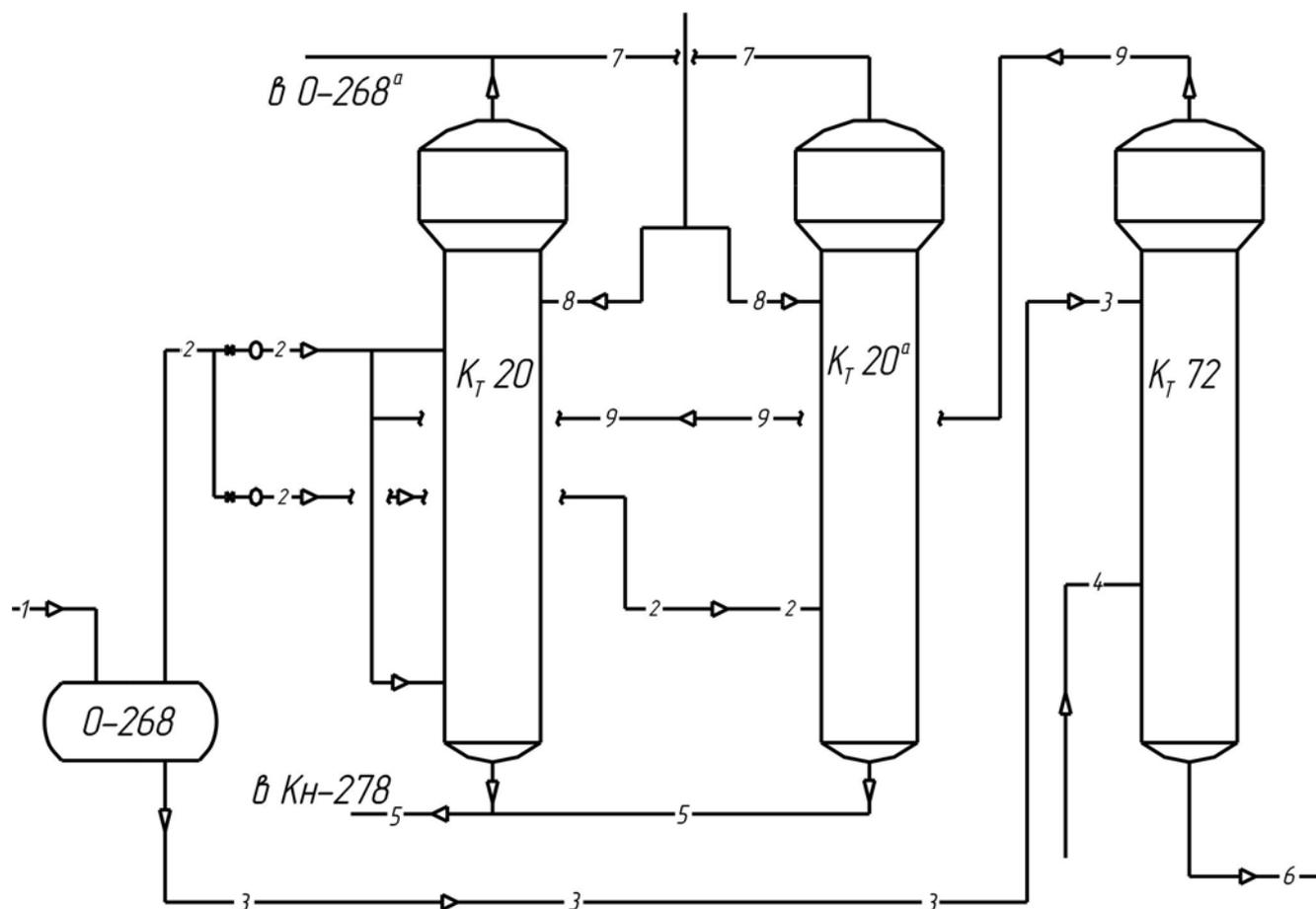


Рис. 6.1. Технологическая схема разделения смесей: 1 – реакционная масса из реактора; 2 – углеводородный поток из отстойника; 3 – водный слой из отстойника; 4 – фракция C_4 ; 5 – водный слой; 6 – водный слой; 7 – углеводородный поток; 8 – паровой конденсат; 9 – углеводородный поток

Режим работы колонны КТ-20, КТ-20а

Давление в колонне	10 кг/см ²
Температура	50 °С
Расход масляного слоя	50 т/ч
Расход воды	2,5 т/ч

Режим работы колонны КТ-72

Давление в колонне	9 кг/см ²
Температура	50 °С
Расход фракции C_4	10 т/ч
Расход воды	70 т/ч

Таблица 6.1

Состав масляного слоя поступающего на отмывку
в колонны Кт-20, Кт-20а цеха 1806

Компоненты	Содержание, %
4,4 диметил диоксан 1,3	44,4
Изобутилен	5,4
Изобутан	32,1
Триметил карбинол (ТМК)	9,0
Высококипящий побочный продукт (ВПП)	8,9
Ортофосфорная и муравьиная кислоты	0,2
Итого	100 %

Таблица 6.2

Состав высококипящего побочного продукта (ВПП)

Компонент	Содержание, % масс
Триметил карбинол	0,06
4,4 диметил диоксан 1,3	0,84
4 метил-4 винил-1,3 диоксан (МВД)	0,53
Диоксановые спирты	39,0
x-компонент	17,8
Тяжелый остаток	41,77
Итого	100%

Таблица 6.3

Физико-химические свойства потоков в Кт-20, Кт-20а

Параметры	Масляный слой	Вода
Плотность, кг/м ³	783	992
Динамическая вязкость, Па · с	0,000907	0,000656
Поверхностное натяжение (жидкость – воздух), Н/м	0,017	0,069
Поверхностное натяжение (жидкость – жидкость), Н/м	0,0156	0,0156

Режим колонн: температура 50 °С, давление 10 кг/см²

Режим работы колонны КТ-72а

Давление в колонне	22 кг/см ²
Температура	50 °С
Расход дистиллята КТ-88	45 т/ч
Расход воды	24 т/ч

В соответствии с ОСТ на оксаль качество продукции определяется в зависимости от содержания примесей. Действующая технологическая схема, включающая тарельчатые экстракторы КТ-20, КТ-20а, не обеспечивает получения оксала высокого качества с содержанием кислоты менее 0,01 %.

6.3. Определение разделительной способности промышленных экстракторов КТ-20, КТ-20а

В данном разделе в качестве примера рассмотрено применение математической модели процессов переноса для расчета промышленных экстракторов. Используем известный подход представления многокомпонентной смеси в виде псевдобинарной по ключевым компонентам. В промышленной колонне и ввиду малой концентрации экстрагируемого компонента представим углеводородный поток в виде бинарной смеси, состоящей из диоксана и ортофосфорной кислоты. Распределяемым компонентом выбрана ортофосфорная кислота, так как качество продукта контролируется по содержанию данного компонента. Сплошной фазой является вода, дисперсной фазой – масляный слой. Таким образом, необходимо рассчитать эффективность тарелки при экстракции в системе масляный слой – ортофосфорная кислота – вода. Профили концентраций компонента в фазах по высоте колонны можно определить из потарелочного расчета с использованием КПД тарелки (глава 4). Моделирование процесса экстракции в промышленной тарельчатой колонне в соответствии с предложенной методикой проводится по алгоритму, приведенному на рис. 6.2.

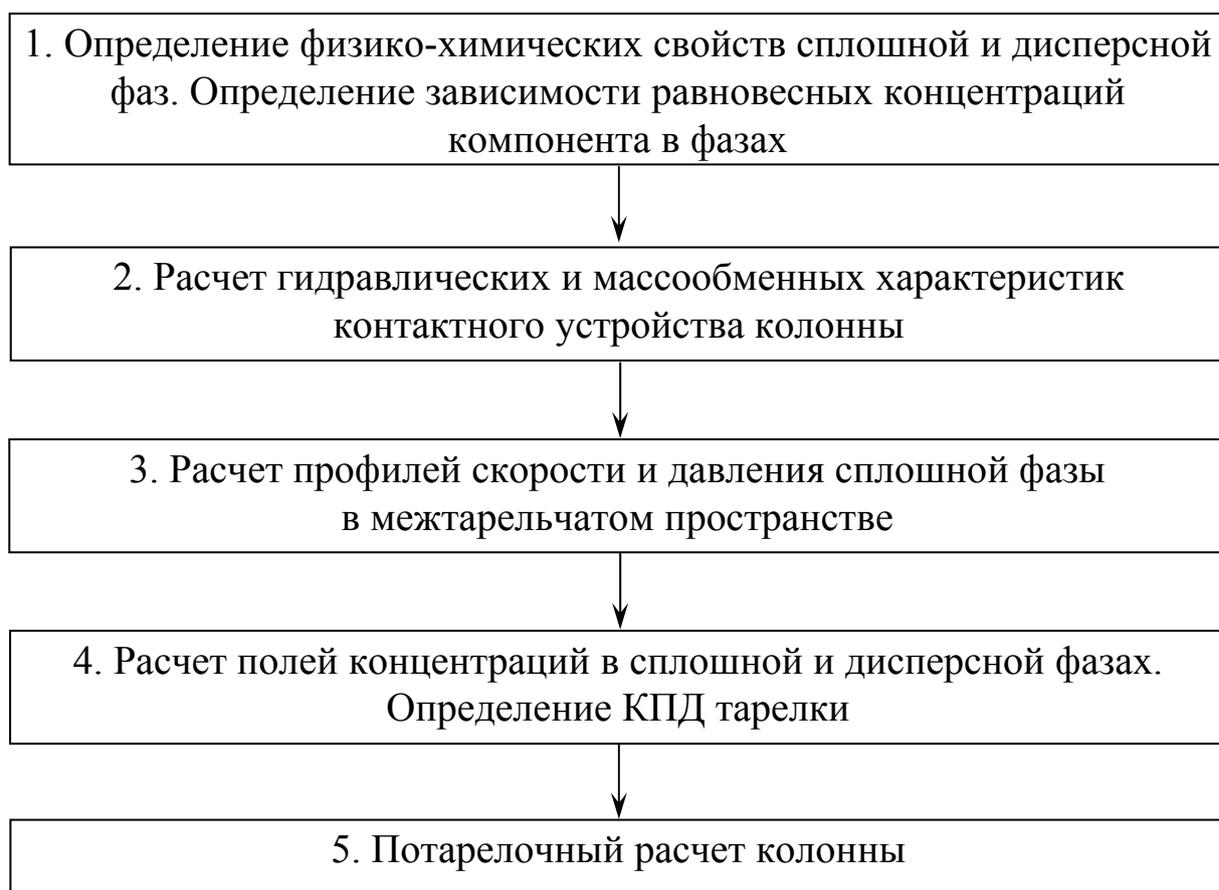


Рис. 6.2. Алгоритм расчета процесса экстракции в колонне

Конструктивные параметры тарелки колонн КТ-20, КТ-20а, физико-химические свойства смеси, гидравлические и массообменные характеристики приведены ниже.

Результаты расчета гидравлических и массообменных характеристик экстракционных колонн КТ-20 и КТ-20а

Действующие промышленные экстракционные колонны КТ-20 и КТ-20а имеют следующие конструктивные параметры:

Диаметр колонны, м	1,4
Число тарелок	50
Межтарельчатое расстояние, м	$4,5 \cdot 10^{-1}$
Диаметр отверстия, м	$5 \cdot 10^{-3}$
Относительная свободная площадь тарелки, %	8
Относительная площадь перелива, %	5

Физико-химические свойства системы масляный слой – ортофосфорная кислота – вода рассчитывались по известной методике [60].

Плотность сплошной фазы, кг/м ³	992
Вязкость сплошной фазы, Па · с	$6,56 \cdot 10^{-4}$
Коэффициент диффузии ортофосфорной кислоты в сплошной фазе, м ² /с	$1 \cdot 10^{-9}$
Поверхностное натяжение на границе жидкость – жидкость, Н/м	$1,56 \cdot 10^{-2}$
Поверхностное натяжение на границе сплошная фаза – воздух, Н/м	$6,9 \cdot 10^{-2}$
Плотность дисперсной фазы, кг/м ³	783,95
Вязкость дисперсной фазы, Па · с	$9 \cdot 10^{-4}$
Коэффициент диффузии ортофосфорной кислоты в дисперсной фазе, м ² /с	$1 \cdot 10^{-9}$
Поверхностное натяжение на границе дисперсная фаза – воздух, Н/м	$1,7 \cdot 10^{-2}$

Данные по равновесию в системе углеводороды – ортофосфорная кислота – вода приводятся в работах [60-62]. Коэффициент распределения для ортофосфорной кислоты в данной системе равен $m = 1/19,7$.

Анализ работы промышленных колонн проводится на основе расчета гидродинамических и массообменных характеристик контактных устройств. В результате расчета (главы 1-3): колонн Кт-20, Кт-20а получены следующие гидравлические и массообменные характеристики:

Массовый расход сплошной фазы, кг/с	$6,94 \cdot 10^{-1}$
Массовый расход дисперсной фазы, кг/с	13,89
Скорость в отверстии (струйное истечение), м/с	$1,44 \cdot 10^{-1}$
Число Re для капли	871
Скорость сплошной фазы в переливе, м/с	$4,55 \cdot 10^{-3}$
Средний диаметр капли, м	$4,69 \cdot 10^{-3}$
Скорость осаждения капли, м/с	$1,189 \cdot 10^{-1}$
Высота подпорного слоя дисперсной фазы под тарелкой, м	$6,81 \cdot 10^{-2}$

Удерживающая способность по дисперсной фазе, %	10,9
Удельная межфазная поверхность, $\text{м}^2/\text{м}^3$	139,6
Сила сопротивления движению одной капли, Н	$2,47 \cdot 10^{-5}$
Коэффициент массоотдачи в дисперсной фазе, м/с	$5,11 \cdot 10^{-4}$
Коэффициент массоотдачи в сплошной фазе, м/с	$2,61 \cdot 10^{-4}$

Условием устойчивой работы колонны с ситчатыми тарелками является отсутствие уноса капель сплошной фазой. Поэтому скорость сплошной фазы в переливе должна быть меньше скорости осаждения капель с диаметрами 0,001-0,002 м [63]. Предельная скорость сплошной фазы в переливе в колоннах КТ-20, КТ-20а (для капель $d_k = 0,001$ м) составляет 0,0475 м/с, реальная скорость в переливе 0,00455 м/с.

Захлебывание колонны может наступить, когда высота подпорного слоя дисперсной фазы под тарелкой превысит высоту переливной планки. Высота подпорного слоя в межтарельчатом пространстве данных колонн составляет 0,068 м, высота переливной планки равна 0,19 м.

Результаты гидравлического расчета КТ-20, КТ-20а показывают, что гидравлический режим работы колонн является устойчивым, но скорость сплошной фазы в переливе близка к предельной.

Расчет полей скорости и концентраций на тарелке экстракционных колонн КТ-20 и КТ-20а

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 принималась постоянной по сечению и равнялась среднеобъемной скорости сплошной фазы. При заданных исходных данных и граничных условиях выполнен расчет полей скорости и давления в сплошной фазе [64-66]. Полученный профиль скорости на выходе из тарелки использовался в качестве входного на тарелку и 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. В связи с тем, что взаимодействие сплошной и дисперсной фаз происходит только на перфорированной части тарелки, источник массы рассчитывается только в области $a - b$ (рис. 4.2).

Результаты численного расчета поля скорости в различных сечениях межтарельчатого пространства представлены на рис. 6.3-6.7 [65, 66].

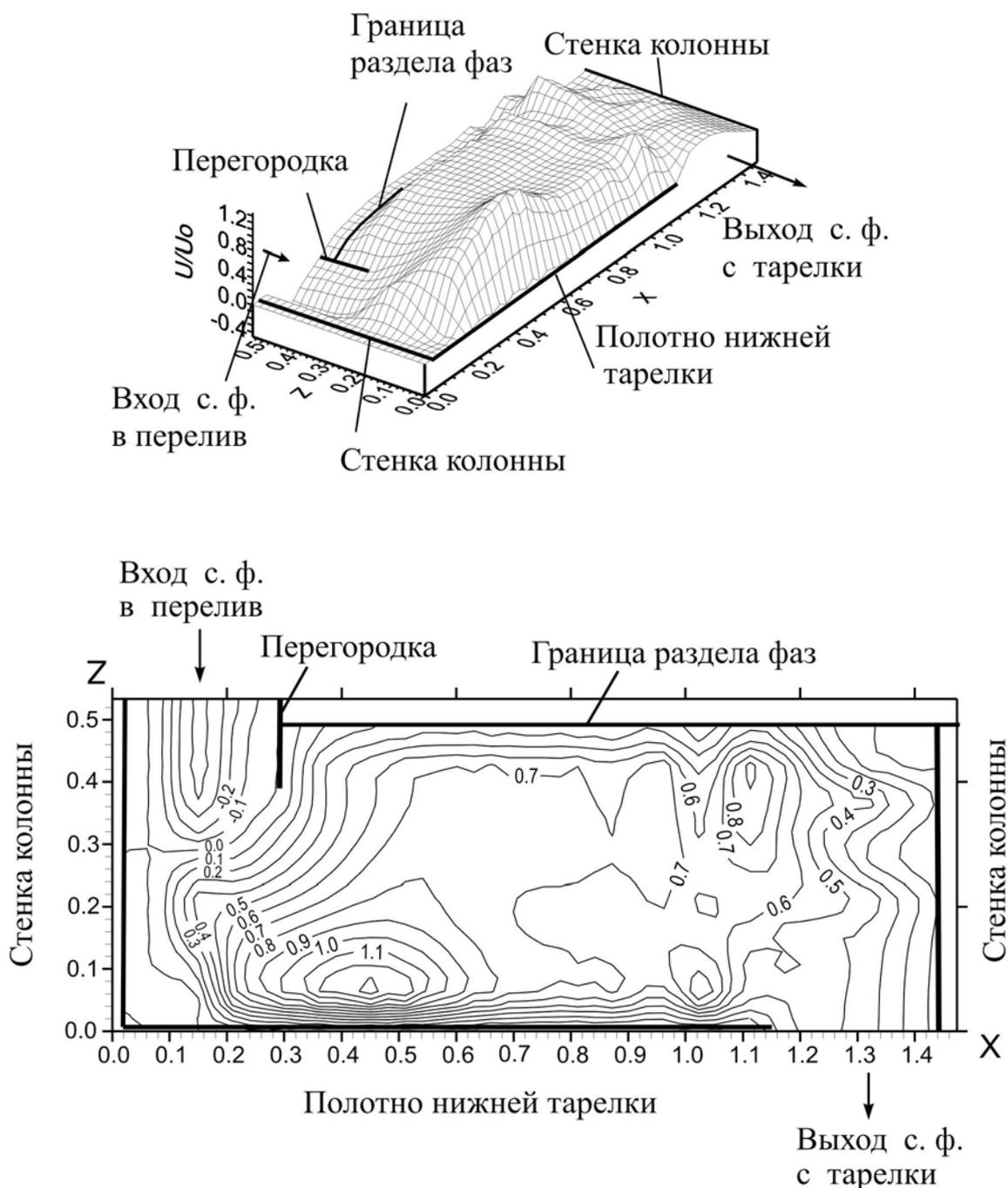


Рис. 6.3. Безразмерная составляющая вектора скорости u в сечении $y = 0$

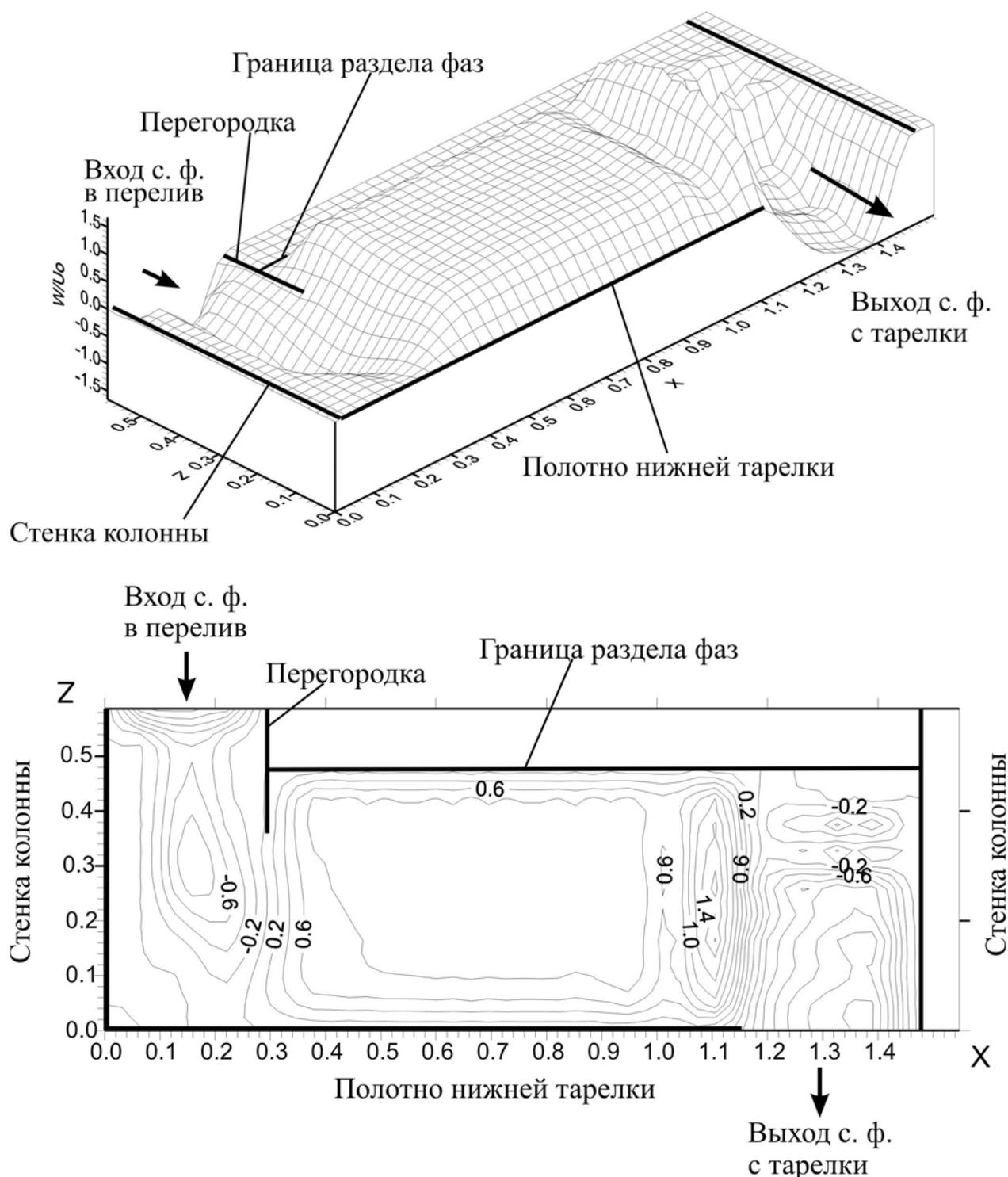


Рис. 6.4. Безразмерная составляющая вектора скорости w в сечении $y = 0$

Профили безразмерных составляющих вектора скорости сплошной фазы u и w в сечении $y = 0$ приведены на рис. 6.3, 6.4.

Из рис. 6.3, 6.4 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.

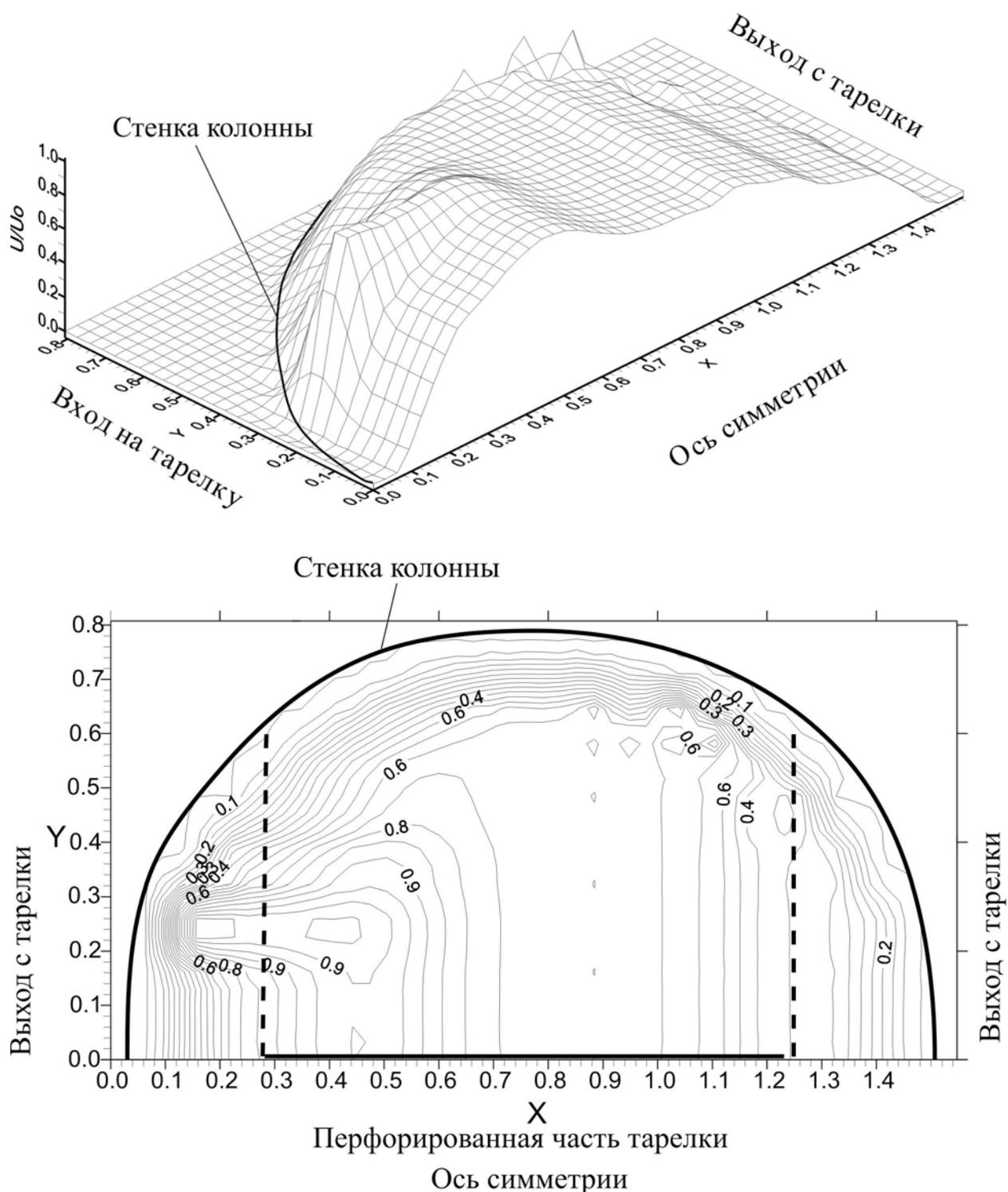


Рис. 6.5. Профиль безразмерной составляющей скорости u на тарелке в сечении $z = H/4$

На рис. 6.5 представлен профиль безразмерной составляющей вектора скорости u на тарелке в сечении $z = H/4$. На рис. 6.6 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. 6.7.

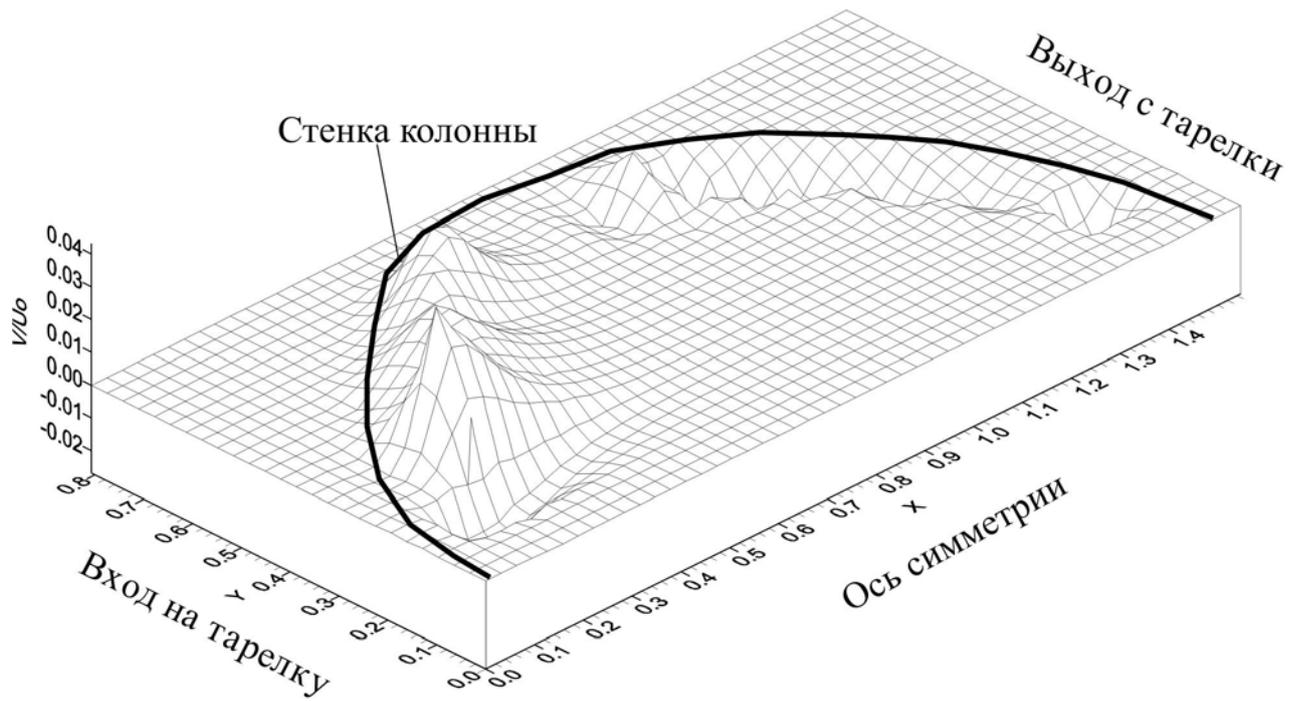


Рис. 6.6. Профиль безразмерной составляющей скорости v на тарелке в сечении $z = H/4$

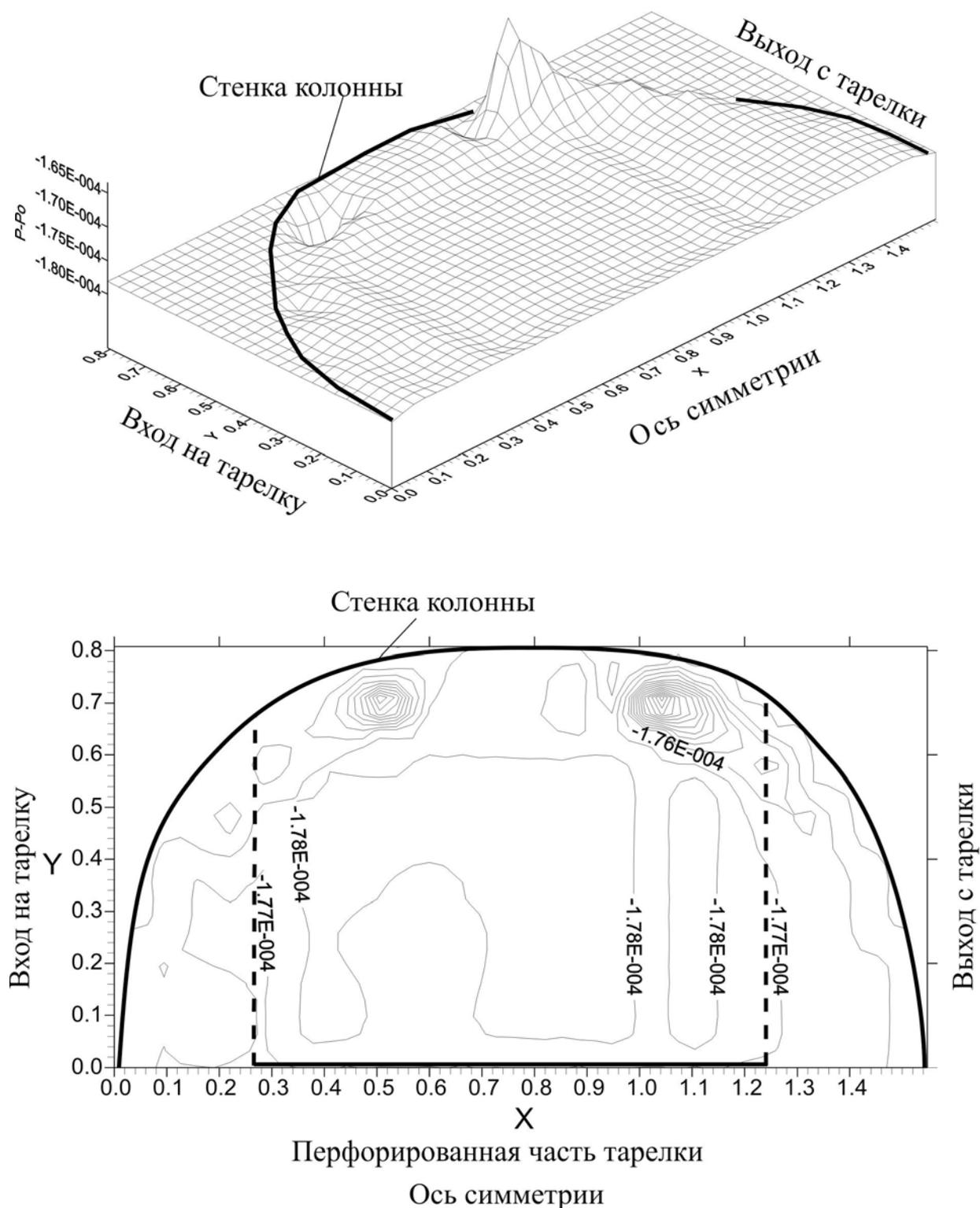


Рис. 6.7. Профиль давления на тарелке в сечении $z = H/4$

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. 6.8.

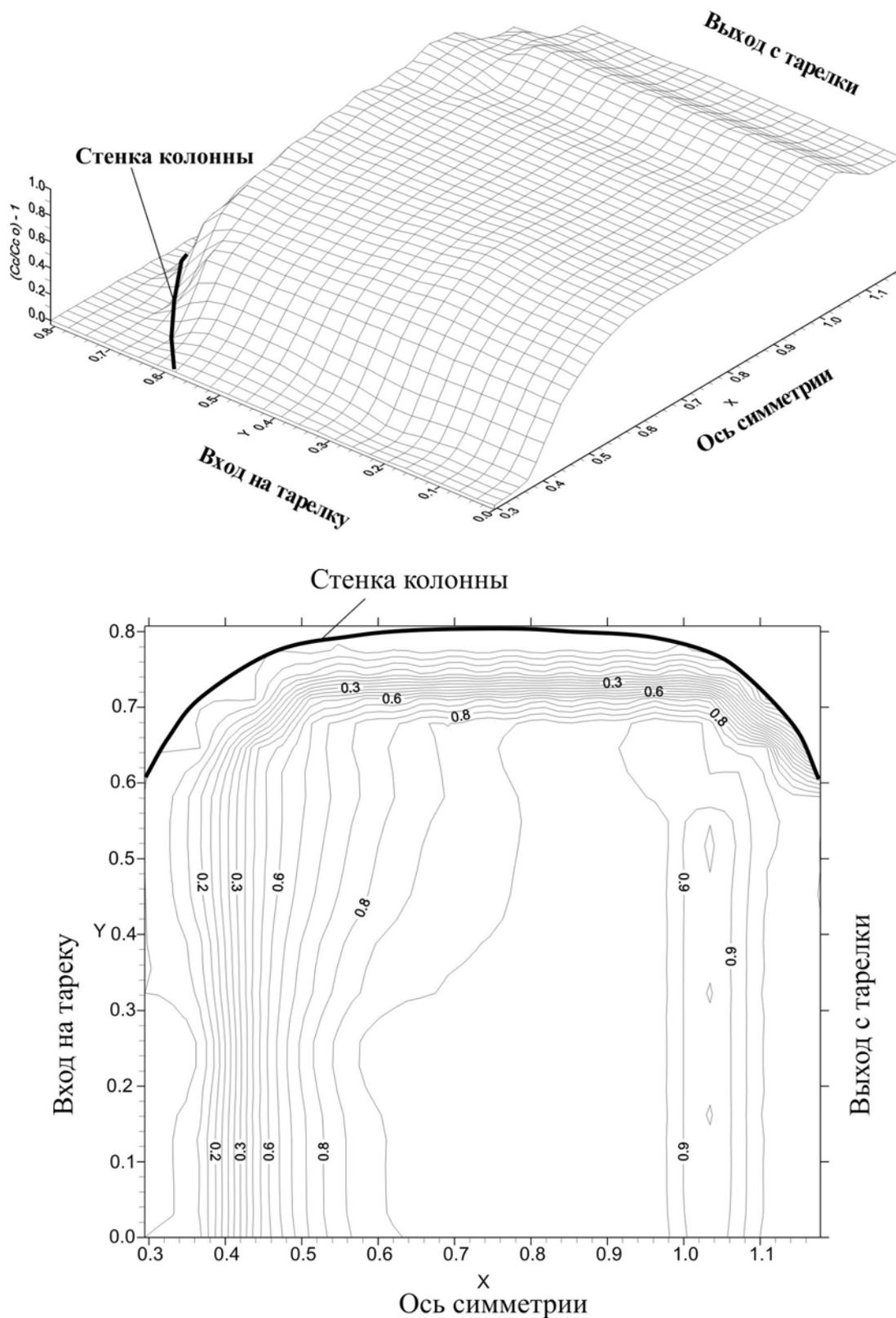


Рис. 6.8. Распределение концентрации компонента в сплошной фазе на тарелке в сечении $z = H/4$

При известном профиле концентрации компонента эффективность контактного устройства по сплошной фазе рассчитывается по формуле:

$$E_c = \frac{C_{C_{\text{ВЫХ}}} - C_{C_{\text{ВХ}}}}{C_{C_{\text{ВЫХ}}} - C_{C^*} | C_{D_{\text{ВЫХ}}}}. \quad (6.3.1)$$

Профилю концентраций на рис. 6.8 соответствует КПД тарелки по сплошной фазе $E_c = 0,0365$. Причины низкой эффективности процесса экстракции рассмотрены в разделе 6.5.

6.4. Результаты расчета распределения трассера в межтарельчатом пространстве промышленного экстрактора

Выполнен численный эксперимент по моделированию распределения трассера в сплошной фазе в межтарельчатом пространстве на контактных устройствах колонных экстракторов Кт-20, Кт-20а [66, 67]. Получены кривые отклика системы на импульсное возмущение при различных расходах по сплошной фазе. Импульсное возмущение налагалось на входе сплошной фазы на тарелку, функция отклика системы снималась на выходе сплошной фазы из тарелки. Средняя концентрация трассера на выходе с контактного устройства в определенный момент времени определяется по выражению:

$$\bar{C}_{\text{тр}} = \sum_{\substack{i=b \\ j=1, j_{\text{ст}} \\ k=1, k_{H-h}}} (C_{i,j,k} u_{i,j,k} S_{i,j,k} \rho_c) / L, \quad (6.4.1)$$

где $\bar{C}_{\text{тр}}$ – средняя концентрация трассера на выходе с контактного устройства, масс. д.; $\bar{C}_{\text{тр}}$ – концентрация трассера в ячейке, масс. д.; $u_{i,j,k}$ – скорость сплошной фазы в ячейке, м/с; $S_{i,j,k}$ – площадь ячейки, м²; ρ_c – плотность сплошной фазы, кг/м³; L – массовый расход сплошной фазы, кг/с; i, j, k – номер ячейки.

C – кривая отклика на импульсное возмущение при действующих нагрузках по сплошной фазе 0,694 кг/с, по дисперсной фазе 13,89 кг/с представлена на рис. 6.9.

Расход масляного слоя (дисперсная фаза) задан технологическим регламентом. Расход воды (сплошная фаза) может регулироваться в

экстракторах в зависимости от содержания ортофосфорной кислоты на выходе из колонны. С увеличением расхода воды (сплошной фазы) содержание кислоты в углеводородах на выходе из аппарата уменьшается и эффективность работы колонных экстракторов возрастает.

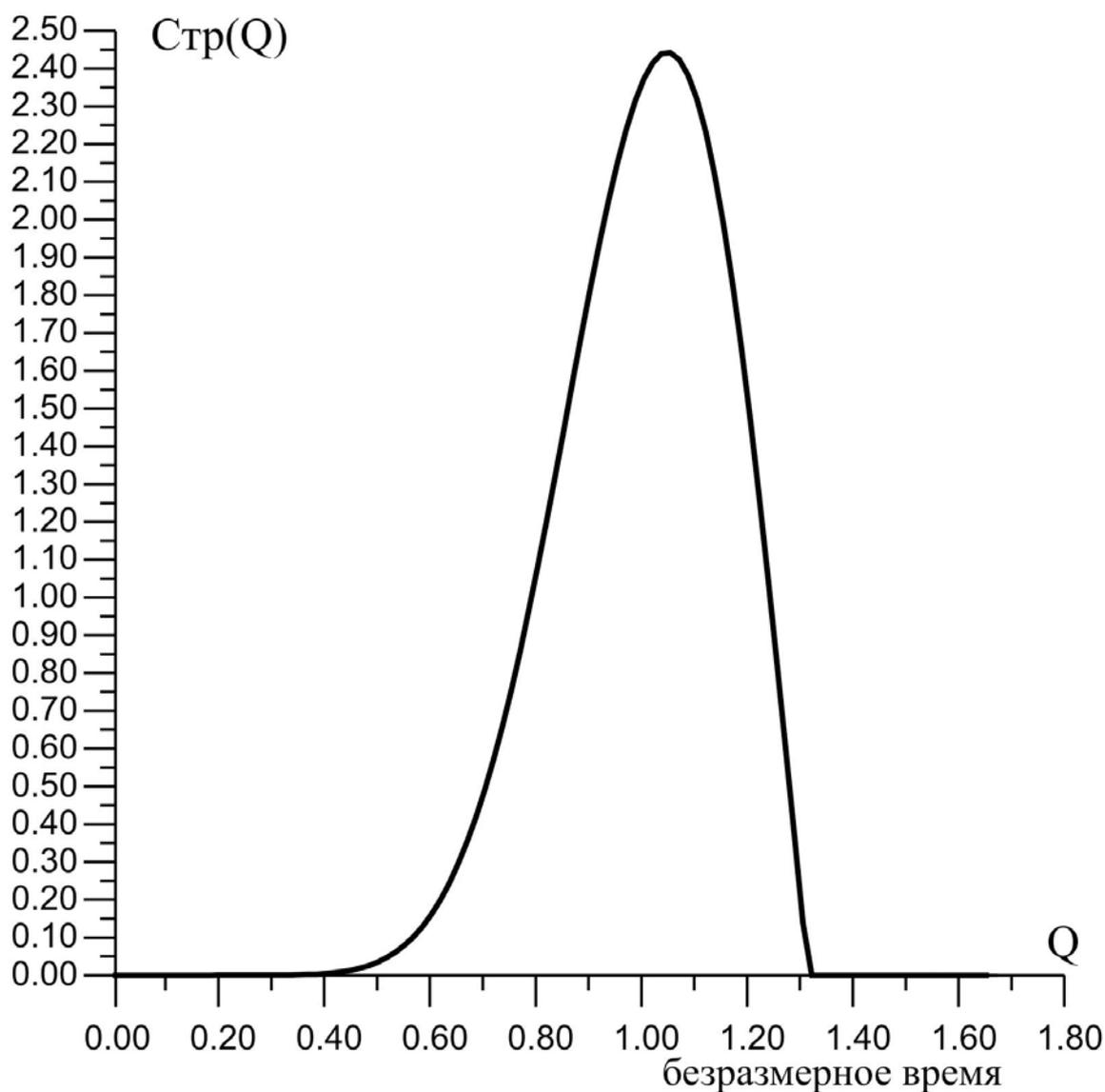


Рис. 6.9. C – кривая отклика на импульсное возмущение (расход сплошной фазы 0,694 кг/с, расход дисперсной фазы 13,89 кг/с)

Данные по коэффициентам продольного перемешивания, число Пекле (Pe) и Рейнольдса (Re) в интервале нагрузок по сплошной фазе 0,213-3,123 кг/с и фиксированной нагрузки по дисперсной фазе 13,89 кг/с представлены в табл. 6.4.

Таблица 6.4

Данные по продольному перемешиванию в межтарельчатом пространстве колонных экстракторов КТ-20, КТ-20а

№	Скорость спл. ф., м/с	Re	Коэффициент продольного перемешивания, D_{Π}	Уд. способ. по дисп. ф., φ	Re_k капли
1.	$2,3563 \cdot 10^{-3}$	29,73	$0,93988 \cdot 10^{-4}$	0,1092	871,4
2.	$3,5344 \cdot 10^{-3}$	28,16	$1,50732 \cdot 10^{-4}$	0,1095	879,8
3.	$4,7126 \cdot 10^{-3}$	30,05	$1,89404 \cdot 10^{-4}$	0,1098	888,2
4.	$5,8907 \cdot 10^{-3}$	30,12	$2,37702 \cdot 10^{-4}$	0,1101	896,6
5.	$7,0688 \cdot 10^{-3}$	29,83	$2,91194 \cdot 10^{-4}$	0,1104	905,0
6.	$8,247 \cdot 10^{-3}$	31,09	$3,36936 \cdot 10^{-4}$	0,1107	913,5
7.	$9,4251 \cdot 10^{-3}$	30,15	$3,85208 \cdot 10^{-4}$	0,1111	921,9
8.	$10,603 \cdot 10^{-3}$	30,28	$4,34834 \cdot 10^{-4}$	0,1114	930,3
9.	$1,5709 \cdot 10^{-3}$	29,46	$0,62506 \cdot 10^{-4}$	0,1090	865,8
10.	$1,1781 \cdot 10^{-3}$	29,53	$0,46826 \cdot 10^{-4}$	0,1089	863,0
11.	$0,9425 \cdot 10^{-3}$	30,08	$0,37434 \cdot 10^{-4}$	0,1088	861,3
12.	$0,7854 \cdot 10^{-3}$	30,09	$0,31181 \cdot 10^{-4}$	0,1088	860,2

Полученные данные по продольному перемешиванию обобщены в виде выражения [68], справедливого для данного типа ситчатых тарелок (КТ-20, КТ-20а) [66]:

$$\frac{D_{\Pi}}{v_c} = 19,56 Re_k^{0,89} \varphi^{0,78} \mu_{эф}^{2,7}, \quad (6.4.2)$$

где $D_{\Pi} = (u\ell)/Re$ – коэффициент продольного перемешивания; u – скорость сплошной фазы; ℓ – длина пути жидкости (расстояние $a - b$); Re – число Пекле; $\mu_{эф}$ – эффективная вязкость; φ – удерживающая способность по дисперсной фазе; $Re = d_k u_{от}/v_c$ – число Рейнольдса капли; v_c – кинематическая вязкость сплошной фазы.

Расчет процесса экстракции по диффузионной модели дает значение КПД по сплошной фазе $E_c = 0,04$.

6.5. Анализ работы промышленных колонн [66, 69]

На основе использования математической модели, представленной в главе 4, выполнена диагностика работы колонн КТ-20 и КТ-20а с конструктивными и технологическими параметрами действующего.

В результате расчета поля концентраций получена эффективность ситчатых тарелок колонн КТ-20, КТ-20а по сплошной фазе, равная $E_c = 0,0365$. Выполнен потарелочный расчет промышленных колонн КТ-20, КТ-20а с данным КПД тарелки. Профили концентраций ортофосфорной кислоты в сплошной и дисперсной фазах по высоте колонны приведены на рис. 6.10.

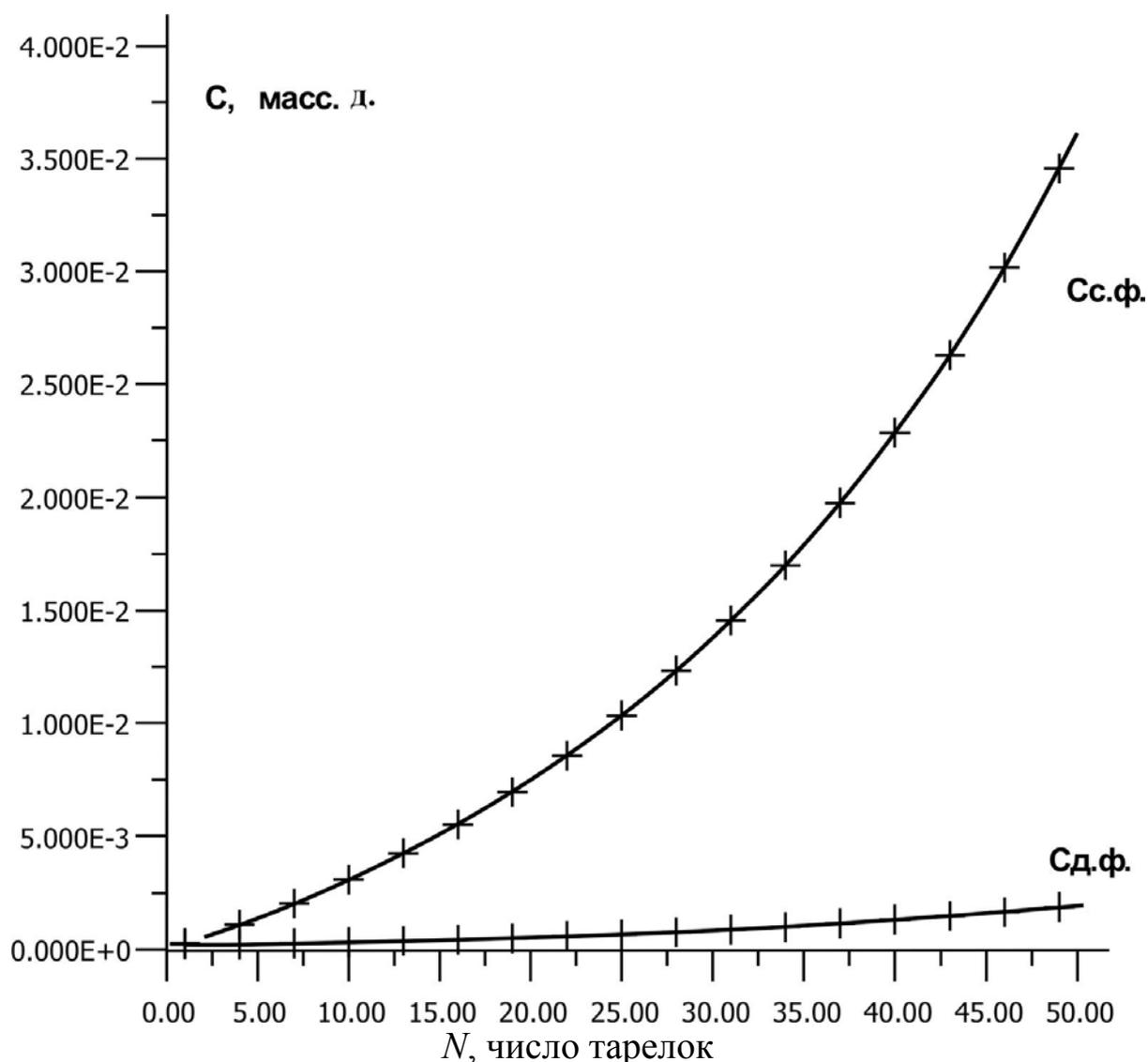


Рис. 6.10. Профиль концентрации ортофосфорной кислоты в сплошной и дисперсной фазах на тарелках по высоте колонны КТ-20

Установлено, что при существующих конструктивных и технологических параметрах колонн КТ-20 и КТ-20а не достигается заданная степень разделения. Так смесь углеводородов поступает в колонну с содержанием кислоты $y_H = 0,2$ % масс, на выходе из колонны концентрация кислоты в потоке $y_K = 0,021$ % масс. Требуемое содержание кислоты менее 0,01 % масс.

Анализ работы колонных экстракторов КТ-20, КТ-20а, проведенный на основе разработанной математической модели процесса, позволяет выделить следующие факторы, определяющие разделяющую способность аппаратов:

1. Продольное перемешивание потоков уменьшает движущую силу процесса экстракции. Коэффициент продольного перемешивания в сплошной фазе $D_{\Pi} = 0,94 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

2. Коэффициенты массоотдачи в фазах имеют характерные для гравитационных экстракторов низкие значения:

- коэффициент массоотдачи в сплошной фазе $\beta_c = 2,61 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$,
- коэффициент массоотдачи в дисперсной фазе $\beta_D = 5,11 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$.

3. Удельная межфазная поверхность в экстракционных колоннах КТ-20, КТ-20а равна $a_v = 140 \text{ м}^2/\text{м}^3$. Относительно высокая величина a_v не позволяет тем не менее достичь требуемой степени разделения смеси из-за низкой движущей силы процесса.

4. Основной причиной низкой эффективности процесса экстракции в данных колоннах является низкая движущая сила процесса массопередачи. По определению движущая сила массопередачи – это разность рабочей и равновесной концентрации компонента в фазах $\Delta C_c = C_c - C_c^*$.

Из рис. 6.11 видно, что движущая сила процесса массопередачи при экстракции определяется соотношением $\frac{L}{G} > m$, т.е. соотношение расхода сплошной фазы L должно быть больше коэффициента распределения компонента между фазами $m = \frac{C_D^*}{C_c}$.

Для того чтобы увеличить движущую силу процесса в случае экстракции кислоты из смеси углеводородов водой необходимо увеличить расход сплошной фазы L .

На КТ-20, КТ-20а действующего производства увеличение расхода сплошной (водной) фазы в 1,5÷2 раза невозможно, поскольку наступает захлебывание колонн. Поэтому необходима модернизация контактных устройств.

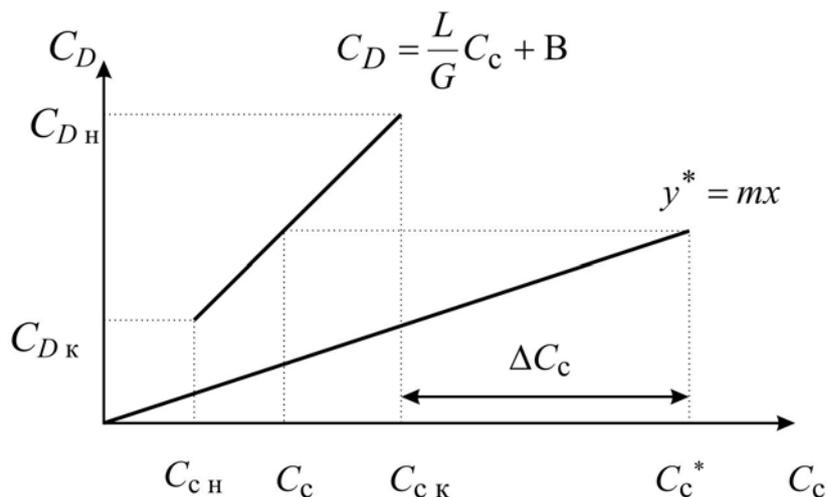


Рис. 6.11. Изображение процесса экстракции на диаграмме $y - x$ и определение движущей силы процесса: $C_D = \frac{L}{G}C_c + B$ – уравнение рабочей линии; $C_D^* = mC_c$ – уравнение равновесия

Профили концентраций компонента по высоте колонны

На каждой тарелке экстракционной колонны процессы переноса импульса и массы в сплошной фазе двухфазного потока описываются системой уравнений переноса импульса и массы (глава 4). Принимая во внимание, что количество компонента, переходящее из дисперсной фазы в сплошную незначительно, можно считать расходы фаз по высоте колонны постоянными. Поскольку конструкция тарелок и межтарельчатое расстояние одинаково, то можно предположить, что структура потока сплошной фазы на тарелках рассматриваемой экстракционной колонны является подобной.

В этом случае достаточно рассчитать поле скорости на одной тарелке и использовать его при расчете поля концентраций компонента на других тарелках.

Профиль концентраций компонента по высоте колонны находится из решения уравнения переноса массы компонента совместно с уравнением материального баланса на каждой тарелке, начиная с первой. Профиль скорости сплошной фазы принимается на всех тарелках одинаковым. Причем значения концентраций компонента на выходе из тарелки являются входными при расчете последующей тарелки. Блок-схема предлагаемого метода расчета представлена на рис. 6.12.

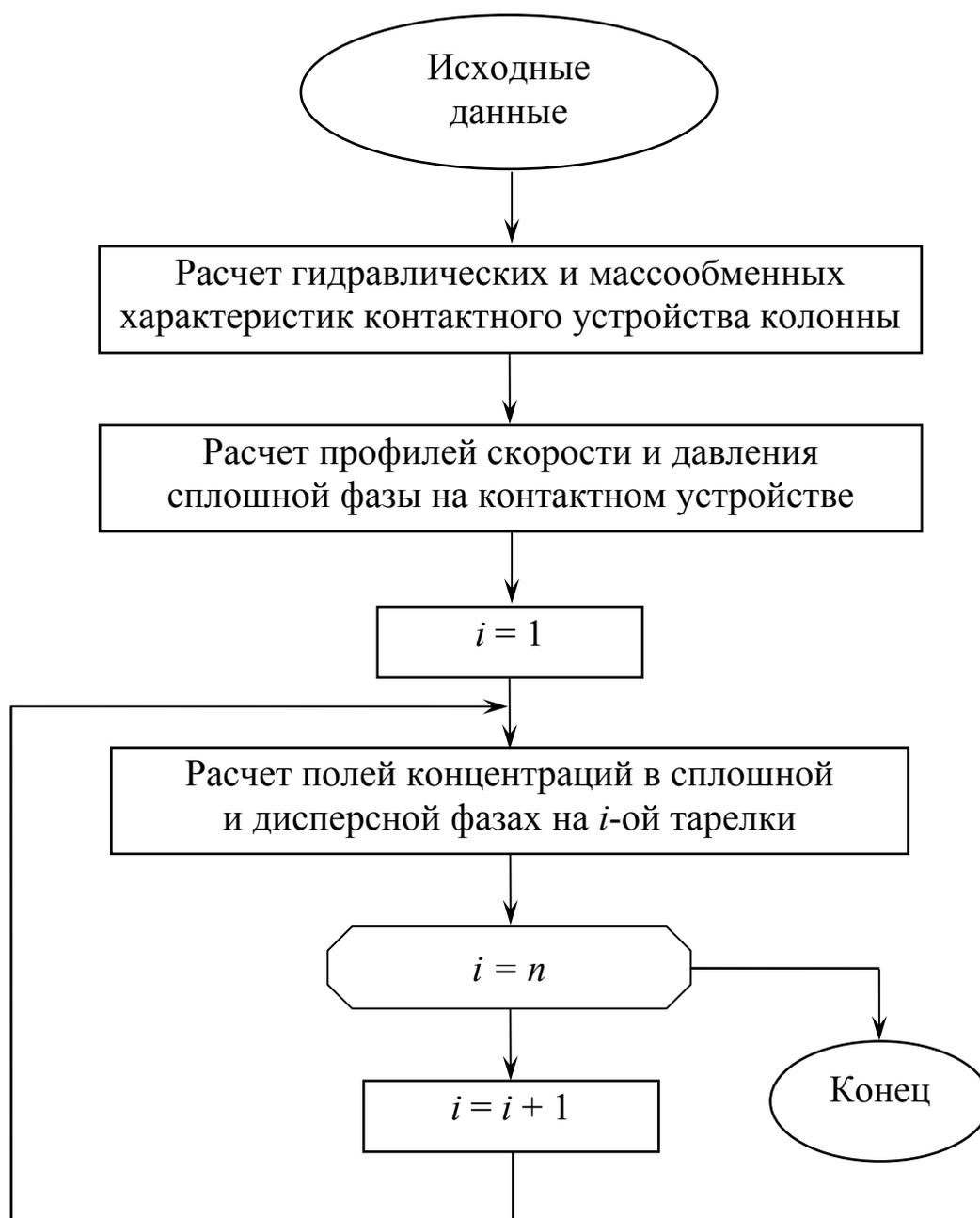


Рис. 6.12. Блок-схема расчета профиля концентраций по высоте колонны

Поле скорости на тарелке промышленного экстрактора КТ-20, КТ-20а рассчитанное по математической модели, приведено в разделе 6.2. С использованием данного поля скорости выполнен расчет поля концентраций в колонне от тарелки к тарелке по алгоритму, приведенному на рис. 6.12. Полученный профиль концентраций компонента по высоте колонны приведен на рис. 6.13.

Как видно из рис. 6.13 профили концентраций, рассчитанные по традиционной потарелочной процедуре и по предлагаемому методу (рис. 6.12), являются практически идентичными.

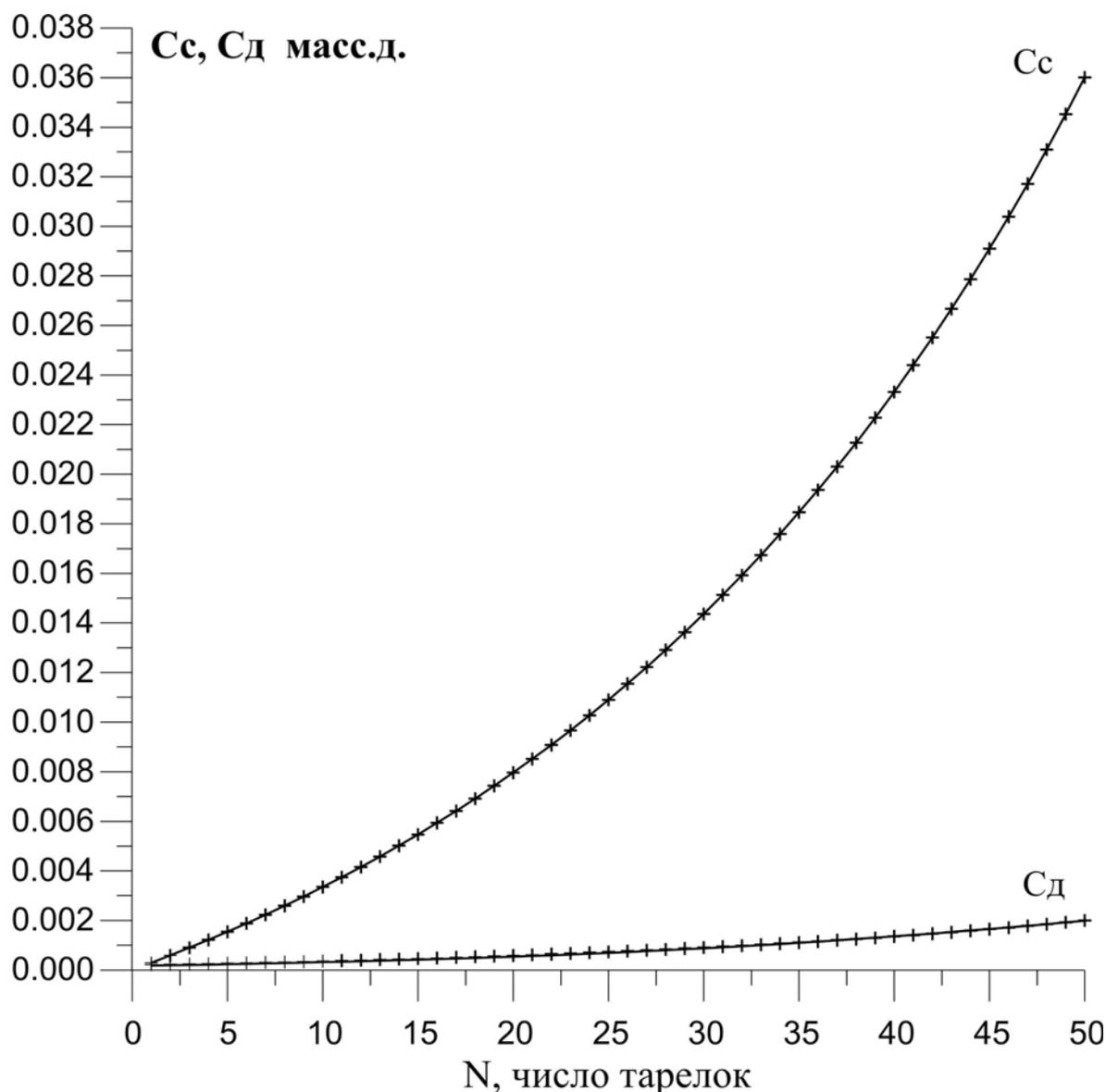


Рис. 6.13. Профиль концентраций ортофосфорной кислоты по высоте колонн КТ-20, КТ-20а: — — расчет на основе уравнений переноса; + — расчет на основе потарелочной процедуры

6.6. Модернизация промышленных колонн [64-66]

Получены профили концентраций и рассчитаны КПД при различных межтарельчатых расстояниях и диаметрах отверстий. Расстояния между тарелками были выбраны из стандартного ряда, рекомендуемого для ситчатых тарелок: 0,3 м, 0,4 м, 0,5 м, 0,6 м.

Диаметр отверстий: 0,003 м, 0,004 м, 0,005 м, 0,008 м. Относительное свободное сечение тарелки принималось постоянным (8 %).

Зависимость эффективности ситчатой тарелки от межтарельчатого расстояния при различных диаметрах отверстий представлена на рис. 6.14.

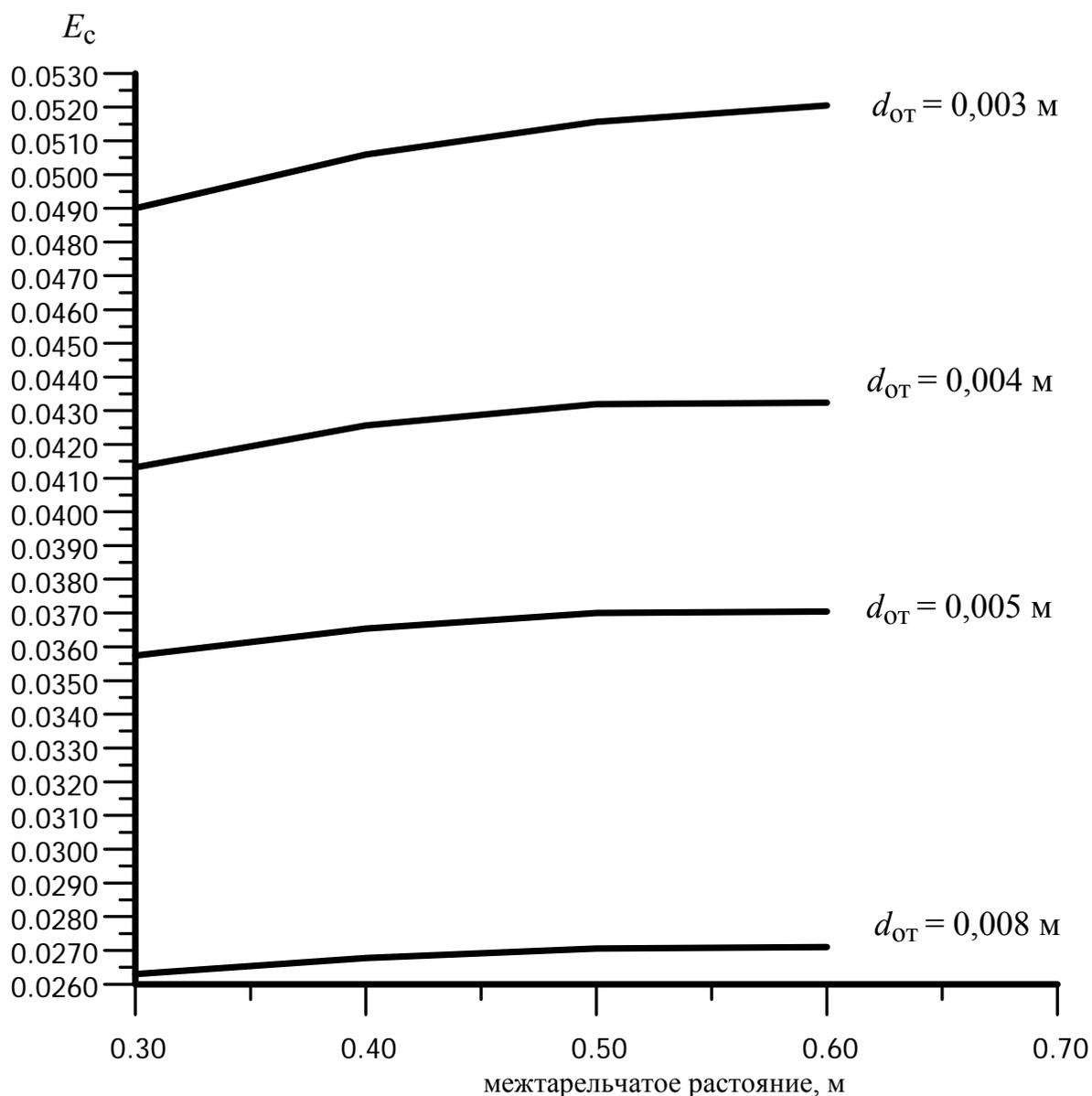


Рис. 6.14. Эффективность процесса экстракции на ситчатой тарелке при различных расстояниях между тарелками и диаметрах отверстий. Относительное свободное сечение тарелки 8 %

Как видно из рис. 6.14 с уменьшением диаметра отверстий ситчатой тарелки эффективность разделения увеличивается. Это в основном объясняется увеличением межфазной поверхности.

Уменьшение межтарельчатого расстояния позволяет увеличить число тарелок при той же высоте колонны. Выполнены потарелочные расчеты колонн КТ-20, КТ-20а с действующими технологическими параметрами с использованием рассчитанного по модели КПД тарелок. На рис. 6.15 приводится значение концентрации ортофосфорной кислоты в дисперсной фазе на выходе из колонны при различном числе тарелок.

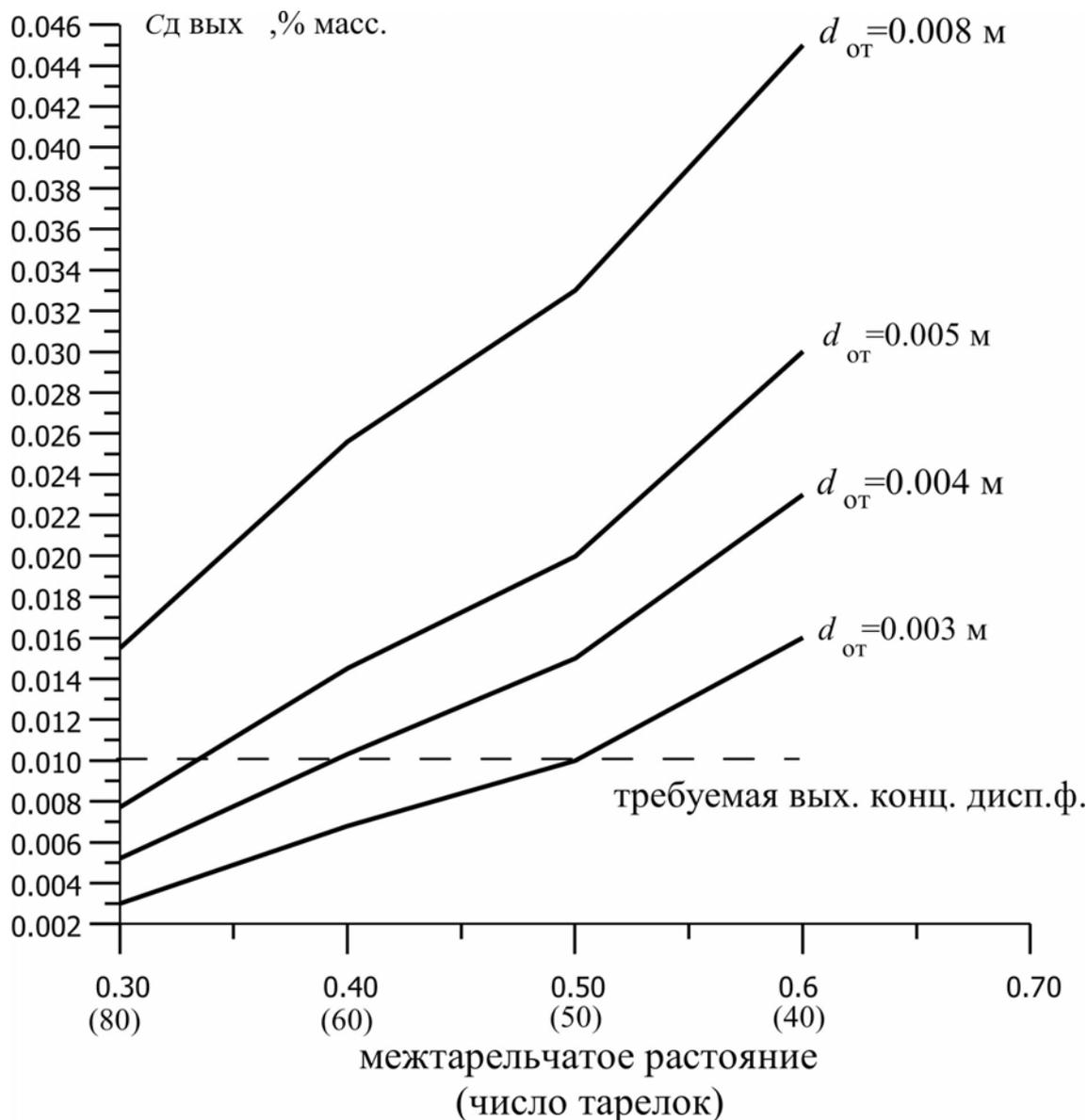


Рис. 6.15. Концентрации компонента ортофосфорной кислоты в дисперсной фазе на выходе из колонны при различных межтарельчатых расстояниях и диаметрах отверстий

Результаты расчетов показывают, что заданную степень разделения можно достичь при числе тарелок $N = 80$ и межтарельчатым расстоянием $H = 0,3$ м (диаметре отверстий $d_{от} = 0,003, 0,004, 0,005$ м);

$N = 60$ и $H = 0,4$ м ($d_{от} = 0,003, 0,004$ м); $N = 50$ и $H = 0,5$ м ($d_{от} = 0,003$ м). Недостатком представленных вариантов реконструкции является сложность монтажа новых тарелок.

Выполнено моделирование процесса экстракции на ситчатой тарелке колонн КТ-20 и КТ-20а с технологическими параметрами действующего производства при различных относительных свободных сечениях тарелки (рекомендуемые в литературе [70]). Диаметр отверстий и межтарельчатое расстояние принимались постоянными ($d_{от} = 0,005$ м, $H = 0,48$ м).

Зависимость эффективности ситчатой тарелки от относительного свободного сечения тарелки представлена на рис. 6.16.

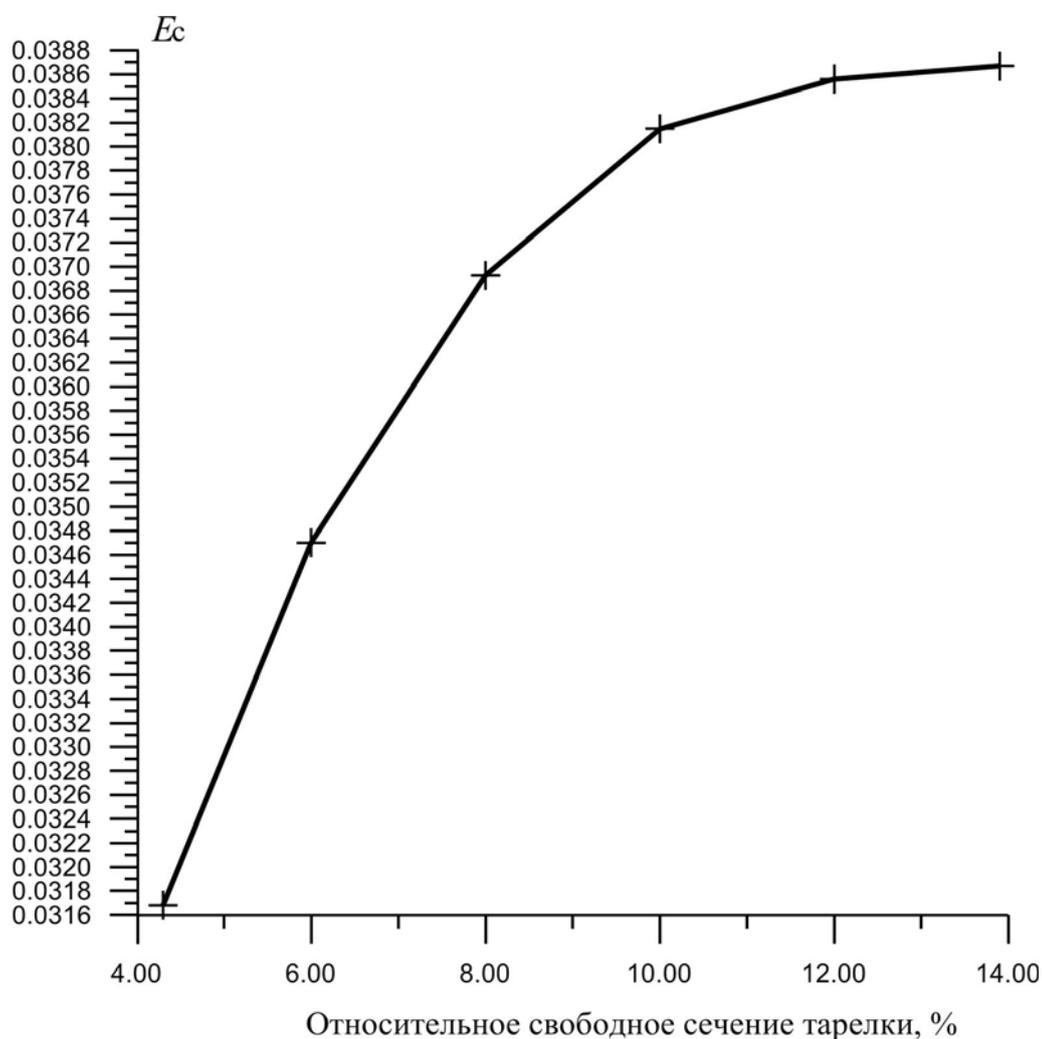


Рис. 6.16. Эффективность процесса экстракции на ситчатой тарелке при различных относительных свободных сечениях тарелки. Диаметр отверстий $d_{от} = 0,005$ м, межтарельчатое расстояние $H = 0,48$ м

На рис. 6.17 приводится значение концентрации ортофосфорной кислоты в дисперсной фазе на выходе из колонны при различных относительных свободных сечениях тарелки.

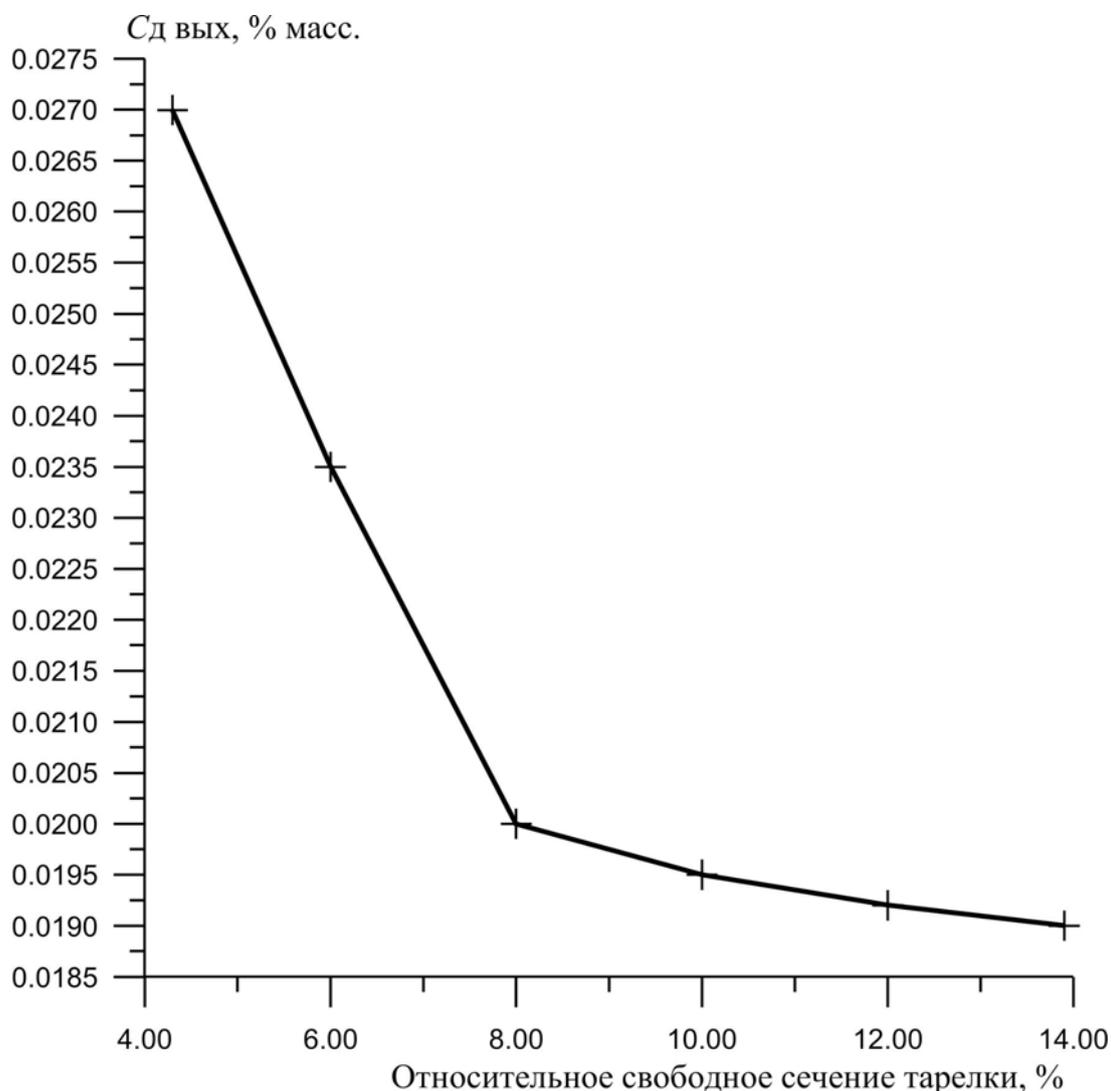


Рис. 6.17. Концентрации компонента ортофосфорной кислоты в дисперсной фазе на выходе из колонны при различных относительных свободных сечениях тарелки

Результаты расчетов показывают, что эффективность процесса экстракции повышается при увеличении относительного свободного сечения тарелки, однако заданное качество разделения не достигается.

Как было отмечено выше для повышения эффективности процесса разделения необходимо увеличить расход сплошной (водной) фазы. Однако, увеличение расхода сплошной (водной) фазы в 1,5÷2 раза в промышленных экстракторах КТ-20, КТ-20а приводит к захлебыванию колонн.

Тарельчато-насадочный экстрактор

Рассмотрен вариант модернизации колонных экстракторов КТ-20, КТ-20а путем замены ситчатых тарелок на два слоя насадки (рис. 6.18). Достоинством экстракционных насадочных колонн является устойчивая работа при повышенных нагрузках, что позволяет повысить расход сплошной фазы для увеличения движущей силы процесса. При противоточном движении сплошной и дисперсной фаз степень рециркуляции потоков и возникновения застойных зон в слое насадки меньше, чем в тарельчатой колонне.

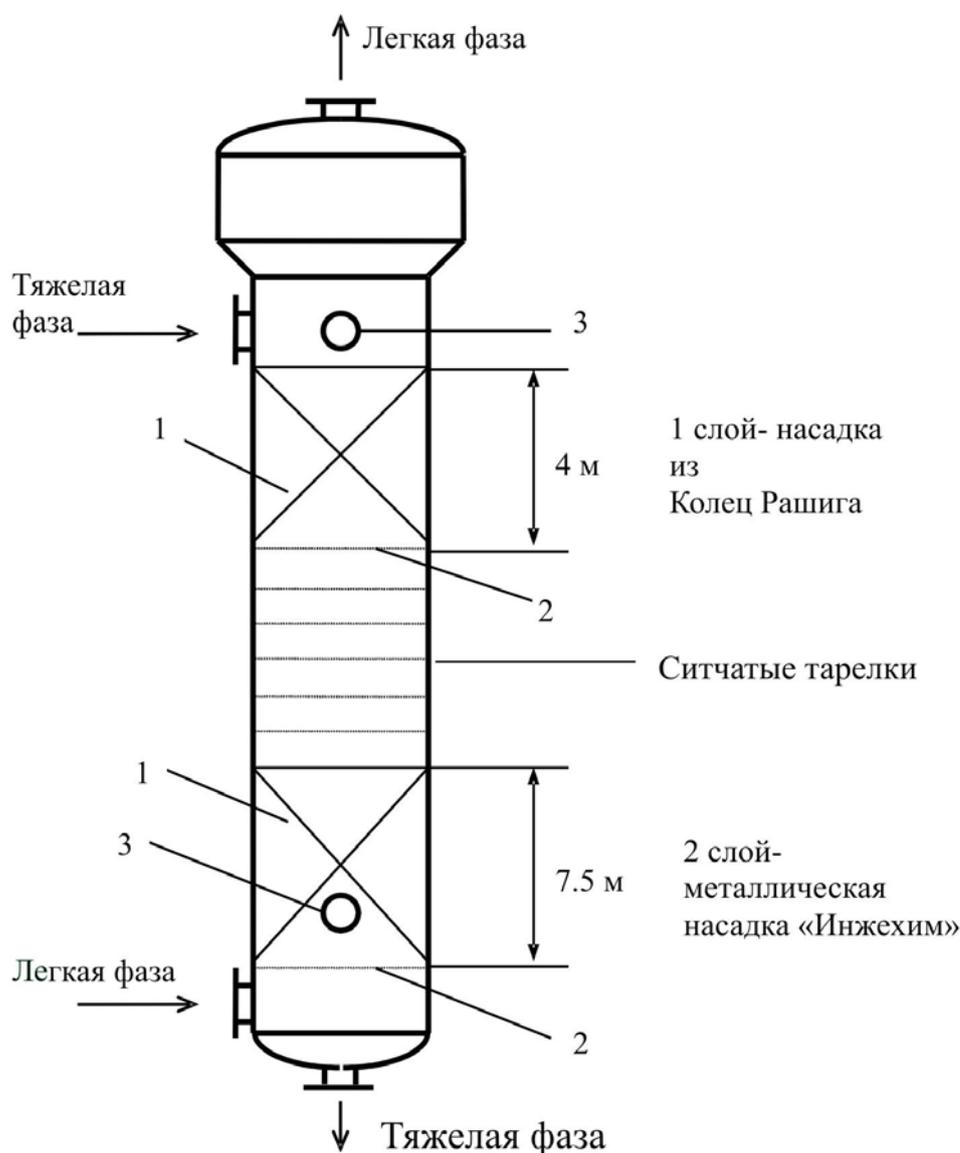


Рис. 6.18. Вариант реконструкции ситчатых экстракторов КТ-20, КТ20а путем замены тарелок вверху и внизу колонн на насадку: 1 – слой насадки; 2 – опорная решетка; 3 – люк

В настоящее время известны многие сотни различных конструкций насадочных элементов. Большинство из них используется для систем газ – жидкость и пар – жидкость. Обзор конструкций насадок дан в работах [71-73]. Для процессов экстракции наибольшее применение получили керамические кольца Рашига. Колонны с насадкой из колец Рашига исследованы многими авторами. Поэтому в качестве одного из вариантов реконструкции промышленных экстракторов Кт-20, Кт-20а предлагается использовать насадку из колец Рашига и насадку “Инжехим”.

В табл. 6.5-6.6 приводятся результаты расчета гидравлических и массообменных характеристик насадочного слоя по известным уравнениям приведенным в разделе 1,5 и в работах [74, 75].

На основе анализа представленных результатов расчетов можно сделать следующие выводы. Частичная замена ситчатых тарелок в верхней и нижней частях экстракторов на насадку из колец Рашига повышает эффективность разделения. Работа колонн с насадкой размером 50×50 мм дает на выходе концентрацию кислоты меньше заданного значения на 0,01 % масс. Применение колец Рашига размером 25×25 мм позволяет достичь заданную концентрацию компонента на выходе из колонны до 0,01 % масс., однако насадка работает близко к точке захлебывания.

Таблица 6.5

Экстракция кислоты в насадочной колонне. Кольца Рашига 50×50

Расход сплошной фазы, кг/ч	5000
Удельная межфазная поверхность, $\text{м}^2/\text{м}^3$	452,62
Удерживающая способность	0,17
Диаметр капель, мм	1,79
Коэффициент продольного перемешивания	$2,5 \cdot 10^{-3}$
Коэффициент массоотдачи в с. ф., $\text{м}/\text{с} \beta_c$	$2,62 \cdot 10^{-5}$
Коэффициент массоотдачи в д. ф., $\text{м}/\text{с} \beta_d$	$6,13 \cdot 10^{-4}$
Концентрация $C_{Dк}$, %	< 0,01
$L/L^{\text{захлеб}}$, %	47,7
G/L	0,05

Расход дисперсной фазы 50000 кг/ч, $C_D = 0,2$ % масс. удельный свободный объем насадки $v_{св} = 0,785 \text{ м}^3/\text{м}^3$, удельная межфазная поверхность $a_v = 90 \text{ м}^2/\text{м}^3$, высота слоя насадки $H = 11,5$ м.

Таблица 6.6

Экстракция кислоты в насадочной колонне. Кольца Рашига 25 × 25

Расход сплошной фазы, кг/ч	5000
Удельная межфазная поверхность, $\text{м}^2/\text{м}^3$	452,25
Удерживающая способность	0,1736
Диаметр капель, мм	1,7
Коэффициент продольного перемешивания	$2 \cdot 10^{-3}$
Коэффициент массоотдачи в с. ф., м/с β_c	$4,58 \cdot 10^{-5}$
Коэффициент массоотдачи в д. ф., м/с β_d	$8,9 \cdot 10^{-4}$
Концентрация $C_{д к}$, %	< 0,01
$L/L^{\text{захлеб}}$, %	77,5
G/L	0,06

Расход дисперсной фазы 50000 кг/ч, $C_{ДН} = 0,2\%$ масс., $v_{св} = 0,74 \text{ м}^3/\text{м}^3$, $a_v = 204 \text{ м}^2/\text{м}^3$, $H = 11,5 \text{ м}$. Расход дисперсной фазы 50000 кг/ч, $C_{ДН} = 0,2\%$ масс. $v_{св} = 0,91 \text{ м}^3/\text{м}^3$, $a_v = 185 \text{ м}^2/\text{м}^3$, $H = 11,5 \text{ м}$

Для повышения эффективности экстрактора наиболее целесообразным является использование в верхней части колец Рашига 35 × 35, а в нижней части – “Инжехим”. Вид элементов насадки “Инжехим-2000” показан на рис. 6.19.



Рис. 6.19. Элемент насадки “Инжехим-2000”

Насадки “Инжехим” [76-78] изготавливаются из нержавеющей металлической ленты толщиной 0,2-0,6 мм и хорошо зарекомендовали себя для проведения массообменных процессов и очистки газов [71-73, 79-89].

Библиографический список к шестой главе

1. Малюсов В.А. Новые процессы и аппараты для разделения и очистки веществ // ТОХТ. – 1987. – Т. 21. – № 1. – С. 26-34.

2. Кафаров В.В. Методы кибернетики химико-технологических процессов – магистральное направление ускорения научно-технического прогресса в химической и смежных отраслях // ТОХТ. – 1987. – Т. 21. – № 1. – С. 44-65.

3. Кафаров В.В., Кулов Н.Н., Дорохов И.Н. Перспективы развития научных основ химической технологии // ТОХТ. – 1990. – Т. 24. – № 1. – С. 3-11.

4. Луканин А.В., Соломаха Г.П. Гидродинамика и массоперенос в продуваемом закрученном слое жидкости // ТОХТ. – 1988. – Т. 22. – № 4. – С. 435-441.

5. 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.

6. Поникаров И.И., Булкин В.А., Алексеев В.А. Исследование дисперсного состава факела орошения в вихревых безнасадочных абсорберах // III Всесоюзн. совещание по проблеме “Абсорбция газов” (Таллин): Тез. докл. – Москва: Наука, 1987. – С. 6-7.

7. Володин В.К., Булкин В.А., Поникаров И.И. Расчет вихревого безнасадочного абсорбера // Химическая промышленность. – 1986. – № 7. – С. 429-431.

8. Беспалов А.В. Гидродинамика эластичной тарелки провального типа с большим свободным течением // III Всесоюзн. совещание по проблеме “Абсорбция газов” (Таллин): тез. докл. – Москва: Наука, 1987. – С. 24-26.

9. Сугак А.В., Яблокова М.А., Соколов В.Н. Гидродинамика и массообмен в аппаратах с поверхностной струйной аэрацией // III Всесоюзн. совещание по проблеме “Абсорбция газов” (Таллин): тез. докл. – Москва: Наука, 1987. – С. 33-35.

10. Рабко А.Е., Ершов А.И., Голдар А.П. Гидродинамика потоков и массопередача в жидкой фазе в условиях стесненного барботажа // III Всесоюзн. совещание по проблеме “Абсорбция газов” (Таллин): тез. докл. – Москва: Наука, 1987. – С. 3-4.

11. Лебедев Ю.Н. Совершенствование колонной аппаратуры для нефтеперерабатывающей, нефтехимической и газовой промышленности // VI Всесоюзн. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 32-38.

12. 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.

13. Азизов Б.М., Багаутдинов Н.И., Латыпов Д.Н. Использование контактных устройств с соударением потоков при реконструкции отпарных колонн // VI Всесоюзн. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 131-133.

14. Angelov G., Journe E., Line A., Gourdon C. Simulation of the flow patterns in disc and doughnut column // Chem. Eng. J. – 1990. – V. 45. – N 2. – P. 87-97.

15. Задорский В.М. Интенсификация газожидкостных процессов химической технологии. – Киев: Техника, 1979.

16. Буланов Г.Л. Ректификация бинарных смесей в электрическом поле // Конструирование и расчет аппаратного оформления процессов разделения в химической технике: Межвуз. сб. науч. тр. – М.: МИХМ, 1985. – С. 77-79.

17. Влияние электрического поля на процесс пленочной ректификации и испарение бинарной смеси / А.В. Зевакин, Е.М. Свидарский, Л.Б. Кузнецов и др. // VI Всесоюзн. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 91-92.

18. Ермаков П.П., Задорский В.М. Экспериментальные исследования акустических и массообменных характеристик газожидкостных систем с автоколебаниями жидкостного потока // Инженерно-физический журнал. – 1984. – Т. 47. – № 3. – С. 450-456.

19. Селективное испарение бинарной смеси под действием лазерного ИК-излучения / Е.М. Свидарский, А.П. Маслов, В.В. Максимов и др. // VI Всесоюзн. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк, 1991. – С. 93-95.

20. Писаренко Ю.А., Тимофеев В.С. Реализация принципа совмещения на примере реакционно-ректификационных процессов // VI Всесоюз. конф. по теории и практике ректификации: тез. докл. – Северодонецк. 1991. – С. 16-19.

21. Носов Г.А., Мясоедов В.М., Конде Ш.М. Разделение бинарных смесей путем сочетания процессов фракционной кристаллизации и периодической дистилляции // Химическая промышленность. – 1992. – № 4. – С. 233-235.

22. Advances in membrane gas separation in the USSR / Yampol'skii Yuri P. // Fand S. Filtr. Und Separ. – 1990. – V. 4.

23. 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.

24. Холпанов Л.П. Математические аспекты процессов разделения и очистки веществ // International Conference on Advanced and Laser Technologies (ALT' 92): Book of summaries. – Moscow. – 1992. – Part 1. – P. 24.

25. Шелехин А.Б., Тепляков В.В., Бекман И.Н. Математическое описание процессов газопереноса в мембранных абсорберах // ТОХТ. – 1992. – Т. 26. – № 4. – С. 570-573.

26. 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.

27. Diakonov S.G., Farakhov M.I., Tahavutdinov R.G. Separation of gaseous mixture by liquid membranes in bubble layer // International Conference on Advanced and Laser Technologies (ALT' 92): Book of summaries. – Moscow. – 1992. – Part. 2. – P. 133-136.

28. Гумеров Ф.М., Сабирзянов А.Н., Гуменова Г.И. Суб- и сверхкритические флюиды в процессах переработки полимеров. – Казань: Изд-во “ФЭН”, 2000.

29. Гурьянов А.И. Моделирование и конструирование колонных интенсифицированных экстракторов на основе структурного подхода: Дис. ... д-ра техн. наук. – Казань: КГТУ, 1996.

30. Поникаров И.И. Исследование экстракции высших спиртов в роторно-дисковых экстракторах: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – М.: МХТИ, 1962.

31. Интенсификация технологических процессов пищевых производств / И.М. Федоткин, Б.И. Жарик, Б.И. Погоржельский. – Киев: Техника, 1984.

32. Gottert W., Blass E.O. О расчетно-оценочном выборе аппаратов для жидкостной экстракции // Chem. Ing. Techn. – 1991. 63. – № 3.

33. Gottert W., Blass E.O. Выбор оборудования для жидкостной экстракции с применением компьютера // Solv. Extr. 1990. Proc. Inf. Solv. Extr. Conf. (ISEC'90) Kyoto, 18-21 July. 1990. Amsterdam. 1992.

34. Bart H.S., Marr R. Выбор аппарата и проектирования в жидкостной экстракции // Solv. Extr. 1990. Proc. Inf. Solv. Extr. Conf. (ISEC'90) Kyoto. 18-21 July. 1990. Amsterdam. 1992.

35. Glaubinger W., Marr R. Экстракторы. Типы и рекомендации по выбору // Österr. Chem. Z. – 1982. 83. – № 10.

36. Berger R. Выбор экстракционного оборудования в химических процессах // ISEC'86: Int. Solvent Extr. Conf., München. 11-16 Sept. 1986. Prep. V. 3. Frankfurt. – М., 1986.

37. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. – Казань: Из-во Казанского гос. ун-та, 1993.

38. Масштабный переход в химической технологии. Разработка промышленных аппаратов методом гидродинамического моделирования / Под общей ред. докт. хим. наук А.М. Розена. – М.: Химия, 1980.

39. Боресков Г.К. Моделирование химических процессов / Вестник АН СССР. – 1964. – № 5.

40. Кафаров В.В. Методы кибернетики в химической технологии. 3-е изд., перераб. и дополн. – М.: Химия, 1976.

41. Веников В.А., Веников В.Г. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электротехники): учебник для вузов по специальности: “Кибернетика электрических систем”. 3-е изд., перераб. и дополн. – М.: Высш. шк., 1984.

42. Гухман А.А. Введение в теорию подобия. 2-е изд., перераб. и дополн. – М.: Высш. шк., 1973.

43. Седов А.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1967.

44. Уемов А.И. Логические основы метода моделирования. – М.: Мысль, 1971.

45. Теория подобия и размерностей. Моделирование / П.М. Алабужев, В.Б. Геронимус, Л.М. Минкович и др. – М.: Высш. шк., 1968.

46. Закон подобия для анализа неустановившегося режима в экстракторе / M. Maeda, S. Fujim, G. Vchiyama, H. Watanabe // *Solv. Extr. Process Ind.: Pap ISEC 93*, 9-15 Sept. – 1993. – V. 3. – London, New York. – 1993.

47. Дьяконов Г.К. Вопросы теории подобия в области физико-химических процессов. – М.: АН СССР, 1956.

48. Кафаров В.В., Дорохов И.Н. Системный анализ процессов химической технологии. – М.: Наука, 1976.

49. Mehandjiev Marin R. Оценка точности проектирования экстракционного оборудования по двухступенчатым лабораторным экспериментам // *ISEC'83: Int. Solvent Extr. Conf., Denver, Colo*, 26 Aug. 2 Sept., 1983. S.I. s.a. 121.

50. Моделирование и оптимизация процессов массообмена в пульсационных реакторах. / С.М. Карпачева, В.И. Кошкин // *Теоретические основы химической технологии*. – 1990. – Т. 24. – № 1.

51. Reissinger K.N., Marr R. К расчету пульсационных тарельчатых экстракторов // *Chem. Ing. Techn.* – 1984. 56. – № 7.

52. Pietzsch W., Blass E. Новый метод расчета тарельчатых пульсационных экстракторов // *Chem. And Eng. Technol.* – 1987. 10. – № 2.

53. Reissinger K.N., Marr R. Расчет пульсационных экстракторов с ситчатыми тарелками // *Chem. Ing. Techn.* – 1986. 58. – N 7.

54. Haverland H., Vogelpohet. Исследование процесса диспергирования в пульсационной ситчатой колонне // *Chem. Ing. Techn.* – 1988. 6, – № 6.

55. 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. V. 2. – Moscow, 1988.

56. Batey W., Thompson P.S., Thornton S.D. Гидродинамические характеристики пульсационных тарельчатых колонн // *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.* – 1987. – № 103.

57. Слинко М.Г. Математическое моделирование и вычислительный эксперимент в химической технологии // *Химическая промышленность*. – 1986. – № 4.

58. Розенцвайг А.К. Энергосберегающие структуры процессов переноса в сложных дисперсных системах: Автореф. дис. ... докт. техн. наук. – Казань, 2004.

59. Розенцвайг А.К., Гурьянов А.И. Конструирование структур процессов переноса при моделировании сложных дисперсных систем // Известия вузов “Проблемы энергетики”. – 2004. – № 11-12. – С. 112-121.

60. Рид Рюб Праусиниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: справочное пособие. – Л.: Химия, 1982.

61. Seaton W.H., Geankoplis C.J. Theory of solvent extraction of phosphoric and hydrochloric acids // A. I. Ch. E. Journal. – 1959. – V. 5. – N 3. – P. 379-384.

62. Клетник Ю.Б. О некоторых тройных системах вода – диоксан – электролит // Журнал общей химии. – 1957. – Вып. 8. – С. 2026-2029.

63. Плановский А.Н., Булатов С.И., Вертузаев Е.Д. Расчет колонных экстракторов с ситчатыми тарелками // Химическая промышленность. – 1962. – № 5. – С. 58-61.

64. Лаптев А.Г., Данилов В.А. Аюпов Л.Г. Определение эффективности тарельчатой экстракционной колонны // Тез. докл. V-й междунар. конф. по интенсификации нефтехимических процессов “Нефтехимия-99”. – Нижнекамск, 1999. – Т. 2. – С. 184-185.

65. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Аюпов Л.Г. Модель процесса экстракции на ситчатой тарелке с учетом особенностей взаимодействия фаз // ТОХТ. – 2004. – Т. 38. – № 5. – С. 532-538.

66. Аюпов Л.Г. Математическая модель разделительной способности и реконструкция тарельчатых экстракторов: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2000.

67. Лаптев А.Г., Данилов В.А. Аюпов Л.Г. Моделирование процесса жидкостной экстракции и реконструкция колонных аппаратов. // Тез. докл. 12-й Междунар. науч. конф. “Математические методы в технике и технологиях” (ММТТ-12) – В. Новгород, 1999. – Т. 4. – С. 88-89.

68. Железняк А.С., Ландау А.М. Расчет коэффициентов продольного перемешивания в двухфазных системах со сплошной жидкой фазой // ТОХТ. – 1973. – Т. 7. – № 4. – С. 577-583.

69. Данилов В.А., Аюпов Л.Г., Тульчинский Э.А. Моделирование процесса жидкостной экстракции и реконструкция промышленного колонного аппарата // Тематич. сб. науч. тр. Вестника “Тепломассообменные процессы и аппараты хим. технологии”. – Казань: КГТУ, 1998. – С. 140-147.

70. Основы расчета и конструирования массообменных колонн: учеб. пособие. / А.Б. Тютюнников и др. – М.: Высш. шк. Головное изд-во, 1989.

71. Ясавеев Х.Н., Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Модернизация установок переработки углеводородных смесей. – Казань: КГЭУ, 2004.

72. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г. Разделение жидких и газовых гомогенных смесей в тарельчатых и насадочных аппаратах: учеб. пособие. – Казань: КГЭУ, 2005.

73. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Миндубаев Р.Ф. Очистка газов от аэрозольных частиц сепараторами с насадками. – Казань: “Печатный двор”, 2003.

74. Трейбал Р. Жидкостная экстракция. – М.: Химия, 1966. – 724 с.

75. Берестовой А.М., Белоглазов И.Н. Жидкостные экстракторы. – Л.: Химия, 1982. – 208 с.

76. Фарахов М.И., Ясавеев Х.Н., Мальковский П.А. и др. // Свидетельство РФ на полезную модель “Насадка для теплообменных аппаратов” № 98119407/20 от 29.10.98 г. (20.06.2000 бюл. № 17).

77. Фарахов М.И., Кудряшов В.Н., Лаптев А.Г. и др. // Свидетельство РФ на полезную модель “Насадка для массообменных колонн” № 2000101491/20 от 21.01.00 г. (27.04.2001 бюл. № 12).

78. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Дьяконов Г.С. и др. // Свидетельство РФ на полезную модель “Регулярная насадка для массообменных аппаратов” № 2000101491/20 от 06.11.02 г. (27.09.2003 бюл. № 27).

79. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Фарахов М.И. Энергосбережение при проведении процессов разделения: повышение производительности и эффективности массообменных колонн // Материалы конференции “Энергосбережение в химической технологии 2000”. – Казань: Изд-во КГТУ, 2000. – С. 35-41.

80. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Данилов В.А. Повышение эффективности узла щелочной очистки пирогаза в производстве этилена // Химическая промышленность. – 2001. – № 10. – С. 24-43.

81. Дьяконов С.Г., Елизаров В.В., Фарахов М.И. Реконструкция установки и моделирование процесса разделения водно-гликолевого раствора // Известия ВУЗов. Химия и химическая технология. – 2003. – Т. 46. – Вып. 5. – С. 148-151.

82. Математическое моделирование и модернизация установки получения моторных и котельных топлив Сургутского ЗСК. Сообщение 3. Реконструкция дополнительной колонны К-4. / П.А. Мальковский, Х.Н. Ясавеев, А.Г.Лаптев и др. // Известия вузов. “Проблемы энергетики”. – 2002. – № 11-12. – С. 9-14.

83. Снижение энергозатрат на установках разделения в водоподготовке и получения топлив из углеводородного сырья / А.Г. Лаптев, Х.Н. Ясавеев, Н.Г. Минеев и др. // “Энергосбережение в РТ”. – 2003. – № 3-4. – С. 36-38.

84. Высокоэффективные насадочные элементы для аппаратов разделения. / А.Г. Лаптев, М.И. Фарахов, Х.Н. Ясавеев и др. // Сб. тр. юбилейной научно-практической конференции посвященной 40-летию ОАО “Казаньоргсинтез”. – Казань. 14-15 мая 2003. – С. 272-304.

85. Ясавеев Х.Н. Модернизация технологических схем и аппаратов в разделении углеводородных смесей // Межвуз. темат. сб. науч. тр. “Тепло массообменные процессы и аппараты химической технологии”. – Казань, 2003. – С. 9-21.

86. Миндубаев Р.Ф., Фарахов М.И., Лаптев А.Г. Аппарат для очистки газовых потоков от аэрозолей (туманов) // Межвузовский тематический сборник научных трудов “Тепломассообменные процессы и аппараты химической технологии”. – Казань: КГТУ, 2001. – С. 173-177.

87. Определение эффективности сепарации аэрозолей в промышленных аппаратах на основе диссипируемой энергии / А.Г. Лаптев, М.И. Фарахов, Р.Ф. Миндубаев и др. // Межвузовский тематический сборник научных трудов “Тепломассообменные аппараты в химической технологии”. – Казань: КГТУ, 2002. – С. 38-45.

88. Мальковский П.А. Совершенствование технологий и аппаратов переработки газовых конденсатов.: Дис. ... д-ра. техн. наук. – Казань: КГТУ, 2002.

89. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Гусева Е.В. Очистка газов от масляных туманов и повышение эффективности теплообменных аппаратов // “Энергосбережение в РТ”. – 2004. – № 1-2. – С. 77-79.

ГЛАВА 7

ЭФФЕКТИВНОСТЬ МАССОПЕРЕНОСА В КОЛОННЫХ ВИБРАЦИОННЫХ ЭКСТРАКТОРАХ

В данной главе рассматривается приближенный метод вычисления полей скоростей и концентраций в виброэкстракторе на основе решения системы уравнений переноса импульса и массы, записанных в дифференциальной форме.

7.1. Массопередача в вибрационных экстракторах

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 активно применяются в промышленности [1-4].

Так, в производстве капролактама используются колонны с вибрирующими тарелками конструкций Прохазки, ГИАП, КРИМЗ. Каждый диск данных насадок 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. 7.1, 7.2.

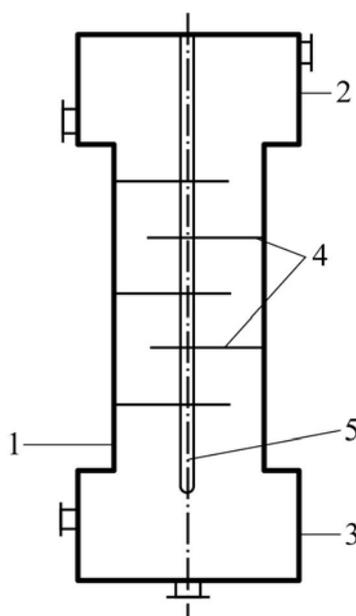


Рис. 7.1. Схема экстракционной колонны с насадкой ГИАП-2:

1 – корпус колонны; 2, 3 – отстойные зоны; 4 – диски насадки; 5 – штанга

Для исследования экстракции капролактама водой из трихлорэтилена использовалась в работе [1] 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 $s = 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Доля свободного сечения колонны 30 %; относительная площадь сегментарного среза – 9 %.

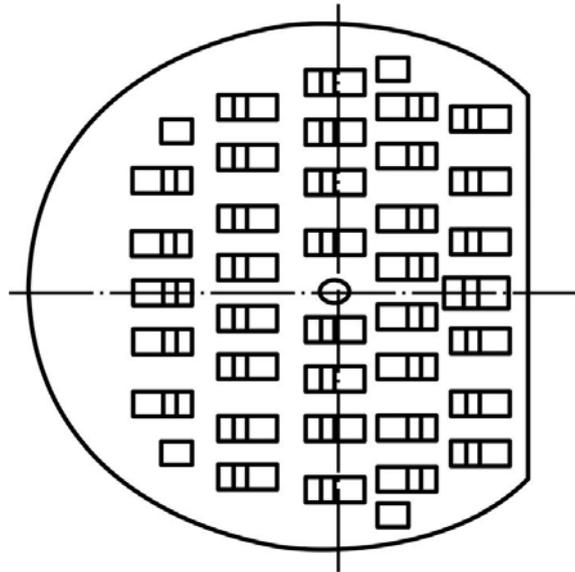


Рис. 7.2. Насадка ГИАП-2 (вид сверху)

Ниже рассмотрено применение математической модели массоотдачи (см. главу 3) для расчета коэффициента массопередачи и сравнения 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

$$\beta_i = \beta_{oi} \Delta_{oi} + \beta_{cpi} \Delta_{cpi}, \quad (7.1.1)$$

$$K_x = K_{xo} \Delta_{oi} + K_{xcп} \Delta_{oi}, \quad (7.1.2)$$

где β_{oi}, K_{xo} – коэффициент массоотдачи и массопередачи в зоне тарелки, а $\beta_{cpi}, K_{xcп}$ – 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 ее через сечение колонны V

$$\Delta_{oi} = \frac{V_{oi}}{V}, \quad \Delta_{ci} = \frac{V_{cpi}}{V}. \quad (7.1.3)$$

Объемные расходы зон V_{oi} , V_{cpi} связаны со скоростями потока u_{oi} , u_{cpi} и поперечными сечениями соответствующих зон S_o , S_{cp} следующими соотношениями

$$V_{oi} = u_{oi}S_o, \quad V_{cpi} = u_{cpi}S_{cp}. \quad (7.1.4)$$

Неравномерность распределения скоростей в зонах можно учитывать через их гидравлическое сопротивление [5, 6]

$$\frac{u_{oi}}{u_{cpi}} = \sqrt{\frac{\Delta P_{cpi}}{\Delta P_{oi}}}. \quad (7.1.5)$$

Используя известные значения u_{oi} , u_{cpi} , определяется суммарный объемный расход потока через сечение колонны

$$V = u_{oi}S_o + u_{cpi}S_{cp}. \quad (7.1.6)$$

В табл. 7.1 приведены результаты расчета коэффициентов массоотдачи по сплошной и дисперсной фазам и массопередачи в различных зонах тарелки.

Таблица 7.1

Результаты расчетов коэффициентов массоотдачи по зонам и средних коэффициентов массоотдачи и массопередачи

ε , Вт/м ³	$\beta_{oD} \cdot 10^5$	$\beta_{cpD} \cdot 10^5$	$\bar{\beta}_D \cdot 10^5$	$\beta_{oc} \cdot 10^4$	$\beta_{cp.c} \cdot 10^4$	$\bar{\beta}_c \cdot 10^4$	$K_{xo} \cdot 10^6$	$K_{xcp} \cdot 10^6$	$\bar{K}_x \cdot 10^6$
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. 7.3 представлена корреляция расчетных и экспериментальных значений коэффициента массопередачи в виброэкстракторе с насадкой ГИАП-2 [1].

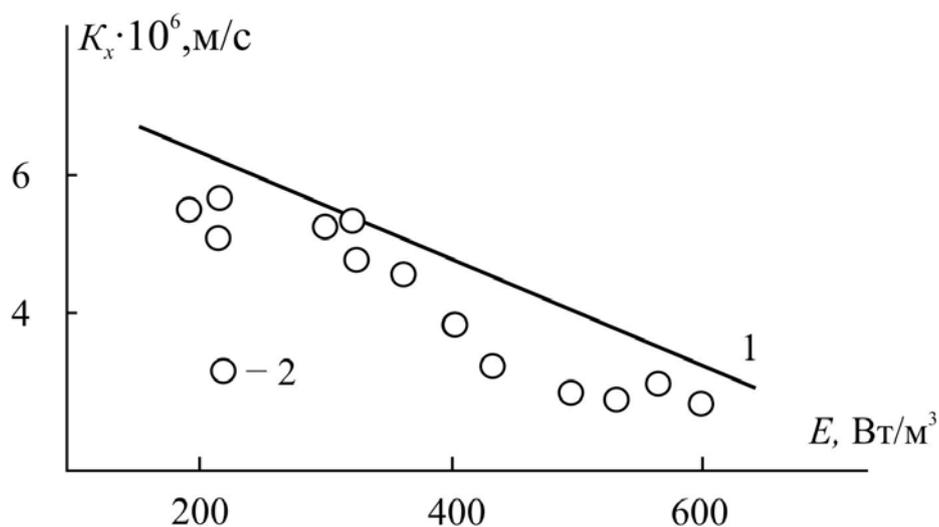


Рис. 7.3. Зависимость коэффициента массопередачи K_x от диссипации энергии ε : 1 – расчет; 2 – эксперимент [1]

Расхождение результатов расчета коэффициентов переноса по математической модели (глава 3) с опытными значениями находится в пределах $\pm(15-25)\%$.

7.2. Уравнения процессов переноса для вибрационных экстракторов

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, т.к. число отверстий на тарелке достигает несколько сот и даже тысяч. В связи с этим точное описание процесса противоточного движения двухфазного потока через рабочие отверстия и вырезы на контактном устройстве не предоставляются возможным.

В этом случае воспользуемся известным приемом при математическом моделировании сложных объектов – представим их в 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 [2] исследована массопередача в вибрационном аппарате диаметром $D_a = 0,1$ м на системе трихлорэтилен (спл. ф.) – капролактам – 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 без учета вибраций находится в ламинарной области. Следовательно, турбулентность в вибрационном экстракторе вызвана главным образом за счет вибрационного движения контактного устройства, а влияние скорости относительного движения фаз на режим движения незначительный. 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 полном проточном аппарате. Влияние дисперсной фазы, конструкции тарелок, амплитуды и частоты вибрационного движения учтем коэффициентом турбулентного объема и источниками импульса и массы. Допущение о симметричности профилей скорости и концентраций относительно продольной оси позволит значительно упростить математическое описание процессов переноса и выполнить расчет полей осредненных скоростей и концентраций в рабочей зоне аппарата.

Уравнения переноса импульса и массы в сплошной фазе в осесимметричной двухмерной постановке в цилиндрических координатах имеют вид [7-9]

$$v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(v + v_T) r \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_T) \frac{\partial u}{\partial z} \right] + g + r_{pz}, \quad (7.2.1)$$

$$v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(v + v_T) r \frac{\partial v}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_T) \frac{\partial v}{\partial z} \right] + r_{pr}, \quad (7.2.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + \frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad (7.2.3)$$

$$v \frac{\partial C}{\partial r} + u \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(D + D_T) r \frac{\partial C}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(D + D_T) \frac{\partial C}{\partial z} \right] + r_C, \quad (7.2.4)$$

где z , r – вертикальная и поперечная координаты; P – давление; u , v – составляющие вектора скорости сплошной среды; r_p – источник импульса.

Для системы уравнений (7.2.1)-(7.2.4), 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 $z = 1$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \partial c / \partial z = 0, \quad (\text{на выходе})$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho \left(v \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \left[\frac{1}{r} (v + v_T) \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right], \quad (7.2.5)$$

– при $r = 0$

$$\partial v / \partial r = 0, \quad \partial c / \partial r = 0, \quad (\text{на оси симметрии})$$

– при $r = \pm R$

$$v = 0, \quad u = 0, \quad \partial c / \partial r = 0, \quad (\text{на стенках колонны})$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \rho v \frac{\partial v}{\partial z} + \left[\frac{1}{r} (v + v_T) \frac{\partial u}{\partial z} \right], \quad (7.2.6)$$

где R – радиус аппарата, H – высота аппарата.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (7.2.1)-(7.2.4), необходимо определить коэффициент турбулентного обмена ν_T , источники массы r_c и импульса r_p .

7.3. Турбулентная вязкость и источник импульса

Параметрами системы уравнений движения (7.2.2)-(7.2.2) являются коэффициент турбулентного обмена ν_T и источник импульса r_p .

Коэффициент турбулентного обмена ν_T можно найти на основе теории локальной изотропной турбулентности, согласно которой турбулентные пульсации в данной точке пространства в различных направлениях равновероятны на расстоянии l , отвечающих 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 связи с этим диссипация энергии записывается в виде [10]

$$\varepsilon \approx 1,1\rho \frac{(v')^3}{l}. \quad (7.3.1)$$

Найдем отсюда величину пульсационной составляющей скорости

$$v' = \left(\frac{\varepsilon l}{1,1\rho} \right)^{1/3}. \quad (7.3.2)$$

Коэффициент турбулентного обмена пропорционален длине пути смешения l – амплитуде колебаний в виброэкстракторе

$$\nu_T = v'l. \quad (7.3.3)$$

Учитывая (7.3.3), окончательно получим выражение для расчета среднего значения коэффициента турбулентной вязкости

$$\nu_T = \left(\frac{\varepsilon l^4}{1,1\rho} \right)^{1/3}. \quad (7.3.4)$$

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 сопротивлением, вызванным движением дисперсной фазы, $\Delta P_{\text{тр}}$ и сопротивлением тарелок колонны $\Delta P_{\text{тар}}$. Тогда источник импульса в уравнениях движения (7.2.1) запишется следующим образом

$$r_{pz} = \frac{\Delta P_{\text{тр}} F}{V_c} + \frac{\Delta P_{\text{тар}} S_{\text{тар}}}{V_c}, \quad (7.3.5)$$

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 поперечном направлении практически равно нулю ($r_{pr} = 0$).

Решение системы уравнений турбулентного движения среды выполняется как описано в главе 5.

7.4. Вычисление поля концентрации

Эффективность процесса разделения определяется из решения уравнения массопереноса (7.2.4) в сплошной фазе, на основе известного распределения профиля скорости.

Конечно – разностный аналог уравнения переноса массы в сплошной фазе имеет вид

$$\begin{aligned} u_{ij} \frac{C_{ij} - C_{ij-1}}{a_{ij}} + v_{ij} \frac{C_{ij} - C_{i-1j}}{b_{ij}} = D_T \left(\frac{C_{ij} - C_{ij-1}}{a_{ij}^2} \right) - D_T \left(\frac{C_{ij-1} C_{ij-2}}{a_{ij}^2} \right) + \\ + D_T \frac{1}{R_{ij}} \left(\frac{R_{ij} (C_{ij} - C_{i-1j})}{b_{ij}^2} \right) - D_T \frac{1}{R_{ij}} \left(\frac{R_{i-1j} (C_{i-1j} - C_{i-2j})}{b_{ij}^2} \right) + r_{cij}, \quad (7.4.1) \end{aligned}$$

$i = \overline{1, n}$; $j = \overline{1, m}$; 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 3). Источник связан с движущей силой процесса и коэффициентом массопередачи. Для ячейки это выражение имеет вид:

$$r_{cij} = K_V \Delta C_{ij}, \quad (7.4.2)$$

где K_V – объемный коэффициент массопередачи; ΔC_{ij} – движущая сила массопереноса в ij ячейке.

Уравнение массопереноса (7.4.1) решается совместно с потоковым соотношением:

$$\beta_{cij}(C_{гр.с} - C_c)_{ij} = \beta_{Dij}(C_D - C_{грD})_{ij}, \quad (7.4.3)$$

уравнением баланса массы в фазах

$$G_{Dij}dC_{Dij} = -G_{cij}dC_{cij}, \quad (7.4.4)$$

и уравнением равновесия на границе раздела фаз

$$C_{гр.сij} = \bar{m}C_{грDij} + b, \quad (7.4.5)$$

записанными для nm ячеек; где \bar{m} – константа равновесия. Уравнение равновесия может иметь и нелинейный вид.

Для определения поля концентрации решается уравнение (7.4.1), совместно с (7.4.3)-(7.4.5) при заданном значении концентрации на входе C_n находится распределение концентрации переходящего вещества в сплошной фазе каждой ячейки.

Выполнен расчет [7-9] поля концентрации при экстракции капролактама водой из трихлорэтилена в виброэкстракторе диаметром 100 мм с тарелками ГИАП-2 [1].

На рис. 7.4, 7.5 показана корреляция экспериментальных и расчетных профилей концентрации при различных значениях диссипации энергии.

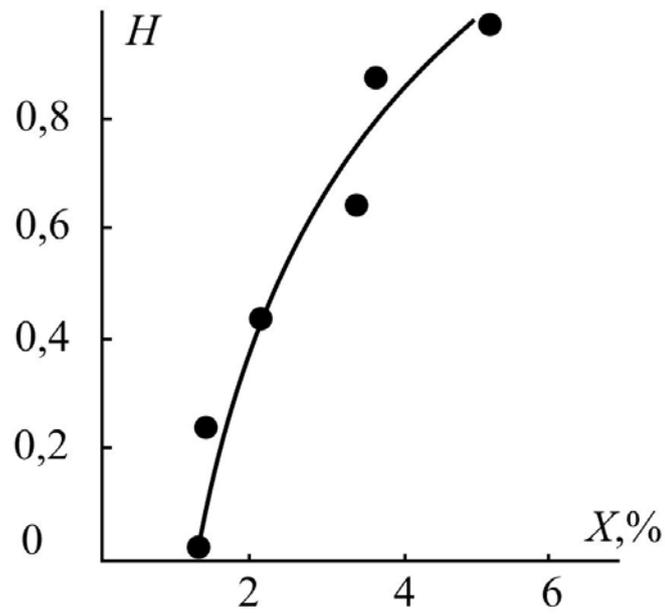


Рис. 7.4. Корреляция экспериментальных [1] и расчетных профилей концентрации при $\varepsilon = 206 \text{ Вт/м}^3$

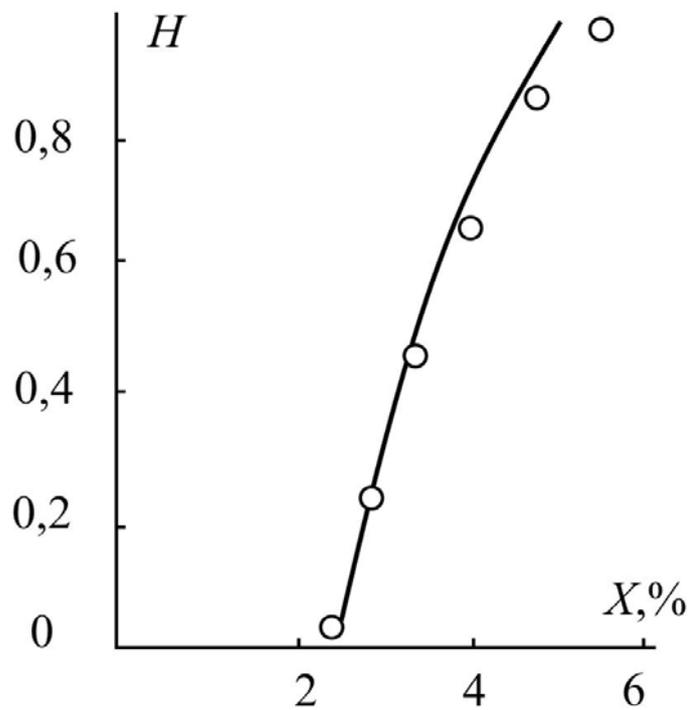


Рис. 7.5. Корреляция экспериментальных [1] и расчетных профилей концентрации при $\varepsilon = 290 \text{ Вт/м}^3$

7.5. Алгоритм проектирования контактных устройств

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 устройства (рис. 7.6).

2. Если в литературе отсутствуют необходимые опытные данные гидравлических исследований для контактных устройств аналогичного типа, то изготавливается 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, функция распределения капель по размерам и др.).

4. На основе результатов гидравлического исследования вычисляются коэффициенты массоотдачи и массопередачи по приведенным уравнениям.

5. Устанавливаются краевые условия к уравнениям движения и массопереноса. Вычисляются параметры дифференциальных уравнений переноса (источниковые члены, коэффициенты турбулентного обмена).

6. Система дифференциальных уравнений решается одним из численных методов, и 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 по эффективности разделения, то выбирается другая конструкция, и повторяются пункты 1-8 данного алгоритма.

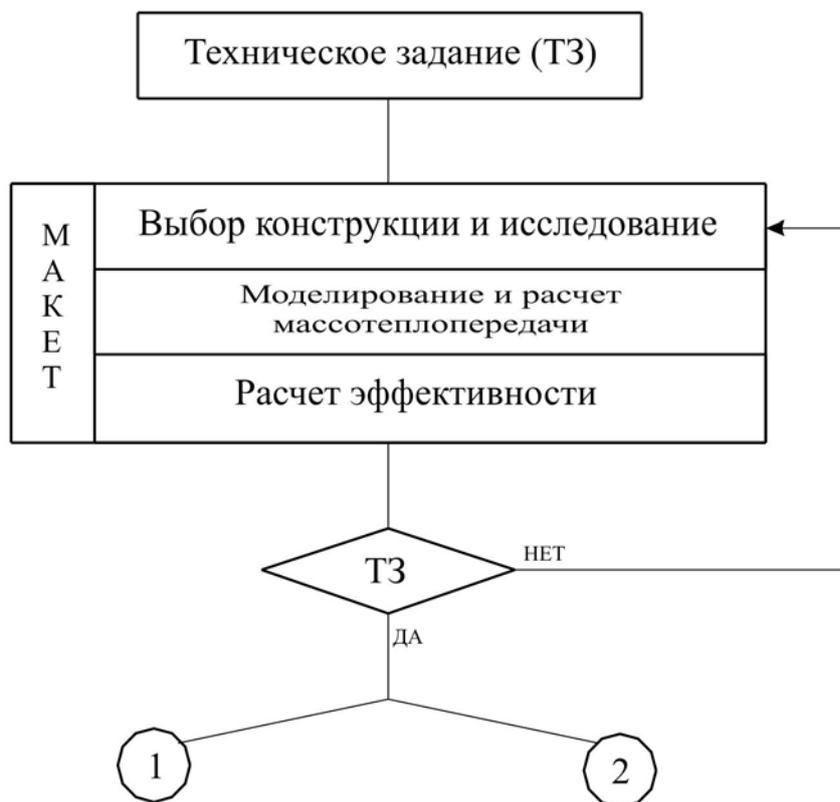
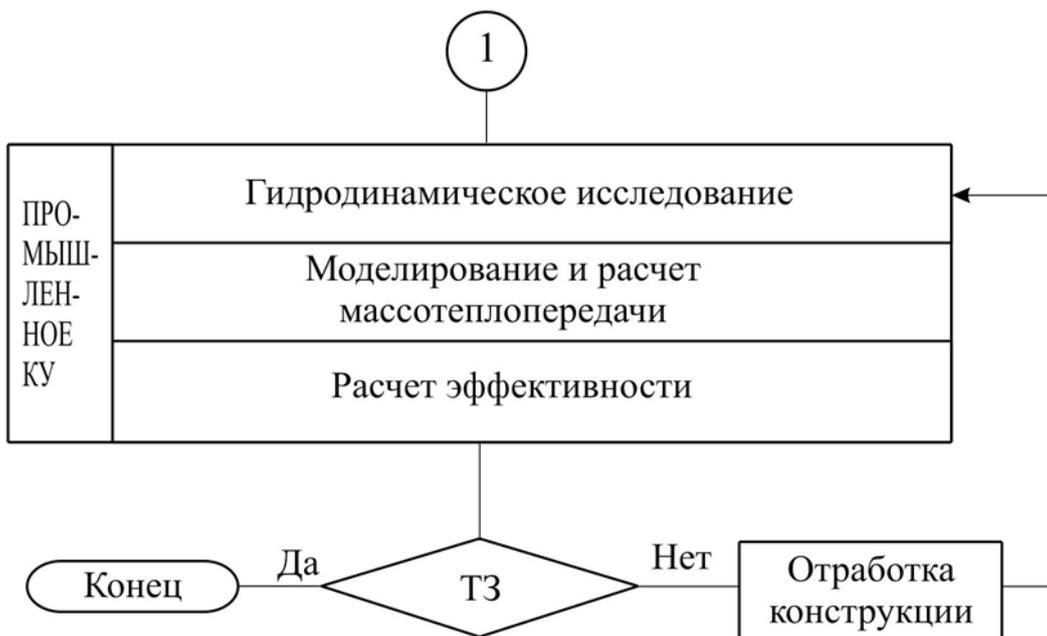


Рис. 7.6. Исследование и расчет эффективности КУ

После выбора режимных и конструктивных параметров макета контактного устройства, которые удовлетворяют требованиям ТЗ по эффективности разделения, необходимо выполнить масштабный переход к промышленному устройству. При этом можно воспользоваться одним из подходов (рис. 7.7).

Первый подход получил название гидродинамического моделирования [11] 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.

1. Гидродинамическое моделирование



2. Сопряженное физическое и математическое моделирование

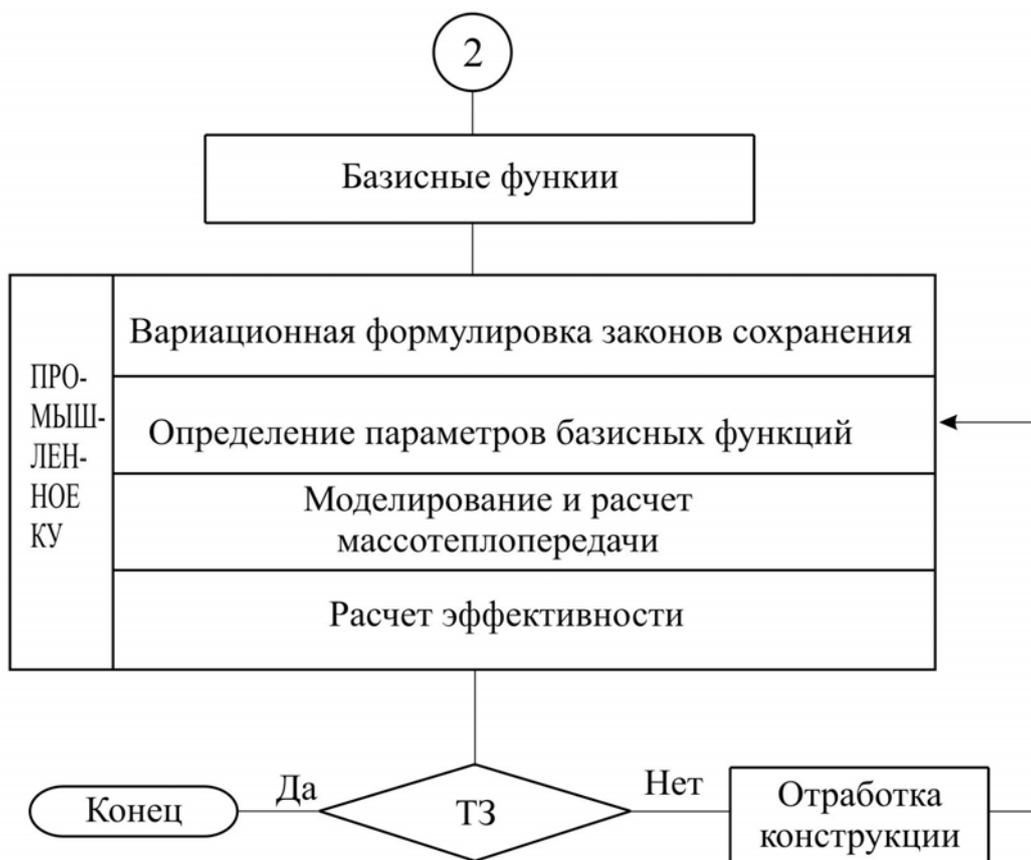


Рис. 7.7. Проектирование промышленного аппарата

Второй подход, позволяющий выполнить переход от математического описания процессов на макете контактного устройства к промышленному аппарату, получил название сопряженного физического и математического моделирования [8, 9, 12-15].

Идея данного подхода связана с представлением процессов, протекающем 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, позволившего сформулировать принцип иерархического существования явлений в промышленном аппарате, явления различных масштабов могут быть рассмотрены независимо, а затем учтено их взаимодействие [16-18]. Этот подход привел к значительным упрощениям при построении математических моделей сложных химико-технологических объектов.

Исследование и описание полей в характерной области рабочей зоны аппарата может 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 [19-21].

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 [22-24]. 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 [24].

Применение метода сопряженного физического и математического моделирования впервые было рассмотрено для описания структуры потока жидкой фазы на барботажных тарелках [25 - 29]; описания гидродинамического пограничного слоя [30, 31]; описания полей скоростей в жидкофазном проточном аппарате [32, 33], а также моделирования однофазного массопереноса в жидких смесях [34, 35].

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.

Библиографический список к седьмой главе

1. Костянян А.Е., Пибалк В.Л., Городецкая Н.И. Закономерность диспергирования и расчет энергии в экстракторе с вращательными колебаниями перфорированных пластин // Химическая промышленность. – 1982. – № 7. – С. 41-42.

2. Костанян А.Е., Городецкая Н.И. Исследование массообменной эффективности вибрационных экстракционных колонн в производстве капролактама // Химическая промышленность. – 1984. – № 5. – С. 47-48.

3. Олевский В.М., Костанян А.Е., Городецкий И.Я. Основные направления совершенствования экстракторов с вибрирующей насадкой // ЖПХ. – 1986. – № 9. – С. 2068-2073.

4. Korchinsky W.J. Hydrodynamic and Mass Transfer Parameter Correlations for the Rotation Disc Confactor // J. Chem. Technol and Biotechnol. – 1991. 50. – N 2. – P. 239-256.

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

6. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке. – Казань: “Печатный двор”, 2002.

7. Моделирование полей скорости и концентрации в вибрационном колонном экстракторе / С.Г. Дьяконов, В.И. Елизаров, А.Г. Лаптев и др. // Тез. докл. междунар. конф. “Математические методы в химии и хим. технол.” (ММХ-9). – 1995. – Ч. 1. – С. 147.

8. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование полей концентрации в вибрационных жидкостных экстракторах // ТОХТ. – 1997. – Т. 31. – № 2. – С. 173-176.

9. Лаптев А.Г., Зайкова О.В., Елизаров В.И. Математическое моделирование массопереноса в промышленных жидкофазных экстракторах на основе исследования лабораторного макета // Изв. вузов “Химия и химические технологии”. – 1994. – № 2. – С. 98-104.

10. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом / Перевод с англ.; под. ред. А.М. Колмогорова. – М.: Мир, 1959.

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

12. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Кафаров В.В. Сопряженное физическое и математическое моделирование промышленных аппаратов // ДАН СССР. – 1985. – Т. 282. – № 5. – С. 1195-1199.

13. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Кафаров В.В. Сопряженное физическое и математическое моделирование в задачах проектирования промышленных аппаратов // ЖПХ. – 1986. – Т. 59. – № 9. – С. 1927-1933.

14. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование процессов разделения на контактных устройствах промышленных колонн // ЖПХ. – 1993. – Т. 66. – № 1. – С. 92-103.

15. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Решение инженерных задач химической технологии с помощью ЭВМ: учеб. пособие. – Казань: КХТИ, 1986.

16. Кафаров В.В., Дорохов И.Н. Системный анализ процессов химической технологии. – М.: Наука, 1976.

17. Кафаров В.В., Дорохов И.Н., Кольцова Э.М. Системный анализ процессов химической технологии. Энтропийный и вариационный методы неравновесной термодинамики в задачах химической технологии. – М.: Наука, 1988.

18. Кафаров В.В., Дорохов И.Н., Липатов Л.Н. Системный анализ процессов химической технологии: Статистические методы идентификации процессов химической технологии. – М.: Наука, 1982.

19. Гленсдорф П., Пригожин И. Гидродинамическая теория структуры устойчивости и флуктуаций. – М.: Мир, 1973.

20. Шехтер Р. Вариационный метод в инженерных расчетах / Перевод с англ. – М.: Мир, 1971.

21. Гельфанд И.М., Фомин С.В. Вариационное исчисление. – М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1961.

22. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Определение эффективности массообменных устройств на основе метода сопряженного физического и математического моделирования // ТОХТ. – 1992. – Т. 26. – № 1. – С. 33-42.

23. 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. научн. тр. Казань: КХТИ, 1989.

24. 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.

25. 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.

26. 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, ч. 1. – Таллин, 1987. – С. 89-91.

27. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков на клапанных тарелках массообменных аппаратов. – Казань, 1987. Библиогр. 20 назв. Деп. В ОНИИТЭХхим. (г. Черкассы). № 1252 хп 87.

28. Данилов В.А., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков жидкости на клапанных тарелках // III Всесоюзное научн. конф. “Интенсификация тепло- и массообменных процессов химической технологии”: тез. докл. – Казань, 1987. – С. 139-140.

29. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков на барботажных тарелках. – Казань, 1986. 37 с. Библиогр. 12 назв. Деп. В ОНИИТЭХхим. (г. Черкассы). № 923 хп 86.

30. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Израйлев Б.М. Сопряженное физическое и математическое моделирование диффузионного пограничного слоя // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. тематич. сб. науч. тр. – Казань: КХТИ, 1987. – С. 53-57.

31. 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.

32. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Минеев Н.Г. Математическое описание гидродинамики в проточном аппарате с неподвижным кольцевым слоем поглотителя // II Всесоюзная научная конференция “Методы кибернетики химико-технологических процессов”: тез. докл. – Баку, 1987. С. 47.

33. Минеев Н.Г. Сопряженное физическое и математическое моделирование массопереноса в проточном аппарате с неподвижным кольцевым слоем поглотителя // Массообменные процессы и аппараты химической технологии: Межвуз. сб. научн. тр. КХТИ. – Казань, 1987. С. 8-13.

34. Дьяконов Г.С. Моделирование однофазного переноса в жидких смесях: Дис. ... канд. техн. наук. – Одесса, 1988.

35. Дьяконов С.Г., Прощекальников Д.В., Ибрагимов Р.А. Исследование диффузионного массопереноса в жидких смесях на основе метода сопряженного и математического моделирования // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т. 59. – № 6. – С. 1016-1023.

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Гидродинамика потоков в системе жидкость-жидкость.....	5
1.1. Способы экстракции и аппаратное оформление.....	5
1.2. Модели процессов переноса в многофазных потоках.....	7
1.3. Гидродинамические закономерности движения элементов дисперсной фазы.....	11
1.4. Гидравлические характеристики экстракционных колонн.....	32
1.5. Гидравлические характеристики насадочных колонных экстракторов.....	38
Библиографический список к первой главе	42
Глава 2. Массообменные характеристики жидкостной экстракции...47	47
2.1. Общие закономерности массоотдачи.....	47
2.2. Массоотдача при свободном движении элементов..... дисперсной фазы (внутренняя задача).....	50
2.3. Коэффициенты массоотдачи в сплошной фазе.....	57
2.4. Массообмен при образовании капель.....	62
2.5. Массообмен в интенсифицированных экстракторах.....	66
2.6. Модель диффузионного пограничного слоя.....	72
Библиографический список ко второй главе.....	79
Глава 3. Модели пограничного слоя и определение коэффициентов массоотдачи.....	86
3.1. Массо- и теплоотдача в сплошной фазе при ламинарном обтекании частиц.....	86
3.2. Определение коэффициентов переноса в переходном режиме.....	92
3.3. Моделирование массоотдачи в дисперсной фазе.....	104
3.4. Массоотдача в аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы.....	110
Библиографический список к третьей главе.....	117
Глава 4. Модель массопереноса на контактных устройствах.....	124
4.1. Потарелочный расчет колонных экстракторов.....	124
4.2. Модели для расчета эффективности разделения.....	128
4.3. Модель многоскоростного континуума для системы жидкость - жидкость.....	129
4.4. Силы межфазного взаимодействия и коэффициент эффективной вязкости.....	136
4.5. Источник массы.....	140

4.6. Модель процессов переноса на ситчатой тарелке.....	141
Библиографический список к четвертой главе.....	145
Глава 5. Численное решение системы уравнений переноса.....	147
5.1. Метод решения системы уравнений.....	147
5.2. Результаты решения.....	151
5.3. Исследование структуры потока на основе численного эксперимента.....	155
5.4. Коэффициент продольного перемешивания и эффективность разделения.....	159
Библиографический список к пятой главе.....	165
Глава 6. Повышение эффективности промышленных экстракторов.....	167
6.1. Основные направления повышения эффективности процессов разделения веществ.....	167
6.2. Назначение и технологические параметры колонных экстракторов КТ-20, КТ-20а.....	171
6.3. Определение разделительной способности промышленных экстракторов КТ-20, КТ-20а.....	174
6.4. Результаты расчета распределения трассера в межтарельчатом пространстве промышленного экстрактора.....	184
6.5. Анализ работы промышленных колонн.....	186
6.6. Модернизация промышленных колонн.....	191
Библиографический список к шестой главе.....	199
Глава 7. Эффективность массопереноса в колонных вибрационных экстракторах.....	207
7.1. Массопередача в вибрационных экстракторах.....	207
7.2. Уравнения процессов переноса для вибрационных экстракторов.....	211
7.3. Турбулентная вязкость и источник импульса.....	213
7.4. Вычисление поля концентрации.....	214
7.5. Алгоритм проектирования контактных устройств с минимальным привлечение экспериментальных данных.....	217
Библиографический список к седьмой главе.....	221
Оглавление.....	225



**Краткие
сведения об
авторе**

ЛАПТЕВ АНАТОЛИЙ ГРИГОРЬЕВИЧ. (30.03.1953 г.р., город Казань). Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой “Технология воды и топлива” Казанского государственного энергетического университета, автор более 250 научных работ, 4-х учебных пособий, 6-ти монографий, 4-х авторских свидетельств. Подготовил 14 кандидатов технических наук по специальностям “Процессы и аппараты химических технологий” и “Промышленная теплоэнергетика”

Научный руководитель ряда внедренных в промышленности проектов (ОАО «Казаньоргсинтез», ОАО «Нижекамскнефтехим», Сургутский ЗСК) в Инженерно-внедренческом центре «Инжехим» (город Казань).

Научное издание

Анатолий Григорьевич Лаптев

**МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА И ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ЖИДКОСТНОЙ ЭКСТРАКЦИИ**

Редактор издательского отдела И.В. Соколова

Изд. лиц. ИД № 03480 от 08.12.00. Подписано в печать

Формат 60 × 84/16. Гарнитура “Times”. Вид печати РОМ.

Физ. печ. л. 14,3. Усл. печ. л. 13,3. Уч.-изд. л. 14,7.

Тираж 500 экз. Заказ №

Издательский отдел КГЭУ, 420066, Казань, Красносельская, 51

Типография КГЭУ, 420066, Казань, Красносельская, 51