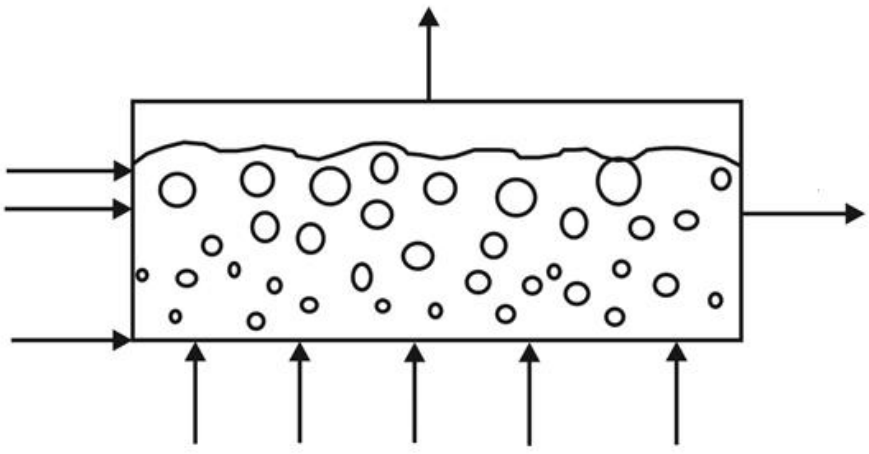
Е.А. ЛАПТЕВА, А.Г. ЛАПТЕВ

ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В АППАРАТАХ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Е.А. ЛАПТЕВА, А.Г. ЛАПТЕВ

ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В АППАРАТАХ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ И ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКИ

(гидромеханика и тепломассообмен)

Монография

Казань 2015

УДК 66.01:532.529

ББК 33.514

Л 24

Л 24. Е.А. Лаптева, А.Г. Лаптев Прикладные аспекты явлений переноса в аппаратах химической технологии и теплоэнергетики (гидромеханика и тепломассообмен) - Казань: Издательство «Печать-Сервис XXI век», 2015. – 236с.

В монографии представлены результаты решения некоторых актуальных задач по математическому моделированию явлений переноса различных субстанций в одно- и двухфазных средах. Рассмотрены процессы переноса импульса, энергии и массы компонентов, а также тонкодисперсной фазы в газах и жидкостях. Получены выражения для расчета эффективности процессов переноса в барботажном слое, в пленочных аппаратах, в том числе – градирнях, в термических деаэраторах, пневматических флотаторах и теплообменниках с элементами интентификации. Даны примеры расчетов и сравнение с известными экспериментальными данными.

Книга предназначена для научных работников, проектировщиков тепломассообменных и сепарационных аппаратов предприятий нефтегазохимической промышленности и ТЭС. Может быть полезной преподавателям и аспирантам технических вузов.

ISBN - 978-5-91838-073-4

Рецензенты:

д.т.н., профессор, зав. каф. ТЭС **Барочкин Е.В., ИГЭУ**

д.т.н., профессор, зав. каф. ТОТ **Гумеров Ф.М., КНИТУ (КХТИ)**

© ФГБОУ ВПО «КГЭУ»

© Е.А. Лаптева, А.Г. Лаптев

Нет прикладных наук,
есть только приложения науки
Луи Пастер

ПРЕДИСЛОВИЕ

Для проведения сепарационных и тепломассообменных процессов в химической технологии и энергетике самое широкое применение получили барботажные, струйные, пленочные (к ним относится и насадочные при соответствующем режиме работы), вихревые и комбинированные аппараты. В таких аппаратах проводят очистку газов (паров) и жидкостей от различных примесей, нагревание или охлаждение сред, процессы испарения или конденсации, массообменные процессы (ректификацию, абсорбцию, экстракцию и т.д.). К математическому моделированию и экспериментальному исследованию явлений переноса в таких аппаратах и различном вспомогательном оборудовании вот уже много десятилетий не ослабевает научный и прикладной интерес научных и инженерно-технических работников различных организаций и промышленных предприятий. Это вызвано как более глубокими и детальными раскрытиями механизмов переноса, составлениями математических моделей и алгоритмов расчета, так и проектированием более эффективных аппаратов и установок. Отмеченные проблемы и задачи нашли свое отражение в многочисленных монографиях [2,28,42,44,47,57,60,72,85,94,103,118,155,180,191,216] и учебных пособиях, справочниках, энциклопедиях [92,109,115,117,174,178,215], а также в тысячах научных статьях и материалах докладов. Естественно, что в одной монографии невозможно охватить все многообразие процессов в аппаратах химической технологии и энергетики, поэтому авторы сосредоточили свое внимание на некоторых прикладных аспектах явлений переноса. Выбор объектов был обусловлен прежде всего процессами и аппаратами с которыми авторы имели дело при их проектировании или модернизации на промышленных предприятиях и тепловых электрических станциях (ТЭС).

ВВЕДЕНИЕ

Для повышения эффективности многих технологических процессов в различных отраслях промышленности и энергетике требуется исследование и моделирование явлений переноса импульса, массы и энергии в сочетании с физико-химическими превращениями. Количественная оценка эффективности работы промышленных аппаратов, основанная на современных представлениях теории физического и математического моделирования, связана с определенными трудностями, особенно при проектировании или модернизации оборудования большой единичной мощности. Из-за наличия в реальных задачах большого числа характерных параметров часто невозможно эффективно использовать существующие методы математического моделирования без экспериментальных исследований - физического моделирования.

Физическое моделирование аппаратов промышленного масштаба обычно связано с большими материальными и временными затратами и малоэффективно, так как только экспериментальным путем невозможно перебрать множество различных режимных и конструктивных характеристик и связать их с эффективностью проводимого процесса.

При создании математических моделей реальных процессов в промышленном оборудовании необходимо использовать фундаментальные законы, т.е. законы физики, химии, термодинамики и математики. В общем виде фундаментальное знание выражается в виде законов сохранения и равновесия. Они представляются в виде систем нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Системы уравнений переноса, как в одно, так и в многофазных средах являются теоретической основой для моделирования процессов в аппаратах. Уравнения решаются при соответствующих начальных и граничных условиях и дополняются условиями термодинамического равновесия, потоковыми соотношениями и замыкающими выражениями. В такой

постановке задачи проектирования аппаратов сводятся к численному решению систем уравнений с помощью различных программных пакетов.

В настоящее время появилось много программных продуктов (PHOENICS, HYSYS, CHEMCAD, FLUENT и др.), позволяющих решать системы уравнений и выполнять технологические расчеты различного оборудования. Однако значительными трудностями являются формулировка начальных и граничных условий и особенно определение замыкающих соотношений для уравнений переноса. Эти трудности на порядок возрастают при математическом моделировании двухфазных сред и особенно многокомпонентных смесей с фазовыми переходами. Следует отметить, что результаты расчетов одного и того же процесса по разным программным пакетам иногда могут отличаться на 30-40% и более. Особенно это касается двухфазных многокомпонентных сред. Всегда наиболее ценными научными результатами являются аналитические решения и обобщения с получением расчетных выражений, которые можно использовать при предпроектных разработках промышленных аппаратов. Причем, эти выражения часто и используются для замыкания систем уравнений переноса в пакетах прикладных программ.

В процессах химических технологии наибольшее применение находят пленочные и барботажные аппараты: прямоточные, противоточные и перекрестного взаимодействия фаз.

Структура двухфазных потоков весьма разнообразна и зависит от размеров и распределения элементов дисперсной фазы в сплошной и скорости относительно движения фаз. Возможны следующие виды движения: раздельное движение двух фаз, имеющие общую границу раздела; движение смеси с распределением дисперсной фазы, близким к равномерному, и движение с неравномерным движением фаз. Описание закономерностей движения двухфазных систем осложняется неоднородностью их состава, различием скоростей движения и фазовыми переходами. При моделировании процессов переноса в

многокомпонентных смесях необходимо учитывать влияние прямых и перекрестных эффектов.

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

Один из методов построения математического описания процессов переноса в двухфазных средах заключается в том, что уравнения переноса импульса, массы и энергии, а также условия термодинамического равновесия записываются отдельно для сплошной и дисперсной фаз, 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 в промышленном аппарате (контактном устройстве) имеют различные формы и размеры и случайным образом распределены в пространстве.

Известно, что в теории фильтрации фильтрующуюся жидкость принимают за сплошную среду, несмотря на то, что она находится в пористой среде. В работах Рахматуллина Х.А., Нигматуллина Р.И. и др. 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 нескольких фаз. Как отмечается авторами этой модели, с точки зрения формальной логики такое допущение абсурдно, но позволяет описать очень сложные явления при движении многокомпонентных многофазных сред. К сожалению, полученная система уравнений для многих частных

случаев является незамкнутой, так как содержит неизвестные функции, определение которых сопряжено со значительными трудностями.

Перспективным представляется направление совершенствования процедуры освоения априорных конструкций аппаратов, связанное с упрощением их структуры и сведением задачи моделирования ограниченного числа определяющих явлений или их совокупности.

Подход, позволяющий выполнить переход от математического описания процессов на макете контактного устройства к промышленному аппарату, получил название ***сопряженного физического и математического моделирования*** [78,79,81,82,84,85]. Сделан вывод, что наиболее рациональный метод проектирования промышленных аппаратов, сокращающий затраты, сроки разработки и внедрения, возможен только на пути отказа от промежуточных этапов исследования. Отработку конструкции, исходя из требования технического задания, целесообразно проводить на лабораторных макетах, а для масштабного перехода к промышленному аппарату использовать методы математического моделирования с использованием фундаментальных законов сохранения.

Концепция данного метода основана на представлении процессов, происходящих в промышленном аппарате, в виде иерархической системы взаимодействующих между собой элементарных явлений, что дает возможность исследовать эти явления на макете, а затем, при масштабном переходе, определить параметры модели вариационным методом с использованием локального потенциала на основе удовлетворения законам сохранения. При этом не обязательно должно сохраняться подобие макета и промышленного аппарата.

Согласно системному анализу, позволившему сформулировать принцип иерархического существования явлений в промышленном аппарате, явления различных масштабов могут быть рассмотрены независимо, а затем учтено их взаимодействие. 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, совпадающих с законами сохранения импульса, массы и энергии.

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.

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 уравнения переноса, записанных для характерных областей макета.

Данный метод позволяет на основе банка базисных функций характерных областей осуществлять построение математической модели процесса в промышленном аппарате, выбор его оптимальной конструкции и режима работы без идентификации параметров на пилотных и промышленных образцах [85].

Однако, при использовании данного метода остаются проблемы замыкания математического описания характерных областей. То есть при расчете тепло- и массообменных процессов необходимы выражения для определения коэффициентов переноса тепла и массы компонентов, и кроме этого, характеристик турбулентности. Особенно эти задачи значительно усложняются при моделировании двухфазных сред. Известно, что гидродинамические закономерности процессов переноса в двухфазных средах в большинстве случаев существенно отличаются от гидродинамики однофазных сред из-за наличия различных возмущающих факторов. Этими факторами могут быть: спонтанная межфазная конвекция (эффект Марангони), наличие поверхностно-активных веществ или химических реакций, процессы испарения и конденсации (тепловые эффекты) и т.д.

Спонтанная межфазная конвекция, возникающая в результате гидродинамической неустойчивости границы раздела фаз при межфазном переносе вещества, изменяет поверхностное натяжение и может существенно интенсифицировать массопередачу.

Наличие поверхностно-активных веществ приводит в ряде случаев к уменьшению скорости движения межфазной поверхности пузырей и капель, гашению ряби на поверхности пленки, что вызывает уменьшение скорости массопереноса. Степень влияния поверхностно-активных веществ существенно зависит от их типа и концентрации.

Влияние тепловых эффектов между фазами может вызывать как увеличение, так и снижение скорости диффузионных процессов.

Теоретические методы моделирования и исследования массо- и теплообменных процессов условно подразделяют на точные, асимптотические, численные и приближенные [72].

Для моделирования и исследования процессов тепломассообмена в химической технологии чаще используются 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 формулы, необходимые для выполнения конкретных инженерных расчетов.

Приближенное математическое описание процессов переноса в пограничном слое связано с моделями Прандтля, Кармана, Ландау и Левича и др., а также с развитием гидродинамической аналогии. Причем наиболее теоретически обоснованной и перспективной является модель диффузионного пограничного слоя Ландау – Левича [78-83,85,171,211].

Известно, что турбулентный пограничный слой, как и всякая устойчивая статистическая система, имеет некоторые консервативные свойства. В турбулентных течениях с продольным градиентом давления в тонкой пристеночной области профиль скорости описывается логарифмическим законом и слабо зависит от градиента давления. На распределение скорости во внешней области турбулентного пограничного слоя, составляющей $0{,}75\,\delta$, градиент давления оказывает значительное влияние. На важную особенность пристенной турбулентности – весьма

слабую зависимость некоторых характеристик осредненного течения по отношению к внешним возмущениям - особое внимание обратил С.С. Кутателадзе, совместно с А.И. Леонтьевым. На основе предельных относительных законов теплообмена и трения были созданы расчетные методы.

Теоретическая основа рассмотренных в монографии моделей заключается в использовании известных свойств консервативности законов трения к продольному градиенту давления в пограничном слое, т.е. структура математического описания элементарных актов переноса инвариантна к различным возмущениям и масштабу аппарата. Влияние этих факторов не изменяет структуру математического описания пограничного слоя, а учитывается параметрически. Поэтому в качестве теоретической основы для определения средних значений коэффициентов массо- и теплоотдачи можно использовать математическое описание плоского пограничного слоя без наличия возмущений, а влияние различных возмущений (градиент давления, шероховатость поверхности, поперечный вдув и т.д.) учитывает с помощью интегрального соотношения баланса импульса через межфазную поверхность, используя результата физического моделирования. При физическом моделировании исследуется гидродинамика потока и измеряется перепад давления на контактном устройстве. Вводятся эквивалентные параметры градиентных (возмущенных) в безградиентных потоков, такие как среднее касательное напряжение и скорость обтекания в модели Ландау-Левича или среднее касательное напряжение в линейный размер тела в гидродинамической аналогии Чилтона-Кольборна. Среднее касательное напряжение находится, используя известное значение перепада давления на контактном устройстве, полученного при физическом моделировании. На основе соотношения баланса импульса в пограничном слое производится коррекция параметров модели и учитывается неоднородность полей, вызванная различными возмущениями. Установлено, что применение

данного подхода дает удовлетворительные результаты (с погрешностью 10-15%) для описания различных случаев конвективного массо- и теплообмена в одно- и двухфазных средах. Выполнен переход от моделирования элементарных явлений к процессам переноса на промышленном контактном устройстве. В этом случае двухфазный поток условно развивается на зоны, где в пределах погрешности эксперимента можно допустить равномерное распределение фаз. Определение параметров модели выполняется для каждой зоны с учетом реальной гидродинамической обстановки.

Рассмотренные выше методы математического моделирования используются для расчетов эффективности тепло- и массообмена на барботажных тарелках различных конструкций, в насадочных колоннах, жидкофазных экстракторах, пленочных и распыливающих аппаратах, контактных устройств с одно- и двухфазными средами с элементами интенсификации, аппаратах с вводом внешней энергии в контактирующие фазы, а также газосепараторов, тонкослойных отстойников и гидроциклонов [53,119,121,126-128,151,153]. Разработанные, на основе выполненных расчетов, научно-технические решения внедрены на многих предприятиях нефтегазохимического комплекса с большим экономическим эффектом [121,149,153,155,166,204-208,219], связанным с повышением качества продукции и снижением энергозатрат.

Материал данной монографии написан на основе научных публикаций авторов 2012-2015 г.г. некоторые разделы (1.1, 1.6), являются развитием работ [83-86].

Авторы выражают благодарность С.Г. Дьяконову и В.И. Елизарову за совместно полученные результаты научных исследований, а М.И. Фарахову (директору ООО ИВЦ «Инжехим») за внедрение научно-технические разработок на промышленных предприятиях и ТЭС.

РАЗДЕЛ 1
ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

1.1 Модель турбулентной вязкости в барботажном слое на массообменных тарелках [141,144,159]

В промышленных аппаратах химической технологии и энергетических установках движение газов (паров) и жидкостей практически всегда происходит при турбулентном режиме. Поэтому для поиска путей совершенствования технологического и энергетического оборудования важное значение имеет достоверный расчет турбулентных течений.

Первые фундаментальные исследования турбулентных течений были выполнены еще в 19 веке Г. Гагеном, О. Рейнольдсом, Н. Жуковским, Ж. Буссинеском, Г. Лоренцем и в начале 20 века развиты многими учеными (Л. Прандтль, Т. Карман, В. Экман, И. Бюргерс, А. Колмогоров, Х. Драйден, Г. Клаузер, Дж. Тейлор, Г. Шлихтинг, Л. Лойцянский, В. Левич и др). Разработаны различные полуэмпирические теории пристенной турбулентности и отрывных течений. Осреднение по Рейнольдсу уравнений динамики вязкой жидкости приводит к системе уравнений Рейнольдса, называемые уравнениями для первых моментов. В общем случае проблема замыкания этих уравнений сводится к установлению связи тензора турбулентных напряжений с тензором осредненных скоростей деформаций.

Одна из первых попыток упростить расчет турбулентных течений принадлежит Буссинеску, который ввел понятие турбулентной вязкости. Далее эта гипотеза была развита Прандтлем, Карманом и многими другими исследователями.

Турбулентное касательное напряжение в такой постановке определяется формулой (за пределами вязкого подслоя)

$$\tau = -\mu_{\text{т}} \frac{d\bar{u}}{dy} = -\rho \nu_{\text{т}} \frac{d\bar{u}}{dy}, \qquad (1.1.1)$$

где $\bar{u}$ - продольная осредненная скорость среды, м/с; y – поперечная координата к стенке канала, м; $\mu_{\text{т}}$ - динамическая турбулентная вязкость, Па·с; $\nu_{\text{т}}$ - коэффициент кинематической турбулентной вязкости, м^2/с.

Коэффициент турбулентной вязкости $\mu_{\text{т}}$, характеризующий гидродинамические свойства рассматриваемого течения, определяется принятой моделью турбулентности.

Для осредненого движения касательное напряжение в пристенной области канала

$$\tau = -\rho\left(\nu + \nu_{\text{т}}\right)\frac{d\bar{u}}{dy}. \qquad (1.1.2)$$

За пределами вязкого подслоя турбулентная вязкость значительно превосходит молекулярную $\nu_{\text{т}} \gg \nu$ и $\nu_{\text{т}} = \chi u_* y$, где $\chi = 0,4$-константа турбулентности; $u_* = \sqrt{\tau_{\text{ст}}/\rho}$ -динамическая скорость, м/с; ρ-плотность среды, кг/м^3. Из приведенных зависимостей следует известный логарифмический профиль скорости.

Рассмотрим теоретический подход определения коэффициента турбулентной вязкости в ядре потока при изотропной турбулентности.

Энергия пульсационного движения, отнесенная к единице массы жидкости и передаваемая в тепло, равна [173, 177,213]:

$$\varepsilon = \nu\left[\begin{array}{l} 2\left(\frac{du'}{dx_1}\right)^2 + 2\left[\left(\frac{dv'}{dx_2}\right)^2 + 2\left(\frac{dw'}{dx_3}\right)^2\right] + \left(\frac{du'}{dx_2} + \left(\frac{dv'}{dx_1}\right)\right)^2 + \\ + \left(\frac{du'}{dx_3} + \left(\frac{dw'}{dx_1}\right)\right)^2 + \left(\frac{dw'}{dx_2} + \frac{dv'}{dx_3}\right)^2 \end{array}\right], \qquad (1.1.3)$$

где ε - скорость диссипации энергии, м^2/с^3; u', v', w' - компоненты пульсационной скорости в проекциях на соответствующей оси, м/с; x_1, x_2, x_3 – пространственные координаты, м.

В условиях локальной изотропной турбулентности (или локально-изотропной) компоненты пульсационной скорости и их частные производные во всех направлениях одинаковы.

Ниже, на основе подхода [83,85], рассмотрен вывод выражения для среднего коэффициента турбулентной вязкости в ядре потока.

Для локальной изотропной турбулентности в случае свободных турбулентных потоков средние квадраты частных производных компонент пульсационной скорости можно выразить в виде краткого среднего квадрата частной производной $\frac{dv'}{dx_1}$. Тогда диссипация энергии турбулентности

$$\varepsilon = 15\nu\left(\frac{dv'}{dx_1}\right)^2. \tag{1.1.4}$$

В условиях локальной изотропной турбулентности за внешней границей пограничного слоя соотношение изотропности записывается в виде

$$\left(\frac{d\langle v'\rangle}{dx_1}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{du'}{dx_1}\right)^2, \tag{1.1.5}$$

где $\frac{dv'}{dx_1}$ производная от поперечной пульсационной скорости в продольном направлении $0x$; $\frac{du'}{dx_1}$ производная от продольной составляющей u'.

Тогда для энергии турбулентности ε изотропного движения за пределами пограничного слоя следует [213]:

$$\varepsilon = \frac{15}{2}\nu\left(\frac{du'}{dy}\right)^2. \tag{1.1.6}$$

Используя приближенное соотношение

$$\left(\frac{du'}{dy}\right)^2 = \frac{(du')}{dy}\frac{du'}{dy}, \tag{1.1.7}$$

получим

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \frac{du'}{dy} \frac{du'}{dy}. \qquad (1.1.8)$$

Принимая турбулентность в канале, близкой к изотропной, Таунсенд записал скорость диссипации энергии в виде

$$\varepsilon = \frac{(v')^3}{l}, \qquad (1.1.9)$$

где v' - пульсационная скорость, м/с; l – масштаб турбулентности, м.

По определению турбулентная вязкость записывается в виде $\nu_т = \overline{v'l}$, касательное напряжение $\tau = \rho \overline{v'u'}$, где v', u' – поперечная и продольная составляющие пульсационной скорости. При изотропной турбулентности имеем $u_* \approx \sqrt{\overline{u'v'}}$ (в зоне генерации турбулентности внешней части пограничного слоя [113]). Тогда из выражения (1.1.8) и (1.1.9) получим среднее значение коэффициента турбулентной вязкости в ядре потока (т.е. при $y \geq \delta$):

$$\nu_т = \frac{7{,}5 u_*^4}{(\varepsilon)}, \qquad (1.1.10)$$

где (ε) - средняя объемная скорость диссипации энергии, м^2/с^3.

Данное выражение дает удовлетворительное согласование с экспериментальными данными для пристеной турбулентности [159] и, в частности, с формулой Прандтля $\nu_т = \chi u_* \delta$ для ядра потока.

Однако, для газожидкостных сред коэффициент пропорциональности имеет меньшее значение и равен ~1,1 [213].

В барботажном слое турбулентная вязкость жидкости обусловлена, в основном, движением газовых струй и пузырей. Влияние стенок колонны и различных устройств на тарелке на развитие турбулентности в жидкой фазе значительно меньше, по сравнению с влиянием газового потока. Если скорость газа (пара) в струе достигает 10 - 20 м/с, то средняя скорость жидкой фазы в продольном направлении на массообменной тарелке составляет всего несколько сантиметров в

секунду. Аналогично работают аэротенки, барботажные смесители, флотаторы и т.д.

На массообменной тарелке средняя объемная диссипация энергии газового потока в жидкой фазе определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{S_0 W_0 \left(\frac{\rho_г W_0^2}{2} + \rho_ж g h_{ст} \right) - \frac{S_к \rho_к W_к^2}{2}}{\rho_ж V_ж}, \quad (1.1.11)$$

где $V_ж = h_{ст} S_{тар}$ – объем жидкости на тарелке, м^3; $S_0, S_к$ - свободное сечение тарелки и колонны, м^2; W_0 - скорость газа в отверстиях, м/с; $W_к$ - скорость газа в колонне, м/с.; $h_{ст}$ - высота статического столба жидкости, м; $\rho_ж, \rho_г$ – плотности газа и жидкости, кг/м^3.

Высота статического столба жидкости на ситчатых и клапанных тарелках по известному эмпирическому выражению

$$h_{ст} = 0,787 Q_ж^{0,21} h_{сп}^{0,56} W_к^m \left[1 - 0,31 exp\left(-0,11 \mu \right) \right], \quad (1.1.12)$$

где $Q_ж$ - расход жидкости на длину сливной планки; m - показатель степени, $m = 0,05 - 4,6 h_{сп}$; μ – динамическая вязкость жидкости, МПа·с, $h_{сп}$ - высота сливной планки, м.

Среднее значение динамической скорости по поверхности струи в жидкой фазе [83,85]:

$$u_{*ж} = \left[\frac{\rho \left(W_0^2 - W_п^2 \right)}{4 \rho_ж} + \frac{g h_ф}{2} \right]^{0,5}, \quad (1.1.14)$$

где $W_п = W_п - W_к / \varphi$ - средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри, где $\varphi \approx 0,75$ - газосодержание в данном сечении.

Высота газовой струи до распада на пузыри по формуле Волошко [62]

$$h_ф = 2,45 d_э \left[\frac{\rho_г W_0^2}{g d_э \left(\rho_ж - \rho_г \right)} \right]^{0,35}, \quad (1.1.13)$$

где $d_э$ - эквивалентный диаметр отверстий в газораспределительном устройстве тарелки, м.

Характеристики газораспределительных элементов (клапанов, колпачков) вычисляются с учетом нагрузки по газу и жидкости и физических свойств газожидкостного слоя [85,119.120].

При известном значении коэффициента турбулентной вязкости в жидкой фазе можно вычислить аналог турбулентного числа Пекле $(\nu_т \approx D_т)$

$$Pe_ж = \frac{u_ж h_{ст}}{D_т}, \qquad (1.1.15)$$

где $u_ж$ - средняя скорость жидкости на тарелке,м/с.

По результатам расчета получены следующие зависимости (рис.1.1.1-1.1.4) [169]

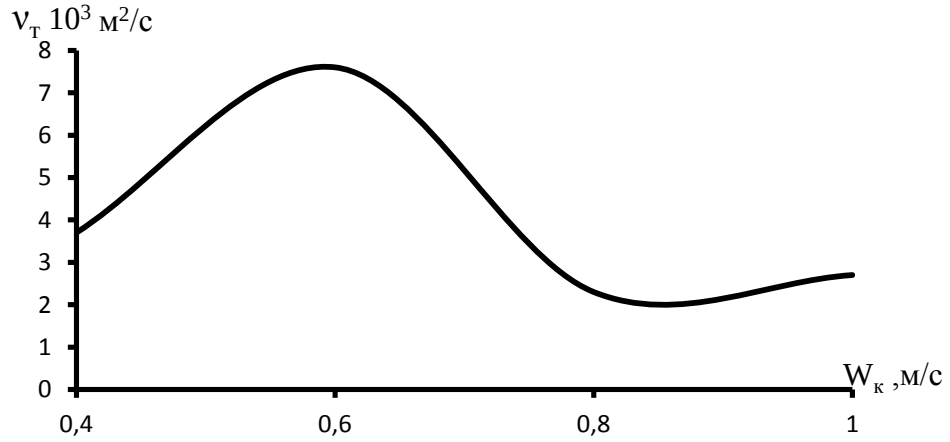


Рис. 1.1.1 Зависимость коэффициента турбулентной вязкости от скорости газа на клапанных тарелках.

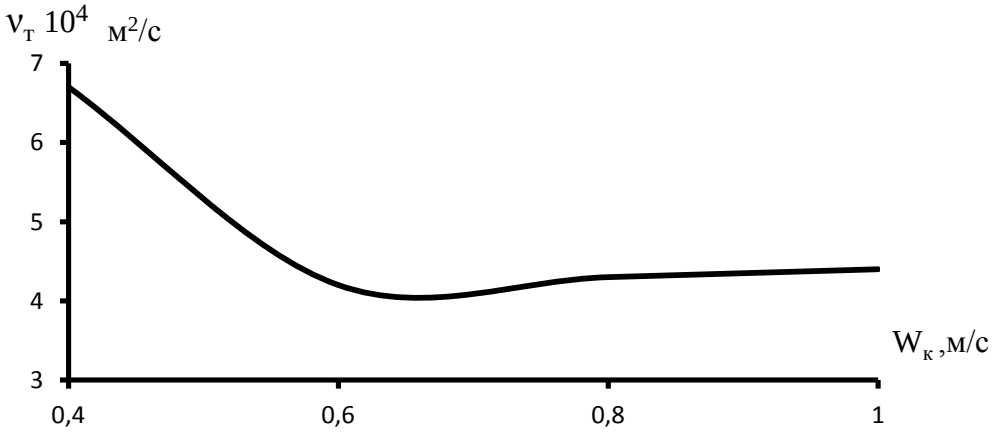


Рис. 1.1.2. Зависимость коэффициента турбулентной вязкости от скорости газа на ситчатых тарелках.

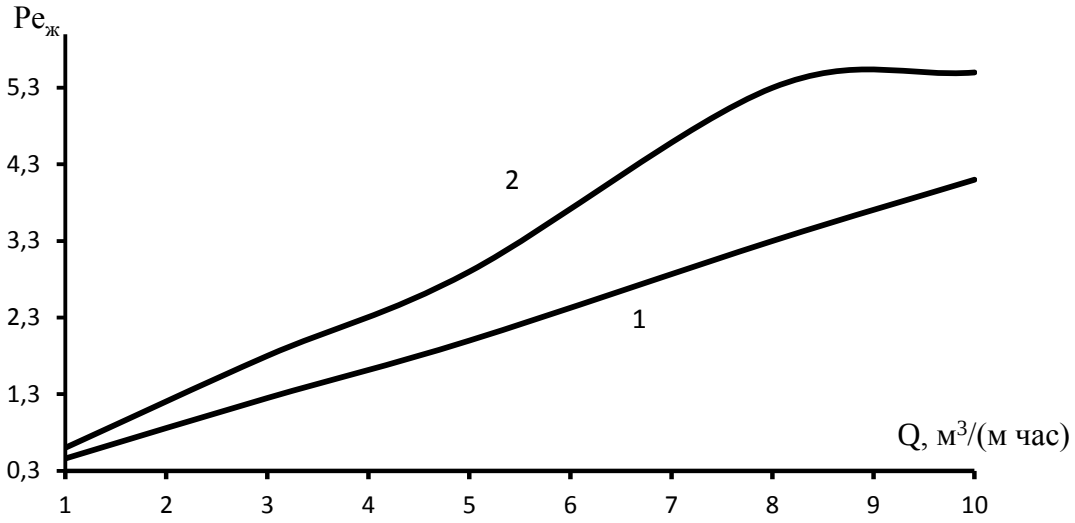


Рис. 1.1.3. Зависимость числа Пекле от расхода жидкости при разных скоростях газа на ситчатаой тарелке: 1- скорость газа=0,4 м/с; 2-скорость газа=0,8м/с.

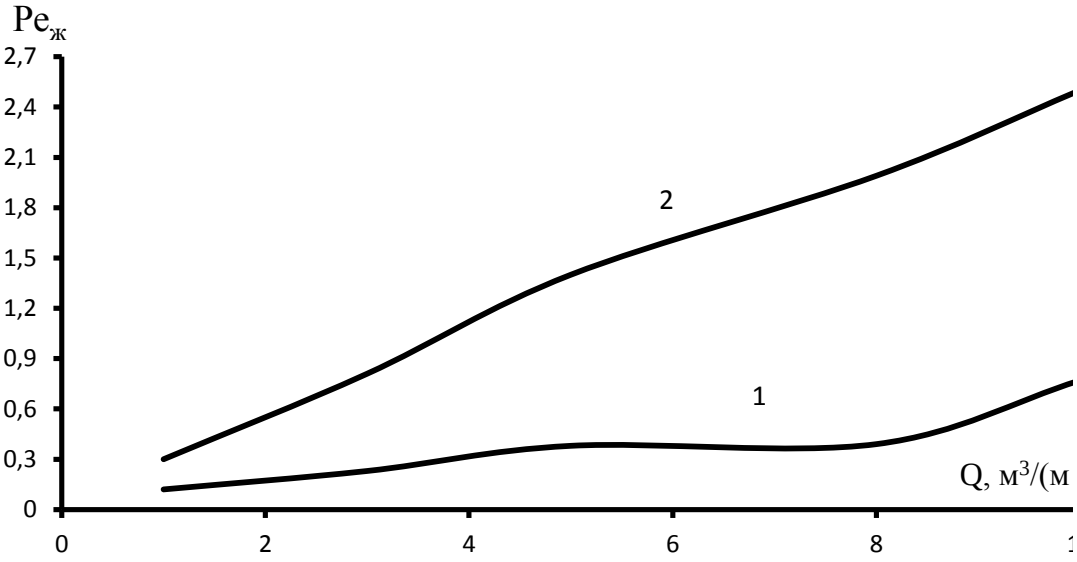


Рис. 1.1.4 Зависимость числа Пекле от расхода жидкости при разных скоростях газа на клапанной тарелке: 1- скорость газа=0,4 м/с; 2-скорость газа=0,8 м/с.

Сложный характер кривых $\nu_т$ от $W_к$ вызван неравномерной работой газораспределительных элементов на тарелке при небольших скоростях газа ($W_к$<0,7;0,8). Когда все отверстия вступают в равномерный режим барботажа (а клапаны полностью подняты), кривая выравнивается.

Вычисленные значения турбулентного числа Пекле говорят о значительном перемешивании по высоте слоя в жидкой фазе, что подтверждается экспериментальными и теоретическими данными

различных авторов. При скорости газа $W_к$>0,7;0,8 м/с и расходе жидкости Q<5 $м^3$/ (м час) можно принять практически полное перемешивание в жидкой фазе.

1.2 Коэффициенты турбулентной вязкости в высокослойных барботажных аппаратах

В данном разделе показано применение уравнения (1.1.10) для расчета высоколойных барботажных реакторов и других аппаратов [141].

При исследовании гидродинамики барботажного слоя обычно определяют коэффициенты продольного и поперечного перемешивания, которые связаны с режимом работы аппарата и его конструкцией. Как правило, коэффициенты перемешивания всегда больше коэффициента турбулентной вязкости. Только при малых скоростях газа основную роль в продольном перемешивании играют турбулентные пульсации, обусловленные деформациями газовых пузырей и заполнением жидкостью покинутого им объема, то есть турбулентностью в следах за газовыми пузырями.

Рассмотрим применение выражения (1.1.10) с коэффициентом пропорциональности ~1,1 для двух режимов барботажа в газожидкостных аппаратах [8]:

1. ***Пузырьковый режим*** с малым газосодержанием $\left(\varphi_г < 0{,}1\right)$, когда расстояние между пузырьками больше их диаметра и стесненностью можно пренебречь.

При скорости газа на полное сечение барботажного аппарата (без учета жидкости) $w_г$<0,1 м/с выражение для расчета динамической скорости получено в виде [197].

$$u_{*ж} = 2{,}2\left(\nu_ж g w_г\right)^{0{,}25}, \qquad (1.2.1)$$

а при $w_г$>0,1 м/с

$$u_{*ж} = 2,2\left[\nu_{ж} g w_{г}\left(1-\varphi_{г}\right)^{2}\right]^{0,25}, \qquad (1.2.2)$$

где $\varphi_{г}$ - среднее объемное газосодержание.

Газосодержание вычисляется по известным эмпирическим выражениям [197], например, по формуле (φ<0,7)

$$\varphi_{г} = 0,4\left(\frac{\rho_{г}}{\rho_{ж}}\right)^{0,15}\left(w_{г}\sqrt[4]{\frac{\Delta\rho}{\sigma g}}\right)^{0,68}, \qquad (1.2.3)$$

где $\rho_{г}$, $\rho_{ж}$ – плотности газа и жидкости, кг/м^3; σ - поверхностное натяжение, Н/м; $\Delta\rho$ - разность плотностей жидкости и пузырька, кг/м^3.

При выводе выражений (1.2.1), (1.2.2) было принято, что газ барботирует в условно неподвижную жидкость.

В выражении (1.1.10) составляющую от средней скорости диссипации энергии в окрестности пузырька (в пограничном слое и вихревом следе) запишем в виде

$$\varepsilon_{ж} = \frac{\tau_{гр} F\left(u_{\infty} - u_{гр}\right)}{\rho_{ж} V_{ж}}, \qquad (1.2.4)$$

где $\tau_{гр}$ - среднее касательное напряжение на поверхности пузырей, Па; u_{∞} - скорость движения пузырей, м/с; $u_{гр}$ - скорость движения межфазной поверхности, м/с; $V_{ж}$ – объем жидкости, где происходит диссипация энергии, м^3; F – площадь поверхности пузырька, м^2.

Учитывая, что толщина гидродинамического слоя на пузырьке на порядок меньше его радиуса, запишем объем в виде суммы

$$V_{ж} = V_{\delta} + V_{сл}, \qquad (1.2.5)$$

где $V_{сл}$ - объем вихревого следа за пузырьком, м^3; $V_{\delta} = F\delta$ объем пограничного слоя на пузырьке, м^3; δ-средняя толщина пограничного слоя, м.

Представляя объем вихревого следа в виде полуэллипсоида вращения, в центр которого вписана дисперсная частица (пузырек), запишем [119]

$$V_{\text{сл}} = \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{S}{R}, \tag{1.2.6}$$

где R - радиус пузырька, м; S - длина вихревого следа, м.

При числах Re >100 длина вихревого следа примерно равна [180]

$$\frac{S}{2R} \approx 1,2. \tag{1.2.7}$$

Тогда

$$V_{\text{сл}} = 3,2\pi R^3. \tag{1.2.8}$$

Тогда из (1.2.4) - (1.2.8) при $F = 4\pi R^2$ получим

$$\varepsilon_{\text{ж}} = \frac{4\tau_{\text{гр}}\left(u_\infty - u_{\text{гр}}\right)}{\rho_{\text{ж}}\left(4\delta + 3,2R\right)} = \frac{4u_{*\text{ж}}^2\left(u_\infty - u_{\text{гр}}\right)}{4\delta + 3,2R} \tag{1.2.9}$$

и выражение (1.1.10) с коэффициентом пропорциональности 1,1 запишется в виде [141,144]

$$\nu_{\text{тж}} = 1,1\left(4\delta + 3,2R\right)\frac{u_{*\text{ж}}^2}{4\left(u_\infty - u_{\text{гр}}\right)}. \tag{1.2.10}$$

Учитывая, что R>>δ среднюю толщину пограничного слоя приближенного найдем из выражения для пластины с учетом движения межфазной поверхности [216]

$$\delta \approx 3,3\sqrt{\frac{\nu_{\text{ж}} L}{u_\infty - u_{\text{гр}}}} = 3,3\sqrt{\frac{\pi R \nu_{\text{ж}}}{\left(u_\infty - u_{\text{гр}}\right)}}, \tag{1.2.11}$$

где $L = \pi R$ - полупериметр длины обтекания пузырька, м.

Известно также выражение $\delta / R \approx \sqrt{2 / Re_{\text{п}}}$ [57]; $Re_{\text{п}} = u_\infty 2R / \nu_{\text{ж}}$ – число Рейнольдса для пузырька.

Среднюю скорость на границе раздела при малых скоростных движения пузырей можно вычислить, используя функцию Адамара – Рыбчинского

$$u_{\text{гр}} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} \frac{u_\infty sin\varphi}{2\left(1+\mu^*\right)} d\varphi = \frac{u_\infty}{\pi\left(1+\mu^*\right)}, \tag{1.2.12}$$

где $\mu^* = \mu_{\text{г}} / \mu_{\text{ж}}$ отношение коэффициентов динамической вязкости дисперсной и сплошной фаз; φ - угол обтекания поверхности пузырька.

При больших скоростях всплытия пузыря ($Re_{\text{п}} > 10$) по формуле [119,132]

$$u_{\text{гр}} = u_{\infty} - u_{*\text{ж}}\sqrt{7}arctg\sqrt{7}. \qquad (1.2.13)$$

В выражениях (1.2.10), (1.2.11) диаметр $d_{\text{п}} = 2R$ и скорость всплытия пузыря вычисляются по известным зависимостям

$$d_{\text{п}} = 1{,}5\sqrt[3]{\frac{d_{\text{о}}\sigma}{\Delta\rho g}},$$
$$u_{\infty} = 1{,}5\left(\sigma g\Delta\rho / \rho_{\text{ж}}^2\right)^{0{,}25}, \qquad (1.2.14)$$

где $d_{\text{о}}$ - диаметр отверстия барботера, м.

Из (1.1.10) с коэффициентом пропорциональности 1,1, (1.2.1) и (1.2.10) в итоге получим [141]

$$\nu_{\text{тж}} = 1{,}33\left(4\delta + 1{,}6d_{\text{п}}\right)\frac{\left(\nu_{\text{ж}} g w_{\text{г}}\right)^{0{,}5}}{\left(u_{\infty} - u_{\text{гр}}\right)}. \qquad (1.2.15)$$

2. ***<u>Режим стесненного</u>*** движения пузырей.

Переход к такому режиму можно оценить по условию $\varphi_{\text{ж}} \approx (1-\varphi_{\text{г}})$, где $\varphi_{\text{ж}}$ - удельный объем жидкости, находящийся в пограничных слоях всех пузырей и их вихревых следах. Из геометрических выводов имеем $\varphi_{\text{ж}} \approx 6\varphi\ 0{,}25(4\delta + 3{,}2R)/d_{\text{п}}$, Как показывают расчеты, для системы воздух – вода, такой режим начинается при $w_{\text{г}} > 0{,}2$ м/с (на полное сечение колонны).

Если $\varphi_{\text{ж}} \geq (1-\varphi_{\text{г}})$, то имеем $\varphi_{\text{ж}} \approx (1-\varphi)$, и при таком режиме энергия диссипирует во всем объеме жидкой фазы и в газовых пузырях. Тогда выражение (1.2.4) запишем, используя удельную поверхность газожидкостного слоя

$$a_{\text{v}} = \frac{F}{V_{\text{г.ж}}} = \frac{6\varphi_{\text{г}}}{d_{\text{п}}}, \qquad (1.2.16)$$

$$\varepsilon_{\text{ж}} = \frac{\tau_{\text{гр}} 6\varphi_{\text{г}}\left(u_{\infty} - u_{\text{гр}}\right)V_{\text{г.ж}}}{\rho_{\text{ж}} V_{\text{ж}} d_{\text{п}}}, \qquad (1.2.17)$$

где $V_{г.ж}$ - объем газожидкостного слоя, м^3; $V_ж$ - объем жидкости в слое, м^3.

Если скорость газа в слое превышает скорость свободного всплытия пузыря, то $\left(u_\infty - u_{гр}\right) = w_г$.

Учитывая связь

$$V_{г.ж} = \frac{V_ж}{1 - \varphi_г}, \tag{1.2.18}$$

уравнение (1.2.17) получит форму

$$\varepsilon_ж = 6\frac{u_*^2 w_г \varphi_г}{d_п(1-\varphi_п)}. \tag{1.2.19}$$

Из (1.1.10) с коэффициентом пропорциональности 1,1 и (1.2.19) получим

$$\nu_{тж} = 0{,}183\frac{u_*^2 d_п(1-\varphi_г)}{w_г\ \varphi_г}, \tag{1.2.20}$$

где диаметр пузырьков

$$d_п = \sqrt{\frac{6V_о}{\pi u_\infty}} = \sqrt{\frac{6w_г S_к}{\pi n u_\infty}}, \tag{1.2.21}$$

где $V_о$ - расход газа через отверстие, м^3/с; $S_к$ - площадь поперечного сечения аппарата, м^2; n – число отверстий в барботере.

Окончательно с u_* (1.2.2) имеем [141]

$$\nu_{тж} = 0{,}887\frac{d_п(1-\varphi_г)^2}{\varphi_г}\left(\frac{\nu_ж g}{w_г}\right)^{0{,}5}. \tag{1.2.22}$$

На рисунке 1.2.1 дана зависимость коэффициента $\nu_{тж}$ от скорости газа в барботажном слое.

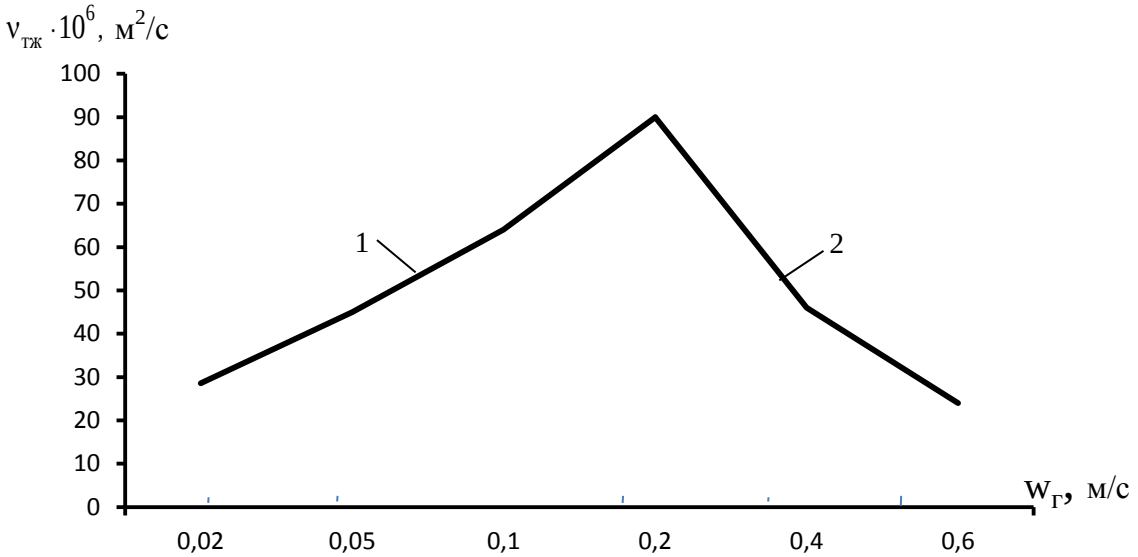


Рис. 1.2.1 Зависимость коэффициента $\nu_{тж}$ от скорости газа. 1 – расчет по (1.2.15); 2 – расчет по (1.2.22). Система воздух – вода.

На основе использования модели локальной изотропной турбулентности получены выражения для приближенного расчета средних значений коэффициента турбулентной вязкости в ядре жидкой фазы барботажного слоя. В результате расчетов получено, что при небольших скоростях газа $(w_г < 0,2)$, и как следствие малых значениях газосодержания $(\varphi_г < 0,15)$, коэффициент турбулентной вязкости увеличивается с повышением скорости газа, примерно $\nu_т \sim w_г^{0,5}$. Этот режим характеризуется нестесненным движением пузырей и турбулентность вызвана, главным образом вихревым следом. При $w_г > 0,2$ м/с начинается стесненное движение пузырей и с повышением скорости газа коэффициент турбулентной вязкости значительно снижается. Это можно объяснить уменьшением масштаба турбулентности l в выражении (1.1.9), так как расстояние между пузырями уменьшается. При скоростях газа $w_г > 0,4 \div 0,6$ м/с в отверстиях барботера образуются газовые струи (факелы), которые являются источниками генерации турбулентности. Для такого режима расчет ведется с учетом газовых струй [169] (раздел 1.1).

Полученные выражения (1.2.15) и (1.2.22) справедливы при $w_г < 0,4 \div 0,6$ м/с и могут использоваться для расчетов высокослойных барботажных реакторов, аэротенков, флотаторов и других аппаратов с газожидкостными средами, когда концевыми (входными) эффектами можно пренебречь.

Разработанную математическую модель турбулентной вязкости можно использовать при решении различных задач, связанных с расчетом газожидкостных сред в промышленных аппаратах.

1.3 Модель перемешивания жидкости в высокослойных барботажных аппаратах [145,170]

Для расчета промышленных аппаратов широкое применение получила диффузионная модель структуры потоков. Основным параметром в диффузионной модели является коэффициент обратного (продольного) перемешивания потоков или в безразмерном виде – число Пекле. Определение коэффициентов перемешивания почти всегда осуществляется экспериментальными методами для каждого типа аппаратов. В данном разделе рассматривается полуэмпирический подход определения коэффициентов перемешивания в жидкой фазе для пустотелых барботажных аппаратов (т.е. без специальных внутренних устройств). Такими аппаратами в химической технологии чаще всего являются абсорберы со сплошными барботажным слоем и газожидкостные химические реакторы. В водоочистке промышленных предприятий используются аэротенки, а на ТЭС флотаторы, термические деаэраторы.

С точки зрения продольного перемешивания, т.е. по высоте слоя в ядре жидкой фазы, пустотелые барботажные колонны близки к аппаратам идеального смешения. Но при малых скоростях газа основную роль в продольном перемешивании играют турбулентные

пульсации, обусловленные деформацией газовых пузырей и турбулентностью в следах за пузырями.

Экспериментальные исследования различных авторов показывают, что коэффициент перемешивания $D_{\text{п}}$ может изменяться в очень широких пределах (от 5 10^{-4} до 0,5 м^2/с). Такое изменение обусловлено в первую очередь скоростью газа в слое и диаметром колонны.

Для получения расчетного выражения по коэффициенту перемешивания используем подход [159] с применением зависимости предложенной Тейлором

$$D_{\text{п}} \approx k u_* R, \qquad (1.3.1)$$

где u_* - динамическая скорость в пограничном слое, м/с; R - радиус аппарата, м; k - эмпирический коэффициент.

В выражении (1.3.1) предполагается, что перемешивание в основном вызвано за счет турбулентных пульсаций и $D_{\text{п}}$ зависит от масштаба аппарата в первой степени, что не всегда соответствует действительности.

Исходя из принципа аддитивности коэффициенты перемешивания, обусловленные различными механизмами, записываются в виде суммы [196]

$$D_{\text{э}} = D_{\text{вх}} + D_{\text{вн}} + D_{\text{т}}, \qquad (1.3.2)$$

где $D_{\text{э}}$ - эффективный коэффициент перемешивания, м^2/с; $D_{\text{вх}}$ - коэффициент перемешивания учитывающий входные неравномерности, м^2/с; $D_{\text{вн}}$ - коэффициент перемешивания, учитывающий наличие внутренних устройств в аппарате, м^2/с; $D_{\text{т}} \approx D_{\text{п}} = k u_* R$ - коэффициент турбулентной диффузии, определяемой по формуле (1.3.1). Безразмерный коэффициент пропорциональности k учитывает флуктуацию скорости жидкости, вызванную масштабом аппарата.

Для устранения входных неравномерностей используют специальные распределители фаз и поэтому можно принять $D_{\text{вх}} \approx 0$. Кроме этого в пустотелом барботажном аппарате (без внутренних

устройств) $D_{вн} = 0$. Тогда основной задачей в рассмотренной выше постановке является определение коэффициента k в формуле (1.3.1). В работах [84,85] эта задача решается с использованием метода сопряженного физического и математического моделирования и имеет сложный математический аппарат. Поэтому при наличии экспериментальных данных $D_п = f(R)$ значение коэффициента k можно определить в результате их обработки.

Выражения для расчета динамической скорости в барботажных аппаратах, полученные на основе средней диссипируемой энергии, имеют вид [197]:

при $w_г < 0{,}1$ м/с

$$u_* = \theta(\nu_ж g w_г)^{0,25}, \tag{1.3.3}$$

при $w_г > 0{,}1$ м/с

$$u_* = \theta(\nu_ж g w_г (1-\varphi)^2)^{0,25}, \tag{1.3.4}$$

где θ=2,2 – эмпирический коэффициент; $w_г$ - скорость газа на полное сечение аппарата, м/с; $\nu_ж$ - коэффициент кинематической вязкости жидкости, м^2/с; φ - среднее объемное газосодержание [197]:

$$\varphi = 0{,}4\left(\frac{\rho_г}{\rho_ж}\right)^{0,15}[w_г(\Delta\rho/\sigma g)^{0,25}]^{0,68}, \tag{1.3.5}$$

где $\rho_г$ -плотность газа, кг/м^3; $\rho_ж$ -плотность жидкости кг/м^3; σ - поверхностное натяжение, Н/м.

При выводе данных выражений было принято, что газ барботирует в условно неподвижную жидкость. Формула (1.3.4) более универсальная, т.к. при $w_г < 0{,}1$ м/с дает результаты, что и формула (1.3.3).

Из (1.3.1) и (1.3.4) запишем число Пекле для перемешивания

$$Pe = \frac{w_г D_к}{D_п} = \frac{2w_г}{k u_*} = \frac{w_г^{0,75}}{1{,}1k(\nu_ж g)^{0,25}(1-\varphi)^{0,5}}, \tag{1.3.6}$$

где $D_к$ - диаметр колонны (характерный размер), м.

После идентификации с экспериментальными данными [197] с учетом масштабного перехода получен коэффициент k

$$k = 4,44\left(\frac{D_к}{D_{мак}}\right)^{0,4}, \tag{1.3.7}$$

Тогда выражение (1.3.6) имеет вид [145]

$$Pe = 0,45\frac{w_г}{u_*}\left(\frac{D_{мак}}{D_к}\right)^{0,4}, \tag{1.3.8}$$

или

$$D_п = 2,22D_к u_*\left(\frac{D_к}{D_{мак}}\right)^{0,4}, \tag{1.3.9}$$

где $D_{мак} = 0,1$ – диаметр макета аппарата, м.

Эмпирическое выражение для числа *Pe* получено Като и Нишиваки [195]

$$Pe = \frac{13Fr^{0,5}}{1+6,5Fr^{0,4}}, \tag{1.3.10}$$

где число Фруда $Fr = w_г^2/(gD_к)$.

Следует отметить, что в выражениях (1.3.8) и (1.3.10) не входит высота барботажного слоя, однако такая зависимость известна по работам Аэрова и др.

На рисунке 1.3.1 приведено сравнение коэффициента перемешивания с экспериментальными данными, а на рисунке 1.3.2 и .1.3.3 приведены сравнения результатов расчета *Pe* по формулам (1.3.8) и (1.3.10).

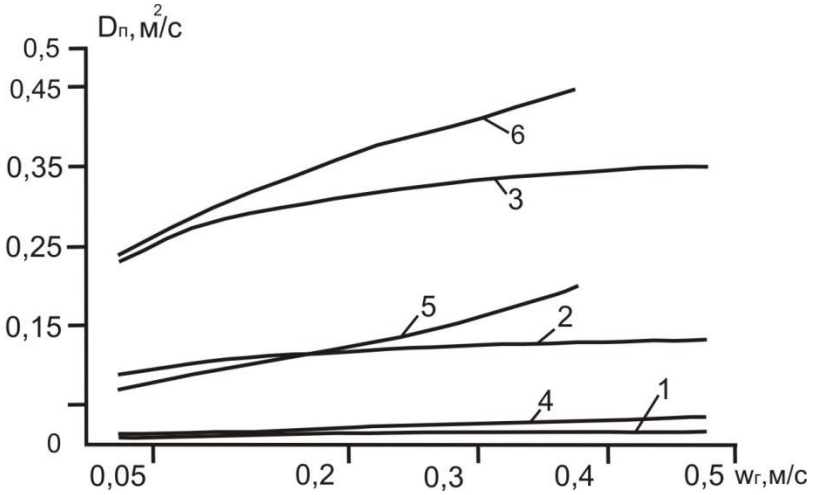


Рис.1.3.1 Коэффициент продольного перемешивания в барботажных колоннах различных диаметров $D_к$ (в мм): расчет по формуле (1.3.9): 1 - 100; 2 - 400; 3 - 800; обобщенные экспериментальные данные [197]: 4 - 100; 5 - 400; 6 - 800

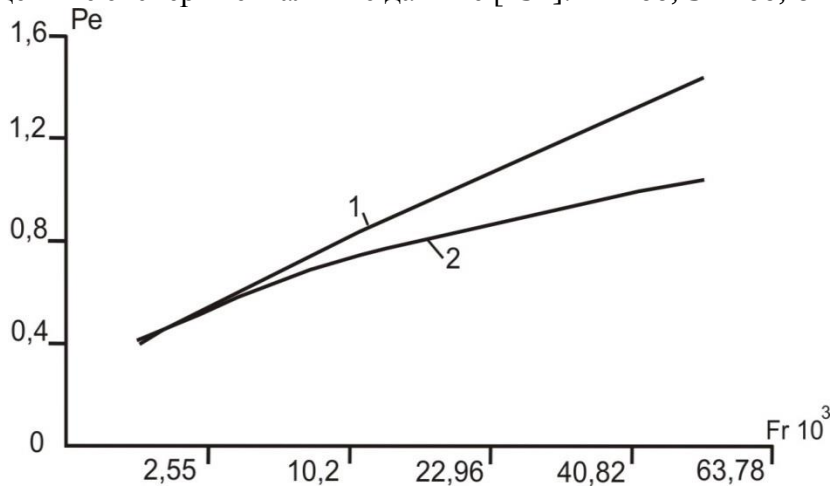


Рис. 1.3.2. Сравнение результатов расчетов числа Pe по формуле (1.3.8) и (1.3.10) при $w_г$ =0,05-0,25 м/с и $D_к$ =0,1 м: по формуле (1.3.8); 2 - по формуле (1.3.10)

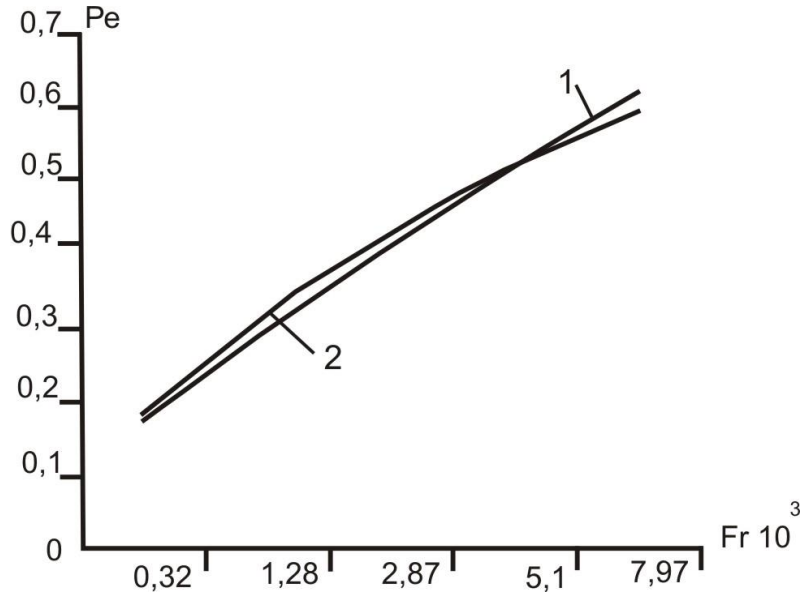


Рис. 1.3.3. Сравнение результатов расчетов числа Pe по формуле (1.3.8) и (1.3.10) при $w_г$ =0,05-0,25 м/с и $D_к$ =0,8 м: 1 – по формуле (1.3.8); 2 – по формуле (1.3.10)

Как следует из представленных результатов выражение (1.3.8) дает удовлетворительное согласование с экспериментальными данными различных авторов при $w_Г$=0,05 до 0,25 м/с и $D_к$=0,1 до 1,0 м и рекомендуется для расчетов барботажных аппаратов.

Следует отметить, что при скорости газа более 0,25 м/с (т.е. больше скорости всплытия одиночного газового пузыря) в отверстиях образуются газовые струи, которые являются дополнительными источниками генерации турбулентности. Для расчета $D_т$ при таком режиме можно использовать математическую модель [169] (раздел 1.1, при $\nu_т \approx D_т$).

1.4 Коэффициенты турбулентного перемешивания в одно- и двухфазных средах по модели Тейлора [145]

Известен подход, когда все гидродинамические эффекты - турбулентная диффузия, продольное и поперечное перемешивание в потоке могут быть приближенно описаны с использованием эффективного коэффициента [68,196]

$$D_{эф} = D_т + D_{пп} + D_п, \qquad (1.4.1)$$

где $D_т$ - коэффициент турбулентной диффузии, м^2/с; $D_{пп}, D_п$ - коэффициенты продольного и поперечного перемешивания, м^2/с. Молекулярная диффузия не учитывается, т.к. для ядра потока ее роль в переносе очень мала.

С коэффициентом перемешивания $D_{эф}$ в одномерном приближении записывается диффузионная модель структуры потока

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_{ср}\frac{\partial C}{\partial z} = D_{эф}\frac{\partial^2 C}{\partial z^2}, \qquad (1.4.2)$$

где C - концентрация компонента; t - время, с; $u_{ср}$ - средняя скорость среды в направлении z; z - продольная координата, м.

Таким образом, введение $D_{эф}$ позволяет в интегральном виде приближенно учитывать все неоднородности в аппарате.

Для однофазного потока в цилиндрическом канале Тейлор получил

$$D_{эф} = kRu_*, \tag{1.4.3}$$

где R - радиус канала, м; u_* - динамическая скорость, м/с (скорость касательного напряжения); $k = 10{,}1$. Рассмотрим далее применение выражения (1.4.3) для различных условий движения одно- и двухфазных сред.

Однофазный поток в канале

Первоначально рассмотрим применение выражения (1.4.3) для гладкого канала с однофазной средой при турбулентном режиме.

Используя выражения для динамической скорости в трубе, запишем

$$D_{эф} = ku_{ср}R\sqrt{\xi/8}. \tag{1.4.4}$$

Отсюда число Пекле [145]

$$Pe = \frac{u_{ср}d}{D_{эф}} = \frac{2}{k\sqrt{\xi/8}}, \tag{1.4.5}$$

где d - диаметр канала, м; $u_{ср}$ - средняя скорость среды м/с; ξ - коэффициент гидравлического сопротивления (также обозначается λ).

Для сравнения используем выражение Дильмана В.В. по перемешиванию в газовой фазе неорошаемого канала

$$D_{эф} = 0{,}275\nu_г\, Re^{0{,}67} \big/ \xi \tag{1.4.6}$$

или

$$Pe = 3{,}64Re^{0{,}33}\xi, \tag{1.4.7}$$

где $Re = u_{ср}d \big/ \nu$ - число Рейнольдса; ν - коэффициент кинематической вязкости м^2/с.

Например, при $Re = 10^4$ по формуле (1.4.7) $\left(\xi = 0{,}316 Re^{-0{,}25}\right)$ имеем $Pe = 2{,}48$. При $Re = 10^5$, $Pe = 2{,}99$. Аналогичные значения (±10%) получаем по формуле (1.4.5) при $k = 13{,}2$, что несколько больше значения Тейлора.

С коэффициентом сопротивления по Блазиусу из (1.4.5) и (1.4.7) получаем, соответственно

$$Pe = 0{,}76 Re^{0{,}125}, \; Pe = 1{,}15 Re^{0{,}083}. \qquad (1.4.8)$$

При $Re = 5 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^5$ расхождение значений Pe по формулам (1.4.8) составляет не более 12 %, что говорит о справедливости уравнения Тейлора.

Орошаемые каналы

Вероятно, что формулу (1.4.5) можно использовать для шероховатых каналов и каналов с орошаемой поверхностью (стекающей пленкой) с соответствующими коэффициентами ξ. Характер зависимости (1.4.5) показывает, что при увеличении гидравлического сопротивления (коэффициента ξ) число Pe уменьшается, что говорит о повышении интенсивности перемешивания – т.е. коэффициента $D_{эф}$.

Например, для канала с полным проявлением шероховатости (автомодельный режим) $\xi \approx 0{,}08$ и число Pe=1,52, а для гладкого канала $Pe = 2{,}41$ ($Re = 10^4$).

Для круглого канала с орошаемой стенкой получено [183]

$$Pe_{ог} = 1{,}92 Re_{ог}^{0{,}05}, \qquad (1.4.9)$$

где $Pe_{ог} = u_{ср}\left(d - 2\delta_{пл}\right)/D_{эф}$; $Re_{ог} = u_{ср}\left(d - 2\delta_{пл}\right)/\nu_г$; $\delta_{пл}$ - толщина пленки, м.

Из выражения (1.4.5) с $k = 13{,}2$ запишем

$$Pe_{ог} = 0{,}43 \Big/ \sqrt{\xi_{ор}}, \qquad (1.4.10)$$

где $\xi_{\text{ор}} = f\left(Re_{\text{ог}}\right)$- коэффициент сопротивления орошаемого канала.

Например, при $Re = 5\cdot10^3$, $\xi_{\text{ор}} = 0,055$; при $Re = 5\cdot10^4$, $\xi_{\text{ор}} = 0,05$ (экспериментальные данные (рис 3-1 [183]), $(Re_{\text{ж}} = 50 - 400)$. По формуле (1.4.10) получаем при $Re = 5\cdot10^3, Pe_{\text{ог}} = 1,83$; при $Re = 10^4$, $Pe_{\text{ог}} = 1,92$. По формуле (1.4.9), соответственно получаем: $Pe_{\text{ог}} = 2,93$ и $Pe_{\text{ог}} = 3,04$. Как видим, расхождение ~50% и формула (1.4.9) дает завышенное значение числа Пекле, чем формула Тейлора (1.4.10). Такой же вывод сделан и в работе [183]. Однако формула (1.4.9) не проверена по экспериментальным данным для орошаемых трубок. Кроме этого результаты расчетов по формуле (1.4.10) зависят от достоверности определения коэффициента $\xi_{\text{ор}}$.

Сравним с формулой Борисова [195]

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{0,11 + 0,9\left(u_{\text{ж}}\mu_{\text{ж}}/\sigma\right)^{0,67}}{Re_{\text{ог}}^{0,16}}, \qquad (1.4.11)$$

где $u_{\text{ж}}$ - скорость жидкости в пленке, м/с; $\mu_{\text{ж}}$ - вязкость жидкости, Па с; σ - поверхностное натяжение, Н/м.

При $Re_{\text{ж}} = 100$, толщина пленки: $\delta_{\text{пл}} = 0,9\left(\nu_{\text{ж}}^2/g\right)^{0,33} Re_{\text{ж}}^{0,333}$ и $\delta_{\text{пл}} = 2\cdot10^{-4}$,м; $Re_{\text{ж}} = 4q/\nu_{\text{ж}}$; Приведенный расход: $q = 2,5\cdot10^{-5}$ м^3/(м$\times$с); $u_{\text{ж}} = q/\delta_{\text{пл}} = 0,125$ м/ с. Коэффициент (1.4.11) $\xi_{\text{ор}} = 0,031$ при $Re_{\text{ог}} = 5\cdot10^3$; и $\xi_{\text{ор}} = 0,028$, при $Re = 10^4$. С полученными значениями $\xi_{\text{ор}}$ по формуле (1.4.10) имеем при $Re = 5\cdot10^3$, $Pe_{\text{ог}} = 2,44$; при $Re = 10^4$, $Pe_{\text{ог}} = 2,56$.

Расхождение с формулой (1.4.9) стало меньше и составляет около 20%, что вполне приемлемо для двухфазных сред. При числе Рейнольдса пленки $Re_{\text{ж}} = 400$, число Пекле (1.4.10) снижается на 5%, т.е.

коэффициент эффективного перемешивания увеличивается, но незначительно.

Для орошаемого канала прямоугольного сечения получено [183]

$$Pe_{\text{ог}} = 0,79 Re_{\text{ог}}^{0,11}. \qquad (1.4.12)$$

Коэффициент сопротивления плоскопараллельного орошаемого канала

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{0,344}{Re_{\text{ог}}^{0,25}}. \qquad (1.4.13)$$

Из формулы (1.4.10) с коэффициентом (1.4.13) получим

$$Pe_{\text{ог}} = 0,74 Re_{\text{ог}}^{0,125}. \qquad (1.4.14)$$

Даже без расчетов следует хорошее согласование выражений (1.4.12) и (1.4.14).

Таким образом, показана принципиальная возможность использования формулы (1.4.10) для орошаемых круглых и плоскопараллельных каналов при противоточном турбулентном движении газа и пленки жидкости. Полученные результаты имеют практическое применение при расчетах регулярных насадочных контактных устройств с использованием диффузионной модели (1.4.2).

Однофазный поток в хаотичной насадке

Рассмотрим турбулентное движение ($Re_{\text{э}} > 50$) однофазного потока в хаотичном насадочном или зернистом слое. Представляя насадочный слой в виде совокупности эквивалентных каналов запишем коэффициент перемешивания с использованием формулы (1.4.3)

$$D_{\text{эф}} = k d_{\text{э}} u_* / 2, \qquad (1.4.15)$$

где $Re_{\text{э}} = \text{u}_{\text{ср}} d_{\text{э}} / \nu$ - число Рейнольдса; $d_{\text{э}}$ - эквивалентный диаметр насадки, м; u_* - средняя динамическая скорость на поверхности элементов [153]

$$u_* = 1{,}8\left(\frac{\xi u_{ср}^3 \nu}{2d_э}\right)^{1/4}, \qquad (1.4.16)$$

где ξ - коэффициент гидравлического сопротивления насадки, $\xi = f(Re_э)$ [95,153,195].

После идентификации с экспериментом [212] из выражения (1.4.15) с u_* (1.4.16) получено [159]

$$D_{эф} = 2{,}56 u_* d_э / 2 \qquad (1.4.17)$$

или

$$D_{эф} = 1{,}92 \nu Re_э^{0{,}75} \xi^{0{,}25}. \qquad (1.4.18)$$

Отсюда число Пекле [159]

$$Pe = \frac{u_{ср} d_э}{D_{эф}} = 0{,}52\left(Re_э/\xi\right)^{0{,}25}. \qquad (1.4.19)$$

Сравнение с экспериментальными данными [212] показано на рисунке 1.4.1

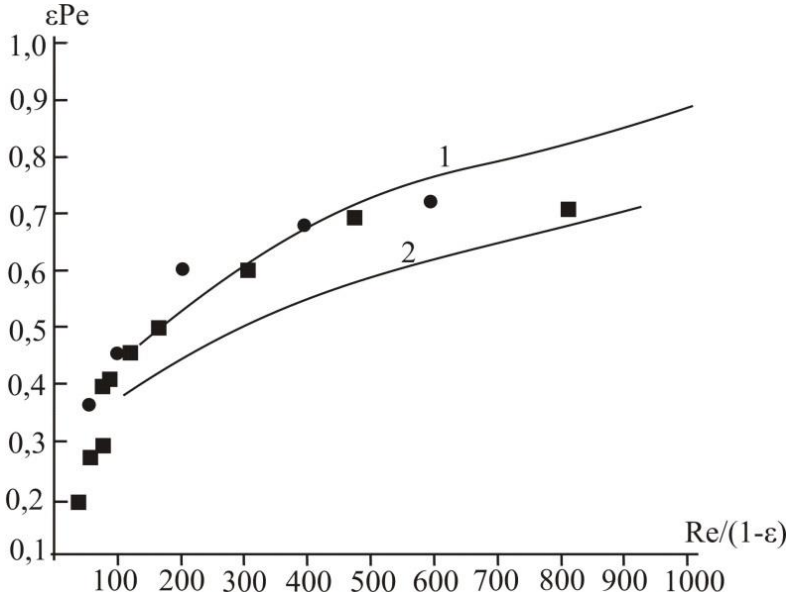


Рис. 1.4.1 Зависимость модифицированного числа *Pe* от числа *Re*: 1- расчет по выражению (1.4.19) для седлообразных насадок Берля; 2 – расчет по выражению (1.4.19) для колец Рашига ; ▮- экспериментальные данные Вермюлена для седлообразных насадок Берля; ● экспериментальные данные Вермюлена для колец Рашига.

Пленочный режим в насадке

Можно предположить, что формулу (1.4.18) и полученную на ее основе (1.4.19), записанную в виде

$$Pe_{\text{ор}} = \text{A}\left(Re_{\text{э}} \big/ \xi_{\text{ор}}\right)^{0,25}, \qquad (1.4.20)$$

можно использовать для приближенных расчетов в газовой фазе при пленочном течении жидкости в противотоке по поверхности насадочных элементов, при соответствующем определении коэффициента $\xi_{\text{ор}}$ орошаемой насадки и корректировании по опытным данным коэффициента пропорциональности A. При неизвестном значении A в первом приближении можно принять $\text{A} = 0,52$.

Коэффициент сопротивления орошаемой насадки при пленочном режиме находят из модифицированного выражения Дарси-Вейсбаха [195]

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{\Delta \text{P}_{\text{ор}}\, d_{\text{э}} 2}{\text{H}\,\rho_{\text{г}}\,\text{u}_{\text{ср}}^2} = \frac{\Delta \text{P}_{\text{сух}}\, 10^{\text{b U}}\, d_{\text{э}} 2}{\text{H}\,\rho_{\text{г}}\,\text{u}_{\text{ср}}^2}, \qquad (1.4.21)$$

где $\Delta \text{P}_{\text{ор}}, \Delta \text{P}_{\text{сух}}$ - перепады давлений для сухой и орошаемой насадки, Па; H - высота слоя насадки, м; b-эмпирический коэффициент; U - плотность орошения, м/с ($м^3/(м^2\ с)$).

Например, коэффициенты для колец Рашига 25 мм внавал: $\text{b} = 51 \cdot 10^{-3}$; 50 мм: $\text{b} = 47 \cdot 10^{-3}$. Колец Палля 50 мм: $\text{b} = 35 \cdot 10^{-3}$.

Из выражения (1.4.21) следует $\xi_{\text{ор}} = \xi \cdot 10^{\text{b U}}$.

На рис. 1.4.2 в качестве примера показаны результаты расчетов числа $Pe_{\text{ор}}$ (1.4.20) для колец Рашига при различных плотностях орошения $\left(\xi = 16 Re_{\text{э}}^{-0,2}\right)$ [145].

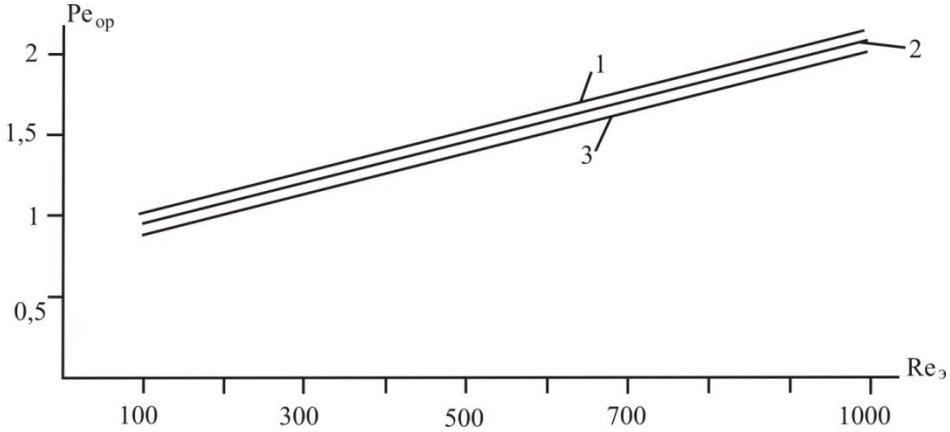


Рис.1.4.2 Зависимость числа Пекле орошаемой насадки в газовой фазе от числа Рейнольдса. 1- сухая насадка; 2- $U = 20\ м/ч$; 3- $U = 50\ м/ч$, $d_э = 0,017$, м.

Из рисунка 1.4.2 следует, что при повышении плотности орошения перемешивание увеличивается, но не значительно. Для регулярных насадок при идентичных режимных параметрах и эквивалентном диаметре насадки число Пекле получается в три и более раз выше, чем для хаотичных, что указывает на значительное снижение перемешивания в регулярных структурах.

1.5 Определение режима работы барботажных усреднителей потоков в технологии водоочистки [137]

В водоочистке промышленных предприятий используются различные барботажные аппараты: флотаторы, аэротенки, дегазаторы, усреднители и др. Усреднители применяются для обеспечения нормальной работы очистных сооружений и обеспечивают усреднение концентрации загрязняющих веществ по объему сточных вод. Усреднение концентраций может обеспечивается как за счет конструктивных решений, например, многократных (многоходовых) резервуаров, где усреднение достигается за счет смешения струй сточной воды разной концентрации. Также используется усреднители, где перемешивание поступающей загрязненной воды осуществляется сжатым воздухом, т.е. барботажными смесителями.

Барботеры укладываются горизонтально вдоль усреднителя на небольшом расстоянии от дна. В случае перемешивания воды содержащую дисперсную фазу и предотвращения выпадения взвешенных частиц в осадок, интенсивность подачи воздуха должна быть такой, чтоб частицы не осаждались.

Рекомендованный расход воздуха составляет 4–5 $м^3$/час на 1 $м^3$ жидкости, находящийся в емкости (при нормальных условиях) [97]. Скорость воздуха в подводящем трубопроводе принимают w=20–30 м/с. После выхода воздуха из перфорированных труб образуется множество струй, которые генерируют интенсивную турбулентность. На некотором расстоянии от отверстий струи распадаются на пузыри, которые всплывая, вызывают интенсивное перемешивание жидкости в основном за счет вихревого следа.

Схема барботажного усреднителя показана на рисунке 1.5.1

На вход поступают жидкости с расходами L_1, L_2 … L_i, содержащие дисперсную фазу, которые необходимо перемешать и получить усредненную концентрацию.

В нижнюю часть смесителя через барботажные устройства подается газ, который проходя через жидкость в виде струй и пузырей вызывает интенсивное перемешивание по высоте двухфазного слоя.

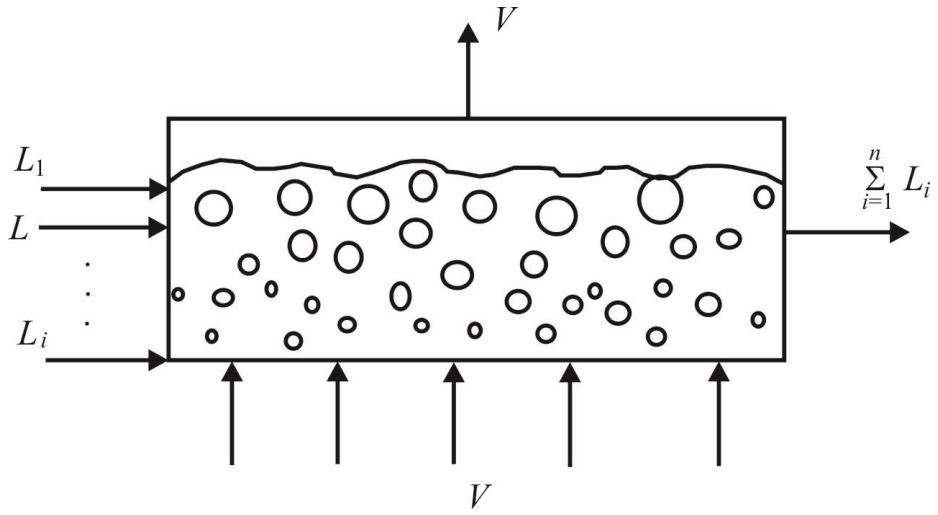


Рис. 1.5.1 Схема барботажного усреднителя

Объемный расход газа V ($м^3$/ч) рекомендуется определять по эмпирической формуле [97]

$$V = bFP,$$

где F – площадь поверхности жидкости в аппарате без подачи газа, $м^2$; P – давление воздуха, бар; b – опытный коэффициент.

При слабом перемешивании принимают b=0,24–0,3; при малоинтенсивности – b=0,35–0,5 при интенсивном – b =0,45–0,6.

При расчете по данном рекомендациям получают значение объемного расхода газа при давлении, равном 1 бар (10^5 Па).

Также при расчете барботеров расход воздуха на 1 $м^2$ свободной поверхности принимают: для слабого перемешивания – 0,4 $м^3$/мин; для среднего – 0,8 $м^3$/мин; для интенсивного – 1,0 $м^3$/мин.

Как следует из приведенных выше рекомендаций к расчету пневматических смесителей, в литературе отсутствуют теоретически обоснованные методы расчета аппаратов такого типа.

Очевидно, что интенсивность смешения в барботере в первую очередь определяется полем скорости в вертикальном направлении, т.е. переносом импульса. Хорошо известны подходы определения коэффициентов переноса и эффективности тепло- и массообменных процессов, связанные с потерей энергии при прохождения газа через барботажный слой. В эмпирических или полуэмпирических выражениях авторы (Ю.И. Дытнерский, Л.П. Холпанов, Б.А. Ульянов, А.Н. Плановский, О.С. Чехов и др.) находят зависимости с перепадом давления двухфазного слоя.

Рассмотрим пузырьковый режим работы смесителя, т.е. когда скорость газа на полное сечение аппарата меньше скорости всплытия пузырей. Для системы воздух-вода эта скорость $w_г$<(0,2–0,3) м/с. При таком режиме перемешивание по высоте слоя жидкости происходит за счет вихревых следов за пузырьками и турбулентных пульсаций, обусловленных как вихревым следом, так и деформацией газовых

пузырей. При таком режиме пограничный слой на поверхности пузырей можно классифицировать как псевдоламинарный с воздействием затухающих турбулентных пульсаций из ядра потока жидкой фазы. В газовой фазе (крупных пузырях) турбулентность может быть вызвана подвижной межфазной поверхностью и осцилляцией пузырей.

Если в аппарате происходит перемешивание двух взаиморастворимых жидкостей, то эффективность можно оценить используя число Пекле [170] $Pe = w_г D_к / D_п$, где $w_г$ – скорость газа в аппарате, м/с; $D_к$ – диаметр аппарата, м; $D_п$ – коэффициент перемешивания, м^2/с. При эффективном смешении $Pe < 1$. При смешивании жидкости с дисперсной фазой необходимо обеспечить такой режим барботажа, чтобы частицы не оседали на дно аппарата. Для выбора такого режима ниже рассмотрена математическая модель, построенная с использованием коэффициентов переноса импульса и балансового соотношения потоков [119, 123].

Скорость циркуляции жидкости за пределами пограничного слоя пузырька найдем из выражения потока импульса

$$\tau = k\Delta w, \text{ или } \Delta w = \tau / k, \qquad (1.5.1)$$

где k – общий коэффициент переноса импульса, кг/(м^{2}с); τ – поток импульса на межфазной поверхности пузырька (касательное напряжение), Па; Δw – средняя движущая сила переноса импульса (средняя разность скоростей в фазах), м/с.

Общий коэффициент переноса импульса определяется по уравнению аддитивности:

$$1/k = 1/(\gamma_ж \rho_ж) + 1/(\gamma_г \rho_г), \qquad (1.5.2)$$

$\gamma_ж, \gamma_г$ – коэффициенты переноса импульса в жидкой и газовой фазах, м/с; $\rho_ж$, $\rho_г$ – плотности жидкости и газа, кг/м^3.

Из выражения (1.5.1) средняя скорость циркуляции в ядре жидкой фазы

$$u_\infty = \tau / k - w_\infty, \qquad (1.5.3)$$

где w_∞ - при пузырьковом режиме равна средней скорости всплытия пузырька, м/с (формула (1.2.14)).

Коэффициенты переноса импульса

Учитывая, что толщина пограничного слоя на поверхности пузырька на порядок меньше его радиуса, рассмотрим модель плоского пограничного слоя.

Для определения коэффициента переноса импульса (импульсоотдачи) в пограничных слоях газожидкостной среды запишем сопротивление переносу в вязком подслое и турбулентной области пограничного слоя [119,123]:

$$\frac{1}{\gamma} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{\nu + \nu_т(y)} + \int_{\delta_1}^{\delta} \frac{dy}{\nu + \nu_т(y)}, \qquad (1.5.4)$$

где $\nu, \nu_т$ – коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости, м^2/с; y – поперечная координата в пограничном слое, м; δ – толщина динамического пограничного слоя, м; δ_1 – толщина вязкого подслоя, м.

Выражение (1.5.4) справедливо как для жидкой, так и для газовой фаз при турбулентном режиме.

В вязком подслое для коэффициента $\nu_т(y)$ используем степенную функцию Левича [119] (без наличия ПАВ)

$$\nu_т = u_* \delta_1 (y / \delta_1)^2, \qquad (1.5.5)$$

а в турбулентной области линейную (по модели Прандтля)

$$\nu_т = \chi u_* y. \qquad (1.5.6)$$

где $u_* = (\tau / \rho)^{0,5}$ - динамическая скорость на межфазной поверхности, м/с; $\chi = 0,4$ – константа турбулентности. При $\rho = \rho_ж$, $u_* = u_{*ж}$, а при $\rho = \rho_г$, $u_* = u_{*г}$. После интегрирования выражения (1.5.4) с функциями (1.5.5), (1.5.6) получим коэффициент переноса в жидкой фазе

$$\gamma_{ж} = \frac{u_{*ж}}{\frac{1}{\chi}\ln\left(R_{\delta}/R_1\right)_{ж} + \sqrt{R_{1ж}}\,arctg\sqrt{R_{1ж}}}, \qquad (1.5.7)$$

где $R_1 = (u_* \delta_1 / \nu)_{ж}$; $R_{\delta} = (u_* \delta / \nu)_{ж}$ – безразмерные комплексы.

Аналогично для газовой фазы имеем

$$\gamma_{г} = \frac{u_{*г}}{\frac{1}{\chi}\ln\left(R_{\delta}/R_1\right)_{г} + \sqrt{R_{1г}}\,arctg\sqrt{R_{1г}}}. \qquad (1.5.8)$$

Уравнение для определения параметра $R_{1ж}$ в пограничном слое жидкой фазы имеет вид [119]

$$R_{1ж} = 11,6\frac{u_{\infty}}{u_{*ж}}(C_{f0ж}/2)^{0,5}, \qquad (1.5.9)$$

где коэффициент сопротивления

$$C_{f0ж} = 0,073/\,Re_{0ж}{}^{0,2}, Re_{0ж} = u_{\infty} l / \nu_{ж}, \qquad (1.5.10)$$

где l – характерный размер, м; для пузырька примем $l = \pi/(2d_{п})$, где $d_{п}$ – средний диаметр пузырька, м; $Re_{0ж}$ – число Рейнольдса пузырька.

Для пограничного слоя в газовой (паровой) получено:

$$R_{1г} = 11,6\frac{w_{\infty}}{u_{*г}}(C_{f0г}/2)^{0,5}, \qquad (1.5.11)$$

где

$$C_{f0г} = 0,073/\,Re_{0г}{}^{0,2}, Re_{0г} = w_{\infty} l / \nu_{г}. \qquad (1.5.12)$$

В газовой фазе приближено $\delta_{г} \approx d_{п}/2$ - радиус пузыря. Тогда

$$R_{\delta г} = u_{*г} d_{п} / \left(2\nu_{г}\right). \qquad (1.5.13)$$

В жидкой фазе из теории пограничного слоя среднее значение

$$\delta_{ж} \approx 3,3[\nu_{ж} l / (u_{\infty} - u_{гр})]^{0,5}, \qquad (1.5.14)$$

где $u_{гр}$ – средняя скорость на границе раздела фаз, вычисляется, используя функцию (1.2.12) или (1.2.13).

Тогда

$$R_{\delta ж} = 3,3u_{*ж}[l/(\nu_{ж}(u_{\infty} - u_{гр}))]^{0,5}/\nu_{ж}. \qquad (1.5.15)$$

Динамическая скорость в жидкой фазе в барботажном слое по выражению Соколова и Доманского

$$u_{*ж} = 2,2[(g\nu_{ж} w_{г}(1-\varphi)^2]^{0,25}, \quad (1.5.16)$$

где φ – среднее объемное газосодержание; $w_{г}$ – скорость газа на полное сечение колонны, т.е. без учета жидкости, м/с.

В газовой фазе и равенства потоков $\tau_{г} = \tau_{ж}$ имеем

$$u_{*г} = u_{*ж}(\rho_{ж} / \rho_{г})^{0,5}. \quad (1.5.17)$$

Оценка сопротивлений переносу (1.5.2) при интенсивном барботаже в данном выражении показывает, что

$$1/(\gamma_{ж}\rho_{ж}) >> 1/(\gamma_{г}\rho_{г}).$$

Тогда $k = \gamma_{ж}\rho_{ж}$ и средняя скорость жидкости (1.5.3) равна

$$u_{\infty} = u_{*ж}^2 / \gamma_{ж} - w_{\infty}. \quad (1.5.18)$$

При пузырьковом режиме w_{∞} – скорость всплытия пузырька, м/с. Для пузырей воздуха в воде диаметром от 1 мм до 10 мм w_{∞}≈0,25 м/с.

Расчеты по формуле (1.5.7) показывают, что при пузырьковом режиме можно приближенно принять знаменатель равным ~5, тогда выражение (1.5.16) с учетом (1.5.7) и (1.5.16) получит вид [137]

$$u_{\infty} \approx 11,0[(g\nu_{ж} w_{г}(1-\varphi)^2]^{0,25} - w_{\infty} \ . \quad (1.5.19)$$

Например, при скорости газа $w_{г}$=0,1 м/с получим (φ≈0,1), u_{∞} =0,08 м/с; при $w_{г}$=0,2 м/с (φ≈0,17), u_{∞}=0,125 м/с; (система воздух-вода при 20ºС)

Выражение (1.5.19) можно использовать при $w_{г}$<0,3 м/с, т.к. при дальнейшем повышении скорости газа начинается пенный режим.

При перемешивании жидкости с дисперсной фазой скорость осаждения частицы по известному выражению равна

$$u_{ч} = [4\Delta\rho g d_{ч} / (3\rho_{ж}\xi)]^{0,5}, \quad (1.5.20)$$

где $\Delta\rho = \rho_{ч} - \rho_{ж}$, $\rho_{ч}$ – плотность частиц, кг/м^3, ξ – коэффициент сопротивления, является функцией числа Рейнольдса частицы

$Re = u_ч d_ч / \nu_ж$. При $Re > 500$ принимается ξ=0,44. При $1 < Re < 500$, $\xi = 18{,}5\, Re^{-0{,}66}$.

Из условия равенства скоростей (1.5.19) и (1.5.20) ($u_\infty = u_ч$) получим критический диаметр частицы [137]

$$d_{кр} = \frac{3\rho_ж \xi}{4\Delta\rho g}\left[11{,}0\left(g\nu_{ж} w_г \left(1-\varphi\right)^2\right)^{0{,}25} - w_\infty\right]^2. \qquad (1.5.21)$$

Очевидно, что диаметр взвешенных частиц должен быть $d_ч < d_{кр}$..

Например, при скорости газа $w_г = 0{,}1$ м/с, $\Delta\rho = 10^3$ для системы воздух – вода получаем $d_{кр} = 6 \cdot 10^{-4}$ м; при скорости газа $w_г = 0{,}2$ м/с получаем $d_{кр} = 1 \cdot 10^{-3}$ м.

Следует отметить, что выражение (1.5.21) решается в итерационном цикле совместно выражением для $\xi = f(Re)$.

Полученные выражения для скорости циркуляции жидкости (1.5.19) и критического размера частиц (1.5.21) используются при проектировании аппаратов водоочистки в нефтехимии и энергетике и дают удовлетворительные результаты [121,207].

1.6 Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков в барботажном слое на клапанных тарелках

На предприятиях нефтегазохимического комплекса для проведения тепло- и массообменных процессов широкое применения получили тарельчатые колонные аппараты. От эффективности работы барботажных тарелок зависит как качество разделения смеси, так и энергозатраты на проведение процесса разделения, габариты и металлоемкость аппарата.

Эффективность или коэффициент полезного действия (к.п.д.) барботажной тарелки определяется конструкцией устройства и

гидродинамикой барботажного слоя. При проектировании контактного устройства стремятся создать такую конструкцию и соответствующую структуру потока на нем, которые при взаимодействии фаз обеспечивают высокий к.п.д.

В большинстве случаев эта задача решается путем макетирования контактного устройства, на котором проводят физическое моделирование процесса, изучают структуру потоков в барботажном слое, описывают ее математическими моделями, на основе которых, затем, рассчитывают эффективность ступени и определяют способы ее повышения путем изменения конструкции или гидродинамики слоя [106,108,196].

Для описания структуры потоков в барботажном слое широко используются комбинированные модели, состоящие из ячеек полного перемешивания, диффузионных зон, байпасных и рециркулирующих потоков. Параметры комбинированных моделей определяют экспериментально на макете тарелки, а затем корректируют на пилотном, полупромышленном и промышленном образцах контактного устройства или проводят гидродинамическое моделирование в установках натурального диаметра, но меньшей высоты, чем промышленные колонны.

Наиболее рациональный путь проектирования контактного устройства предусматривает обработку его конструкции на лабораторном макете небольшого диаметра в сочетании с математическим моделированием устройства промышленного масштаба. Уточнение параметров модели при переходе от макета к промышленной тарелке проводится не экспериментально, а методом математического моделирования на основе удовлетворения законам сохранения импульса и массы записанных в дифференциальной форме для барботажного слоя и инвариантных к масштабу устройства. Такой подход реализуется в

рамках единой методологии, объединяющей физическое и математическое моделирование [82,84,85].

Система уравнений переноса

Рассмотрим турбулентный барботажный слой на тарелке при интенсивном режиме взаимодействия фаз.

В большинстве аппаратов химической технологии двухфазные потоки имеют определенную структуру и состоят из дисперсной и сплошной фаз, взаимодействие между которыми осуществляются через межфазную поверхность. В этом случае законы сохранения импульса, массы и энергии для гетерогенной системы естественно записать для каждой фазы отдельно. Например, для пленочных аппаратов взаимодействие фаз учитывается путем граничных условий четвертого рода [214]. В барботажном слое необходимо учесть, что размеры элементов дисперсной фазы l (струи и пузыри) существенно меньше размеров сплошной фазы $z\left(\ell \ll £\right)$, поэтому дисперсная фаза в среднем равномерно распределена в объеме сплошной фазы. В связи с этим взаимодействия между фазами являются локальными, поскольку определяется размерами только дисперсной фазы. Это взаимодействие передается через возникающие на элементах дисперсной фазы пограничные слои, размер которых δ, в свою очередь, меньше $£\left(\delta \ll \ell \ll £\right)$. Таким образом, поля скоростей, концентраций и температур в сплошной фазе должны иметь характерную особенность, определяемую иерархией масштабов: слабое изменение на масштабе £ и сильное изменение на масштабе δ. Поскольку $\delta \ll £$, детальное описание полей сплошной фазы внутри δ несущественно и, так как дисперсная фаза, как сказано выше, распределена в сплошной примерно равномерно, то взаимодействие между фазами можно представить источниковыми членами [85].

Параметры источников определяются характеристиками пограничного слоя на межфазной поверхности, который, как известно, не зависит от масштаба устройства. Тогда уравнения переноса импульса, массы и энергии в фазах, с учетом их взаимодействия, определяют распределения полевых переменных, зависящие от м,асштаба устройства и включают параметры, инвариантные к масштабу [82,84,85].

Определение данных параметров позволяет замкнуть уравнения переноса, а в результате их решения – построить распределения полей в двухфазном слое на контактном устройстве заданного масштаба и рассчитать его эффективность, т.е. решить проблему масштабного перехода.

Рассмотрим стационарный двухфазный барботажный слой жидкости на контактном устройстве при перекрестном движении жидкости и газа [146,147].

Движение газа через слой жидкости на тарелке приводит к перемешиванию жидкости по высоте слоя. Скорость жидкости в ядре потока в этом направлении практически не изменяется. Движение газа при перекрестном токе с жидкостью оказывает слабое влияние на направление движения жидкости и компонентов скорости. Направление движения жидкости определяется геометрией контактного устройства. Движение газового потока через слой жидкости приводит к турбулизации жидкости, т.е. создает турбулентный обмен импульсом и массой между молярными объемами жидкости.

Турбулентная вязкость жидкости в барботажном слое обусловлена, главным образом, движением газовых струй, пузырей и капель (раздел 1.1). Влияние стенок различных устройств на тарелке на развитие турбулентности в жидкой фазе пренебрежимо мало по сравнению с влиянием газового потока.

В барботажном слое взаимодействие сплошной и дисперсной фаз осуществляется через межфазную поверхность и представляется в виде

объемных источников импульса $r_{\text{р}}$, массы r_x и тепла r_t, характеризующих соответствующие потоки через пограничный слой на границе раздела [83,85].

Уравнения стационарного переноса импульса, массы и энергии в жидкой фазе в двухфазном турбулентном потоке на контактном устройстве можно записать в виде:

$$(V\nabla)V = -\frac{1}{\rho_{\text{ж}}}\operatorname{grad}P + \nabla\left[(\nu+\nu_{\text{т}})_{\text{ж}}\nabla V\right] + r_{\text{р}}, \tag{1.6.1}$$

$$\operatorname{div}V = 0, \tag{1.6.2}$$

$$(x\nabla)V = \nabla\left[(D+D_{\text{т}})_{\text{ж}}\nabla x\right] + r_x, \tag{1.6.3}$$

$$(t\nabla)V = \nabla\left[(a+a_{\text{т}})_{\text{ж}}\nabla t\right] + r_t, \tag{1.6.4}$$

где $V=(u,\upsilon,w)$ – вектор осредненной скорости жидкости с составляющими u,υ,w в продольном, поперечном и вертикальном направлениях, соответственно; $r_{\text{р}}, r_x, r_t$ - источники импульса, массы и тепла в сплошной фазе; x – концентрация компонента в жидкой фазе; t – температура; $D, D_{\text{т}}$ – коэффициенты молекулярного и турбулентного переноса массы, м^2/с; $a, a_{\text{т}}$ – коэффициенты молекулярного и турбулентного переноса тепла, м^2/с; Р - давление, Па; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости, кг/м^3.

Уравнения движения (1.6.1) характеризуют распределение полей скоростей в ядре жидкой фазы и пограничном слое на элементах конструкции тарелки.

Принимая полное перемешивание жидкости по высоте слоя, имеем однородное распределение полей в этом направлении: $\frac{\partial\upsilon}{\partial z}=\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{\partial x}{\partial z}=\frac{\partial t}{\partial z}=0.$ Тогда трехмерная задача переноса импульса, массы и энергии (1.6.1) – (1.6.4) сводится к двухмерной задаче о распределении полей скоростей, концентраций и температур в сечении барботажного слоя, параллельном плоскости тарелки.

Решений уравнения движения, переноса массы и энергии даже в двухмерной постановке встречает значительные трудности, которые, кроме того, усугубляются назначением и выполнением условий на элементах конструкции тарелки. Распределение скоростей и концентраций в жидкой фазе можно получит в результате численного интегрирования уравнений (1.6.1) – (1.6.4). Однако, численное интегрирование нелинейных уравнений при расчете промышленных колонн большого диаметра по схеме «от тарелки к тарелке», с большим числом контактных устройств, в итерационном цикле имеет принципиальные трудности, связанные с решением нелинейных систем высокой размерности и практически не применяется при проектировании промышленных аппаратов. Приближенное решение уравнений (1.6.1) - (1.6.4) можно получить экспериментальным методом на макете тарелки при физическом моделировании или интегрированием уравнений для тарелки небольшого размера. Это позволяет установить характер распределения полей и структуру математической модели контактного устройства. Влияние масштаба тарелки в полученной математической модели учитывается параметрически путем удовлетворения уравнениям движения, переноса энергии и массы (1.6.1) – (1.6.4). Такой подход составляет основное содержание метода сопряженного физического и математического моделирования [6,85].

В соответствии с методом сопряженного физического и математического моделирования в рабочей зоне тарелки выделяются характерные области, которые формируются конструкцией контактного устройства и газораспределительных элементов. В каждой характерной области поле скоростей и концентраций описывается уравнениями (1.6.1) - (1.6.3), которые с учетом принятых допущений перепишем в безразмерном виде для ядра жидкой фазы:

$$u\frac{\partial u}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial u}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\bar{\nu}_{т}\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(\bar{\nu}_{т}\frac{\partial u}{\partial r}\right)-\frac{1}{\rho_{ж}}\frac{\partial P}{\partial \xi}, \qquad (1.6.5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{\partial \upsilon}{\partial r}=0, \qquad (1.6.6)$$

$$u\frac{\partial x}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial x}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\bar{D}_{\text{т}}\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(\bar{D}_{\text{т}}\frac{\partial x}{\partial r}\right)+\bar{K}_{xv}\left(x^{*}-x\right), \qquad (1.6.7)$$

где $u=u/u_{\text{н}}$, $\upsilon=\upsilon/u_{\text{н}}$ – безразмерные составляющие скорости жидкости; $\xi=\xi/l_{ж}$, $r=r/l_{\text{ж}}$ – безразмерные координаты; $\bar{\nu}_{\text{т}}=\dfrac{\nu_{\text{т}}}{u_{\text{ж}}l_{\text{ж}}}$, $\bar{D}_{\text{т}}=\dfrac{D_{\text{т}}}{u_{\text{ж}}l_{\text{ж}}}$ - безразмерные коэффициенты турбулентной вязкости и диффузии; $x=x/x_{\text{н}}$ – безразмерная концентрация вещества в жидкой фазе; $\bar{K}_{\text{xv}}=K_{\text{xv}}l_{\text{ж}}/\nu_{\text{ж}}u_{\text{ж}}$ – безразмерный коэффициент массопередачи. Для уравнений движения и переноса массы (1.6.5) - (1.6.7) устанавливаются условия на границах области и тарелки:

$$u=u_{\text{н}},\ x=x_{\text{н}}\ \text{при}\ \xi=0;\ \frac{\partial u}{\partial \xi}=\frac{\partial x}{\partial \xi}=0,\ \frac{1}{\rho_{\text{ж}}}\frac{\partial P}{\partial \xi}=\nu_{\text{ж}}\frac{\partial^{2}u}{\partial \xi^{2}}\ \text{при}\ \xi=l_{\text{ж}}; \qquad (1.6.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r}=\frac{\partial x}{\partial r}=0\ \text{при}\ r=0;\ u=\upsilon=0,\ \ \frac{\partial x}{\partial r}=0\ \text{при}\ \ r=r_{\text{ст}}.$$

где $l_{\text{ж}}$ – длина пути жидкости на тарелке, м; $u_{\text{ж}}$ – средняя скорость жидкости, м/с; K_{xv} – объемный коэффициент массопередачи, с^{-1}; индексы: "н" - начальное значение; ст – стенка; $*$ – равновесное значение.

Коэффициенты турбулентного обмена $\nu_{\text{т}}$ и $D_{\text{т}}$ вычисляются с использованием модели локальной изотропной турбулентности [84,85] (раздел 1.1).

Основы метода [85]

Поля скоростей u, υ и концентрации x в каждой характерной области определяются при физическом моделировании процесса на макете тарелки или интегрированием уравнений (1.6.5) – (1.6.7) для

макета. Распределения полей в характерной области аппроксимируются базисными функциями:

$$u = u(\xi, r, a),\ \upsilon = \upsilon(\xi, r, a),\ x = x(\xi, r, a, c). \qquad (1.6.9)$$

При изменении масштаба тарелки и режимных параметров процесса структуры базисных функций не изменяется. Влияние масштаба и взаимодействия областей приводит только к изменению параметров a, c базисных функций (1.6.9). Определение параметров в зависимости от масштаба тарелки и режимных возмущений осуществляется вариационным методом, где в качестве минимизируемого функционала используется локальный потенциал [69]. Для этого на уравнениях движения и переноса массы (1.6.5) – (1.6.7) составляются локальные потенциалы, соответственно E_u и E_x. Подставляя в выражения локальных потенциалов E_u и E_x базисные функция u, υ, x и записывая условия минимума E_u, E_x по параметрам a, c, получим систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \nabla E_u &= \varphi(a,\ V,\ T) = 0, \\ \nabla E_x &= \phi(a,\ c,\ V,\ T) = 0, \end{aligned} \qquad (1.6.10)$$

где φ, ϕ – вектор – функции параметров базисных функций a, c конструктивных V и режимных возмущений промышленной тарелки. Параметры базисных функций определяются из уравнений (1.6.10) в зависимости от геометрии V и режимных возмущений T, в виде

$$a = f_1(V,\ T),\ c = f_2(a,\ V,\ T). \qquad (1.6.11)$$

Базисные функции u, υ, x записанные для макета тарелки, определены приближенно, с ошибкой эксперимента δu, $\delta\upsilon$, δx. Локальные потенциалы E_u, E_x вычисленные на этих функциях не достигают минимального значения E_{u_o} и E_{x_o} ($E_{u_o} = \min E_u$, $E_{x_o} = \min E_x$). Они принимают значения E_{u_ϕ} и E_{x_ϕ}. Минимальным значениям локальных потенциалов соответствует точное решение уравнений (1.6.5) – (1.6.7). Поэтому ошибке эксперимента δu, $\delta\upsilon$ и δx эквивалентно

отклонение значений потенциалов $E_{u_ф}$ и $E_{x_ф}$ от соответствующих значений $E_{u_о}$, $E_{x_о}$:

$$\Delta E_{u_ф} = \left| E_{u_ф} - E_{u_о} \right|, \; \Delta E_{x_ф} = \left| E_{x_ф} - E_{x_о} \right|. \tag{1.6.12}$$

Поле скоростей и концентраций на промышленной тарелке описывается функциями $u_п$, $\upsilon_п$, $x_п$, которые имеют структуру базисных и отличаются от последних значением параметров a,c. Локальные потенциалы E_u, E_x для промышленной тарелки принимают, соответственно, значения $E_{u_п}, E_{x_п}$. Если значения локальных потенциалов E для промышленной тарелки определены в области $E_ф \pm \Delta E_ф$, то функции $u_п$, $\upsilon_п$, $x_п$ описывают поля с погрешностью не превышающей ошибку эксперимента. Это условие записывается в виде [85]:

$$E_{u_п} \in E_{u_ф} \pm \Delta E_{u_ф}, \; E_{x_п} \in E_{x_ф} \pm \Delta E_{x_ф}, \quad \forall \mathrm{V} \in \left[\mathrm{V_о}, \mathrm{V_ж}\right], \; \forall \mathrm{T} \in \left[\mathrm{T_о}, \mathrm{T_ж}\right]. \tag{1.6.13}$$

Условие (1.6.13) позволяет установить значения конструктивных V и технологических параметров T из допустимой области $\left[\mathrm{V_о}, \mathrm{V_ж}\right] \times \left[\mathrm{T_о}, \mathrm{T_ж}\right]$, в которой распределение полей моделируется базисными функциями, а влияние масштаба учитывается подстройкой параметров a,c по уравнениям (1.6.10). Условие (1.6.13) называется условием моделируемости процессов на промышленном устройстве базисными функциями.

В качестве базисных функций, описывающих поля скоростей и концентраций на тарелках различных конструкций, можно использовать модели структуры потоков (диффузионные, ячеечные и др.), полученные на макете тарелки, а параметры этих моделей находить в зависимости от масштаба устройства из условия стационарности локального потенциала (1.6.10).

Таким образом, предлагается следующий алгоритм моделирования структуры потоков на контактных устройствах:

1. При физическом моделировании структуры потока на макете тарелки определяются число, размеры характерных областей и их математическое описание.

2. Составляются локальные потенциалы E_u и E_x.

3. Записываются условия стационарности локальных потенциалов (1.6.10).

4. По результатам физического моделирования определяется невязка Δ_ϕ полученной системы уравнений (1.6.10) и вычисляется значение потенциала E_ϕ соответствующее экспериментальному полю.

5. По выражению (1.6.12) определяется отклонение значения потенциала E_ϕ, эквивалентное погрешности эксперимента.

6. Полученная система уравнений (1.6.10) решается с невязкой Δ_ϕ при различных режимных и конструктивных возмущениях и вычисляется значение потенциала E. Проверяется выполнение условия моделируемости (1.6.13), при нарушении которого ведется подстройка параметров базисной функции a, c.

7. Если подстройкой параметров a, c при заданных режимных и конструктивных возмущениях добиться выполнения условия (1.6.13) не удается, то выбирается конкурирующая базисная функция.

Конкурирующая базисная функция при заданных режимных и конструктивных параметрах точнее описывает распределение полей, функция полученная на макете, и, следовательно, дает меньшее значение локального потенциала E.

Моделирование полей скоростей и концентраций

Для вычисления поля скоростей жидкости на тарелке разделим условно плоскость тарелки на ячейки (рис.1.6.1). Базисную функцию, описывающую поля скоростей в ячейке, примем в виде параметра $u_{ij} = \text{const}$ который будем определять вариационным методом локального потенциала, а поле концентраций при постоянной скорости жидкости, найдем из решения уравнения переноса массы (1.6.7).

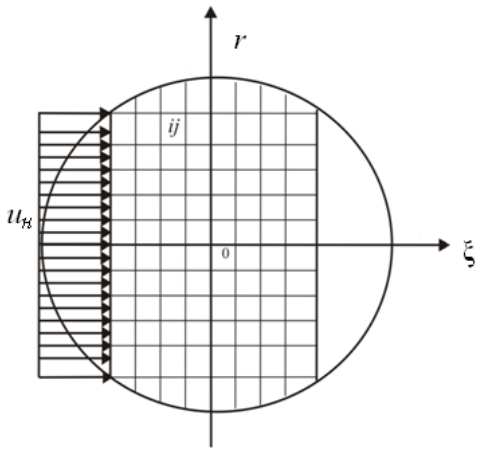


Рис. 1.6.1. Двумерная модель тарелки (вид сверху)

Вывод локального потенциала E на уравнениях движения жидкости (1.6.5), (1.6.6) для тарелок показан в работе [6,85].

Локальный потенциал, построенный на уравнениях движения жидкости (1.6.5), (1.6.6), имеет вид:

$$E = \int_0^1 \int_0^{r_{ст}} \left[-\left(u^o\right)^2 \frac{\partial u}{\partial \xi} - u^o \upsilon^o \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\overline{\nu}_т}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)^2 + \frac{\overline{\nu}_т}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2 \right] d\xi dr + \tag{1.6.14}$$

$$+ \int_0^1 u^o \upsilon^o u\Big|_{r=0} d\xi + \int_0^{r_{ст}} \left(u^o\right)^2 u\Big|_{\xi=1} dr.$$

Произведя преобразование локального потенциала и заменяя производные конечными разностями запишем выражение (1.6.14) на ячейках в выделенной плоскости тарелки.

Для ячеек у стенки колонны получим:

$$E_{ij}=\left\{-\left(u_{ij}^{o}\right)^{2}\frac{u_{ij}-u_{i-1,j}}{a_{ij}}-u_{ij}^{o}\upsilon_{ij}^{o}\frac{u_{ij}-u_{i,j-1}}{b_{ij}}+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{u_{ij}-u_{i,j-1}}{b_{ij}}\right)^{2}+\right.$$
$$+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{u_{ij}-u_{i-1,j}}{a_{ij}}\right)^{2}+\frac{\left(u_{ij}^{o}\right)^{2}u_{ij}-\left(u_{i-1,j}^{o}\right)^{2}u_{i-1,j}}{a_{ij}}-$$
$$\left.-\overline{\nu}_{\text{т}}\left[u_{ij}\frac{u_{i+1,j}^{o}-2u_{ij}^{o}+u_{i-1,j}}{a_{ij}^{2}}+\frac{\left(u_{ij}^{o}-u_{i-1,j}^{o}\right)\left(u_{ij}-u_{i-1,j}\right)}{a_{ij}^{2}}\right]\right\}a_{ij}b_{ij}+ \tag{1.6.15}$$
$$+\overline{\nu}_{\text{т}}\frac{\left(u_{ij}^{o}-u_{i,j-1}^{o}\right)}{b_{ij}}u_{ij}a_{ij}-u_{ij}^{o}\upsilon_{ij}^{o}u_{ij}a_{ij}.$$

где $a,\ b$ – длина и ширина ячейки.

Функционал для остальных ячеек запишется в виде:

$$E_{ij}=\left\{-\left(u_{ij}^{o}\right)^{2}\frac{u_{ij}-u_{i-1,j}}{a_{ij}}-u_{ij}^{o}\upsilon_{ij}^{o}\frac{u_{ij}-u_{i,j-1}}{b_{ij}}+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{u_{ij}-u_{i,j-1}}{b_{ij}}\right)^{2}+\right.$$
$$+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{u_{ij}-u_{i-1,j}}{a_{ij}}\right)^{2}+\frac{\left(u_{ij}^{o}\right)^{2}u_{ij}-\left(u_{i-1,j}^{o}\right)^{2}u_{i-1,j}}{a_{ij}}-$$
$$\left.-\overline{\nu}_{\text{т}}\left[u_{ij}\frac{u_{i+1,j}^{o}-2u_{ij}^{o}+u_{i-1,j}}{a_{ij}^{2}}+\frac{\left(u_{ij}^{o}-u_{i-1,j}^{o}\right)\left(u_{ij}-u_{i-1,j}\right)}{a_{ij}^{2}}\right]\right\}a_{ij}b_{ij}+ \tag{1.6.16}$$
$$+\left(u_{i,j-1}^{o}\ \upsilon_{i,j-1}^{o}\ u_{i,j-1}-u_{ij}^{o}\upsilon_{ij}^{o}u_{ij}\right)a_{ij}-$$
$$-\overline{\nu}_{\text{т}}\left(\frac{u_{i,j-1}^{o}-u_{ij}^{o}}{b_{i,j-1}}u_{i,j-1}-\frac{u_{ij}^{o}-u_{i,j-1}^{o}}{b_{ij}}u_{ij}\right)a_{ij}.$$

Для ячеек лежащих на оси симметрии тарелки $o\xi$ последний член в выражении (1.6.16) равен нулю, т.к. $\partial u/\partial r=0$ и ширина ячеек составляет величину $b_{ij}=b_{ij}/2l_{\text{ж}}$.

Составляющая скорости υ_{ij}^{o} в функционалах (1.6.15), (1.6.16) определяется из уравнения неразрывности (1.6.6):

$$\upsilon_{ij}^{o} = \upsilon_{i,j-1}^{o} - b_{ij}\left(\frac{u_{ij}^{o} - u_{i-1,j}}{a_{ij}}\right).$$

Локальный потенциал для всей тарелки, содержащей n m ячеек, имеет вид:

$$E = \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m} E_{ij},\ i = 1,2,...,n\ ;\ j = 1,2,...,m. \tag{1.6.17}$$

Запишем условие стационарности потенциала E относительно скоростей в ячейках:

$$\frac{\partial E}{\partial u_{ij}} = 0,\ i = 1,2,...,n\ ;\ j = 1,2,...,m. \tag{1.6.18}$$

Точному решению уравнений движения (1.6.5), (1.6.6) и минимальному значению потенциала (1.6.17) будет соответствовать бесконечное число ячеек $(n \to \infty,\ m \to \infty)$.

Модель переноса на клапанной тарелке

Например, в частном случае учитывая конструктивные особенности клапанной тарелки, примем число ячеек в поперечном направлении (по координате or), равным числу рядов клапанов. Ширина ячеек будет равна $b_{ij} = t,$ где $t -$расстояние между центрами соседних клапанов в поперечном направлении.

На тарелке диаметром 700 мм получим четыре ячейки [98]. Функционал (1.6.17) и условие стационарности для четырех ячеек запишется в виде [147]:

$$E = \sum_{i=1}^{1}\sum_{j=1}^{4} E_{ij}. \tag{1.6.19}$$

$$\frac{\partial E}{\partial u_{11}} = -u_{11}\upsilon_{11} + \overline{\nu}_{т}\left(u_{11} - u_{o}\right)b_{11} + \overline{\nu}_{т}u_{11}b_{11} + \\ + \overline{\nu}_{т}\frac{u_{11}}{b_{11}} + u_{12}\upsilon_{12} - \overline{\nu}_{т}\frac{u_{12} - u_{11}}{b_{12}} = 0, \tag{1.6.20}$$

$$\frac{\partial E}{\partial u_{12}} = -u_{12}\upsilon_{12} + \overline{\nu}_{т}\left(u_{12} - u_{о}\right)b_{12} + \overline{\nu}_{т}u_{12}b_{12} + \overline{\nu}_{т}\frac{u_{12} - u_{11}}{b_{12}} + \tag{1.6.21}$$

$$+u_{13}\upsilon_{13} - \overline{\nu}_{т}\frac{u_{13} - u_{12}}{b_{13}} = 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial u_{13}} = -u_{13}\upsilon_{13} + 2\overline{\nu}_{т}\frac{u_{13} - u_{12}}{b_{13}} + \overline{\nu}_{т}\left(u_{13} - u_{о}\right)b_{13} + \tag{1.6.22}$$

$$+\overline{\nu}_{т}u_{13}b_{13} + u_{14}b_{14} - \overline{\nu}_{т}\frac{u_{14} - u_{13}}{b_{14}} = 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial u_{14}} = \overline{\nu}_{т}\frac{u_{14} - u_{13}}{b_{14}} + \overline{\nu}_{т}\left(u_{14} - u_{о}\right)b_{14} + \overline{\nu}_{т}u_{14}b_{14} = 0. \tag{1.6.23}$$

Профиль концентрации индикатора, который вводится у сливной планки, в ячейке определим из решения уравнения массопереноса, при граничных условиях:

$$\begin{gathered} x_{ij2} - \overline{D}_{т}\frac{dx_{ij}}{d\xi} = 0\ , \quad \text{при} \quad \xi = 0, \\ x_{ij} = x_{н}\ , \quad \text{при} \quad \xi = l_{ж}, \\ x_{ij} = c_{11}exp\left(Pe_{ij}\xi\right), \\ c_{11} = exp\left(-Pe_{ij}\right). \end{gathered} \tag{1.6.24}$$

где $\mathrm{Pe}_{ij} = u_{ij}a_{ij} / D_{т}$ – модифицированное число Пекле для ячейки.

Решая систему уравнений (1.6.20) – (1.6.23) и вычисляя скорости жидкости u_{ij}, $\left(i = 1,\ j = 1,2,3,4\right)$ построим профиль концентрации по выражению (1.6.24) совпадающий с экспериментальным. Невязка системы уравнений составляет $\Delta_{ф} = 3{,}8 \cdot 10^{-2}$, а значение функционала (1.6.19) $E_{ф} = -0{,}5732.$

Решая систему уравнений (1.6.20) – (1.6.23) с невязкой $\Delta ф$ при различных режимных параметрах $W_{к}$ и Q, получаем значения скоростей жидкости в ячейках. Профиль концентрации индикатора и число Пекле, вычисленные на полученных скоростях представлены в на рис. 1.6.2-1.6.4.

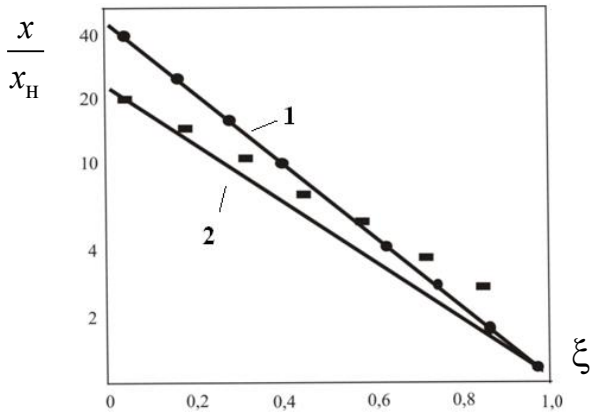


Рис. 1.6.2. Экспериментальные и расчетные данные концентрации индикатора на клапанной тарелке. Расход жидкости 1,95 м^3/ч. Скорость газа 0,7 м/с. 1 – в центре тарелки; 2 – у стенки колонны. Точки – эксперимент [98]

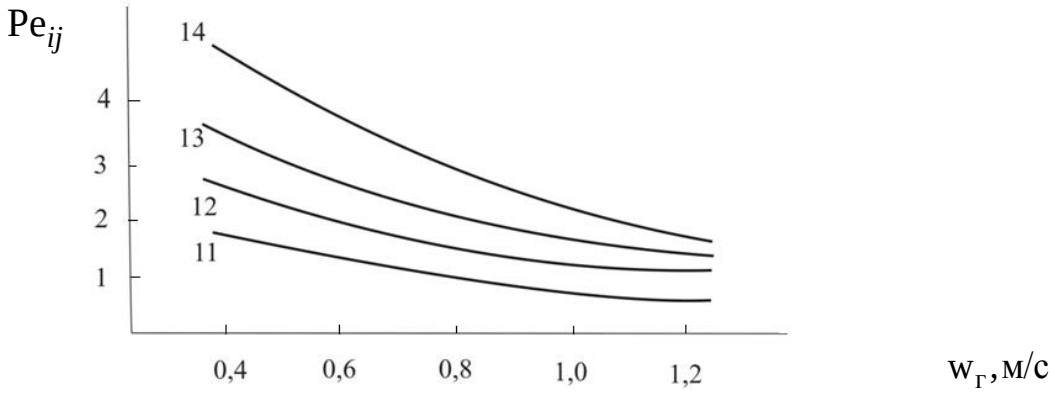


Рис. 1.6.3. Зависимость числа Пекле в ячейках от скорости газа на клапанной тарелке ТК-700. Расход жидкости 1,95 м^3/ч. Система воздух – вода.

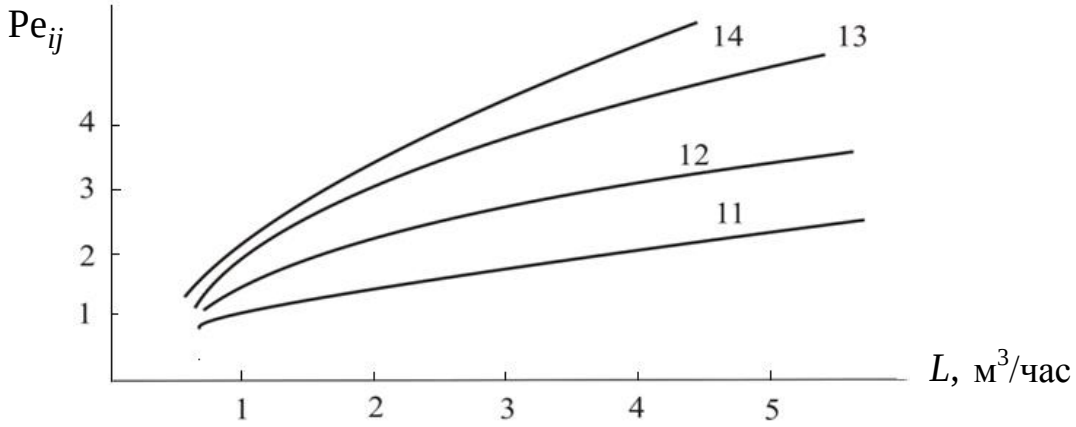


Рис.1.6.4. Зависимость числа Пекле в ячейках от расхода жидкости на клапанной тарелке ТК-700. Скорость газа 0,7 м/с. Система воздух – вода.

Характер изменения числа *Pe* от режимных параметров соответствует экспериментальным данным, полученным на барботажных тарелках [99,100].

В результате математического моделирования поля скоростей на клапанной тарелке диаметром 700 мм установлено, что при увеличении высоты сливной перегородки скорости жидкости и критерии Пекле в ячейках уменьшаются, что соответствует экспериментальным данным.

Приведем пример масштабного перехода при увеличении диаметра клапанной тарелки. Число ячеек в поперечном направлении примем равным числу рядов клапанов. Как было показано выше, при таком допущении проведено математическое моделирование структуры потока на тарелке диаметром 700 мм (i=1, j=1,2,3,4) и получено удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных профилей концентраций в различных сечениях контактного устройства (рис.1.6.2).

Деление тарелки на ячейки в поперечном направлении необходимо производить, если при увеличении длины пути жидкости значение потенциала (1.6.17), вычисленное на полученных скоростях, будет соответствовать $E>E_{ф}$. Значение потенциала $E_{ф}=-0,5732$ получено при физическом моделировании поля скоростей на макете тарелки.

В результате математического моделирования структуры потока жидкости на клапанной тарелке, содержащей десять рядов клапанов в поперечном направлении, получено, что поле скоростей описывается десятью ячейками, если длина пути жидкости не превышает 1,25м. При $l_{ж}>1,25$ м значение функционала (1.6.17) (i=1, j=1,2,…,10) составляет $E>E_{ф}$. В этом случае необходимо увеличить число ячеек в продольном направлении, составить локальный потенциал и получить систему уравнений (1.6.18). Решая систему уравнений (1.6.18) при заданных конструктивных и режимных параметрах, устанавливаются такие параметры базисной функции (a_{ij}, u_{ij}), которые обеспечивают

минимальное значение локального потенциала (1.6.17) $E=E_{\min}$ (при $E<E_{ф}$).

Для определения области работы, полученной математической модели, вычисляется значение потенциала $E_{\text{о}}$ путем изменения размеров ячеек a_{ij} и скоростей жидкости в них u_{ij} на 10%. Отклонение потенциала E соответствующее погрешности эксперимента составит $\Delta E_{ф}=\left|E_{\text{о}}-E_{\min}\right|$. Условие моделируемости устанавливается по выражению (1.6.13).

Решая систему уравнений (1.6.18) при различных режимных параметрах на данном масштабе тарелки вычисляется значение потенциала E, проверяется выполнение условия моделируемости.

При нарушении данного условия проводится подстройка параметров базисной функции изменением размеров ячеек a_{ij} и скоростей жидкости u_{ij} по выполнения условия (1.6.13).

Математическое моделирование структуры потока на клапанных тарелках при масштабном переходе показано, что увеличение диаметра контактного устройства приводит к возрастанию продольных и поперечных неравномерностей скоростей жидкости: скорость жидкости у стенки колонны уменьшается, а в центре тарелки увеличивается [147].

Поля скоростей жидкости, полученные на тарелках диаметром 2200 мм представлены на рис.1.6.5. Из рисунков видно, что скорость жидкости у стенки колонны в 4-5 раз меньше скорости жидкости в центре тарелки и наблюдаются циркуляционные контуры. Аналогичные результаты получены экспериментально в работе [29].

Применение рассмотренного метода для расчета эффективности массо- и теплопередачи на барботажных тарелках показано в разделе (2.10).

1.7 Модель пылеулавливания тонкодисперсной фазы в пенном слое

Очистка газов от аэрозольных частиц необходима во многих производственных процессах, например, при газификации топлива, нефтедобыче и нефтепереработке, для обезвреживания отходящих газов ТЭС и котельных, вентиляционных установок и т.п. Для очистки газов используют различные способы и, в том числе, мокрые фильтры. Среди них наиболее эффективными являются пенные газоочистители от твердых и жидких загрязнений. В таких аппаратах чаще используются провальные тарелки: дырчатые и щелевые (решетчатые), так как они менее подвержены отложению загрязнений. Эффективность очистки газов такими аппаратами обычно находится опытным путем.

Аэрозоли обычно классифицируют по размерам частичек. Большинство аэрозолей имеют размеры частичек менее 10 мкм.

Различными исследователями установлено, что эффективность аппаратов газоочистки (а также тепломассообменных) значительно определяется энергетическими затратами. В середине прошлого столетия зарубежные исследователи Лаппа и Камак установили, что эффективность мокрого пылеулавливания в аппарате значительно зависит от потери давления. Причем в общий расход энергии должен включаться и распыл жидкости форсунками. Зависимость между степенью очистки газов и затратами энергии установлена в виде [92,202]

$$\eta = 1 - \exp\left(-BA^{k}\right), \tag{1.7.1}$$

где A – удельные энергозатраты на осаждение частиц загрязнителя, Дж/м^3; B и k – эмпирические константы, определяемые дисперсным составом пыли.

Рассмотрим полуэмпирический подход определения эффективности улавливания аэрозольных частиц в пенном слое.

Эффективность пылеулавливания по энергетической теории, которая соответствует модели идеального вытеснения, имеет вид [92,175,202]

$$\eta = \frac{C_{\text{н}} - C_{\text{к}}}{C_{\text{н}}} = 1 - \exp\left(-N\right), \tag{1.7.2}$$

где N – число единиц переноса частиц (безразмерный комплекс):

$$N = \frac{u_t F}{V_{\text{г}}}, \tag{1.7.3}$$

где u_t – коэффициент переноса частиц, м/с; F – поверхность контакта фаз, м^2; $V_{\text{г}}$ – объемный расход газа, м^3/с; $C_{\text{н}}, C_{\text{к}}$ – начальная и конечная концентрация частиц в газе.

Так называемый коэффициент переноса частиц (в теории турбулентной миграции u_t называют скоростью турбулентного осаждения частиц [175]) характеризует интенсивность осаждения частиц из турбулентного потока на стенках (межфазной поверхности), то есть это количество частиц (весовое или численное), осаждающихся из аэрозольного потока на 1 м^2 стенок за 1 сек, отнесенное к единичной концентрации частиц.

В двухфазных системах возможно возникновение неустойчивых режимов, когда параметры изменяются во времени. Также изменения могут быть периодическими или иметь стохастический характер. Тогда возникает режим развитой турбулентности обеих фаз, при котором все параметры потока стохастически изменяются во времени и пространстве.

Если пренебречь молекулярной диффузией за пределами пограничного

слоя, то основными составляющими механизма переноса становятся: перемешивания за счет общих турбулентных вихрей сплошной фазы, за счет общих турбулентных вихрей малых масштабов (обусловленных стохастическим движением дисперсной фазы относительно сплошной) и

продольного перемешивания за счет полной циркуляции в сплошной фазе.

При небольших концентрациях (<0,2 кг/м^3 или < 2%, об.) частиц преобладающим является первая составляющая переноса.

При теоретическом анализе всех форм движения аэрозольных частиц в турбулентном потоке обычно принимается следующие предположения [175].

1. Диаметр частиц $d_ч$ мал по сравнению с масштабом несущих их пульсационных вихрей с масштабом ℓ:

$$d_ч << \ell.$$

При таком предположении каждая частица совершает движение, оставаясь в пределах несущего вихря.

Отмеченному условию удовлетворяют частицы любой дисперсности т.е. высокодисперсные ($d_ч$ <1 мкм); тонкодисперсные (1 < $d_ч$ < 20 мкм) и грубодисперсные (20 < $d_ч$ < 200 мкм).

2. Обтекания частиц происходит при $Re_d = |U_{gp}| d_ч / \nu_г < 1$, где $U_{gp} = U - U_p$ – скорость обтекания частиц турбулентными пульсациями; $\nu_г$ – коэффициент кинематической вязкости газа, м^2/с.

3. Частицы имеют форму близкой к сферической, а в случае сильного отклонения от сферы вводится коэффициент формы. Полидисперсность частиц аэрозоля рассматривается пофракционно.

4. Кроме этого частицы:

а) не стесняют движение друг друга в ходе взаимных перемещений;

б) не соударяются, не коагулируют друг с другом;

в) не показывают ощутимого влияния на турбулентные характеристики

среды.

Пределом концентраций частиц при выполнении данных условий, согласно экспериментальным данным Россетти и Пфефера, можно считать $C \le 200\,\text{г/м}^3$.

5. Электростатические и другие силы не гидродинамической природы

отсутствуют.

Согласно исследованиям [175] и оценкам [15,16,126] следует, что весь спектр осаждающихся частиц можно разделить на три основные группы:

I группа – частицы, полностью увлекаемые турбулентными пульсациями среды. Их диаметр должен удовлетворять условию:

$$d_{\text{ч}} < 0{,}134\sqrt{\frac{R\mu_{\text{Г}}}{\rho_{\text{ч}} u_{*\text{Г}}}}. \qquad (1.7.4)$$

II группа – частицы, обладающие некоторой инерционностью по отношению к увлечению турбулентными пульсациями:

$$0{,}134\sqrt{\frac{R\mu_{\text{Г}}}{\rho_{\text{ч}} u_{*\text{Г}}}} < d_{\text{ч}} < 13{,}4\sqrt{\frac{R\mu_{\text{Г}}}{\rho_{\text{ч}} u_{*\text{Г}}}}\ . \qquad (1.7.5)$$

III группа – частицы, не увлекаемые турбулентными пульсациями среды, должна удовлетворять условию

$$d_{\text{ч}} > 13{,}4\sqrt{\frac{R\mu_{\text{Г}}}{\rho_{\text{ч}} u_{*\text{Г}}}}\ . \qquad (1.7.6)$$

В выражениях (1.7.4) – (1.7.6): $d_{\text{ч}}$ – диаметр частиц, м; R – радиус канала, м; $\mu_{\text{Г}}$ – динамическая вязкость газа, Па·с; $u_{*\text{Г}}$ – динамическая скорость трения на стенке канала, м/с. В качестве радиуса канала примем $R = d_{\text{П}} / 2$; $d_{\text{П}}$ – средний диаметр пузыря, м.

Каждая группа частиц характеризуется действием на них определенных сил и факторов, и тем самым, определенным поведением в турбулентном потоке.

Сделаем оценку размера частиц в барботажном слое для системы воздух – вода при температуре 20 °С и атмосферном давлении [148].

1) Скорость газа $w_г = 0,4$ м/с; $\nu_ж = 10^{-6}$ м^2/с; $\rho_ж = 1000$ кг/м^3; $\rho_г = 1,2$ кг/м^3; $\sigma = 0,072$ Н/м. Из расчетов получаем по формуле Кутателадзе и Стариковича газосодержание $\varphi = 0,268$; по формуле Соколова, Доманского динамическую скорость $u_{*г} = 2,42$ м/с; средний диаметр пузырька по формуле Родионова $d_п = 0,0057$ м при диаметре отверстия в барботере $d_о = 0,003$ м; площадь сечения аппарата $S_к = 1$ м; свободное сечение для прохождения газа $F_{св} = 10\%$; высота статического столба жидкости $h_{ст} = 0,05$ м; $\rho_ч = 1000$ кг/м^3. Получаем, что частицы более 62 мкм не увлекаются турбулентными пульсациями среды; частицы от 0,62 мкм до 62 мкм – обладают некоторой инерционностью к увлечению пульсациям, а менее 0,62 мкм – полностью увлекаются турбулентными пульсациями.

В работах [200,202] отмечено, что частицы размером больше 15-20 мкм улавливаются в пенных аппаратах более чем на 99%. Очевидно, что расчет эффективности сепарации необходимо выполнять для частиц меньшего размера, то есть для первой и второй группы.

Если представить хаотичное движение частиц в турбулентном потоке газа как диффузионное движение аэрозольной жидкости [16,125,175], то для таких частиц возможно использование закона Фика в форме гипотезы Буссинеска

$$j = -D_d \frac{dC}{dy} \qquad (1.7.7)$$

и уравнения массоотдачи

$$j = u_t C_\infty, \qquad (1.7.8)$$

где j – удельный поток частиц к стенке у ее поверхности, кг/(м^{2}с); D_d – коэффициент турбулентной диффузии частиц, м^2/с; C_∞ – концентрация частиц в ядре потока, принимается средней по поперечному сечению кг/м^3; y – поперечная координата к стенке (поверхности раздела фаз), м.

Известны несколько подходов к исследованию и моделированию процессов переноса барботажных тарелках.

1. Математическое моделирование на основе использования известных моделей переноса (например, модели диффузионного пограничного слоя Ландау-Левича) ими путем решения уравнения конвективной диффузии (работы С.Г. Дьяконова, Л.П. Холпанова и др.) Причем на основе данных подходов получены расчетные выражения с учетом входного (активного) участка при интенсивном барботаже [6,83].

2. Экспериментальное исследование и построение обобщающих зависимостей для расчета осредненных коэффициентов переноса, отнесенных ко всей поверхности контакта фаз, совместно с изучением величины межфазного поверхности (работы А.И. Родионова, Б.А. Ульянова и др.)

3. Экспериментальное исследование и обобщение по коэффициентам переноса, отнесенных к рабочему объему или площади тарелки (работы Г.П. Соломахи, В.В. Дильмана и др.)

С точки зрения определения эффективности контактных устройств все подходы равнозначны и отличаются только объемами экспериментальных исследований и вычислений.

Для определения эффективности газоочистки от тонкодисперсной фазы в пенном слое используем второй подход, т.е. вычисления осредненного коэффициента переноса частиц u_t, отнесенного к поверхности контакта фаз *F*.

Скорость осаждения частиц на поверхность границы раздела можно оценить по следующей методике [16,125,175,199], с использованием полуэмпирических зависимостей для расчета приведенной скорости турбулентного осаждения частиц $u_t^+ = \frac{u_t}{u_{*\Gamma}}$ связанных с временем релаксации скорости частиц:

$$\tau_{\text{р}} = \frac{d_{\text{ч}}^2 \rho_{\text{ч}}}{18\mu_{\text{г}}} = \frac{d_{\text{ч}}^2 \rho_{\text{ч}}}{18\rho_{\text{г}} \nu_{\text{г}}}, \tag{1.7.9}$$

где $\tau_{\text{р}}$ – время релаксации, с; $\rho_{\text{г}}$ – плотность газа, кг/м^3.

Безразмерное время релаксации записывается в виде

$$\tau^+ = \frac{\tau_{\text{р}} u_{*\text{г}}^2}{\nu_{\text{г}}}, \tag{1.7.10}$$

где $u_{*\text{г}}$ – динамическая скорость (м/с), в данном случае в пограничном слое газовой фазы на межфазной поверхности с жидкостью.

В работе [175] приведены следующие полуэмпирические формулы различны авторов:

1. Liu и Agarwal при $\tau^+ < 10$

$$u_t^+ = 6 \cdot 10^{-4} \left(\tau^+\right)^2. \tag{1.7.11}$$

2. Mc Coy и Hanratty

$$u_t^+ = 3{,}25 \cdot 10^{-4} \left(\tau^+\right)^2 \quad \text{при } \tau^+ \le 22{,}9, \tag{1.7.12}$$

$$u_t^+ = 0{,}17 \quad \text{при } \tau^+ > 22{,}9. \tag{1.7.13}$$

Выражения (1.7.11) - (1.7.13) полуэмпирические и получены различными авторами при движении аэрозолей в трубках и каналах. Степень согласования их с экспериментальными данными более или менее удовлетворительна лишь для мелких частиц со степенью увлечения частиц турбулентными пульсациями, близкой к единице. Однако, как отмечается в работе [175], и в этом случае расхождение с экспериментом, превышает иногда 100%. Осредненное выражение для u_t^+, которые лучше всего согласуется с известными экспериментальными данными имеет вид [175]

$$u_t^+ = 7{,}25 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\tau^+}{1 + \omega_{\text{E}} \tau_{\text{р}}} \right)^2, \tag{1.7.14}$$

где $\omega_{\text{E}} = u_{*\text{г}} / \left(0,05 d_{\text{э}}\right)$ – угловая частота энергоемких пульсаций, с$^{-1}$. Здесь в качестве эквивалентного диаметра канала $d_{\text{э}}$ примем средний поверхностно-объемный диаметр газового пузыря.

Для барботажного слоя при скорости газа на полное сечении аппарата $\text{w}_{\text{г}} > 0,1$м/с динамическая скорость в жидкой фазе имеет вид [197]

$$u_{*\text{ж}} = 2,2\left[\nu_{\text{ж}} g \text{w}_{\text{г}} \left(1-\varphi\right)^2\right]^{0,25}, \tag{1.7.15}$$

где φ – среднее объемное газосодержание; $\nu_{\text{ж}}$ – коэффициент кинематической вязкости жидкости, м^2/с; $\text{w}_{\text{г}}$ – скорость газа на полное сечение аппарата, м/с.

Используя потоковое соотношение для границы раздела фаз $u_{*\text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}} = u_{*\text{г}}^2 \rho_{\text{г}}$, получим $u_{*\text{г}} = u_{*\text{ж}} \sqrt{\rho_{\text{ж}} / \rho_{\text{г}}}$.

Выражение для расчета удельной поверхности контакта фаз на провальных решетчатых тарелках получено в виде [203]

$$A = 0,14 \left(\frac{\varphi}{1-\varphi}\right)^{1,283} \left(\frac{h_{\text{ст}} \Delta P_{\text{ст}}}{\text{w}_{\text{к}} \mu_{\text{г}}}\right)^{0,133} \left(\frac{\sigma}{\rho_{\text{ж}} g h_{\text{ст}}^2}\right)^{-0,6}, \tag{1.7.16}$$

где A - удельная поверхность контакта фаз, отнесенная к единице площади тарелки, м^2/м^2; $\Delta P_{\text{ст}}$ – сопротивление столба жидкости, Н/м^2; $h_{\text{ст}}$ – высота статического столба жидкости, м; σ – поверхностное натяжение, Н/м.

Число единиц переноса (1.7.3) получит вид

$$N = \frac{u_t A}{\text{w}_{\text{г}}}, \tag{1.7.17}$$

где $u_t = u_t^+ u_{*\text{г}}$ – вычисляется по выражению (1.7.14), а A – по формуле (1.7.16).

Пример расчета [148]

Для выше рассмотренного примера, то есть при скорости газа $w_г = 0,4$ м/с, получим для частиц 3 мкм: $\tau^+ = 10,85$; $\omega_E \tau_p = 1,49$; $u_t^+ = 0,014$; $u_t = 0,033$ м/с; $A = 9,53 м^2/м^2$; $N = 0,78$ и $\eta = 0,54$.

При скорости газа $w_г = 1,2$ м/с по формуле Азбеля: $\varphi = 0,63$; $u_{*г} = 2,26$ м/с; $\tau^+ = 9,42$; $u_t^+ = 0,012$; $u_t = 0,029$ м/с; $A = 58,9 м^2/м^2$; $N = 1,71$ и $\eta = 0,82$. То есть при повышении скорости с 0,4 до 1,2 м/с эффективность сепарации увеличивается с 54% до 82%, что соответствует известным экспериментальным данным. При диаметре частиц > 10 мкм эффективность газоочистки приближается к 100%, а при < 1 мкм резко снижается.

Результаты расчетов и сравнение с опытными данными [200] представлены на рисунке 1.7.1-1.7.3. Расхождение в пределах погрешности эксперимента.

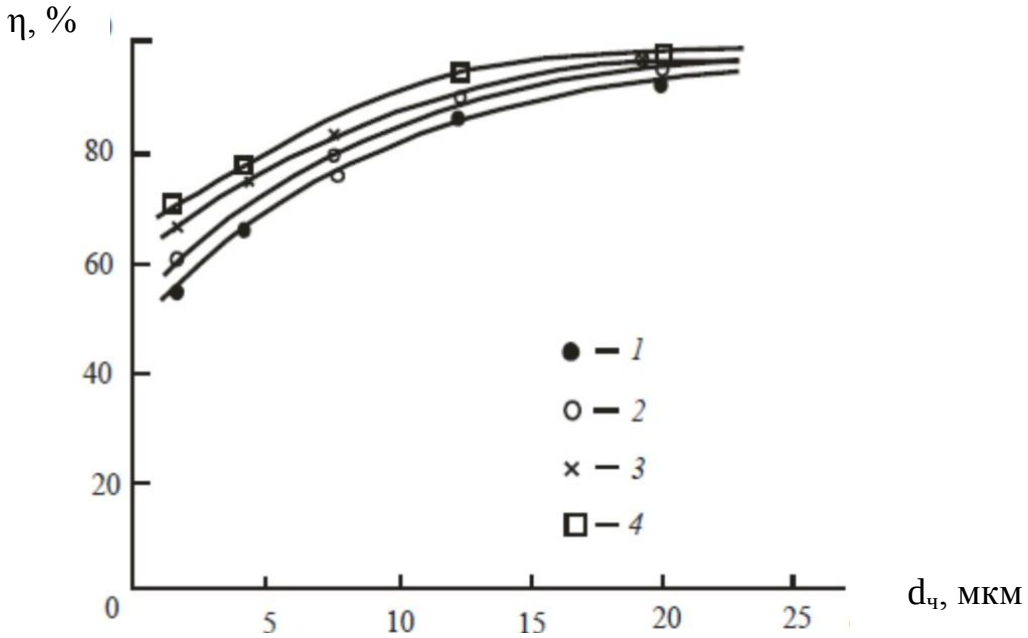


Рис. 1.7.1. Зависимость фракционной степени улавливания гидрофильной пыли в слое пены от дисперсности частиц. Вид пыли и их плотность (г/см^3): 1 – SiO_2, 2,65; 2 – $CaCO_3$, 2,9; 3 – Al_2O_3, 4,0; 4 – Fe_2O_3, 5,3. Точки – эксперимент [200]; сплошные линии – расчет; $W_к$ = 1.5 м/с

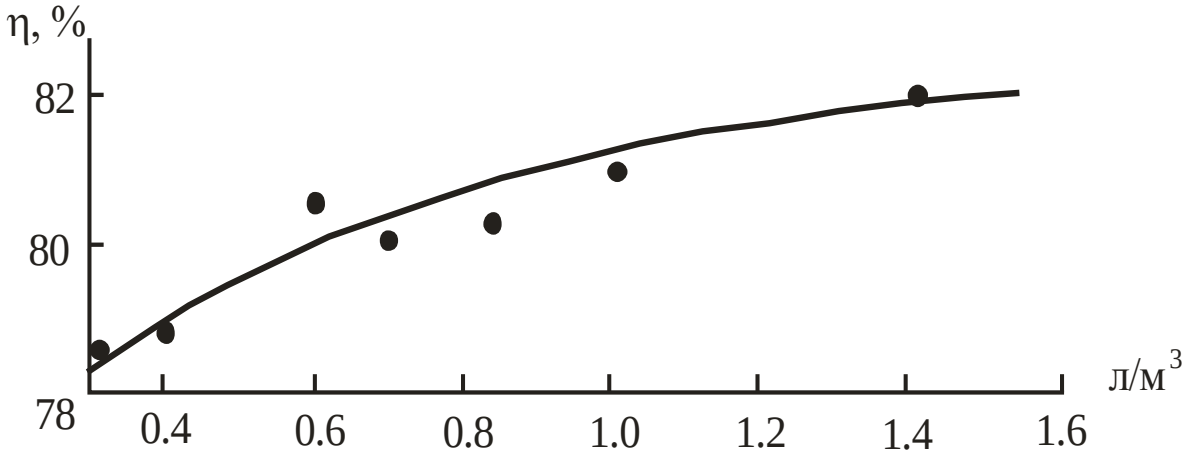


Рис. 1.7.2. Влияние удельного расхода воды на эффективность улавливания пыли в аппарате с противоточной решеткой [200]. Сплошные линии – расчет; $W_к$ = 1.72 м/с; $R_э = 2.5\times10^{-3}$ м; $F_{св} = 0{,}15$ м^2/ м^2.

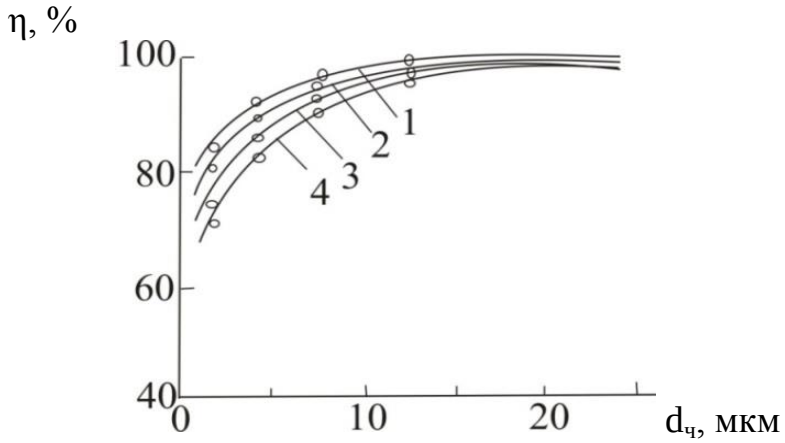


Рис.1.7.3. Зависимость степени очистки газа от размера частиц гидрофильной пыли. 1 – Fe_2O_3; 2 – Al_2O_3; 3 – $CaCO_3$; 4 – SiO_2 [200]. Скорость газа $w_г$=1,5 м/с; $h_{ст}$=40мм.

Следует отметить, что тарелки провального типа имеют небольшой интервал устойчивой работы и выбор режимных и конструктивных характеристик должен выполняться с использованием известных рекомендаций [200,203], в том числе и с учетом неравномерности распределения фаз [133].

Рассмотренная в данном разделе математическая модель является дальнейшим развитием теории турбулентной миграции частиц [175], на основе, которой построены модели осаждения аэрозолей в цилиндрический каналах, насадочных нерегулярных слоях и вихревых аппаратах [16,125-127].

Разработанная математическая модель определения эффективности газоочистки в барботажном слое позволяет выполнить вычисления с использованием только результатов гидравлических исследований контактных устройств и ее можно использовать при проектировании или модернизации аппаратов в различных отраслях промышленности.

1.8 Модель очистки газов от тонкодисперсной фазы в барботажном слое на основе концепции активного входного участка [142]

В данном разделе рассмотрена математическая модель для определения числа единиц переноса (1.7.3) тонкодисперсной фазы (гидрофильной пыли и жидких аэрозолей) в развитом барботажном слое. Математическая модель построена с использованием теории турбулентной миграции частиц и концепции активного участка на входе газа в слой жидкости. В результате получены выражения, которые позволяют вычислять эффективность мокрой очистки газов, используя результаты гидравлических исследований тарелок.

Эффективность пылеулавливания с использованием модели идеального вытеснения газа [175,199,202]

$$\eta = \frac{C_{\text{н}} - C_{\text{к}}}{C_{\text{н}}} = 1 - \exp(-N), \tag{1.8.1}$$

где N – число единиц переноса частиц:

$$N = \frac{u_t A \rho_{\text{г}}}{G}, \tag{1.8.2}$$

где u_t – коэффициент переноса частиц, м/с; A – активная поверхность контакта фаз, м^2; G – массовый расход газа, кг/с; $C_{\text{н}}, C_{\text{к}}$ – начальная и конечная концентрация частиц в газе; $\rho_{\text{г}}$ – плотность газа, кг/м^3.

Ниже рассмотрен подход определения u_t и A на основе применения концепции активного участка в барботажном слое [142].

Так называемый коэффициент переноса частиц (в теории турбулентной миграции u_t называют скоростью турбулентного осаждения частиц [175]) характеризует интенсивность осаждения частиц из турбулентного потока на стенках (межфазной поверхности), то есть это количество частиц (весовое или численное), осаждающихся из аэрозольного потока на 1 м^2 стенок за 1 с, отнесенное к единичной концентрации частиц.

Если пренебречь молекулярной диффузией за пределами пограничного слоя, то основными составляющими механизма переноса становятся: перемешивания за счет общих турбулентных вихрей сплошной фазы, за счет общих турбулентных вихрей малых масштабов (обусловленных стохастическим движением дисперсной фазы относительно сплошной) и продольного перемешивания за счет полной циркуляции в сплошной фазе.

При небольших концентрациях (< 0,2 кг/м^3 или < 2 об. %) частиц преобладающим является первая составляющая переноса.

При теоретическом анализе всех форм движения аэрозольных частиц в турбулентном потоке обычно принимается следующие предположения (рассмотрено в разделе 1.7).

Коэффициент переноса частиц. Скорость осаждения частиц на поверхность границы раздела можно вычислить [175,199,202] с использованием полуэмпирических зависимостей для расчета приведенной скорости турбулентного осаждения частиц $u_t^+ = \dfrac{u_t}{u_{*\text{г}}}$ связанных со временем релаксации скорости частиц:

$$\tau_\text{р} = \frac{d_\text{ч}^2 \rho_\text{ч}}{18 \rho_\text{г} \nu_\text{г}}, \qquad (1.8.3)$$

где $\tau_\text{р}$ – время релаксации, с; $\rho_\text{ч}$ – плотность частицы, кг/м^3; $\nu_\text{г}$ – коэффициент кинематической вязкости, м^2/с.

Безразмерное время релаксации записывается в виде

$$\tau^+ = \frac{\tau_{\text{р}} u_{*\text{г}}^2}{\nu_{\text{г}}}, \qquad (1.8.4)$$

где $u_{*\text{г}}$ – динамическая скорость (м/с), в данном случае в пограничном слое газовой фазы на межфазной поверхности с жидкостью.

Осредненное выражение безразмерного коэффициента переноса частиц для $u_t^+ = u_t / u_{*\text{г}}$, которое лучше всего согласуется с известными экспериментальными данными, имеет вид [175]

$$u_t^+ = 7.25 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\tau^+}{1 + \omega_E \tau_p} \right)^2, \qquad (1.8.5)$$

где $\omega_E = u_{*\text{г}} / l_E = u_{*\text{г}} / (0.1R)$ – угловая частота энергоемких пульсаций, с^{-1}; l_E – масштаб энергоемких пульсаций, принимаемый по Таунсенду равным 0.1 R, где R – радиус канала, м.

Концепция активного участка. При пенном и струйном режиме работы барботажных тарелок различными исследователями установлено, что основное количество массы и тепла (до 75–100%) передается на небольшом расстоянии от входа газа в слой жидкости. В работе [187] массообмен изучался на примере двух крайних случаев: 1) массоотдача лимитирована газовой фазой (абсорбция аммиака из воздушной смеси водой); 2) массоотдача лимитирована жидкой фазой (абсорбция или десорбция углекислого газа из водного раствора). Сделан следующий вывод: если сопротивление массообмену сосредоточено в газовой фазе, то основная массопередача происходит на начальном участке газового факела высотой до двух диаметров отверстия (до 90% распределяемого вещества).

Если сопротивление массообмену сосредоточено в жидкой фазе, то протяженность участка массопередачи увеличивается, оставаясь в пределах зоны газовой струи [187]. Явление интенсивной массопередачи на небольшом расстоянии от отверстия истечения газа получило название “входного эффекта” или “активного участка” [59,83,104,187].

Активный участок характеризуется максимальной движущей силой процессов переноса и малым диффузионным сопротивлением, так как на этом участке пограничный слой очень тонкий.

На основе использования этой концепции и гидродинамической аналогии разработана [83] математическая модель тепло- и массоотдачи в барботажном слое для тарелок различных конструкций. Ниже выполнено развитие этой модели для процесса газоочистки.

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

$$J_0 = \frac{\rho_г W_0^2}{2} S_0 + \rho_ж g h'_{ст} S_0 + V_г \left(\rho_ж - \rho_г\right) g\,, \tag{1.8.6}$$

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

На выходе из двухфазного слоя полный импульс газового потока равен

$$J_к = \frac{\rho_г W_к^2}{2} S_к\,, \tag{1.8.7}$$

где $W_к$ – скорость газа (м/с) в свободном сечении аппарата, площадью $S_к$, м^2.

Разность между и $J_к$ составляет потерю импульса газом в барботажном слое

$$\Delta J_п = J_0 - J_к.$$

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

$$\Delta J_{\text{п}} = S_{\text{э}} \left(\Delta P_{\text{тр}}^{\text{п}} + \Delta P_{\sigma} + \Delta P_{сф}\right), \tag{1.8.8}$$

где $S_{\text{э}}$ – площадь сечения барботажного слоя, занятая газовым потоком в зоне пузырей, м^2; $\Delta P_{\text{тр}}^{\text{п}}$ – перепад давления, вызванный трением газа и жидкости на межфазной поверхности пузырей, Па; ΔP_{σ} – перепад давления, вызванный поверхностным натяжением, Па; $\Delta P_{сф}$ – перепад давления, вызванный сопротивлением формы пузырей, Па.

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

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

$$V_{\text{г}}\left(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}\right) g = \Delta P_{сф} S_{\text{э}}. \tag{1.8.9}$$

Из соотношений (1.8.6)–(1.8.9) получим величину потери импульса газового потока

$$\Delta J_{\tau-\sigma} = S_0 \left(\frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{2} + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \frac{\rho W_{\text{к}}^2}{2} S_{\text{к}}. \tag{1.8.10}$$

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

$$\Delta J_{\tau-\sigma} = \bar{\tau}_{\text{гр}} A_a$$

где $\bar{\tau}_{\text{гр}}$ – среднее касательное напряжение на границе раздела фаз активной поверхности, Па.

Отсюда, с учетом (1.8.10) найдем значение площади межфазной поверхности потери импульса [83]:

$$A_a = \left[S_0 \left(\rho_{\text{г}} W_0^2 / 2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}} \right) - \rho_{\text{г}} S_{\text{к}} W_{\text{к}}^2 / 2 \right] \bar{\tau}_{\text{гр}}^{-1}. \tag{1.8.11}$$

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

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

$$\overline{\tau}_{\text{гр}} = \rho u_*^2 + 2\sigma / R_{\text{э}} . \qquad (1.8.12)$$

Касательное напряжение $\tau_{\text{тр}} = \rho u_*^2$ можно вычислить из уравнения движения вязкого газа, записанного в форме обобщенного уравнения Бернулли [42] с учетом сил трения на межфазной поверхности струи:

$$P_0 + \frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{2} = P_{\text{п}} + \frac{\rho_{\text{г}} W_{\text{п}}^2}{2} + \Delta P_{\text{тр}}, \qquad (1.8.13)$$

где P_0, $P_{\text{п}}$ – статическое давление газа в сечении входа струи в слой жидкости и в сечении распада струи, Па; соответственно:

$$P_0 = \rho_{\text{ж}} g h_{\text{ст}}', \; P_{\text{п}} = \rho_{\text{ж}} g (h_{\text{ст}}' - h_{\text{ф}}),$$

где $h_{\text{ф}}$ – высота газовой струи (факела) до распада на пузыри, м.

Пренебрегая действием сил внутреннего трения, удельную потерю импульса в струе газа запишем в виде: $\Delta P_{\text{тр}} = \tau_{\text{тр}}$. Тогда из уравнения (1.8.13) получим выражение для среднего значения касательного напряжения:

$$\tau_{\text{тр}} = \frac{\rho_{\text{г}} (W_0^2 - W_{\text{п}}^2)}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} g h_{\text{ф}}}{2} . \qquad (1.8.14)$$

Средняя скорость газа в сечении распада струи на пузыри составляет $W_{\text{п}} = W_к / \varphi$, где $\varphi \approx 0.75$ – газосодержание в данном сечении [41]. На основе использования выражения (1.8.14) и потокового соотношения $\tau_{\text{тр}} = u_{*\text{г}}{}^2 \rho_{\text{г}} = = u_{*\text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}}$ можно вычислить динамическую скорость в газовой и жидкой фазах на межфазной поверхности струи.

Результаты расчета [142]

Для расчета числа единиц переноса N по выражению (1.8.2) из (1.8.4), (1.8.5) и (1.8.14) запишем формулу для коэффициента переноса частиц

$$u_t = 7,25\cdot 10^{-4}\left(\frac{W_0^2 - W_{\text{п}}^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} g h_{\text{ф}}}{2\rho_{\text{г}}}\right)^{2.5}\left[\frac{\tau_{\text{р}}}{\nu_{\text{г}}\left(1+\omega_E \tau_{\text{р}}\right)}\right]^2, \qquad (1.8.15)$$

где $\tau_p = d_{\text{ч}}{}^2\rho_{\text{ч}} / \left(18\rho_{\text{г}}\nu_{\text{г}}\right); \omega_E = u_{*\text{г}} / (0,1R)$; в качестве характерного масштаба примем $R = R_0$ – радиус отверстия на тарелке, м.

Из (1.8.14) динамическая скорость в газовой фазе

$$u_{*\text{г}} = \left(\frac{W_0^2 - W_{\text{п}}^2}{4} + \frac{\rho_{\text{ж}} g h_{\text{ф}}}{2\rho_{\text{г}}}\right)^{0.5}. \qquad (1.8.16)$$

Из выражения (1.8.11) и (1.8.12) активная поверхность

$$A_a = \frac{S_0\left(\rho_{\text{г}} W_0^2/2 + \rho_{\text{ж}} g h'_{\text{ст}}\right) - \rho_{\text{г}} W_{\text{к}}^2/2}{\rho_{\text{г}} u_{*\text{г}}^2 + 2\sigma R_{\text{э}}}. \qquad (1.8.17)$$

При расчете u_t (1.8.15) с использованием характеристик активного участка число единиц переноса (1.8.2) вычисляется при $A = A_a$ (1.8.17).

Следует отметить, что скорость газа в отверстиях тарелки W_0 следует вычислять с учетом наличия жидкой фазы, т.к. при относительно не больших скоростях газа в колонне ($W_к < 1$ м/с) часть отверстий может быть занята жидкостью [87,133]. Для вычисления статического столба жидкости $h_{\text{ст}}$ на тарелках различных конструкций используются известные эмпирические выражения. Высоту газовой струи до распада на пузыри можно вычислить по формуле [62]

$$h_{\text{ф}} = 2.45 d_{\text{э}}\left[\frac{\rho_{\text{г}} W_0^2}{g d_{\text{э}}\left(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}\right)}\right]^{0.35}. \qquad (1.8.18)$$

где $d_{\text{э}} = 2R_{\text{э}}$ – эквивалентный диаметр отверстия, м.

Рассмотрим пример расчета ситчатой тарелки, исследованной в работе [198]. Конструктивные характеристики: диаметр колонны

$D_к = 0.2$ м; диаметр отверстий $d_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м; высота сливной планки $h_{сп} = 0.03$ м; относительное свободное сечение $F_{св} = 0.07$ м^2/м^2 (7%).

Режимные характеристики: $W_к = 0,4$ - $1,32$ м/с; расход жидкости на длину сливной планки $Q_ж = 1 - 10,0$ м^3/(м·ч).

Выполним расчеты при $W_к = 0,4$ м/с и $Q_ж = 3$ м^3/(м·ч). Система вода и воздух с аэрозольными частицами пылинок.

Плотность воды $\rho_ж = 10^3$ кг/м^3; кинематическая вязкость $\nu_ж = 1 \cdot 10^{-6}$ м^2/с; поверхностное натяжение 0.072 Н/м; плотность воздуха $\rho_г = 1,2$ кг/м^3; плотность дисперсных частиц $\rho_ч = 1200$ кг/м^3. Размер частиц $d_ч = 3 \cdot 10^{-6}$ м (3 мкм).

Порядок расчета. Минимальная скорость газа в отверстиях [44] $W_{0min} = 9,03$ м/с; площадь отверстий, занятая газовым потоком $S_0 = S_к W_к / W_{0min} = 1.51 \cdot 10^{-3}$ м^2; площадь всех отверстий $S_{0max} = F_{св} S_0 = 2.17 \times 10^{-3}$ м^2.

Т.к. $S_0 < S_{0max}$, часть отверстий занята жидкостью.

Высота газовой струи (1.8.18) $h_ф = 0,8 \cdot 10^{-2}$ м.

Среднее значение динамической скорости (1.8.16) $u_{*г} = 7.3$ м/с; произведение $\omega_E \times \tau_p = 2.4$. Коэффициент переноса частиц (1.8.15) $u_t = 6.3$ м/с; расход газа $V_г = 0.014$ м^3/с; активная поверхность (1.8.17) $A_a = 0.0023$ м^2; число единиц переноса (1.8.2) $N = 1.03$; эффективность газоочистки (1.8.1) $\eta = 0.65\,(65\%)$.

Для частиц $d_ч = 6 \cdot 10^{-6}$ м (6 мкм), выполняя аналогичные расчеты, имеем $\eta = 0.8$ (80%), а для частиц $d_ч = 10^{-5}$ м (10 мкм) – $\eta = 0.85$ (85%).

При скорости газа $W_к$ = 0,4-1,32 м/с; $d_ч$ = 3 мкм; $S_0 = 2.17 \times 10^{-3}$ м^2; $W_0 = 18.86$ м/с; $h_ф = 1.4 \times 10^{-2}$ м; $u_{*г} = 12.1$ м/с, $h_{ст} = 0.0238$ м; $A_a = 3 \times 10^{-3}$

м^2, u_t = 34.9 м/с; $V_г$ = 0.041 м^3/с; N = 2.56. Эффективность газоочистки η = 92%.

Для частиц диаметром $d_ч$>10^{-5} м эффективность газоочистки приближается к 100%, что соответствует экспериментальным данным [200].

В предыдущем разделе даны результаты расчета и сравнение с экспериментальными данными для решетчатых (провальных) тарелок, которые практически совпадают с расчетом по уравнениям из данного раздела. Таким образом, расчет эффективности пылеулавливания в барботажном слое можно выполнять, как с помощью осредненных величин (раздел 1.7.) , так и на основе активного участка [142,148].

1.9 Определение конструктивных характеристик и эффективности барботажного флотатора [140]

Известны различные способы флотации при очистке жидкостей, в том числе и сточных вод от взвешенных тонкодисперсных частиц различных загрязнений. Взвешенные частицы микронных размеров за счет различных механизмов приближаются к поверхности всплывающих пузырей и прилипают к их поверхности. В качестве примера математического моделирования эффективности очистки жидкости рассмотрим пневматический (барботажный) флотатор (рис. 1.9.1).

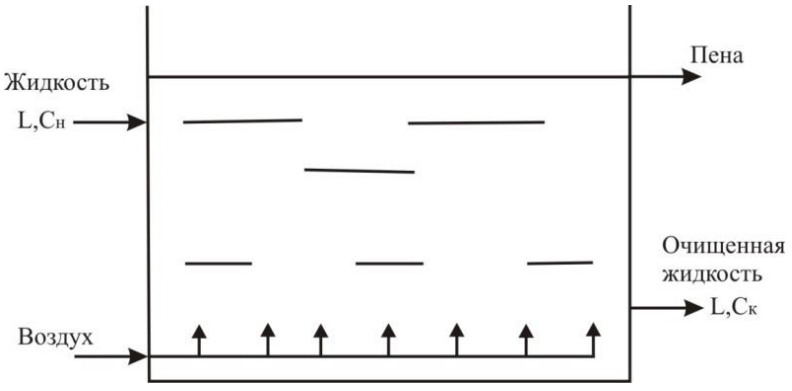


Рис. 1.9.1. Схема пневматического флотатора.

Основными механизмами седиментации тонкодисперсных частиц к поверхности пузырей являются инерционный, градиентный, диффузионный и турбулентный. Для очень мелких частиц основным механизмом является турбулентная миграция к поверхности пузырька. Турбулентность в барботажных флотаторах даже при небольших газосодержаниях вызвана осцилляцией и вихревыми следами всплывающих пузырей. Пограничный слой на поверхности раздела фаз в таких случаях классифицируются как псевдоламинарный [88].

В работах [161,162] дана оценка размеров частиц, увлекаемых турбулентными пульсациями среды. В результате расчетов по данным выражениям для процесса барботажной флотации установлено, что частицы с размерами менее 100 мкм ($d_ч < 10^{-4}$, м) полностью увлекаются турбулентными пульсациями среды, а при $10^{-3} < d_ч < 10^{-4}$ м частично увлекаются пульсациями среды (в зависимости от режима и разности плотностей фаз). Для таких частиц можно использовать теорию турбулентной миграции и уравнения массопередачи частиц [161,162,175].

Рассмотрим приближенный подход, широко применяемый при расчете насадочных массообменных колонн в химической технологии, получивший название «метод единиц переноса».

Основная задача при расчете барботажного флотатора – это определение длины пути жидкости от входа к выходу при заданном расходе и эффективности очистки (конечной концентрации на выходе). Используя подход представления переноса тонкодисперсной фазы по аналогии с диффузионным процессом при массопередаче, запишем количество массы уловленных частиц поверхностью пузырей

$$M = L\left(C_н - C_к\right), \qquad (1.9.1)$$

где $C_н, C_к$ - начальная и конечная концентрация частиц, кг/кг; L - массовый расход жидкости на очистку, кг/с (рис. 1.9.1.).

Эту же величину выразим по уравнению массоотдачи частиц

$$M = \rho_{ж}\beta_d F\overline{\Delta C}, \tag{1.9.2}$$

где $\overline{\Delta C}$ - средняя движущая сила переноса частиц, кг/кг; β_d - коэффициент переноса частиц (турбулентной миграции), м/с; F - поверхность пузырей м^2; $\rho_{ж}$ - плотность жидкости, кг/м^3.

Движущую силу запишем как среднюю логарифмическую

$$\overline{\Delta C} = \frac{\Delta C_б - \Delta C_м}{\ln\dfrac{\Delta C_б}{\Delta C_м}} = \frac{C_н - C_к}{\ln\dfrac{C_н}{C_к}}, \tag{1.9.3}$$

где $\Delta C_б, \Delta C_м$ - большая и меньшая движущие силы переноса частиц, т.е. на входе и выходе аппарата. В теории массопередачи $\Delta C_б$ и $\Delta C_м$ записывают, используя рабочие и равновесные концентрации $\left(C^*\right)$. Учитывая, что при флотации $C^* = 0$ имеем $\Delta C_б = C_н$, $\Delta C_м = C_к$.

Из равенства потоков массы (1.9.1) и (1.9.2) получим соотношение

$$L\left(C_н - C_к\right) = \rho_{ж}\beta_d F\overline{\Delta C}. \tag{1.9.4}$$

Отсюда необходимая (по заданной $C_к$) поверхность контакта фаз равна

$$F = \frac{L\left(C_н - C_к\right)}{\rho_{ж}\beta_d\overline{\Delta C}} = \frac{L\ln C_н/C_к}{\rho_{ж}\beta_d}. \tag{1.9.5}$$

Представим флотатор в виде прямоугольного аппарата (канала) с длиной $H_{фл}$ и шириной h. В процессе барботажа в аппарате находится динамический пузырьковый слой высотой $H_{г.ж.}$. Это высота связана с газосодержанием $\varphi_г$ и с высотой неаэрированной жидкости $H_ж$, т.е. без газа, соотношением

$$H_{г.ж.} = H_ж/\left(1-\varphi_г\right).$$

Значение F в выражении (1.9.5) запишем через удельную поверхность пузырей $\left(a_v = 6\varphi_г/d_п\right)$ и объем двухфазной среды:

$$F = a_v H_{г.ж} H_{фл} h = \frac{6\varphi_г H_{фл} h H_ж}{d_п\left(1-\varphi_г\right)}, \tag{1.9.6}$$

где $d_{\text{п}}$ - средний поверхностно-объемный диаметр пузыря, м; $\varphi_{\text{г}}$ - среднее объемное газосодержание; a_v - удельная поверхность, м^2/м^3.

Из (1.9.5) и (1.9.6) найдем рабочую длину флотатора [140]

$$H_{фл} = \frac{d_{\text{п}}(1-\varphi_{\text{г}})L}{6\varphi_{\text{г}}H_{\text{ж}}h\rho_{\text{ж}}\beta_d} \cdot \ln\frac{C_н}{C_к}. \qquad (1.9.7)$$

Отношение $L/(\rho_{\text{ж}}H_{\text{ж}}h) = u_{\text{ж}}$ - средняя скорость жидкости без учета газосодержания, м/с. Тогда

$$H_{фл} = \frac{d_{\text{п}}(1-\varphi_{\text{г}})u_{\text{ж}}}{6\varphi_{\text{г}}\beta_d} \ln\frac{C_н}{C_к}. \qquad (1.9.8)$$

Выражение для коэффициента турбулентного переноса частиц β_d к поверхности пузырька получено в работе [162] на основе применения модели диффузионного пограничного слоя Ландау-Левича и теории турбулентной миграции частиц. После вычисления тригонометрической и логарифмической функций это выражение получит вид

$$\beta_d = \frac{0,22\left[\nu_{\text{ж}} g w_{\text{г}}(1-\varphi_{\text{г}})^2\right]^{0,25}}{1+\omega_E\tau_p}, \qquad (1.9.9)$$

где $\omega_E = u_*/(0,05d_{\text{п}})$ - частота энергоемких пульсаций, с$^{-1}$; $w_{\text{г}}$ - скорость газа на полное сечение аппарата, м/с; u_* - динамическая скорость на поверхности газ - жидкость, м/с; τ_p - время релаксации частиц, сек; $\tau_p = \rho_{\text{ч}}d_{\text{ч}}^2/(18\mu_{\text{ж}})$; $\rho_{\text{ч}}$ - плотность частиц, кг/м^3; $d_{\text{ч}}$ - диаметр частиц, м; $\mu_{\text{ж}}$ - динамическая вязкость жидкости, Па с.

Среднее значение динамической скорости в газожидкостной среде находится по выражению [197]

$$u_* = 2,2\left[\nu_{\text{ж}} g w_{\text{г}}(1-\varphi_{\text{г}})^2\right]^{0,25}. \qquad (1.9.10)$$

Средний диаметр пузыря и газосодержание вычислим по формулам [197]

$$d_{\text{п}} = 1,5\left(\frac{d_0\sigma}{\Delta\rho g}\right)^{1/3}, \qquad (1.9.11)$$

$$\varphi = 0,4\left(\frac{\rho_{\text{г}}}{\rho_{\text{ж}}}\right)^{0,15}\left[w_{\text{г}}\left(\Delta\rho/\sigma g\right)^{0,25}\right]^{0,68}, \qquad (1.9.12)$$

где d_0 - диаметр отверстия барботера, м; σ - поверхностное натяжение, Н/м; $\rho_{\text{г}}$ - плотность газа, кг/м^3; $\Delta\rho = \rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}$.

Результаты расчетов [140]

Пример расчета. Задано: эффективность очистки: $\eta = 0,95$; $d_0 = 10^{-3}$,м; $d_{\text{ч}} = 10^{-5}$,м; $\rho_{\text{ч}} = 800$,кг/ м^3; $\rho_{\text{г}} = 1,25$,кг/ м^3; $\rho_{\text{ж}} = 1000$,кг/ м^3 $\sigma = 0,07$,Н/ м; $u_{\text{ж}} = 0,25$ м/ с; $w_{\text{г}} = 0,1$ м/ с; $C_{н} = 0,005$,кг/ кг.

Вычисляем: $C_{к} = C_{\text{н}}\left(1-\eta\right)$; $C_{к} = 2,5\cdot 10^{-4}$,кг/ м^3; $\overline{\Delta C} = 1,6\cdot 10^{-3}$,кг/ м^3; динамическая скорость $u_{*} = 0,065$,м/с; $\varphi = 0,1$; $d_{\text{п}} = 2,9\cdot 10^{-3}$,м/ с коэффициент $\beta_d = 6,4\cdot 10^{-3}$,м/ с; $\left(C_{н} - C_{к}\right)/\overline{\Delta C} = 2,96$; длина (1.9.8) $H_{\text{фл}} = 0,49$ *м*.

При эффективности $\eta = 0,99$ длина увеличивается до $H_{фл} = 0,77$ м.

Сравним полученные результаты с расчетом по известному выражению, соответствующему идеальному вытеснению жидкой фазы

$$\eta = 1 - \exp\left(-N\right) = 1 - \exp\left(-\frac{\beta_d F}{L/\rho_{\text{ж}}}\right), \qquad (1.9.13)$$

где N - число единиц переноса (по аналогии с массообменом); $\eta = \left(C_{н} - C_{к}\right)/C_{н}$.

Из формулы (1.9.13) с поверхностью F (1.9.6) получим:

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{\beta_d a_v H_{фл}}{\left(1-\varphi_{\text{г}}\right)u_{\text{ж}}}\right) \qquad (1.9.14)$$

Для рассмотренного примера: $a_v = 207$ м^2/ м^3; $\beta_d = 6,4\cdot 10^{-3}$, м/ с; $H_{\text{фл}} = 0,49$ м; $u_{\text{ж}} = 0,25$ м/ с ; $N = 2,93$.

Расчет по формуле (1.9.14) дает $\eta = 0,94$. В выше приведенном примере при $\eta = 0,95$ получено $H_{фл} = 0,49$ м. Расхождение эффективностей флотации составляет всего 0,01 (1%), что подтверждает справедливость рассмотренного подхода и полученных выражений.

Метод единиц переноса удобен для расчета массопередачи (в данном случае осаждении частиц на пузырьках) в условиях непрерывного контакта фаз в режиме идеального вытеснения.

При расчете более сложных условий взаимодействия фаз, использование метода единиц переноса приводит к излишним усложнениям для учета обратного (продольного) перемешивания. В таком случае становится удобнее использовать диффузионную модель структуры потока, где основным параметром является коэффициент обратного перемешивания. Учет перемешивания увеличивает необходимую длину зоны контакта фаз. Однако рассмотренный выше метод единиц переноса позволяет в первом приближении учесть влияние начальной концентрации частиц, физических свойств смеси, режимных параметров при расчете барботажного флотатора.

Наиболее корректно процесс переноса в барботажном флотаторе можно описать с применением ячеечной модели с объемным источником массы оседающей на пузырьки тонкодисперсной фазы

$$u_{ж} \frac{C_{i-1} - C_i}{\Delta z_i} = \beta_d a_v C_i, \qquad (1.9.15)$$

где Δz_i - длина ячейки, м; i = 1,2, . . . , n –число ячеек полного перемешивания.

Из выражения (1.9.15) концентрация в i -й ячейке

$$C_i = \frac{C_{i-1}}{1 + \frac{\beta_d a_v \Delta z_i}{u_{ж}}}. \qquad (1.9.16)$$

Эффективность аппарата, состоящего из n последовательных ячеек

$$\eta = 1 - (1 - \eta_1)(1 - \eta_2)...(1 - \eta_n), \qquad (1.9.17)$$

где эффективность i -й ячейки

$$\eta_i = \frac{C_{i-1} - C_i}{C_{i-1}}. \qquad (1.9.18)$$

Из выражений (1.9.16)-(1.9.18) получим общую эффективность флотатора

$$\eta = 1 - \left(1 + \frac{\beta_d a_v H_{фл}}{n u_{ж}}\right)^{-n}. \qquad (1.9.20)$$

где $\Delta z_i = H_{фл}/n$ в формуле (1.9.16).

Число ячеек полного перемешивания связано с числом Пекле, характеризующего продольное (обратное) перемешивание (раздел 1.3), зависимостью [195]

$$n = \frac{Pe^2}{2\left[Pe - 1 + \exp(-Pe)\right]}. \qquad (1.9.21)$$

Известно, что при $Pe \to 0,\ n = 1$ (полное смешение в аппарате), а при $Pe \to \infty,\ n \to \infty$ - идеальное вытеснение.

Идеальное вытеснение обычно принимают при Pe>20.

Приближенно число Пекле во флотаторе можно вычислить по формуле (1.3.8)

$$Pe = 0,45 \frac{w_г}{u_*} \left(\frac{0,1}{H_{фл}}\right)^{0,4}. \qquad (1.9.22)$$

Для рассмотренного выше случая при $H_{фл} = 0,49$, м; и Pe<1, тогда n=1 и эффективность (1.9.20) составит значение $\eta = 0,73$ (73%), что значительно меньше, чем по модели идеального вытеснения. Учитывая, что число Пекле структуры потока в жидкой фазе барботажного слоя $Pe \sim 1$ [197] (раздел 1.3), то модель идеального смешения (или ячеечная модель) дает более реальный результат по эффективности флотации.

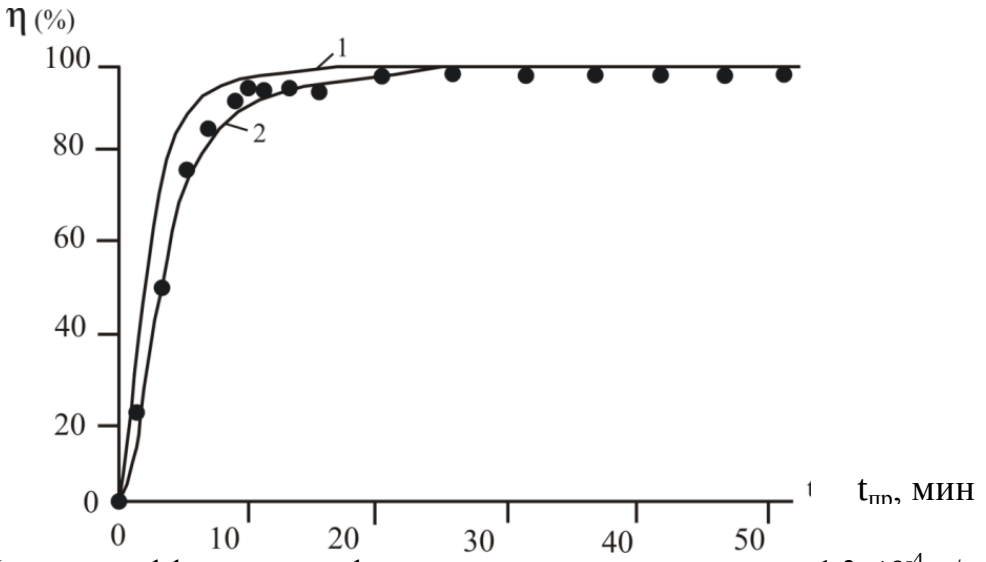


Рис. 1.9.2. Локальная эффективность флотации при скорости жидкости $1{,}3\cdot10^{-4}$ м/с, скорости газа $4{,}9\cdot10^{-3}$ м/с, частицы с размерами 34,9 мкм, среда – молоко с синтетическими включениями. Точки - эксперимент, 1 - расчет по формуле (1.9.14), 2 - по формуле (1.9.20) [140].

На рис. 1.9.2 даны результаты расчетов по формулам (1.9.14), (1.9.20) и сравнение с экспериментальными данными [27] в зависимости от времени пребывания жидкости $t_{\text{пр}}$ во флотаторе $t_{\text{пр}} = H_{\text{фл}} / u_{\text{ж}}$.

Габариты флотатора 0,5x0,1x1,4 (h) м; средний размер пузырька воздуха равен 4,9 мм, размер частицы 34,9 мкм; плотность частицы 1130 кг/м^3; газосодержание 0,013; скорость жидкости $1{,}3\cdot10^{-4}$ м/с; приведенная скорость газа $4{,}9\cdot10^{-3}$ м/с.

Из представленных результатов следует удовлетворительное согласование расчетов по формуле (1.9.20) эффективности флотации с экспериментальными данными.

При времени пребывания $t_{\text{пр}} > 20$ мин расчетная эффективность флотации составляет $\eta = 100\,\%$, а экспериментальная 97-98 %. Расхождение расчетов с опытными данными на 2-3 % может быть связано как с погрешностью эксперимента, так и срывом и уносом незначительной части загрязнений с поверхности пузырей обратно в жидкую фазу.

РАЗДЕЛ 2
ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ

2.1 Модели турбулентного пограничного слоя у проницаемой поверхности [166,167]

Массопередача и теплообмен в промышленных аппаратах, как правило, являются сопряженными процессами. При этом градиент температуры и поперечный поток вещества могут оказывать существенное влияние на значение коэффициентов переноса. Конденсация пара и испарение жидкости с поверхности раздела фаз существенно влияют на интенсивность теплообмена и, следовательно, на параметры пограничного слоя, который формируется на межфазной поверхности [44,94,117,119]. Очевидно, что процессы ректификации смесей с высокой относительной летучестью компонентов и в процессах абсорбции газов с большим содержанием извлекаемого компонента при значительной степени его извлечения должны рассчитываться с привлечением моделей пограничного слоя, учитывающих вышеназванные возмущающие факторы.

В данном разделе рассматриваются некоторые особенности обменных процессов в турбулентном пограничном слое у проницаемой поверхности и их влияние на средние коэффициенты переноса импульса, массы и тепла. Учет поперечного потока вещества, при обтекании проницаемой поверхности, удобнее начать с уравнений переноса импульса, поскольку в данной работе в моделях используются варианты развития гидродинамической аналогии между всеми обменными процессами в пограничном слое.

Перенос импульса

Ниже рассмотрен стационарный турбулентный пограничный слой в газовой фазе, на границе раздела с пленкой жидкости [166,167].

Уравнение для определения коэффициента переноса импульса выводится из потоковых соотношений $\tau_{ст} = \rho\gamma_{\infty}(u_{\infty} - u_{ст})$ и $\tau = \rho\left(\nu + \nu_{т}\right)\frac{\partial u}{\partial y}$, в общем виде [119] $\left(\tau^{*} = \tau/\tau_{ст}\right)$:

$$\frac{1}{\gamma_{\infty}} = \int_{0}^{\delta_{\infty}} \frac{\tau^{*} dy}{(\nu + \nu_{т}(y))}. \qquad (2.1.1)$$

Уравнение (2.1.1) является интегральным выражением потерь импульса потока в пограничном слое посредством трения. С другой стороны величина касательного напряжения трения входит в известное уравнение Рейнольдса:

$$\frac{dP}{dx} + \rho u\frac{\partial u}{\partial x} + \rho\upsilon\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial\tau}{\partial y}, \qquad (2.1.2)$$

где u и υ составляющие скорости потока по оси x (вдоль омываемой поверхности по направлению течения) и y (перпендикулярной к плоскости омываемой поверхности) соответственно. В непосредственной окрестности стенки скорость $u \to 0.$

Таким образом, решение уравнения (2.1.2) при $\frac{y}{\delta} \to 0$ асимптотически сводится к решению уравнения:

$$\frac{dP}{dx} + \rho\upsilon\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial\tau}{\partial y}. \qquad (2.1.3)$$

Интегрируя уравнение (2.1.3) по y от нуля до текущей координаты y в рамках рассматриваемой модели безградиентного (или квазибезградиентного) течения имеет:

$$\rho_{ст}\upsilon_{ст}\Delta U_{y} + \tau_{ст} = \tau, \qquad (2.1.4)$$

где $\Delta U_y = U_y - U_{ст}$; $U_{ст}$ - скорость на стенке, м/с. Если выполняется условие прилипания, то $U_{ст}$ =0.

Решение уравнения (2.1.4), очевидно, является асимптотическим и действительным лишь в области $\frac{y}{\delta} \to 0$. Несмотря на кажущуюся грубость такого приближения оно с успехом используется в алгебраических моделях турбулентности при распространении их на случаи обтекания проницаемых поверхностей [31,66,67,85,116,172,189].

В работе [116] предложена форма аппроксимации распределения касательного напряжения по высоте пограничного слоя у проницаемой поверхности на основе (2.1.4) в виде:

$$\frac{\tau}{\tau_{ст}} = \left(\frac{\tau}{\tau_{ст}}\right)_0 \left(\frac{\rho_{ст}\upsilon_{ст}\Delta U_y}{\tau_{ст}} + 1\right), \qquad (2.1.5)$$

где $\left(\frac{\tau}{\tau_{ст}}\right)_0$ - функция распределения относительного касательного напряжения по высоте турбулентного пограничного слоя для классического случая, т.е. невозмущенного обтекания непроницаемой пластины. Для внутренней подобласти пограничного слоя, где $\left(\frac{\tau}{\tau_{ст}}\right)_0 \approx 1$ функция (2.1.5) соответственно переходит в (2.1.4).

В логарифмической области пограничного слоя у проницаемой поверхности наблюдается так называемый «обобщенный закон стенки», сформулированный Таунсендом, и выражаемый как:

$$\sqrt{\frac{\rho}{\tau}}\frac{du}{dy} = \frac{\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}}{\chi y}. \qquad (2.1.6)$$

Коэффициент пропорциональности χ (константа турбулентности) в данном случае полагается неизменным ввиду консервативности структуры турбулентного пограничного слоя. Впрочем, для градиентных турбулентных пограничных слоёв у проницаемой

поверхности многими авторами [66,87,189] отмечается некоторое повышение коэффициента χ. В первых двух приведенных работах для случая обтекания гладкой поверхности с положительным градиентом давления рекомендуется $\chi = 0,436$. В работе [85] значение χ определялось исходя из соотношений двузонного пограничного слоя и интегральных характеристик гидродинамических условий промышленного аппарата.

При использовании привычных для пристенной подобласти безразмерных скоростей $\frac{u}{u_*}$ и координат y_* следует произвести преобразование:

Уравнение (2.1.5) с учетом (2.1.7) может быть переписано в виде:

$$\frac{\tau}{\tau_{ст}} = \left(\frac{\tau}{\tau_{ст}}\right)_0 \left(\frac{\upsilon_{ст}\rho_{ст}}{u_*\rho_0}\frac{\Delta U_y}{u_*} + 1\right). \qquad (2.1.8)$$

Здесь и далее индекс «0» относится к внешнему потоку (вне пограничного слоя) и внешнему потоку при стандартных условиях, так как полагается, что влияние вдува ограничивается лишь областью пограничного слоя.

В дальнейшем для сокращений массовый расход вещества через омываемую поверхность будет обозначаться как $j_{ст} = \upsilon_{ст}\rho_{ст}$.

Выражения для турбулентной вязкости в (2.1.1) также претерпевают изменения. Для моделей турбулентной вязкости, учитывающих ламинаризацию турбулентных течений вблизи стенки с помощью демпфирующего множителя, на основании (2.1.6) и (2.1.7) выражение для турбулентной вязкости запишется в следующем виде [116]:

$$\frac{\nu_т}{\nu} = K_D \chi y_* \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{ст}}}. \qquad (2.1.9)$$

Учитывая успешный опыт авторов [5,6,8] можно полагать, что форма демпфирующего множителя в виде $K_D = \left[1 - \exp\left(-y_* / A\right)\right]^n$, показавшая наилучшие результаты для простых случаев турбулентного течения может быть применена и для описания обтекания проницаемых поверхностей. В рамках соотношений Таунсенда демпфирующий фактор как функция от y_* запишется в следующем виде:

$$K_D = \left[1 - \exp\left(\frac{-y_* \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}}}{A}\right)\right]^n . \qquad (2.1.10)$$

Для случая обтекания полупроницаемой пластины турбулентным потоком, исходя из вышеописанного, рекомендуются значения коэффициентов в формуле (2.1.10) близкие к турбулентному невозмущенному течению: $n = 3$, $A = 0,41 \div 0,436$ (последнее значение коэффициента A предлагается авторами [6] в функции турбулентной вязкости для течений с совокупным воздействием трех возмущающих факторов: поперечной кривизны обтекаемой поверхности, градиента давления, и вдува).

Поскольку в настоящей работе не ставиться целью точное описание гидродинамического пограничного слоя, осложненного различными возмущающими факторами, и ввиду уже указываемой консервативности законов трения к градиентным возмущениям, очевидно, что для моделирования тепломассообменных процессов в турбулентных пограничных слоях промышленных аппаратов достаточно установить коэффициенты функции демпфирующего множителя лишь для безградиентного течения вдоль полупроницаемой плоской пластины.

Для проверки этой модели были выбраны экспериментальные данные полученные в работах [116,172] как наиболее достоверные. Сравнивались экспериментальные и вычисленные согласно приведенным выше формулам профили скорости по высоте пограничного слоя. В указанных источниках результаты экспериментов были обработаны в безразмерных координатах $\omega = \frac{u}{U_0}$, $y^{**} = \frac{y}{\delta^{**}}$.

Для приведения расчетных соотношений к безразмерным координатам обработки эксперимента, ω и y^{**}, необходимо преобразовать уравнение (2.1.1) и соответственно входящие в него вышеприведённые функции.

Уравнение (2.1.1), записанное в дифференциальном виде:

$$\frac{du}{u_*^2} = \frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{\tau}{\tau_{ст}}}{(\nu + \nu_т)} dy. \qquad (2.1.11)$$

В безразмерных координатах ω и y^{**} уравнение (2.1.11) выразится в следующем форме:

$$d\omega = \frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{\tau}{\tau_{ст}}\frac{C_f}{2}Re^{**}}{\left(\frac{\nu_т}{\nu}+1\right)} dy^{**}. \qquad (2.1.12)$$

Если использовать в (2.1.12) функцию относительного трения $\Psi = \frac{C_f}{C_{f0}}$, предложенную авторами [116], то (2.1.12) выразится как:

$$d\omega = \frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{\tau}{\tau_{ст}}\Psi\frac{C_{f0}}{2}Re^{**}}{(\frac{\nu_т}{\nu}+1)} dy^{**}. \qquad (2.1.13)$$

Функция относительной турбулентной кинематической вязкости (2.1.9) и демпфирующего множителя (2.1.10) в этих координатах получат вид:

$$\frac{\nu_{т}}{\nu} = K_D \chi y^{**} Re^{**} \sqrt{\Psi \frac{C_{f0}}{2}} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{ст}}}, \tag{2.1.14}$$

$$K_D = \left[1 - \exp\left(- \frac{y^{**} Re^{**} \sqrt{\Psi \frac{C_{f0}}{2}} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{ст}}}}{A^*} \right) \right]^n . \tag{2.1.15}$$

Аналогичным образом преобразуется функция распределения относительного касательного напряжения по высоте пограничного слоя. Учитывая, что рассматривается течение вдоль полупроницаемой пластины, на которой выполняется условие прилипания, то есть $\Delta U_y = u - 0$, получится:

$$\frac{\tau}{\tau_{ст}} = \left(\frac{\tau}{\tau_{ст}} \right)_0 \left(\omega \frac{j_{ст}}{\rho_0 U_0} \frac{2}{\Psi C_{f0}} + 1 \right). \tag{2.1.16}$$

Безразмерный комплекс $\frac{j_{ст}}{\rho_0 U_0} \frac{2}{C_{f0}}$, характеризующий касательное трение на обтекаемой поверхности, создаваемой вдувом (или отсосом), отнесенное к касательному напряжению на непроницаемой пластине при том же числе Re^{**}, далее будет обозначаться как $b = \frac{j_{ст}}{\rho_0 U_0} \frac{2}{C_{f0}}$.

В качестве функции коэффициента трения при стандартных условиях была использована эмпирическая формула из [116]:

$$C_{f0} = \frac{1}{\left(4{,}17 \lg(Re^{**}) + 2{,}54 \right)^2}. \tag{2.1.17}$$

Единственным неопределенным параметром в системе уравнений (2.1.13)–(2.1.17) является функция относительного трения $\Psi = \frac{C_f}{C_{f0}}$. В работе [31] предложена аппроксимационная форма закона относительного трения в виде:

$$\Psi = \left(1 - \frac{b}{b_{кр}}\right)^2, \tag{2.1.18}$$

где $b_{кр}$ - критическая относительная величина вдува (или отсоса), для которой в непосредственной окрестности стенки, $y^{**} \to 0$, выполняется равенство $\tau = ju$, но закономерности турбулентного пограничного слоя всё еще выполняются. При $b > b_{кр}$ происходит соответственно отрыв потока при вдуве или исчезновение пограничного слоя при отсосе.

В работе [116] были предложены две формулы для нахождения критического значения параметра b при заданном числе Рейнольдса:

$$b_{кр} = 4\left(1 + 0{,}83\left(Re^{**}\right)^{-0{,}14}\right),$$
$$b_{кр} = 4\left(1 + 5{,}3\psi^{0{,}35}\left(Re^{**}\right)^{-0{,}18}\right). \tag{2.1.20}$$

В формуле (2.1.20) $\psi = \frac{i_{ст}}{i_0}$ - параметр неизотермичности, в рассматриваемой задаче $\psi = 1$.

На рисунке 2.1.1 показано сравнение значений $b_{кр}$, полученных по этим формулам в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

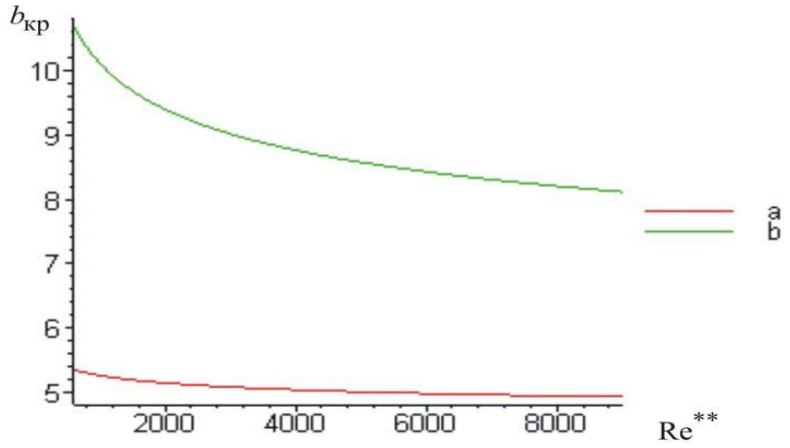


Рис. 2.1.1. Графики функций критических значений параметра вдува. $b = \frac{j_{ст}}{\rho_0 U_0} \frac{2}{C_{f0}}$ от числа Re^{**} соответственно a–(2.1.19), b –(2.1.20).

Как видно на рисунке 2.1.1 наблюдается довольно большое расхождение между этими двумя законами связи $b_{кр}$ и Re^{**}.

Для замыкания представленной модели переноса импульса через турбулентный пограничный слой ниже получена собственная функция $b_{кр}\left(Re^{**}\right)$. В рамках метода «эквивалентного внутреннего подслоя» в ходе решения делалось допущение в виде $\left(\frac{\tau}{\tau_{ст}}\right)_0 \approx 1.$

Очевидно, что для точки отрыва пограничного слоя должны соблюдаться условия:

$$\Psi = 0,\ \omega = 0 \text{ при } y^{**} = 0,\ \omega = 1 \text{ при } y^{**} = \frac{\delta}{\delta^{**}}. \qquad (2.1.21)$$

Относительная толщина пограничного слоя находится из решения уравнения:

$$\int_0^{\frac{\delta}{\delta^{**}}} \omega(1-\omega)dy^{**} = 1. \qquad (2.1.22)$$

Таким образом, нахождение значения $b_{кр}$ для каждого заданного Re^{**} сводится к краевой задаче для обыкновенного дифференциального уравнения (2.1.13) и входящих в его состав функций (2.1.14)–(2.1.17) при условиях (2.1.21) и (2.1.22).

Задача решалась численными методами в свободно распространяемом пакете Scilab. Поскольку дифференциальное уравнение не является жестким, для его решения был применен стандартный алгоритм Рунге-Кутта- Фельдберга 4-5-го порядка точности, для численного интегрирования использован алгоритм Гаусса-Кронрода. Общий алгоритм вычислений организован следующим образом: задавалось число Рейнольдса Re^{**}, первоначальные значения $b_{кр}$ и $\frac{\delta}{\delta^{**}}$; интегрирование дифференциального уравнения проводилось

от верхнего предела (начальные условия - $\omega = 1$ при $y^{**} = \frac{\delta}{\delta^{**}}$), в случае, если получаемый профиль скорости $\omega(y^{**})$ не удовлетворяет условию (2.1.22), то требуемое значение $\frac{\delta}{\delta^{**}}$ вычислялось путем градиентного приближения до достижения условия $\int_0^{\frac{\delta}{\delta^{**}}} \omega(1-\omega)dy^{**} - 1 < \Delta\left(\frac{\delta}{\delta^{**}}\right)$. Аналогично, если при соблюдении предыдущего условия при заданном $b_{кр}$ не соблюдалось условие $\omega = 0$ при $y^{**} = 0$, подбиралось новое значение $b_{кр}$ до достижения условия $\omega(0) < \Delta(\omega)$ (пересчет $\frac{\delta}{\delta^{**}}$ производился для каждого нового $b_{кр}$). Были выбраны следующие допустимые величины невязки $\Delta\left(\frac{\delta}{\delta^{**}}\right) = 0,05$, $\Delta(\omega) = 0,005$.

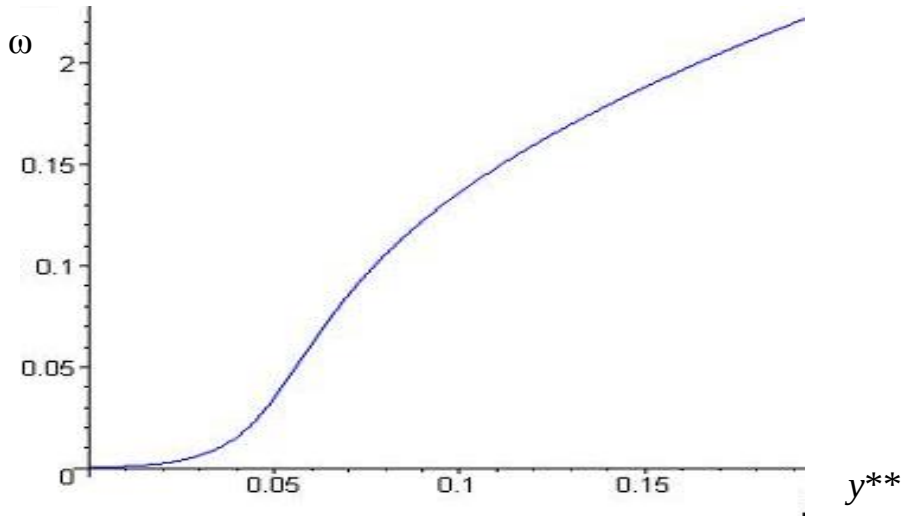


Рис. 2.1.2. Расчетный предотрывный профиль скорости, полученный по уравнениям (2.1.13), (2.1.21).

В качестве примера на рисунке 2.1.2 показан участок расчетной кривой $\omega(y^{**})$ в окрестности стенки. На рисунке 2.1.2 наблюдается перегиб профиля скорости, характерный для предотрывного состояния. Это является одним из показателей адекватного описания поведения

турбулентного пограничного слоя у проницаемой поверхности представленной выше моделью [166,167].

Результаты расчетов аппроксимируются формулой:

$$b_{кр} = 4(1 + 2,484 Re^{**(-0,153)}). \qquad (2.1.23)$$

На рисунке 2.1.3 показан график аппроксимирующей зависимости (2.1.23) совместно с результатами численного исследования. После полученного результата (функции $b_{кр}(Re^{**})$), можно снова вернуться к задаче проверки модели на предмет соответствия экспериментально полученным профилям скорости.

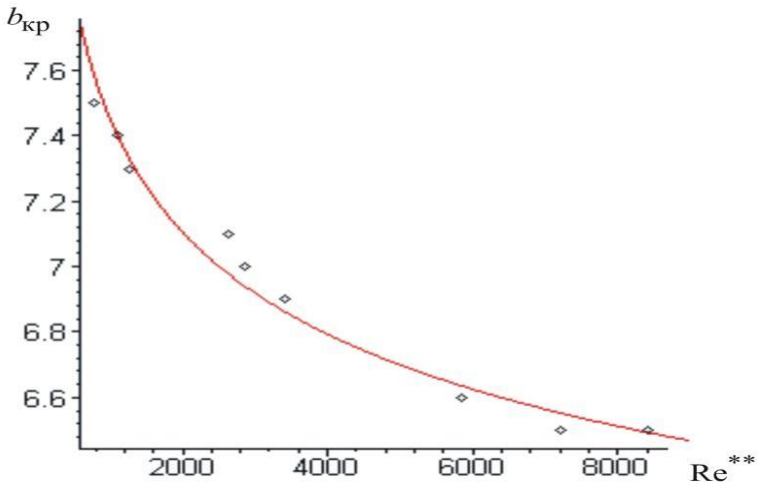


Рис. 2.1.3. График результатов численного исследования краевой задачи (2.1.13), (2.1.21) (точки) и аппроксимирующей их зависимости (2.1.23).

С помощью формулы (2.1.23) система уравнений (2.1.13)–(2.1.18) снановится замкнутой. Для сравнения в расчет включены выражения для безразмерного критического параметра вдува (2.1.19) и (2.1.20). Расчет производился для каждой пары b и Re^{**}, указанные работах [116,172]. Начальным условием для (2.1.13) было $\omega(0) = 0$. Интегрирование производилось до достижения условия (2.1.22). Как и в решении, только что рассмотренной краевой задачи для интегрирования обыкновенного дифференциального уравнения использовался алгоритм Рунге-Кутта Фельдберга 4-5-го порядка точности. Численное интегрирование получавшегося профиля скорости (после достижения указанного в

экспериментальных данных верхнего уровня) проводилось по двадцатиодноточечному алгоритму Гаусса-Кронрода.

На рисунке 2.1.4-2.1.8 показаны результаты расчетов профилей скорости по высоте пограничного слоя в безразмерном виде, вычисленные согласно уравнениям (2.1.13)–(2.1.20), (2.1.22), (2.1.23), а также экспериментальные данные источников [172] и [116]. Как, видно, приведенные уравнения модели, с использованием функции (2.1.23), дают наилучшие результаты для всего рассматриваемого диапазона, даже для больших значений $b_{кр}$.

Среднее относительное отклонение находиться в пределах 10 %, с учетом довольно сильного разброса экспериментальных точек и характера их получения, это можно считать удовлетворительным согласованием.

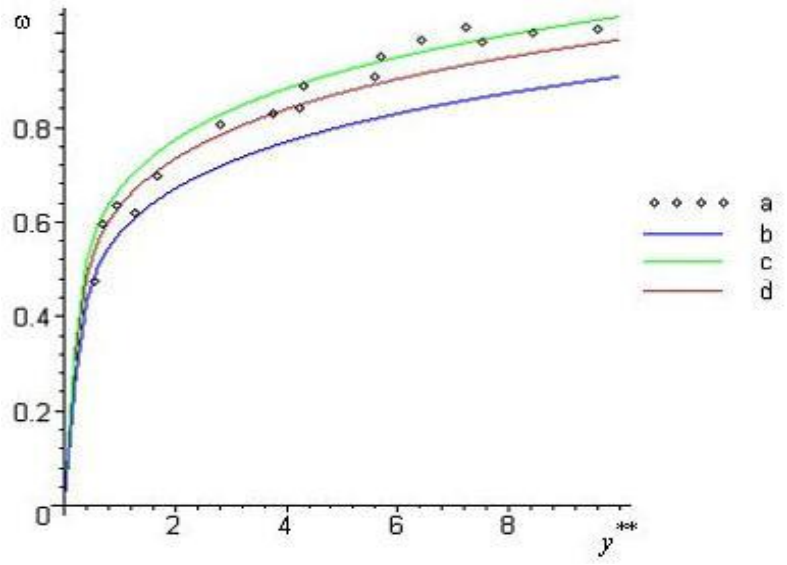


Рис. 2.1.4. Графики распределения относительной скорости по высоте турбулентного пограничного слоя, отнесённой к толщине потери импульса при параметре вдува $b = 1,25$ и числе Рейнольдса $Re^{**} = 777$: a - экспериментальные данные [11]; b – расчет с использованием функции (2.1.19); c – расчет с использованием функции (2.1.20); d – расчет с использованием функции (2.1.23).

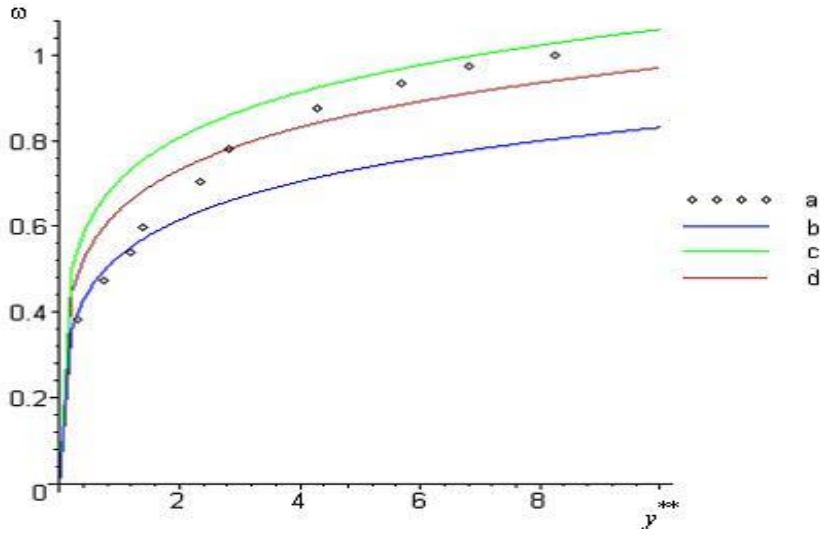


Рис. 2.1.5. Графики распределения относительной скорости по высоте турбулентного пограничного слоя, отнесённой к толщине потери импульса при параметре вдува $b = 2,5$ и числе Рейнольдса $Re^{**} = 7200$: a – экспериментальные данные [116]; b – расчет с использованием функции (2.1.19); c – расчет с использованием функции (2.1.20); d – расчет с использованием функции (2.1.23)

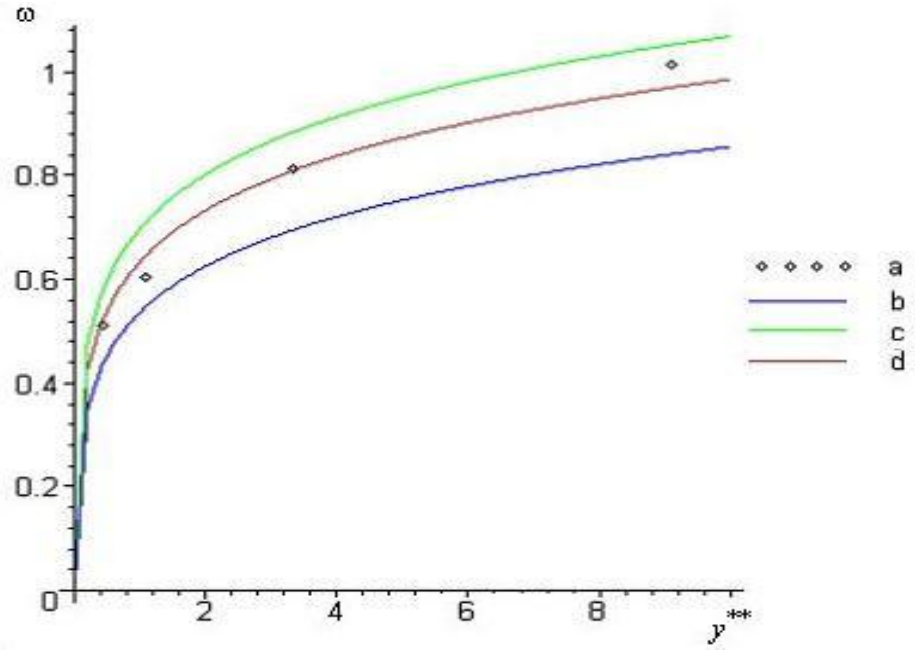


Рис. 2.1.6. Графики распределения относительной скорости по высоте турбулентного пограничного слоя, отнесённой к толщине потери импульса при параметре вдува $b = 2,2$ и числе Рейнольдса $Re^{**} = 2870$: a – экспериментальные данные [172]; b – расчет с использованием функции (2.1.19); c – расчет с использованием функции (2.1.20); d – расчет с использованием функции (2.1.23).

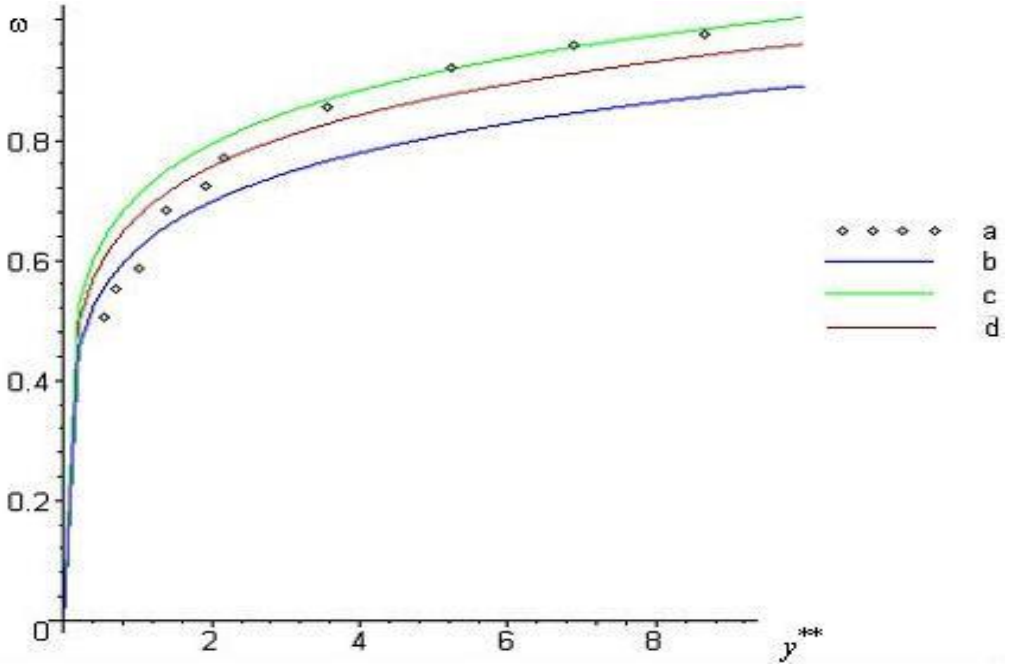


Рис. 2.1.7. Графики распределения относительной скорости по высоте турбулентного пограничного слоя, отнесённой к толщине потери импульса при параметре вдува $b = 1,31$ и числе Рейнольдса $Re^{**} = 5860$: a – экспериментальные данные [172]; b – расчет с использованием функции (2.1.19); c – расчет с использованием функции (2.1.20); d – расчет с использованием функции (2.1.23)

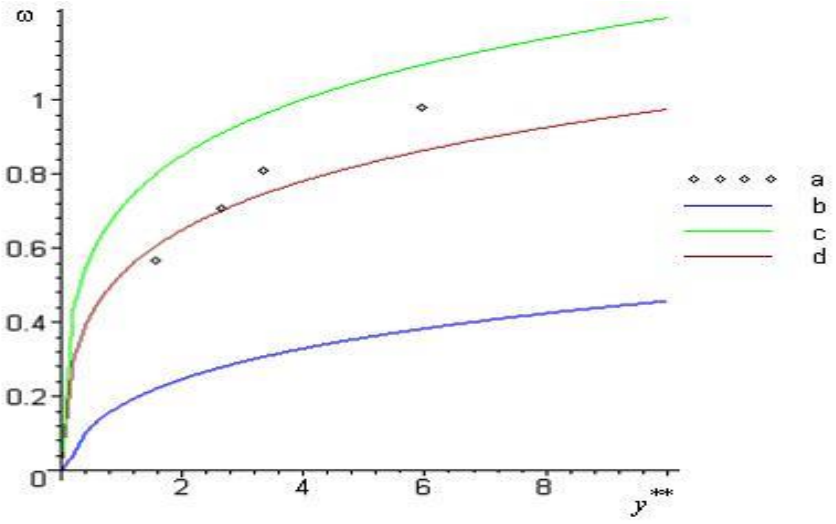


Рис. 2.1.8. Графики распределения относительной скорости по высоте турбулентного пограничного слоя, отнесённой к толщине потери импульса при параметре вдува $b = 4,9$ и числе Рейнольдса $Re^{**} = 3410$: a – экспериментальные данные [116]; b – расчет с использованием функции (2.1.19); c – расчет с использованием функции (2.1.20); d – расчет с использованием функции (2.1.23)

Как показали расчеты для турбулентного пограничного слоя у проницаемой поверхности коэффициент Прандтля-Карамана χ может быть принят таким же, как и для классического турбулентного течения у

непроницаемой пластины: $\chi = 0,41$. Коэффициенты в функции демпфирующего фактора также могут считаться постоянными: $n = 3$, $A = 12$. Впрочем, есть основания полагать, что коэффициент затухания турбулентных пульсаций A может являться функцией от величины вдува (отсоса), и увеличиваться при увеличении b. Однако данный вопрос требует отдельного экспериментального изучения.

Перенос тепла и массы компонента

Выше приведен вывод алгебраической модели переноса импульса в турбулентном пограничном слое у проницаемой поверхности.

Аналогичным образом ниже получены уравнения переноса теплоты и вещества для обозначенных условий [166,167].

Так же как при выводе уравнения (2.1.4) (в окрестности $\frac{y}{\delta} = 0$) запишем асимптотическое решение уравнения сохранения энтальпии:

$$j_{\text{ст}} \Delta i_y + q_{\text{ст}} = q, \tag{2.1.24}$$

где $\Delta i_y = i_{\text{ст}} - i_y$.

Функция распределения относительной плотности теплового потока по высоте пограничного слоя, от координаты y_*:

$$\frac{q}{q_{\text{ст}}} = \left(1 + \frac{j_{\text{ст}}}{u_* \rho_0} \frac{u_* \rho_0}{q_{\text{ст}}} \Delta i_y\right) \left(\frac{q}{q_{\text{ст}}}\right)_0. \tag{2.1.25}$$

Величина $\frac{u_* \rho_0}{q_{\text{ст}}}$ имеет ту же размерность что и i является аналогом динамической скорости для теплообмена. Очевидно также, что при тепломассообмене с постоянной плотностью ρ член $\frac{j_{\text{ст}}}{u_* \rho_0} = \frac{\upsilon}{u_*}$.

Коэффициент турбулентной температуропроводности в случае необходимости может быть выражен в форме предложенной Себеси и Мейером и Роттой с учетом закона стенки Таунсенда (2.1.6):

$$\frac{a_{\text{т}}}{\nu} = \chi_q y_* \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}} K_{DT}, \tag{2.1.26}$$

где демпфирующий коэффициент определяется из выражения:

$$K_{Dq} = \left[1 - \exp\left(\frac{-y_* \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}}}{A_q^*} \right) \right]^{n_q}. \tag{2.1.27}$$

Коэффициенты турбулентного обмена теплом можно полагать такими же, как и для невозмущенного турбулентного пограничного слоя. Тогда: $A_q^* = 33{,}8$, $\chi_q = 0{,}44$.

Коэффициент теплоотдачи, отнесенный к максимальной разнице энтальпий по высоте пограничного слоя, для обтекания проницаемой пластины может быть выражен в следующей форме:

$$\frac{1}{\alpha_{i\infty}} = \frac{1}{u_* \rho_0} \int_0^{R_{2э}} \left(\frac{Pr_{\text{т}}}{Pr} \frac{\frac{q}{q_{\text{ст}}} \frac{\rho_0}{\rho} Pr}{\frac{Pr_{\text{т}}}{Pr} + \frac{\nu_{\text{т}}}{\nu}} \right) dy_*, \tag{2.1.28}$$

где функция $\frac{q}{q_{\text{ст}}}$ вычисляется согласно (2.1.25).

Для собственно, массообмена в пограничном слое балансовое дифференциальное уравнение (при условии размерности концентрации в долях массы – (кг/кг)) запишется аналогично (2.1.2):

$$\rho u \frac{\partial C}{\partial x} + \rho \upsilon \frac{\partial C}{\partial y} = -\frac{\partial j}{\partial y}. \tag{2.1.29}$$

Откуда массовый поток в окрестности $y = 0$ аналогично (2.1.4) и (2.1.24) можно записать:

$$j_{\text{ст}} \Delta C_y + j_{\text{ст}} = j. \tag{2.1.30}$$

После преобразования (2.1.30) в безразмерный вид и с сохранением формы выражения относительной плотности потока аналогично (2.1.28) и (2.1.25) имеем:

$$\frac{j}{j_{\text{ст}}}=\left(1+\frac{j_{\text{ст}}}{u_*\rho_0}\frac{u_*\rho_0}{j_{\text{ст}}}\Delta C_y\right)\left(\frac{j}{j_{\text{ст}}}\right)_0. \qquad (2.1.31)$$

Множитель $\left(\frac{j}{j_{\text{ст}}}\right)_0$ здесь это условная функция (очевидно, что с физической точки зрения выражение $\left(\frac{j}{j_{\text{ст}}}\right)_0$ абсурдно), имеющая такой же вид, как и $\left(\frac{q}{q_{\text{ст}}}\right)_0$ или $\left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}\right)_0$, но использующая в качестве масштабов координат интегральных величин диффузионного пограничного слоя.

Так, например, при использовании в качестве функции относительного потока импульса в невозмущенном турбулентном пограничном слое полинома третьей степени имеем $\left(\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}\right)_0=1-3\left(\frac{y}{\delta}\right)^2+2\left(\frac{y}{\delta}\right)^3$, $\left(\frac{j}{j_{\text{ст}}}\right)_0=1-3\left(\frac{y}{\delta_D}\right)^2+2\left(\frac{y}{\delta_D}\right)^3$, где δ_D равно толщине диффузионного пограничного слоя для рассматриваемой задачи (течение у полупроницаемой пластины).

И соответственно коэффициент турбулентной диффузии может быть выражен аналогично (2.1.9):

$$\frac{D_{\text{т}}}{\nu}=\chi_j y_*\sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}\sqrt{\frac{\tau}{\tau_{\text{ст}}}}K_{Dj} \qquad (2.1.32)$$

В литературе не удалось найти данных по экспериментальным исследованиям величины коэффициента χ_j; однако, на основании сходных закономерностей изменения температуры и концентрации по высоте турбулентного пограничного слоя к возмущающим факторам, а также тесной связи между турбулентным переносом массы и теплоты можно полагать $\chi_j=\chi_q$ и $K_{Dj}=K_{Dq}$.

Наконец, интегральное уравнение для определения коэффициента массоотдачи в турбулентном пограничном слое запишется в виде:

$$\frac{1}{\beta_\infty}=\frac{1}{u_*}\int_0^{R_{2э}}\left(\frac{\frac{j}{j_{ст}}\frac{\rho_0}{\rho}Sc}{\frac{Sc_т}{Sc}\frac{Sc_т}{Sc}+\frac{\nu_т}{\nu}}\right)dy_*\,. \qquad (2.1.33)$$

В тех случаях, когда вместо интегральных коэффициентов совокупного переноса через пограничный слой, отнесенных к максимальной движущей силе, β_∞, α_∞, γ_∞, используются коэффициенты, отнесенные к осредненной по высоте пограничного слоя, движущей силе, $\beta_{ср}$, $\alpha_{ср}$, $\gamma_{ср}$, вместо ρ_0 можно использовать $\rho_{ср}$. Ввиду использования в уравнениях (2.1.1), (2.1.28) и (2.1.33) относительных величин возможна механическая замена ρ_0 на $\rho_{ср}$ при условии, что и динамическая скорость будет также отнесена к осредненной по высоте пограничного слоя плотности среды - $u_*=\sqrt{\tau_{ст}/\rho_{ср}}$.

Предложенные выражения для турбулентной температуропроводности и коэффициента диффузии могут дают в среднем по пограничному слою значение $Pr_т=Sc_т=1\div1,2$.

Окончательно система уравнений для расчета характеристик тепломассообмена в пограничном слое запишется в следующем виде:

$$\frac{u_*}{\gamma_\infty}=\int_0^{R_{2э}}\frac{\frac{\rho_0}{\rho}\frac{\tau}{\tau_{ст}}}{1+\frac{\nu_т}{\nu}}dy_*; \qquad (2.1.34)$$

$$\frac{u_*}{\beta_\infty}=\int_0^{R_{2э}}\left(\frac{\frac{j}{j_{ст}}\frac{\rho_0}{\rho}Sc}{\frac{Sc_т}{Sc}\frac{Sc_т}{Sc}+\frac{\nu_т}{\nu}}\right)dy_*;. \qquad (2.1.35)$$

$$\frac{u_*}{\beta_\infty} = \int_0^{R_{2э}} \left(\frac{\frac{j}{j_{ст}} \frac{\rho_0}{\rho} Sc}{\frac{Sc_т}{Sc} \frac{Sc_т}{Sc} + \frac{\nu_т}{\nu}} \right) dy_*. \qquad (2.1.36)$$

Порядок решения может быть построен следующим образом:

1) задается массив первоначального распределения безразмерных величин $\frac{u_*\rho_0}{q_{ст}} \Delta i_y$ и $\frac{u_*\rho_0}{j_{ст}} \Delta c_y$ по высоте пограничного слоя, вычисляются, в первом приближении, относительные плотности переноса тепла и массы: $\frac{q_{ст}}{u_*\rho_0}$, $\frac{j_{ст}}{u_*\rho_0}$;

2) из уравнения (2.1.34) находится распределение безразмерной разности скоростей по высоте пограничного слоя - $\frac{\Delta u_y}{u_*}$ и толщина эквивалентного пограничного слоя - $R_{2э}$;

3) итерационно решается уравнение (2.1.35) до достижения сходимости по параметру $\frac{j_{ст}}{u_*\rho_0}$, в результате вычисляются массив распределения безразмерной концентрации - $\frac{u_*\rho_0}{j_{ст}} \Delta c_y$ и относительный параметр вдува (отсоса) - $\frac{j_{ст}}{u_*\rho_0}$;

4) проводится итерационная процедура из пунктов 2 и 3 до достижения сходимости по величине $R_{2э}$, в результате уточняются профили $\frac{\Delta u_y}{u_*}$ и $\frac{u_*\rho_0}{j_{ст}} \Delta c_y$, а также безразмерный параметр вдува $\frac{j_{ст}}{u_*\rho_0}$;

5) решается уравнение (2.1.36), в результате чего определяется профиль безразмерной энтальпии по высоте пограничного слоя -

$\frac{u_*\rho_0}{q_{ст}}\Delta i_y$ и относительной плотности потока теплоты через поверхность раздела - $\frac{q_{ст}}{u_*\rho_0}$;

6) в случае если учитывается неизотермичность по высоте пограничного слоя, расчет проводится повторно с пункта 2 до уменьшения невязки по параметру $\frac{q_{ст}}{u_*\rho_0}$ до приемлемого уровня.

Первоначальное приближение в пункте 1 не обязательно, и использовано лишь, для ускорения сходимость итерационной процедуры. Рекомендуется в качестве первого приближения расчетных профилей использовать форму гидродинамической аналогии, предложенной в [152]. Следует все же отметить, что полное сведение задачи расчета переноса в пограничном слое к интегрально-параметрическому виду нежелательно виду неизбежного ограничения области применения полученных таким образом формул. В качестве первоначального приближения по коэффициенту массоотдачи рекомендуется использовать классическую форму гидродинамической аналогии Чильторна и Кольборна [44,119].

Для решения системы уравнений (2.1.34)-(2.1.36) использовался алгоритм Рунге-Кутта Фельдберга 4-5-го порядка точности.

Ход решения является итерационным и организован следующим образом: задается поток массы через границу раздела; на основании данных о коэффициенте гидравлического сопротивления из решения интегрального уравнения определяется эквивалентная толщина пристенного пограничного слоя $R_{2э}$ и по ее значению определяется коэффициент массоотдачи. В случае, если полученное в результате вычисления значение поперечного потока вещества значительно отличается от заданного повторяют вычисление. Коэффициент теплоотдачи вычисляется в последнюю очередь по результатам

итерации с полученными значениями $R_{2э}$ и $\frac{\beta_\infty}{u_*}$. Однако, если существует необходимость в учете неизотермичности, то в итерационный цикл должно включаться и уравнение для теплоотдачи.

Учет возмущающих факторов в турбулентном пограничном слое

Показанная модель переноса в пограничном слое не учитывает факторы вносящие возмущение в пограничный слой. В частности в работе [119] указывается на возможность подвижной межфазной поверхности, которая может быть фактором возмущения в пограничном слое. Там же предлагается метод учета этого возмущения в рамках развиваемого эквивалентного вязкого подслоя. В рамках данной модели расчета (которая вообще является частью общей концепции предложенной авторами [8, 85,119]) приводиться подобный метод, сводящийся к выше названному [119] при $R_{2э} \to R_{1э}$.

Используемая здесь функция турбулентной вязкости записана в следующем виде:

$$\frac{\nu_т}{\nu} = \chi y_* \left(1 - \exp(-y_* / A^*)\right)^n. \qquad (2.1.37)$$

При использовании ее в рамках предлагаемого метода должно выполняться условие:

$$\alpha_\infty = \frac{u_* \rho c_p}{\int_0^{R_{2э}} \left(\frac{Pr_т}{\frac{Pr_т}{Pr} + \frac{\nu_т}{\nu}} \right) dy_*} CPr^{\frac{1-m}{m}} \qquad (2.1.38)$$

При числах Прандтля много больше единицы, когда все сопротивление теплоотдачи практически полностью сосредоточено в вязком подслое гидродинамического пограничного слоя, можно утверждать, что степень m определяется из соотношения:

$$\frac{\nu_т}{\nu} = \chi y_* \left(1 - \exp(-y_* / A^*)\right)^n \to \frac{\vartheta_0 \delta_1}{\nu}\left(\frac{y}{\delta_1}\right)^m, \quad (2.1.39)$$

при $y \to 0$,

где ϑ_0 - скорость турбулентных пульсаций, м/с.

Разложив функцию (2.1.37) в ряд Тейлора по переменной y_* в окрестности нуля, получим:

$$\frac{\nu_т}{\nu} \approx \frac{\chi y_*^{n+1}}{A^n} - \frac{n\chi y_*^{n+2}}{2A^{n+1}} + \frac{\chi y_*^{n+3}\left(3n^2 + n\right)}{24A^{n+2}} - \frac{\chi y_*^{n+4}\left(n^3 + n^2\right)}{48A^{n+3}} + O(y^5). \quad (2.1.40)$$

Таким образом, с точностью до члена порядка $O(y_*^2)$ степень n в уравнениях (2.1.38) и (2.1.37) может быть определена из приближенного равенства:

$$\frac{\vartheta_0 \delta_1}{\nu}\left(\frac{y}{\delta_1}\right)^m = \frac{\chi y_*^{n+1}}{A^n}.$$

Как показывают расчеты, основное влияние на степень m в формулах (2.1.38) и (2.1.39) при использовании (2.1.37) оказывает степень n. Коэффициент A в большей степени влияет на значение суммарной толщины вязкого и переходного подслоя, $R_1' = \frac{\delta_1' u_*}{\nu}$:

$$\frac{\nu_т}{\nu} = \chi y_* \left(1 - \exp(-R_1' / A^*)\right)^m + O\chi y_* \approx \chi y_*,$$

где O – невязка выраженная в доле от произведения χy_*. Необходимость ее введения вызвана асимптотическим характером функции демпфирующего множителя при χy_*.

Нахождение второго коэффициента демпфирующего фактора в (2.1.37) возможно из условия консервативности длины пути смешения к возмущающим воздействиям, показанному Кутателадзе С.С. [116]. Иными словами, в расчетах предлагается руководствоваться гипотезой, что все действие возмущающих факторов ограничивается изменением толщины вязкого подслоя. В алгебраических моделях турбулентности

такие условия реализуются путем изменения коэффициента B [116,119] в профиле скорости в логарифмической области:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\chi}\ln y_* + B \tag{2.1.40}$$

Очевидно, что

$$B = \int_0^{R_1'} \left(\frac{1}{1+\frac{\nu_т}{\nu}} \right) dy_* - \frac{1}{\chi}\ln R_1'. \tag{2.1.41}$$

В приближении эквивалентного внутреннего (логарифмического) подслоя можно также записать:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = \frac{1}{\chi}\ln R_{2э} + B \tag{2.1.42}$$

и для течения осложненного возмущающими факторами:

$$\frac{\tilde{U}}{\tilde{u}_*} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{C}_f/2}} = \frac{1}{\chi}\ln \tilde{R}_{2э} + \tilde{B}. \tag{2.1.43}$$

Из описанных выше условий, в логарифмической области функция дефицита скорости, отнесенная к соответствующей динамической скорости, должна быть инвариантна к возмущающим факторам:

$$\frac{U-u}{u_*} = -\frac{1}{\chi}\ln\left(\frac{y_*}{R_{2э}}\right) = -\frac{1}{\chi}\ln\left(\frac{y_*}{\tilde{R}_{2э}}\right) \tag{2.1.44}$$

Тогда для любой безразмерной координаты $y_* = l_*$, отвечающей требованиям $\max\left\{R_1', \tilde{R}_1'\right\} < l_* < \min\left\{R_2, \tilde{R}_2\right\}$, справедливо равенство:

$$-\frac{1}{\chi}\ln\left(\frac{l_*}{R_{2э}}\right) = \frac{1}{\sqrt{\tilde{C}_f/2}} - \frac{1}{\chi}\ln(l_*) + \frac{1}{\chi}\ln\tilde{R}_1' - \int_0^{R_1'}\left(\frac{1}{1+\frac{\nu_т}{\nu}}\right)dy_* \tag{2.1.45}$$

Уравнение (2.1.45) относительно $\tilde{R}_1'$ является нелинейным и может быть решено только численно.

Граница вязкой и переходной области гидродинамического пограничного слоя (в том числе и возмущенного, $\tilde{R}'$) в свою очередь может быть выражена как:

$$\tilde{R}_1' = A\ln\left(O^{-\frac{1}{n}}\right). \tag{2.1.46}$$

Отсюда, задаваясь погрешностью O можно при известном n вычислить коэффициент A.

Проверка на модели невозмущенного течения показала, что влияние коэффициента O на значение A может практически не учитывается при $O \le 10^{-7}$.

Проверка по результатам экспериментов

В качестве проверки адекватности модели, применительно к описанию массопереноса в газовой фазе при движении совместно со стекающей пленкой жидкости, проведено сравнение с критериальными формулами, полученных различными авторами в виде [195,200]:

$$Sh = ARe_G{}^m Sc^n, \tag{2.1.47}$$

и гидродинамической аналогией:

$$Sh = \frac{\lambda}{8} Re_G Sc^{\mathrm{n}}, \tag{2.1.48}$$

где $Re_G = \dfrac{\bar{u}d}{\nu_G}$ - число Рейнольдса газа, вычисляемое по эквивалентному диаметру и осредненной по поперечному сечению скорости.

Коэффициенты в формулах (2.1.47) и (2.1.48) указаны в таблице 2.1.1.

Таблица 2.1.1. Данные для формул (2.1.47) и (2.1.48) [166].

№	Форма уравнения	A	m	n	Усл. обозн. на рис. 2.1.9 и 2.1.10
1	(2.1.47)	0,023	0,83	0,44	*a*
2	(2.1.47)	0,026	0,83	0,33	*b*
3	(2.1.47)	0,03	0,8	0,33	*c*
4	(2.1.47)	$0,0445\left(\frac{L}{d}\right)^{-0,066}$	0,75	0,63	*d*
5	(2.1.47)	0,0208	0,8	0,44	*e*
6	(2.1.47)	0,025	0,8	0,33	*f*
7	(2.1.47)	0,033	0,77	0,33	*g*
8	(2.1.47)	0,023	0,8	0,4	*h*
9	(2.1.48)	-	-	0,33	*i*
10	(2.1.48)	-	-	0,33	*j*
11	(2.1.4)	-	-	0,33	*k*

Также для сравнения использовалась формула, полученная с применением модели диффузионного пограничного слоя [85,119]:

$$Sh=\frac{6\sqrt{3}Sc\left(R_1Sc\right)^{-2/3}Re_G\sqrt{\frac{\xi}{8}}}{\sqrt{3}\ln\left(\frac{\left(\left(R_1Sc\right)^{-1/3}+1\right)^2}{\left(R_1Sc\right)^{-1/3}\left(\left(R_1Sc\right)^{-1/3}-1\right)+1}\right)+6arctg\left(\frac{2-\left(R_1Sc\right)^{-1/3}}{\left(R_1Sc\right)^{-1/3}\sqrt{3}}\right)+\pi}, \quad (2.1.49)$$

где эффективную толщину вязкого подслоя пограничного слоя R_1 можно найти из того же уравнения (2.1.49) при $Sc=1$, учитывая, что в этом случае будет справедливо равенство: $\frac{Sh}{ScRe_G}=\frac{\xi}{8}$. $\xi=8\left(\frac{u_*}{\bar{u}}\right)^2$ - коэффициент трения для закона перепада давления Вейсбаха-Дарси.

Моделировалась ситуация слабого противоточного взаимодействия потока газа с пленкой жидкостью в трубе внутренним диаметром $d = 27$ мм и длиной $L = 5$ м. Число Рейнольдса пленочного течения $Re_L = 13300$. Число Рейнольдса газа (по средней скорости в свободном сечении) изменялось в интервале $Re_G = 400 \div 16482$.

Толщина пленки воды, с учетом поперечной кривизны канала, рассчитывалась по уравнению.

$$\frac{Re_L}{4}(B)^{-3/2} + 2,7 = 5,419 + 2,5\ln\left((B)^{3/2} - 7,5\right)., \qquad (2.1.50)$$

где $B = \frac{\delta_п}{\vartheta}\left(1 - \frac{\delta_п}{d}\right)$; $\vartheta = \sqrt[3]{\frac{\nu_L^2}{g}}$.

Коэффициент сопротивления в трубе для газовой фазы вычислялся по зависимости [195]:

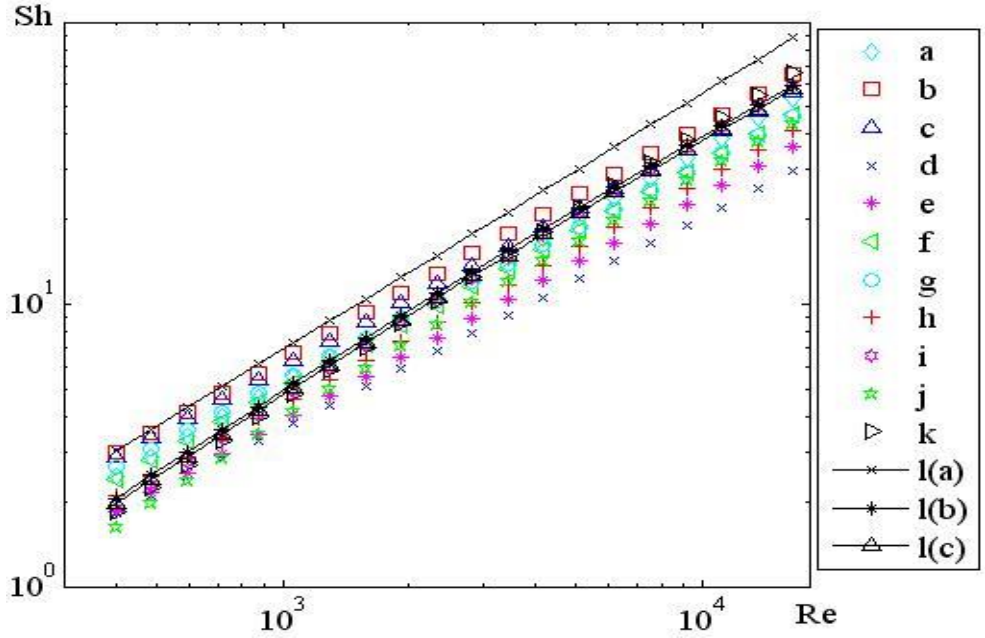
$$\xi = \left(0,11 + 0,9\left(\frac{\bar{w}\mu_L}{\sigma_L}\right)^{2/3}\right) \Big/ \left(\frac{d(\bar{u} - \bar{w})}{\nu_G}\right)^{0,16}, \qquad (2.1.51)$$

Число Рейнольдса пленочного течения:

$$\mathrm{Re}_L = \frac{4\Gamma}{\nu_L} = \frac{4\delta_п \bar{w}(1 - \delta_п / d)}{\nu_L}. \qquad (2.1.52)$$

На рисунке 2.1.9 и 2.1.10 показаны графики зависимостей числа Шервуда $\left(Sh = \frac{\beta d}{D}\right)$ в газовой фазе от числа Рейнольдса - Re_G при числах Шмидта $\mathrm{Sc} = 0,5$ и $Sc = 10$ соответственно. Расчеты осуществлялись при использовании в критериальных формулах числа Рейнольдса по абсолютной скорости газа - Re_G. Для уравнений, основанных на гидродинамической аналогии, расчет диффузионного числа Стантона также осуществлялся на основе Re_G. Такой метод анализа зависимостей по массообмену, показанный в [195] позволяет унифицировать данные, полученные в опытах при противоточном и прямоточном движении фаз.

Движущая сила массопереноса последовательно принималась равной значениям $\Delta C = 1$ кг/кг, $\Delta C = 0{,}1$ кг/кг и $\Delta C = 0{,}01$ кг/кг; условные обозначения кривых, соответствующих результатам представленной модели при этих разностях концентраций: $l(a)$, $l(b)$ и $l(c)$.



`Рис. 2.1.9. Сравнительный график зависимостей числа Шервуда от числа Рейнольдса газовой фазы, полученных по формулам различных авторов при $Sc = 0{,}5$; условные обозначения: *a-k* – формулы, (2.1.48) и (2.1.49), см. табл. 2.1.1., $l(a)$, и $l(c)$ расчет по уравнениям модели при $\Delta C = 1$ кг/кг, $\Delta C = 0{,}1$ кг/кг и $\Delta C = 0{,}01$ кг/кг соответственно.

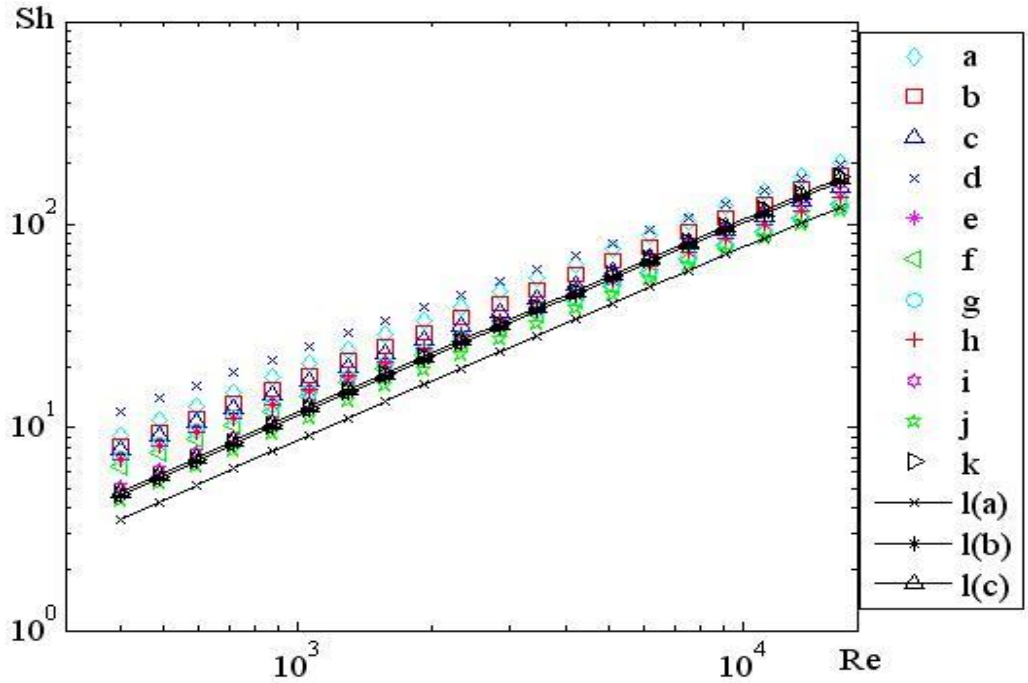


Рис. 2.1.10. Сравнительный график зависимостей числа Шервуда от числа Рейнольдса газовой фазы, полученных по формулам различных авторов при $Sc = 10$; условные обозначения: *a*-*k* – формулы (2.1.47)-(2.1.49), см. табл. 2.1.1, $l(a)$, $l(b)$ и $l(c)$ расчет по уравнениям модели при $\Delta C = 1$ кг/кг, $\Delta C = 0{,}1$ кг/кг и $\Delta C = 0{,}01$ кг/кг соответственно.

Как видно из рисунков 2.1.9 и 2.1.10, в целом можно говорить об удовлетворительном согласовании полученных результатов с данными других авторов во всем интервале практически значимых чисел Шмидта. Наблюдаемый некоторый разброс результатов по используемым формулам, по всей видимости, связан с различными условиями проведения экспериментов. Наилучшее совпадение результатов при малых значениях движущих сил переноса приходиться на различные формы гидродинамической аналогии между трением и массоотдачей (уравнения (2.1.48) и (2.1.49)). Практически важно, хорошее согласование с результатами различных авторов, чьи формулы часто используются для практических инженерных расчетов [40,57,195,200]. Влияние разности концентраций долгое время остается незначительной и лишь при сравнительно больших значениях сказывается на результатах.

В качестве поверки полученных уравнений в насадочном слое проводилось сравнение коэффициентов массоотдачи, установленных экспериментально при испытаний макета вентиляторной градирни с сетчатыми насадками [129,152].

Экспериментальный макет представлял собой цилиндрическую трубу диаметром 0,211 м, заполненную 18-ю цилиндрическими блоками сетчатой насадки на высоту 0,4 м. Осуществлялось противоточное движение фаз. Вода с помощью форсунки подавалась сверху навстречу потоку охлаждающего воздуха. Скорость воздуха (на полное сечение макета) варьировалась в диапазоне 0,72 - 1,07 м/с; плотность орошения 7,61 $м^3/ м^2 \cdot ч$; температура воздуха изменялась в диапазоне 26-28 ºС; температура воды - 28 – 40 ºС.

Приближенно коэффициент переноса импульса относительно среднерасходной скорости, применительно к данной задаче можно, выразить через коэффициент сопротивления насадки, исключая местные сопротивления, в виде: $\gamma = \frac{\xi}{8}\bar{u}$ или по уравнениям из работ [119,123,151].

Средняя расходная скорость воздуха в свободном сечении мокрой насадки $-\bar{u} = \frac{G_{\text{воз}}}{\rho_{\text{воз}}(V_{\text{св}} - \varepsilon_{\text{ж}})}$. Удерживающая способность насадки $\varepsilon_{\text{ж}}$ может быть найдена из двух допущений о пленочном течении воды, и о полной равномерной смачиваемости всей поверхности насадки стекающей жидкостью. В этом случае $\varepsilon = a_v \delta_{\text{п}}$, где толщину пленки можно найти из формулы $\bar{w} = \frac{1}{3} A_r \frac{g}{\nu_L} \delta_{\text{п}}^2 k_a^2$.

Коэффициент гидравлического сопротивления для потока воздуха вычислен с использованием зависимости (2.1.51).

На рисунке 2.1.11 показано сравнение значений коэффициента массоотдачи по уравнениям модели с экспериментальными данными.

Расчетные значения удовлетворительно согласуются с экспериментом (с максимальным отклонением в 12%), однако, лежат ниже. Это очевидно вызвано влиянием допущений сделанных при разработке модели: полностью пленочное равномерное течение на всем рассматриваемом участке; коэффициент активности поверхности насадки близок к единице.

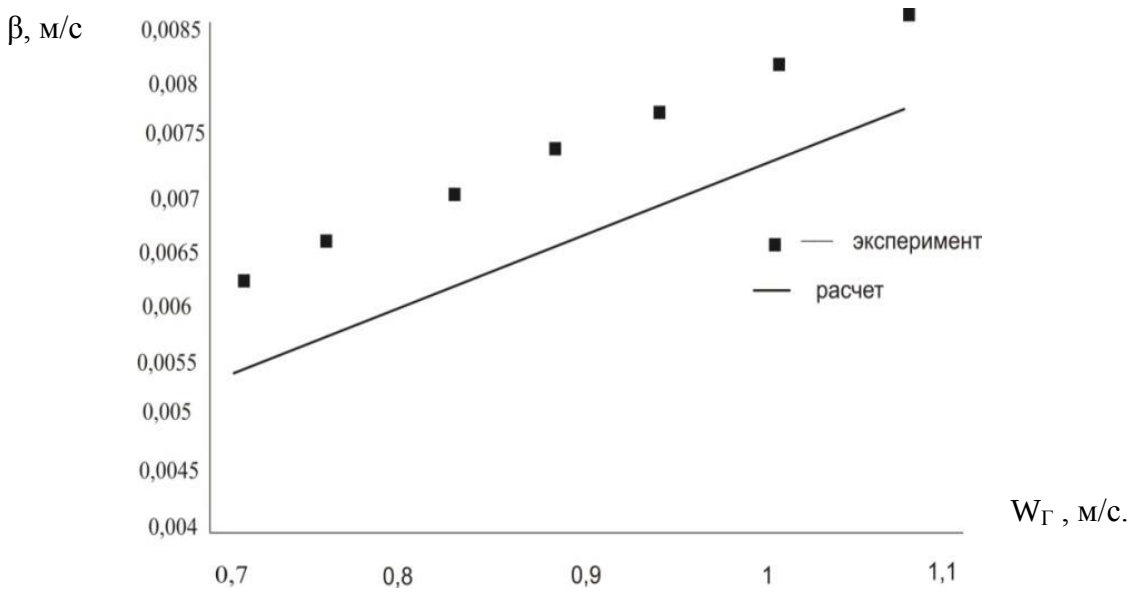


Рис. 2.1.11. Сравнительный график расчетов с экспериментом.

Как показали расчеты, сделанные допущения могут применяться лишь при относительно высоких плотностях орошения и нагрузках по газу ниже точки подвисания. Так при понижении нагрузки по воде до 4,93 $м^3/м^2 \cdot ч$ существенно нарушается качественное согласование модели с экспериментом. Это может косвенно свидетельствовать о значительной неравномерности обтекания поверхности насадки при низких плотностях орошения и, как следствие, большом снижении коэффициента активности поверхности насадки.

Тем не менее полученные результаты свидетельствуют о возможности применения принципов гидродинамической аналогии к описанию тепломассообменных процессов в градирнях.

2.2 Обобщение гидродинамической аналогии для различных условий обтекания поверхностей [135,143]

К явлениям переноса импульса, массы и энергии не ослабевает интерес многих исследователей, как с точки зрения развития различных теорий, так и для прикладных расчетов гидравлических и тепло-массообменных характеристик промышленных аппаратов.

Несмотря на широкое развитие численных методов и пакетов прикладных программ при расчетах и проектировании промышленных аппаратов наибольшее применение все еще находят приближенные методы. Приближенное математическое описание процессов переноса при расчете тепло- и массообменных аппаратов в первую очередь связано с теорией подобия, а также моделями Прандтля и Кармана, гидродинамической аналогией Рейнольдса и Чилтона-Кольборна и моделью диффузионного пограничного слоя Ландау-Левича. Кроме этого важное значение имеют консервативные свойства пограничного слоя – т.е. весьма слабые зависимости некоторых характеристик осредненного течения по отношению к внешним возмущениям, на которые одними из первых обратили внимание С.С. Кутателадзе и А.И. Леонтьев.

Теоретическая основа рассматриваемого далее подхода заключается в использовании известных свойств консервативности законов трения к возмущающим воздействиям (например, продольному градиенту давления), т.е. структура математического описания элементарных актов переноса инвариантна к различным возмущениям и масштабу аппарата. Влияние возмущений не изменяет форму математического описания пограничного слоя, а учитывается параметрически. Определение корректирующих параметров выполняется путем баланса импульса.

Рассматриваются пограничные слои на стенках и контактных устройствах аппаратов при движении несжимаемой вязкой жидкости с постоянными физическими свойствами.

Обобщение гидродинамической аналогии

Соотношение между потоками импульса, массы компонента и теплоты называют аналогией.

Для турбулентного пограничного слоя в случае $Pr = 1$ и $Pr_т = \nu_т / a_т = 1, dP/dx = 0$ следует подобие безразмерных профилей скорости и температуры и полная аналогия переноса (аналогия Рейнольдса):

$$St_Т = \frac{C_f}{2}, \tag{2.2.1}$$

где $St_т = \alpha / (\rho c_р u_\infty)$ число Стантона; $C_f = 2\tau_{ст} / (\rho u_\infty^2)$ - коэффициент трения.

При $Pr \neq 1$ используется поправка Чилтона – Кольборна:

$$St_т = \frac{C_f}{2Pr^{m-1/m}} \text{ или } Nu = \frac{C_f}{2}\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}^{1/m}, \tag{2.2.2}$$

где неоднородность полей, вызванная молекулярным механизмом переноса, учитывается числом Прандтля. Показатель степени этого числа зависит от гидродинамических условий взаимодействия фаз. Чилтон и Кольбор полагали $St_т \sim Pr^{-2/3}$, т.е. m=3.

Из уравнений (2.2.2) выражение для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = \frac{c_р \tau_{ст}}{u_\infty Pr^{2/3}}. \tag{2.2.3}$$

Выражения аналогичные (2.2.2) и (2.2.3) следуют и для переноса массы компонента (массоотдачи).

Гидродинамическая аналогия Рейнольдса и Чилтона - Кольборна справедлива для потоков при отсутствии продольного градиента давления, что ограничивает область ее применения. Например, в шероховатых каналах, трубах с кольцевыми накатками и насадочных слоях коэффициент ξ возрастает в большей степени, чем характеристики теплообмена [114,174,191,218], и применение классической аналогии (2.2.2) на основе известной связи $C_f = \xi/4$ дает значительную погрешность.

В работах [70,71,176] рассмотрена модифицированная аналогия Рейнольдса для внутренних пограничных слоев, развивающихся после отрыва и присоединения потока за малыми препятствиями на стенках каналов. Для этого используется выражение аналогии в виде $St = K(C_f/2)$, где коэффициент K показывает степень различия в интенсивности переноса импульса и теплоты в отрывном потоке.

В прикладной аэрогазовой динамике [43,110] получил применение метод «эффективной длины». В этом случае влияние градиента давления учитывается соответствующей эффективной длиной при условии равенства толщины потери энергии пограничных слоев. При известной эффективной длине характеристики пограничного слоя рассчитываются с помощью соответствующих формул для пластины. Следовательно, чтобы применить аналогию (2.2.2), воспользуемся известными свойствами консервативности законов трения к различным возмущениям. Для этого осредним параметры градиентного потока по длине обтекаемого тела и приведем их к плоскому пограничному слою без гидродинамических возмущений [81,86,119].

Предположим, что средний поток импульса (касательное напряжение $\tau_{ст}$) на поверхности тела известен. Тогда в рамках плоского пограничного слоя запишем средний коэффициент трения для турбулентного пограничного слоя [173]

$$C_f = \frac{2\tau_{ст}}{\rho u_\infty^2} = \frac{0,074}{Re_L^{0,2}}. \qquad (2.2.4)$$

Из выражения (2.2.4) получим «эффективную скорость»

$$\bar{u}_\infty = 8,5\left(\tau_{ст}/\rho\right)^{5/9}\left(L/\nu\right)^{1/9}. \qquad (2.2.5)$$

В данном случае эквивалентными параметрами градиентного и безградиентного потока являются среднее касательное напряжение $\tau_{ст}$ и характерный размер тела L, а влияние возмущений учитывается эффективной скоростью $\bar{u}_\infty$.

Используя аналогию (2.2.3) с $u_\infty = \bar{u}_\infty$ получим выражение для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha = 0{,}16\rho c_p \left(\tau_{ст} / \rho\right)^{4/9} \left(\nu/L\right)^{1/9} Pr^{-2/3}. \qquad (2.2.6)$$

Аналогично запишем для трубы используя коэффициент сопротивления по Блазиусу

$$C_f = \frac{\xi}{4} = \frac{0{,}316}{4\, Re^{0{,}25}}. \qquad (2.2.7)$$

Отсюда имеем

$$\bar{u}_\infty = 6{,}33\left(\tau_{ст} / \rho\right)^{4/7} \left(d/\nu\right)^{1/7}, \qquad (2.2.8)$$

и коэффициент теплоотдачи из выражения (2.2.3) получит вид

$$\alpha = 0{,}158\rho c_p \left(\tau_{ст} / \rho\right)^{3/7} \left(\nu/d\right)^{1/7} Pr^{-2/3}. \qquad (2.2.9)$$

Если с поверхности тела происходит диффузия веществ, то уравнения, аналогичные (2.2.6) и (2.2.9), следуют и для коэффициентов массоотдачи.

Далее рассмотрено применение полученных выражений для различных случаев обтекания поверхностей (элементов аппаратов) при тепломассообмене.

Насадочные и зернистые слои
(Турбулентный режим)

В качестве примера использования полученных выше выражений рассмотрим первоначально турбулентное движение однофазного потока в круглом канале (колонке) с неупорядоченной насадкой или зернистым слоем. При турбулентном режиме $(Re_э > 40)$ касательное напряжение на поверхности насадки или стенке канала найдем по выражению [123,153]

$$\tau_{ст} = 4\rho\left(\frac{\varepsilon\nu}{\rho}\right)^{1/2}, \qquad (2.2.10)$$

где средняя объемная скорость диссипации энергии в слое $\varepsilon = \dfrac{\Delta P w_0}{H \varepsilon_{св}}$.

Тогда с ΔP [195] получим

$$\tau_{ст} = \frac{4\rho}{\varepsilon_{св}^2}\left(\frac{\xi w_0^3 a_v \nu}{8}\right)^{1/2}. \qquad (2.2.11)$$

В результате из выражений (2.2.9) и (2.2.11) при $d = d_э$ имеем

$$Nu_э = 0{,}342 Re_э^{0{,}643} (\xi/2)^{0{,}214} Pr^{1/3}. \qquad (2.2.12)$$

Полученное выражение (2.2.12) практически полностью соответствует известному критериальному уравнению для насадочного слоя [47,195]

$$Nu_э = A Re_э^{m} Pr^{1/3}, \qquad (2.2.13)$$

где по данным Гильденблата A=0,407, m=0,655; по данным Аэрова и Умника A=0,395, m=0,64 и по данным Шулена A=0,45, m=0,64 (при $Re_э$ =40÷10^4).

При больших числах Рейнольдса, $Re_э$ =5·10^3-5·10^5, по данным Аэрова $A = 0{,}287$, m=0,67.

Результаты расчета по выражению (2.2.12) и сравнение с опытными данными на рис.2.2.1.

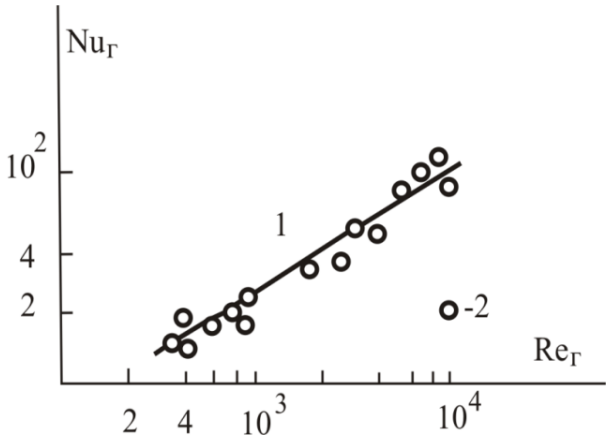


Рис. 2.2.1. - Теплоотдача в слоях насадочных элементов: 1 – расчет по уравнению (2.2.12); 2 – опытные данные [55]. Выражения для расчета коэффициента ξ даны в литературе [95,195].

Следует отметить, что применение классической аналогии (2.2.2) с $\tau_{ст}$ (2.2.10) дает завышенное значение Nu на два порядка по сравнению с расчетом по формулам (2.2.12) и (2.2.13).

Выполняя аналогичные преобразования из (2.2.9) и (2.2.11) при $\beta = \alpha \Big/ \left(\rho c_{\text{р}}\right)\left(Pr/Sc\right)^{2/3}$ получим выражение для числа Шервуда при массообмене в газовой фазе насадочных колонн

$$Sh_{э} = 0,342 Re_{э}^{0,643} (\xi/2)^{0,214} Sc^{1/3}. \qquad (2.2.14)$$

Результаты расчета по формуле (2.2.14) для сухой насадки (испарение нафталина в воздух) и сравнение с экспериментальными данными представлено на рис.2.2.2.

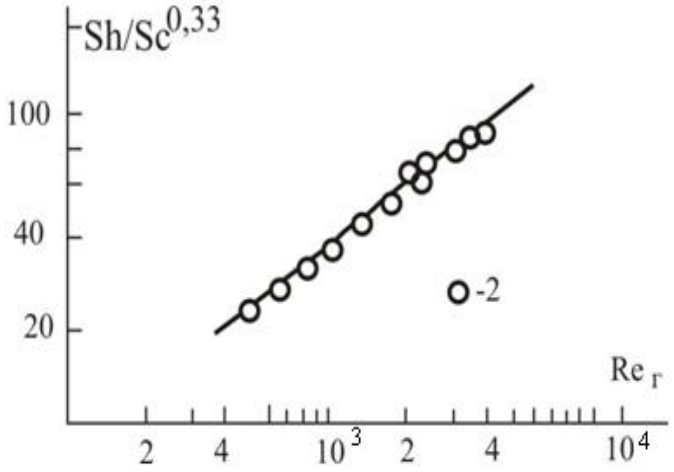


Рис. 2.2.2. - Корреляция данных по массоотдаче в газовой фазе насадочных колонн: 1 – расчет по уравнению (2.2.14); 2 – эксперимент [195].

(Ламинарный режим)

Средний коэффициент сопротивления пластины [173]

$$C_f = \frac{2\tau_{ст}}{\rho u_{\infty}^2} = \frac{1,328}{\text{Re}_L^{0,5}}. \qquad (2.2.15)$$

Отсюда эффективная скорость

$$\bar{u}_{\infty} = 1,31\left(\tau_{ст}/\rho\right)^{2/3}\left(L/\nu\right)^{1/3}. \qquad (2.2.16)$$

С $\bar{u}_\infty$ (2.2.16) из выражения (2.2.3) коэффициент теплоотдачи получит вид

$$\alpha = 0,76\rho c_p \left(\tau_{\text{ст}}/\rho\right)^{4/3} \left(\nu/L\right)^{1/3} Pr^{-2/3}. \qquad (2.2.17)$$

Для насадочного слоя при ламинарном режиме $(Re_э < 40)$ среднее касательное напряжение [123]

$$\tau_{\text{ст}} = \left(\varepsilon\nu\rho\right)^{1/2} = \frac{\rho}{\varepsilon_{\text{св}}^2}\left(\frac{\xi w_0^3 a_v \nu}{8}\right)^{1/2}. \qquad (2.2.18)$$

Из (2.2.17) и (2.2.18) получим [135]

$$Nu_э = 0,76\frac{2}{\pi}\sqrt{Re_э}\left(\xi/2\right)^{1/6} Pr^{1/3}, \qquad (2.2.19)$$

где длина пути потока, обтекающего насадочный элемент $L = \pi d_э/2$.

Критериальное выражение для рассмотренного случая имеет вид [147]

$$Nu_э = 0,725 Re_э^{0,47} Pr^{1/3}. \qquad (2.2.20)$$

Результаты расчетов $Nu_э$ по (2.2.19) и (2.2.20) согласуются в пределах ±15% при $2<Re_э<40$ для различных насадок (элементов засыпки).

Теплообмен в шероховатых каналах и волновой пленкой

Далее рассмотрим применение уравнения (2.2.9) для шероховатых каналов, например с кольцевой накаткой. В работе [115] дана таблица с относительными величинами $\xi_{\text{ш}}/\xi_{\text{гл}}$ или $Nu_{\text{ш}}/Nu_{\text{гл}}$ при различных числах Рейнольдса, шага и глубины лунок. Среднее касательное напряжение при обтекании сложных поверхностей можно вычислить, используя среднюю объемную скорость диссипации энергии, используя подход [48,77,86,119,123], что приводит к решению системы уравнений или проведению дополнительных экспериментов.

Для приближенного расчета используем выражение, полученное из условия баланса сил с уравнением Блазиуса для коэффициента ξ

$$\tau_{ст} = \rho u_{ср}^2 \xi_{гл} / 8 = \frac{0{,}316 u_{ср}^2 \rho}{8 Re^{0{,}25}} \qquad (2.2.21)$$

справедливое для гладкого канала, а для шероховатого канала используем соотношение $\xi_ш / \xi_{гл.}$ Тогда выражение (2.2.9) получит вид [143]

$$Nu_ш = 0{,}158 Re^{0{,}857} \left(\xi_ш / 8\right)^{0{,}429} Pr^{1/3}. \qquad (2.2.22)$$

На рис. 2.2.3, 2.2.4 даны результаты расчета по выражению (2.2.22).

Число Re вычисляется с учетом сужения канала за счет выступов.

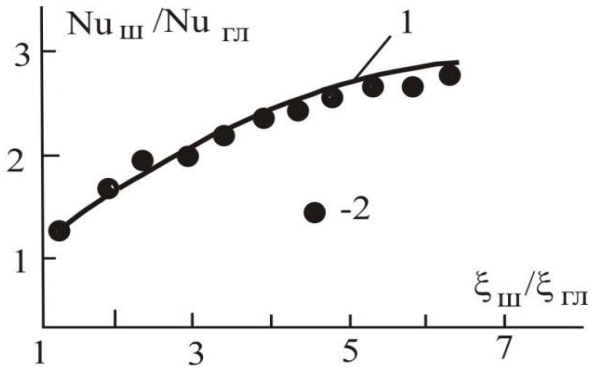


Рис. 2.2.3 Сравнительная характеристика по теплоотдаче в трубах с кольцевой насадкой с гладками трубами: 1- расчет по (2.2.22); 2- опытные данные [115] Re = 10^4.

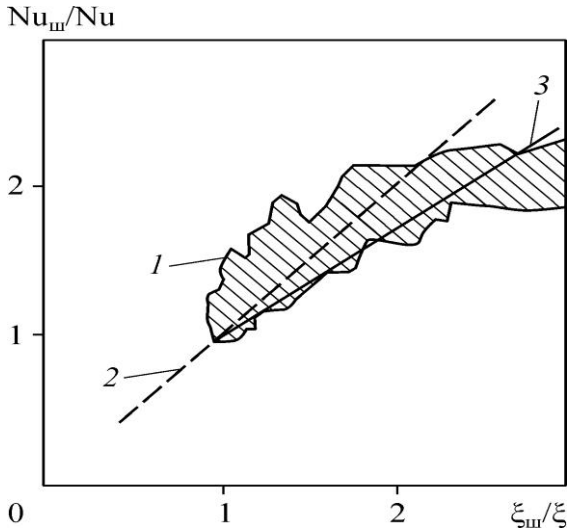


Рис. 2.2.4. Эффективность интенсификации теплообмена поперечными кольцевыми выступами в круглом канале [143]. 1 — область, занимаемая экспериментальными точками, 2 - при $Nu_ш / Nu_{гл} = \xi_ш / \xi_{гл}$ [70, 96,217], 3 -расчет по формуле (2.2.22).

Принимая идею Капицы о представлении волн на межфазной поверхности жидкой пленки в виде шероховатости и выполняя аналогичные выводы,-формула (2.2.22), получим для орошаемого канала (например, противоток воздуха и воды в градирне) число Шервуда в газовой фазе при массообмене

$$Sh_{\text{г}} = 0{,}158 Re_{\text{ог}}^{0{,}85} (\xi_{\text{ор}} / 8)^{0{,}429} Sc_{\text{г}}^{1/3}, \qquad (2.2.23)$$

где для орошаемого цилиндрического канала [195]

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{0{,}11 + 0{,}9\left(u_{\text{ж}} \mu_{\text{ж}} / \sigma\right)^{2/3}}{Re_{\text{ог}}^{0{,}16}}, \qquad (2.2.24)$$

где $\text{Re}_{\text{ог}} = d_{\text{э}}\left(w_{\text{г}} + u_{\text{ж}}\right)/\nu_{\text{г}}$, $u_{\text{ж}}$-скорость жидкости в пленке, м/с.

На рисунке 2.2.5, 2.2.6 даны результаты расчетов по уравнению (2.2.23) и сравнение с экспериментальными данными для макета градирни [129] и орошаемой трубки при ректификации, где высота единиц переноса:

$$h_{\text{г}} = \frac{d^2 w_{\text{г}}}{4\beta_{\text{г}}\left(d - 2\delta_0\right)} = \frac{d^2 w_{\text{г}}}{4 Sh_{\text{г}} D_{\text{г}}}. \qquad (2.2.25)$$

При расчете градирни сделаны допущения о равномерном пленочном течении по контактным элементам (цилиндрический канал из полиэтиленовой сетки) и коэффициенте смачиваемости поверхности близким к единице.

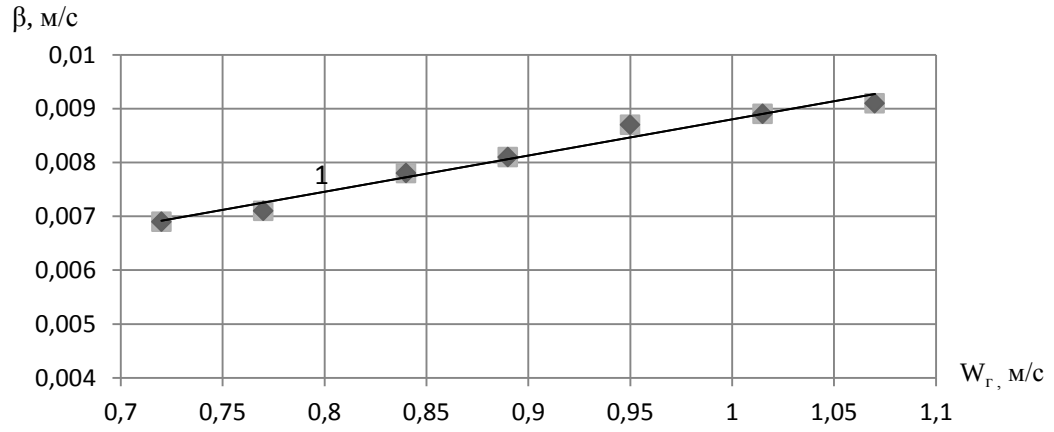


Рис. 2.2.5.- Зависимость коэффициента массоотдачи от скорости воздуха для сетчатой насадки в градирне; ■ – эксперимент [129], 1 – расчет по выражению (2.2.23). Плотность орошения 7,61 м^3/(м·час). Диаметр канала 0,05 м.

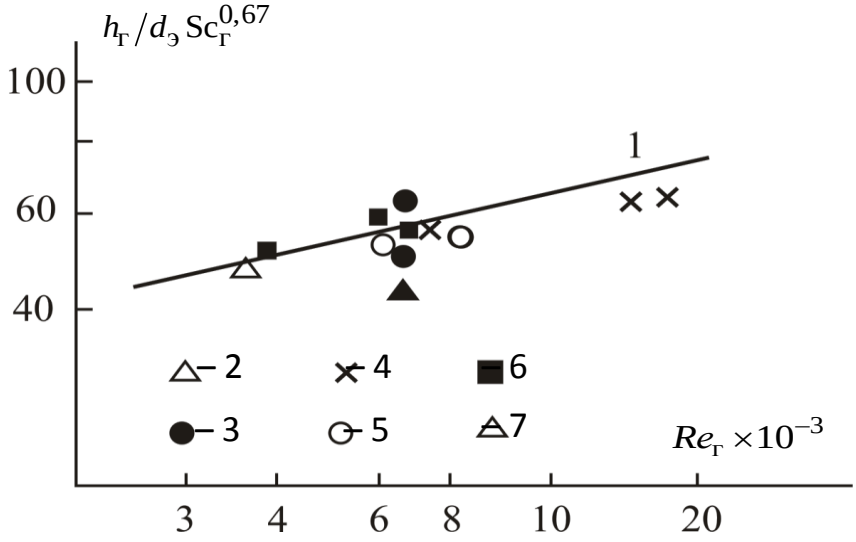


Рис. 2.2.6. - Расчетные – 1 и экспериментальные – 2 – 7 [183] данные при ректификации различных систем в орошаемых каналах

Обтекание пучков труб

Далее рассмотрим более сложные задачи теплообмена, например турбулентное обтекание глубинных рядов пучков труб в теплообменниках.

Среднее касательное напряжение на внешней поверхности трубы в глубинном ряду найдем по выражению (2.2.10), справедливому и для такого класса течений [90,119], где ε равно

$$\varepsilon = \frac{\left(t_1 - d\right)\Delta P u_{cp}}{\left(\frac{t_1}{d}\cdot\frac{t_2}{d} - \frac{\pi}{4}\right)d^2}, \qquad (2.2.26)$$

где t_1, t_2 поперечные и продольные шаги размещения труб, м.

Тогда из (2.2.6) и (2.2.10) получим [135]

$$\alpha = 0,296\rho c_p \left(\varepsilon\nu\rho\right)^{2/9}\left(\nu/L\right)^{1/7} Pr^{-2/3}. \qquad (2.2.27)$$

На рисунке 2.2.7 даны результаты расчета числа *Nu*, отнесенного к $Pr^{0,36}$. Аналогичные результаты получены для шахматных пучков.

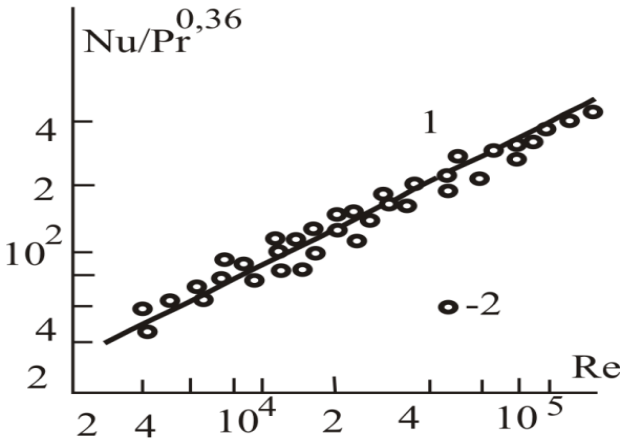


Рис. 2.2.7. - Средняя теплоотдача симметричных коридорных пучков труб глубинных рядов: 1 – расчет по уравнению (2.2.27); 2 – опытные данные [91].

Газлифтовые трубы

В промышленности для проведения тепло- и массообменных процессов находят применение газлифтовые контактные устройства [197].

Рассмотрим уравнение (2.2.6), обобщающие гидродинамическую аналогию, для расчета коэффициентов теплоотдачи при турбулентном движении газожидкостной смеси в трубе.

Восходящее турбулентное движение газожидкостной смеси в трубе характеризуется наличием около теплообменной поверхности газовых пузырей, которые препятствуют развитию пограничного слоя жидкой фазы на стенке. Для этих условий выражение для расчета динамической скорости имеет вид [197]

$$u_* = \left[\left(\tau_{ж}/\rho\right)^2 + \chi^4 \nu_{ж} g u_{от} \varphi \left(1-\varphi\right)^2\right]^{0,25}, \qquad (2.2.28)$$

где φ – газосодержание; $u_{от}$ – относительная скорость фаз; $\chi = 1{,}9$.

В данном выражении левое слагаемое определяется по уравнениям для гомогенной жидкости (2.2.21) ($\tau_{ж} = \tau_{ст}$), а правое учитывает влияние газовых пузырей.

Учитывая, что в уравнение (2.2.6) характерный размер l входит в малой степени, можно принять $l=d$, где d – диаметр трубы.

Результаты расчета $\alpha_{ж}$ по (2.2.6) с $\tau_{ст} = u_*^2 \rho_{ж}$ (2.2.28) представлены на рисунке 2.2.8. Расхождение с опытными данными в пределах погрешности эксперимента.

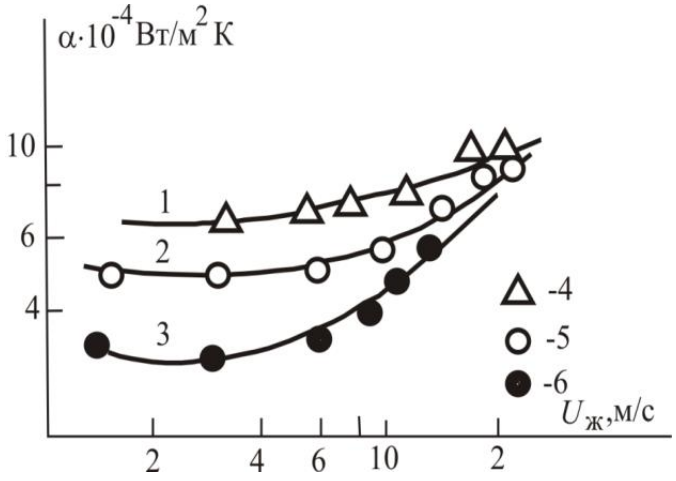


Рис. 2.2.8. Зависимость коэффициентов тепло-отдачи от скорости жидкости при восходящем движении газожидкостной смеси в трубе; 1–3 – расчет по уравнению (2.2.6); 1-3- расчет по уравнению (2.2.6); 4–6 – эксперимент [197]. 1,4 – скорость газа 1 м/с; 2, 5 – 0,2 м/с; 3,6 – 0,025 м/с. Система воздух–вода $(Pr = 4,75)$. Диаметр трубы 0,025 м.

Выводы: Преимущество гидродинамической аналогии перед многими другими методами заключается в том, что она дает возможность вычислять коэффициенты тепло- и массоотдачи с использованием коэффициентов трения. Однако известные ограничения классической аналогии существенно уменьшают области ее применения. В данной работе выполнено обобщение аналогии Чилтона – Кольборна для потоков с различными возмущениями (кривизна и шероховатость каналов, двухфазные газожидкостные среды и противоток в орошаемых трубках). Параметры модели приводятся к плоскому пограничному слою, используя выражения для коэффициентов трения пластины и среднее касательное напряжение возмущенных потоков.

В результате получены в общем виде уравнения (2.2.6) и (2.2.9) и для различных частных случаев выражения (2.2.12), (2.2.14), (2.2.19), (2.2.22), (2.2.23) и (2.2.27). Следует отметить, что при больших градиентах температуры поперек пограничного слоя в уравнениях (2.2.6)

и (2.2.9) необходимо использовать известный множитель $(Pr_{\infty}/Pr_{ст})^{0,25}$, который учитывает влияние изменения физических свойств теплоносителя с изменением температуры на теплоотдачу. Кроме этого очень важным является зависимость $Nu \sim \mathrm{Pr}^{1/m}$ или $St_m \sim Pr^{-(m-1/m)}$. Как отмечено по Чилтону и Кольборну m=3. Однако, многочисленные данные различных авторов для однофазных сред дают m=3÷4 [47,90,94,115,171,174,178]. Для однофазных сред большинство критериальных зависимостей $Nu \sim \mathrm{Pr}^{0,56\div0,6}$. Уменьшение показателя степени объясняется периодическим формированием и разрушением вязкого подслоя [93].

В результате расчетов и сравнения с опытными данными различных исследователей показана принципиальная возможность в использовании развития гидродинамической аналогии в инженерных расчетах тепломассообменных аппаратов различных конструкций.

Разработанная математическая модель используется в расчетах промышленных аппаратов при их модернизации или проектировании.

2.3 Модель теплоотдачи при турбулентном гравитационном пленочном течении [52]

Процессы переноса импульса и тепла в пограничном слое

Теоретическое описание процессов теплообмена при турбулентном режиме течения представляет собой, по сравнению с ламинарным режимом, гораздо более сложную задачу. Это связано с незамкнутостью системы уравнений, описывающей такие течения. В настоящее время предложено много полуэмпирических моделей для описания турбулентного течения, которые хорошо согласуются с

опытом. Однако эти модели в основном относятся к течениям однофазных сред в гидравлически гладких трубах.

Проведение различных процессов тепло- и массообмена в пленочных аппаратах является одним из основных в различных отраслях промышленности и энергетике. В данном разделе рассмотрен теоретический подход моделирования теплоотдачи в турбулентной пленке. Основные характеристики и закономерности пленочного течения представлены в работах [60,65,89,117,180,183-186,195,214] и во многих других.

Рассмотрим стабилизированное турбулентное течение пленки жидкости со свободной поверхностью, стекающей в направлении силы тяжести по гладкой вертикальной поверхности. Режим взаимодействия с газовым или паровым потоком слабый ($\tau_{ст} >> \tau_{г\text{-}ж}$, где $\tau_{ст}$ и $\tau_{г\text{-}ж}$ - касательные напряжения на стенке и межфазной поверхности пленки, Па). Фазовые переходы отсутствуют. На стенке образуется пограничный слой, толщина которого соизмерима с толщиной пленки. Между стенкой и пленкой происходит перенос теплоты. Известно, что трубы промышленных пленочных аппаратов, как правило, имеют диаметр 20-70 мм, и кривизна их поверхности не оказывает существенного влияния на процессы переноса в жидкой пленке.

Выражения для плотности теплового потока q и касательного напряжения τ (потока импульса) в пленке с учетом молекулярного и турбулентного переноса имеют известную форму:

$$q = -c_p \rho \left(a + a_т \right) \frac{dT}{dy}, \tag{2.3.1}$$

$$\tau = -\rho \left(\nu + \nu_т \right) \frac{du}{dy}, \tag{2.3.2}$$

где y - расстояние от поверхности стенки до рассматриваемой точки, м; ρ - плотность, $кг/м^3$; $a, a_т$ - коэффициенты молекулярной и турбулентной температуропроводности, $м^2/с$; $\nu, \nu_т$ - коэффициенты

молекулярной и турбулентной вязкости, $м^2/с$; T − температура, °С; u − скорость, м/с; c_p − удельная теплоемкость, Дж/(кг·К).

Потоки тепла и импульса на стенке (т.е. при y = 0), также можно записать в виде:

$$q_{ст} = \alpha(T_\infty - T_{ст}), \tag{2.3.3}$$

$$\tau_{ст} = \rho\gamma(u_\infty - u_{ст}) = \rho\gamma u_\infty, \tag{2.3.4}$$

где при «∞» – параметры ядра потока (то есть вблизи межфазной поверхности), а при «ст» – на стенке ($u_{ст}=0$).

В выражении (2.3.4) используется коэффициент переноса импульса [176] γ (аналог коэффициента теплоотдачи α), который характеризует скорость переноса импульса. Коэффициент γ стал широко применяться в работах Дьяконова [70,71,191] и других для моделирования процессов переноса в одно- и двухфазных средах.

Для определения коэффициентов переноса из (2.3.1) − (2.3.4) записывают интегралы [119,120,123,151]:

$$\gamma = \left[\int_0^\delta \frac{\tau^* dy}{\nu + \nu_т(y)}\right]^{-1}, \tag{2.3.5}$$

$$\alpha = \frac{\rho c_p}{\int_0^\delta \frac{q^* dy}{a + a_т(y)}}, \tag{2.3.6}$$

где τ^*, q^* – безразмерные потоки импульса и тепла; δ - толщина турбулентного пограничного слоя, м.

Выражения (2.3.5), (2.3.6) являются достаточно общими и позволяют вычислить коэффициенты переноса импульса и тепла на основе коэффициентов молекулярной диффузии, а также известного характера изменения коэффициентов турбулентного обмена $\nu_т(y)$, $a_т(y)$ и относительных потоков $\tau^* = \tau(y)/\tau_0; q^* = q(y)/q_0$. В выражениях

(2.3.5) и (2.3.6) не учитывается конвективный перенос, так как известно, что его роль в пограничном слое в направлении оси $0y$ мала.

Если известны функции турбулентного обмена $\nu_т(y)$, $a_т(y)$, выражающие зависимость коэффициента турбулентного переноса от расстояния *y* до поверхности стенки, то не составит труда вычислить все величины, характеризующие процессы переноса импульса и теплоты.

Коэффициент турбулентной вязкости в пограничном слое

В литературе известно большое количество различных функций $\nu_т(y)$ для двух- и трехслойных моделей пограничного слоя с учетом затухания турбулентности в вязком подслое.

Развитием теории пристенной турбулентности была форма представления распределения турбулентной вязкости с использованием демпфирующего множителя, позволяющего получать гладкую зависимость (кривую) турбулентной вязкости и соответственно скорости [173]:

$$\frac{\nu_т}{\nu} = K_D(\chi y^+)^2 \frac{d}{dy^+}\left(\frac{u}{u_*}\right), \tag{2.3.7}$$

где u_* – динамическая скорость на стенке ($u_* = \sqrt{\tau_{ст}/\rho}$), м/с; $y^+ = \frac{u_* y}{\nu}$ – безразмерная координата; $\chi = 0,4$ – константа турбулентности.

На основе теории затухания волновых функций Ван-Дристом была получена следующая формула демпфирующего фактора, показанная в общем виде в [110]:

$$K_D = \left[1 - \exp\left(-b\chi^2\left(y^+\right)^2\right)^{1/n}\right]^n, \tag{2.3.8}$$

где n = 2 (в оригинальной работе Ван-Дриста), $b = 0,0092$ – опытный коэффициент Дайслера.

Демпфирующий множитель K_D учитывает скорость затухания турбулентных пульсаций при приближении к стенке.

Представляя верхний предел интегрирования в виде переменной величины в выражении (2.3.5), в результате численного интегрирования получена зависимость, которая хорошо аппроксимируется представленной ниже функцией [167]:

$$\gamma = \frac{u_*}{5,219 + 2,5\ln(R_\delta - 0,124)}, \tag{2.3.9}$$

где $R_\delta = u_* \delta / \nu$ – безразмерная толщина пограничного слоя.

Гидродинамическая аналогия

Для турбулентного пограничного слоя, в случае числа Прандтля *Pr* = 1 и градиента давления $dP/dx = 0$, следует подобие безразмерных профилей скорости и температуры и полная аналогия переноса (аналогия Рейнольдса).

При *Pr*≠1 для однофазного потока на твердой стенке используется поправка Чилтона-Кольборна:

$$St_т = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}}, \tag{2.3.10}$$

где $St_т = \alpha / (\rho c_p u_\infty)$ – число Стантона; $C_f = \frac{2\tau}{\rho u_\infty^2}$ – коэффициент трения.

Из уравнений (2.3.3), (2.3.4) и (2.3.10) следует связь между коэффициентами переноса импульса γ и тепла α [81,85,119] (аналогия Чилтона-Кольборна):

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho c_p} Pr^{2/3}. \qquad (2.2.11)$$

Для двухфазных сред показатель степени при числе Прандтля может находиться в пределах от 0,66 до 0,5 [56,85,117,118,171].

Определение параметров модели

Значение толщины пограничного слоя δ (или R_δ) получим из потокового соотношения (2.3.4) с коэффициентом (2.3.9):

$$R_\delta = exp\left\{\left[\left(\frac{u_\infty}{u_*} - 5,219\right) / 2,5\right] + 0,124\right\}, \qquad (2.3.12)$$

Как известно, скорость на межфазной поверхности турбулентной пленки $u_\infty = 1,15 u_{ср}$, где $u_{ср} = q_ж / \delta_{пл}$ - средняя скорость в пленке, м/с.

На основе выражения (2.3.9) и аналогии (2.3.11) зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи в турбулентной пленке $\left(\alpha \sim \mathrm{Pr}^{-0,5}\right)$ получит вид:

$$\alpha = \frac{\rho c_p u_*}{Pr^{0,5}\left(5,219 + 2,5\ln\left(R_\delta - 0,124\right)\right)}. \qquad (2.3.13)$$

Для пленочного течения динамическую скорость u_* на стенке канала можно вычислить по известному выражению:

$$u_* = \sqrt{g\delta_{пл}}, \qquad (2.3.14)$$

где средняя толщина пленки при турбулентном течении $\delta_{пл} = 0,0887\theta Re^{0,635}$ [60]; число Рейнольдса $Re = 4q_ж / \nu$; $\theta = (\nu^2 / g)^{1/3}$ – приведенная толщина пленки, м; $q_ж$ – плотность орошения к периметру пленочного течения, $м^3 / (м \cdot с)$.

Число Нуссельта для пленочного течения запишется в виде:

$$Nu = \alpha\theta / \lambda, \qquad (2.3.15)$$

где λ - удельная теплопроводность жидкости, Вт/(м К).

Далее представлены результаты расчета коэффициентов теплоотдачи в виде безразмерных комплексов и сравнение с известными экспериментальными данными.

На рисунке 2.3.1 даны результаты расчета безразмерного комплекса с использованием уравнения (2.3.13) и сравнение с экспериментальными данными по стабилизированной теплоотдаче в пленке жидкости, полученными другими исследователями. Из представленных результатов следует, что при числе Re>8000 наблюдается расхождение результатов расчетов с экспериментальными данными в меньшую сторону (на 15-20%). Возможно, это связано с развитием интенсивной турбулентности в пленке за счет свободной межфазной поверхности и при Re>8000 требуется использование других функций турбулентного обмена.

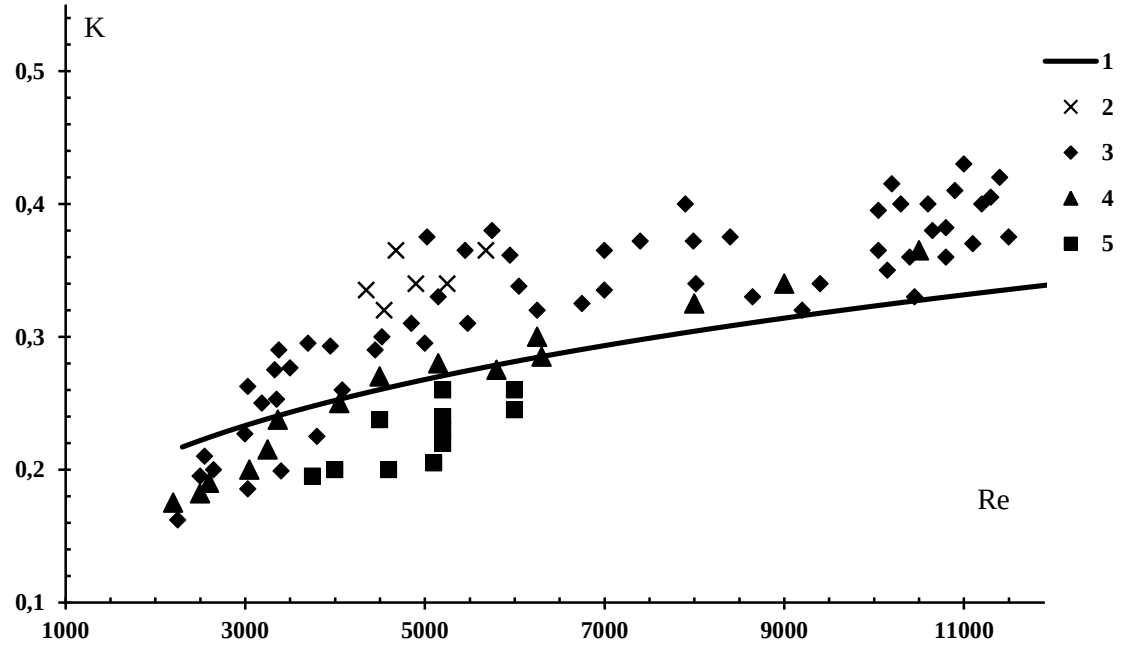


Рис. 2.3.1. Обобщенные экспериментальные данные различных исследователей по локальной стабилизированной теплоотдаче при течении пленки жидкости по вертикальной поверхности: 1 – расчет по уравнению (2.3.13);
2 –5 экспериментальные данные (вода), оюоющенные в работн [60]; $K = \mathrm{Nu}\,\mathrm{Pr}^{-0,5}$.

На рисунке 2.3.2 показаны расчетные и опытные значения коэффициентов теплоотдачи в безразмерном виде, где $Nu_w = \dfrac{\alpha \cdot \delta_{\text{пл}}}{\lambda}$.

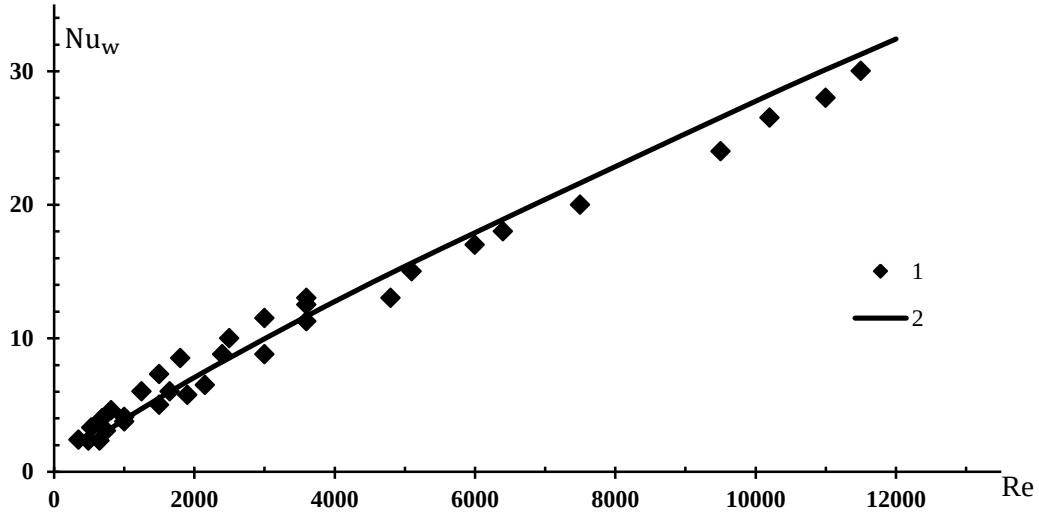


Рис.2.3.2. Корреляция данных по теплоотдаче при пленочном течении: 1 – опытные результаты различных авторов, обобщенные в работе [180]; 2 – расчет по уравнению (2.3.13).

Из рисунков 2.3.1 и 2.3.2 следует удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментальными данными различных авторов.

2.4 Массоотдача от пузырей в жидкости и эффективность процесса при турбулентном режиме [136]

В промышленных аппаратах химической технологии движение газов (паров) и жидкостей практически всегда происходит при турбулентном режиме. Поэтому для поиска путей совершенствования технологического оборудования важное значение имеет достоверный расчет турбулентных течений. Если при свободном движении одиночных пузырей расчет коэффициентов массоотдачи не представляет трудностей и для этого используются известные выражения Буссинеска, Хигби и др. При стесненном движении пузырей или в случае прямотока с турбулентной несущей жидкостью, расчет выполняется с использованием полуэмпирических моделей и проведением экспериментальных исследований. Это вызвано тем, что ламинарный

пограничный слой возмущен проникающими турбулентными пульсациями из внешнего потока. Кроме этого турбулентность может быть вызвана осцилляцией пузырей, градиентом поверхностного натяжения и концентраций компонента и т.д. Поэтому развитие различных подходов к расчету массоотдачи в газожидкостных средах является актуальным как для теории, так и для практики при проектировании или модернизации аппаратов химической технологии.

Рассмотрим процесс массоотдачи в сплошной фазе при движении дисперсной фазы в жидкости при турбулентном режиме.

Экспериментальные исследования [88] методом голографической интерферометрии характеристик диффузионного пограничного слоя в случае массообмена мелкодисперсных твердых частиц в жидкости при турбулентном режиме, позволили установить автомодельность профиля концентрации, характерную для ламинарного пограничного слоя, и наличие логарифмического профиля концентрации, присущего турбулентным пограничным слоям**.** Пульсации турбулизированного внешнего течения, проникая в вязкий подслой частиц, вызывают усиление процессов массопереноса. Все выше перечисленное позволяет рассматривать пограничный слой на частицах как «псевдоламинарный».

Предложены модели массопереноса, позволяющие учитывать влияние внешней турбулентности на поведение псевдоламинарного слоя [102], однако в полученные выражения входит интенсивность турбулентности, значение которой определить часто затруднительно.

Известны работы [13,48,56], где коэффициенты массоотдачи от взвешенных дисперсных частиц в потоке с интенсивной турбулентностью находятся используя среднюю объемную скорость диссипации энергии $\bar{\varepsilon}$. В основном такие зависимости получено для аппаратов с механическими мешалками, где установлено $\beta = k\left(\bar{\varepsilon}\nu/\rho\right)^{1/4} Sc^{-\left(\frac{n-1}{n}\right)}$; при перемешивании твердых частиц

$k = 0,267; n = (3 \div 4)$; для капель с внутренней циркуляцией $k = 0,31 - 0,5$; n=2; для пузырей без поверхностного активных веществ $k = 0,3 - 0,35$; n=2. Приведенное выражение является прогрессивным с точки зрения расчета коэффициентов массоотдачи на основе известной механической мощности, диссипируемой в единице объема (или массы), среды, но не вскрывает механизмов переноса массы компонентов к взвешенным частицам.

Модель массоотдачи от пузырей

В данном разделе рассматривается процесс массоотдачи только в жидкой фазе (внешняя задача). Описание массоотдачи в газовой фазе (в пузырях) является отдельным предметом исследований.

Для большинства систем газ-жидкость в сплошной фазе (жидкости) число Шмидта *Sc*>>1 и составляет несколько сотен, а для некоторых смесей даже более тысячи. Тогда диффузионное сопротивление локализуется в подслое, которой называют вязким. По модели Ландау-Левича в вязком подслое сочетается молекулярный перенос с затухающей турбулентной диффузией.

Примем следующие допущения: форма пузырька близка к сферической и расчет ведется по среднему поверхностно-объемному диаметру; пузырек всплывает с постоянной средней скоростью; поверхностно-активные вещества отсутствуют; стесненность пузырей учитывается параметрически за счет изменения касательного напряжения на поверхности и газосодержания; учитывая, что толщина вязкого подслоя на порядок меньше диаметра пузыря используется модель плоского пограничного слоя.

Сопротивление переносу массы компонента в вязком подслое на пузыре или капле с подвижной поверхностью раздела записывается в виде [85,211]:

$$\frac{1}{\beta_{ж}} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{ж} + D_{тж}(y)}, \qquad (2.4.1)$$

где $\beta_{ж}$ - коэффициент массоотдачи от пузыря в сплошной фазе, м/с; δ_1 - толщина вязкого подслоя на пузыре, м; y - поперечная координата в пограничном слое, м; $D_{ж}, D_{тж}$ - коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии, м^2/с.

После интегрирования (2.4.1) с функцией турбулентного обмена Левича $D_{т} \approx u_{*}\delta_1 \left(y/\delta_1\right)^2$, для систем с подвижной поверхностью раздела фаз (без ПАВ), коэффициент массоотдачи получен в форме [85]

$$\beta_{ж} = \frac{2u_{*}}{\pi\sqrt{R_1 Sc_{ж}}}, \qquad (2.4.2)$$

где $R_1 = u_{*}\delta_1 / v_{ж}$ - безразмерная толщина вязкого подслоя (для пластины $R_1 = 11{,}6$); u_{*} - средняя динамическая скорость на межфазной поверхности пузыря, м/с; $Sc_{ж} = v_{ж}/D_{ж}$ - число Шмидта; $v_{ж}$ - коэффициент кинематической вязкости сплошной фазы, м^2/с.

Значение R_1 для формулы (2.4.2) получено в виде [85]

$$R_1 = 11{,}6\frac{u_{*0}}{u_{*}}, \qquad (2.4.3)$$

где u_{*0} - динамическая скорость на поверхности пластины при движении среды вдоль ее поверхности, равной скорости всплытия пузырька, м/с.

Расчеты по выражению (2.4.3) показывают [85], что для пограничного слоя с подвижной межфазной поверхностью (газ (пар)-жидкость, жидкость-жидкость) R_1 меньше значения 11,6 для гладкой пластины и составляет $R_1 = 6 \div 8$. Учитывая, что пузыри с диаметром от 1 до 10 мм в воде всплывают примерно с постоянной скоростью, примем среднее значение $R_1 = 7{,}0$.

Рассмотрим примеры применения выражения (2.4.2) для расчета $\beta_{ж}$ при различных режимах движения пузырей.

Одиночные пузыри

Среднее значение динамической скорости (скорости касательного напряжения) на межфазной поверхности одиночного пузыря можно определить, используя коэффициент сопротивления. Тогда получим

$$u_* = u_\infty \sqrt{C_D / 8}, \tag{2.4.4}$$

где C_D - коэффициент сопротивления при движении пузыря; u_∞ - средняя скорость всплытия пузыря, м/с. Для коэффициента C_D применяются различные полуэмпирические выражения [57,180].

Следует отметить, что при числе Рейнольдса пузыря Re>>1 формула (2.4.4) дает значительную погрешность, вызванную возрастающей доли лобового сопротивления по сравнению с трением. В этом случае воспользуемся подходом определения среднего касательного напряжения и динамической скорости с использованием средней скорости диссипации энергии в пристенных слоях жидкости. Для турбулентности близкой к изотропной записывают [77,197]

$$u_* = \chi \left(\bar{\varepsilon} \nu_{ж} / \rho_{ж} \right)^{0,25}. \tag{2.4.5}$$

где $\rho_{ж}$ - плотность жидкости, кг/м^3; χ - коэффициент пропорциональности, установленный для газожидкостной среды равным $\chi = 1,9 - 2,2$. Примем среднее значение $\chi = 2,05$.

Для одиночных пузырей среднюю диссипацию энергии запишем с учетом объемов пограничного слоя на пузырьке и вихревого следа [144]

$$\bar{\varepsilon} = \frac{4 u_*^2 \Delta u \rho_{ж}}{4\delta + 1,6 d_{п}}, \tag{2.4.6}$$

где $\Delta u = u_\infty - u_{\text{гр}}$; $u_{\text{гр}}$ -скорость на межфазной поверхности пузыря, м/с; $d_{\text{п}}$ - средний диаметр пузыря, м; δ - средняя толщина гидродинамического пограничного слоя на пузыре, м.

Из (2.4.5) и (2.4.6) запишем [144]

$$u_* = 8,2\left(\frac{\Delta u \nu_{\text{ж}}}{4\delta + 1,6 d_{\text{п}}}\right)^{1/2}, \tag{2.4.7}$$

где

$$\delta \approx 3,3\left(\frac{\pi d_{\text{п}} \nu_{\text{ж}}}{2\Delta u}\right)^{1/2} \tag{2.4.8}$$

Среднее значения $u_{\text{гр}}$ найдем по формуле [119]

$$u_{\text{гр}} = u_\infty - u_* \sqrt{R_1}\, arctg \sqrt{R_1}\,, \tag{2.4.9}$$

Диаметр и скорость всплытия пузыря вычисляются по известным зависимостям

$$d_{\text{п}} = 1,5 \cdot \sqrt[3]{\frac{d_0 \sigma}{\Delta \rho g}}, \tag{2.4.10}$$

$$u_\infty = 1,5\left(\sigma g \Delta \rho / \rho_{\text{ж}}^2\right)^{0,25}, \tag{2.4.11}$$

где d_0 - диаметр отверстия барботера, м; $\Delta \rho = \rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{г}}$; σ - поверхностное натяжение, Н/м; $\rho_{\text{г}}$ -плотность газа кг/м^3.

Получено удовлетворительное согласование значений коэффициентов массоотдачи, вычисленных по выражению (2.4.2), с экспериментальными данными [54] (рис. 2.4.1)

и по уравнению Буссинеска

$$\beta_{\text{ж}} = 1,13\sqrt{\frac{D_{\text{ж}} u_\infty}{d_{\text{п}}}}\,. \tag{2.4.12}$$

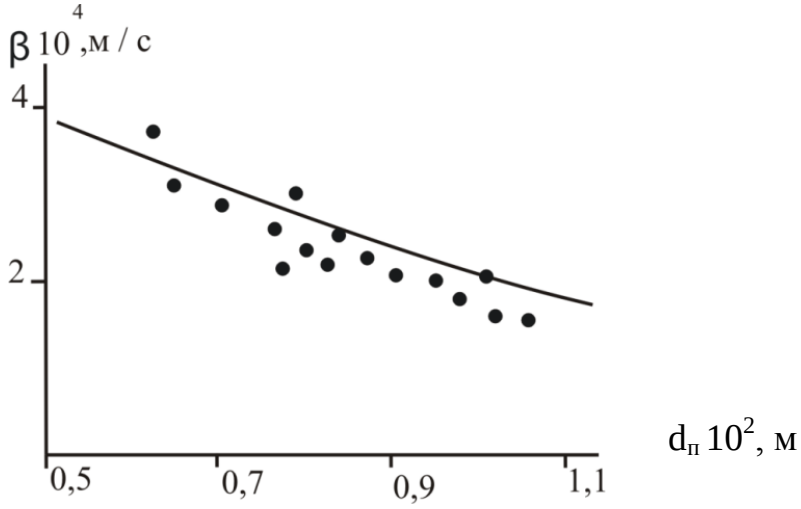


Рис. 2.4.1. Зависимость коэффициента массоотдачи от диаметра пузырька. Линия - расчет по уравнению (2.4.2); точки – эксперимент [54] ($Sc_ж$=550).

Расчет массоотдачи с учетом газосодержания

Для расчета динамической скорости с учетом газосодержания используем выражение [197]:

$$u_* = 2{,}2\left(\nu_ж g w_г \left(1-\varphi_г\right)^2\right)^{0{,}25}, \qquad (2.4.13)$$

где $\varphi_г$ - среднее объемное газосодержание; $w_г$ - средняя скорость газа на полное сечение аппарата (без учета жидкости) м/с.

Газосодержание вычисляется по известным эмпирическим выражениям, например по формуле (при $\varphi_г$ <0,7):

$$\varphi_г = 0{,}4\left(\frac{\rho_г}{\rho_ж}\right)^{0{,}15}\left(w_г \sqrt[4]{\frac{\Delta\rho}{\sigma g}}\right)^{0{,}68}. \qquad (2.4.14)$$

Пример расчета [136]

Система воздух-вода. Процесс десорбции CO_2 и воды воздухом $(Sc_ж = 550)$: $\rho_ж = 10^3$ кг/ м^3; $\rho_г = 1{,}25$ кг/ м^3; $\sigma = 0{,}072 Н/м$; $\mu_ж = 10^{-3}$ Па·с; $\mu_г = 1{,}8\cdot 10^{-5}$ Па·с; $d_0 = 3\cdot 10^{-3}, м$ $(3мм)$; $w_г = 0{,}15$ $м/с$.

Газосодержание (2.4.14); $\varphi_г = 0{,}19$; диаметр пузырька (2.4.10) $d_п = 4{,}2\cdot 10^{-3}(4{,}2мм)$; скорость всплытия (2.4.11) $u_\infty = 0{,}24$, м/ с;

динамическая скорость (2.4.13) $u_* = 0,065$м/ с; параметр (2.4.3) $R_1 = 7,0$; коэффициент массоотдачи (2.4.2) $\beta = 6,6 \cdot 10^{-4}$, м/ с. По уравнению Буссинеска (2.4.12) $\beta_{ж} = 3,6 \cdot 10^{-4}$ $м/с$. Как следует из расчетов, учет турбулентности и газосодержания приводит к повышению коэффициента массоотдачи примерно в 1,8 раза.

Массоотдача в турбулентном прямотоке

Далее рассмотрим движение пузырей и массоотдачу, с применением выражения (2.4.2), в турбулентном прямотоке в канале с несущей жидкой фазой.

Среднее касательное напряжение согласно уравнению аддитивности на поверхности пузырька будет равно

$$\bar{\tau} = \tau_к + \tau_т, \tag{2.4.15}$$

где $\tau_к$ - касательное напряжение при свободном движении пузырей, Па; $\tau_т$ - касательное напряжение на пузыре, вызывное турбулентными пульсациями из внешнего потока, Па.

Из выражения (2.4.15) средняя динамическая скорость на пузыре

$$\overline{u_*} = \sqrt{(\tau_к + \tau_т)/\rho_ж}, \tag{2.4.16}$$

где $\tau_к = u_*^2 \rho_ж$ по формуле (2.4.7)

$$\tau_к = 67,2\rho_ж \frac{\Delta u \nu_ж}{4\delta + 1,6 d_п}. \tag{2.4.17}$$

Значение $\tau_т$ найдем, используя среднюю объемную скорость диссипации энергии, выраженную через перепад давления в канале [168]

$$\tau_т = 4\rho_ж \left(\frac{\bar{\varepsilon} \nu_ж}{\rho_ж} \right)^{1/2} = 4\rho_ж \left(\frac{\Delta P W_{ср} \nu_ж}{\rho_ж H} \right)^{1/2}, \tag{2.4.18}$$

где $\bar{\varepsilon}$ - средняя скорость диссипации энергии, Вт/м^3; ΔP - перепад давления, Па; $W_{\text{ср}}$ - средняя скорость жидкости в канале, м/с; H - длина канала, м. Записывая ΔP по выражению Дарси-Вейсбаха из (2.4.18) получим

$$\tau_{\text{т}} = 4\rho_{\text{ж}}\left(\frac{\lambda W^3_{\text{ср}}\nu_{ж}}{2d}\right)^{1/2}, \qquad (2.4.19)$$

где λ - коэффициент гидравлического сопротивления канала, $\lambda = f\left(Re_d\right)$; d - диаметр канала, м; $Re_d = W_{\text{ср}}\, d/\nu_{\text{ж}}$ - число Рейнольдса. По формуле Блазиуса $\lambda = 0{,}316 Re_d^{-0{,}25}$, при $10^4 < Re_d < 10^5$.

Следует отметить, что результаты расчета $\bar{u}_*$ по формулам (2.4.16)-(2.4.18) удовлетворительно (±15%) согласуются с полуэмпирическим выражением для прямоточного движения газожидкостной смеси в трубах [197]

$$\bar{u}_* = \left[\left(\tau_{\text{ст}}/\rho\right)^2 + \chi^4 \nu_{ж} g u_{\text{от}} \varphi_{\text{г}} \left(1-\varphi_{\text{г}}\right)^2\right]^{0{,}25}, \qquad (2.4.20)$$

где $\tau_{\text{ст}} = \tau_{\text{ж}} \big/ \left(1-\varphi_{\text{г}}\right)^{1{,}75}$; $\tau_{\text{ж}}$ - вычисляется как для однофазного потока; $u_{\text{от}}$ - относительная скорость фаз, м/с; $\chi = 1{,}9$.

Расчеты коэффициента массоотдачи (2.4.2) в турбулентном прямотоке при малом газосодержании $\varphi_{\text{г}}$ <0,1 в гладкой трубе при Re_d $=10^4 \div 10^5$ показывают, что по сравнению со свободным гравитационным режимом происходит незначительное повышение коэффициента массоотдачи $\beta_{\text{ж}}$ на 5-10%. Если в трубе имеются элементы интенсификации (например, кольцевая накатка), то коэффициент массоотдачи повышается на 20-25 %. Значительное повышение коэффициентов массоотдачи (в 2 раза) наблюдается, если в трубу поместить мелкую нерегулярную насадку, например кольца Палля или «Инжехим» [95] (рис.2.4.2).

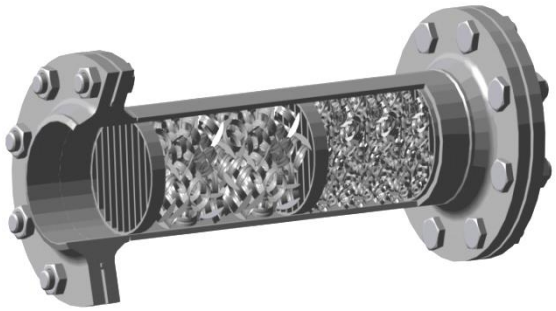


Рис. 2.4.2 Статический проточный смеситель с неупорядоченной насадкой

Газ вводится перед входом в слой. Касательное напряжение в насадочном слое вычисляется по формуле [158]

$$\tau_{т} = 4\rho_{ж}\left(\nu_{ж}/d_{э}\right)^{2} Re_{э}^{1,5}\left(\xi/2\right)^{0,5}, \qquad (2.4.21)$$

где $Re_{э} = W_{ср}d_{э}/\nu_{ж}$ - число Рейнольдса для насадки; $d_{э} = 4\varepsilon_{св}/a_{\nu}$ - эквивалентный диаметр насадки, м; $\varepsilon_{св}$ - удельный свободный объем насадки, м^3/м^3; a_{ν} - удельная поверхность м^2/м^3; ξ - коэффициент гидравлического сопротивления насадочного слоя [95].

Эффективность разделения смесей

Эффективность извлечения компонента в прямотоке можно определить по известным выражениям [44,195]. Если основное сопротивление массопередачи сосредоточено в сплошной фазе, то это выражение имеет вид

$$\eta = 1 - \exp\left(-N\right) = 1 - \exp\left(-\frac{\beta_{ж}F}{V_{ж}}\right), \qquad (2.4.22)$$

где F - площадь межфазной поверхности пузырей, м^2; $V_{ж}$ - расход сплошной среды, м^3/с; N - число единиц переноса.

Данное выражение справедливо при числах Пекле по перемешиванию $Pe > 20$, где $Pe = W_{ср}H / D_{п} = 0{,}52H(\mathrm{Re}_{э}/\xi)^{0,25}d_{э}^{-1}$; $D_{п}$ - коэффициент перемешивания в насадке (раздел 1.4).

Значение F можно определить используя удельную поверхность пузырей $a_v = 6\varphi_г / d_п$ (м^2/м^3). Тогда выражение (2.4.22) получит вид

$$\eta = 1 - \exp\left(-6 \frac{\beta_ж \varphi_г SH}{d_п V_ж} \right) = 1 - \exp\left(-6 \frac{\beta_ж \varphi_г H}{d_п W_{ср}} \right), \quad (2.4.23)$$

где S - площадь поперечного сечения канала, м^2; H - длина канала, м.

При движении пузырей в несущем потоке с интенсивной турбулентностью их размер будет зависеть от касательных напряжений, по действиям которых крупные пузырьки дробятся. Максимальный устойчивый размер пузырька определяется равенством сил поверхностного натяжения и сил, действующих на пузырек со стороны жидкости. Исходя из этого, получена следующая формула для вычисления максимального устойчивого диаметра пузырька [103]

$$d_{max} = 0,725 (\sigma / \rho_ж)^{0,6} \bar{\varepsilon}^{-0,4}. \quad (2.4.24)$$

Скорость диссипации энергии, в единице массы жидкости нерегулярного насадочного слоя, найдем используя перепад давления слоя

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta P S W_{ср}}{\rho_ж SH} = \frac{\xi W_{ср}^3}{2 d_э}, \quad (2.4.25)$$

где ΔP - записан по выражению для насадочного слоя [195].

По экспериментальным данным различных авторов известно, что средний размер пузырей и капель в несущем турбулентном потоке примерно равен половине максимально устойчивого диаметра. Тогда из (2.4.24) и (2.4.25) запишем выражение для расчета среднего диаметра пузырька в насадочном слое

$$d_{ср} \approx 0,36 (\sigma / \rho_ж)^{0,6} \left(\frac{\xi W_{ср}^3}{2 d_э} \right)^{-0,4}. \quad (2.4.26)$$

Пример расчета насадочного слоя.

Система воздух-вода. Физические свойства даны в рассмотреном выше примере. Насадка из стальных колец Палля 15х15 мм [195]; $a_v = 380\ \left(м^2/м^3\right)$; $\varepsilon_{св} = 0,9\ (м^3/м^3)$; $d_э = 0,01\ м$; $\xi = 16Re_э^{-0,2}$. Возьмем $\varphi_г = 0,1$; $W_ж = 0,25 м/с$; длина слоя $H = 1,0 м$. Получаем: $Re_э = 2500$; $\xi = 3,34$; средний диаметр пузырька (2.4.26) $d_{ср} = 1,1 \cdot 10^{-3}, м$. По формуле (2.4.21) $\tau_г = 3,66\ Па$; по формуле (2.4.17) $\tau_к = 2,5$ Па; по выражению (2.4.16) $\overline{u_*} = 0,078\ м/с$; коэффициент массоотдачи (2.4.2) $\beta_ж = 8 \cdot 10^{-4}$, м/ с. Эффективность массопередачи (2.4.23) $\eta = 0,88\ (88\%)$ при длине слоя Н=1 м. Результаты расчетов даны на рисунке. 2.4.3.

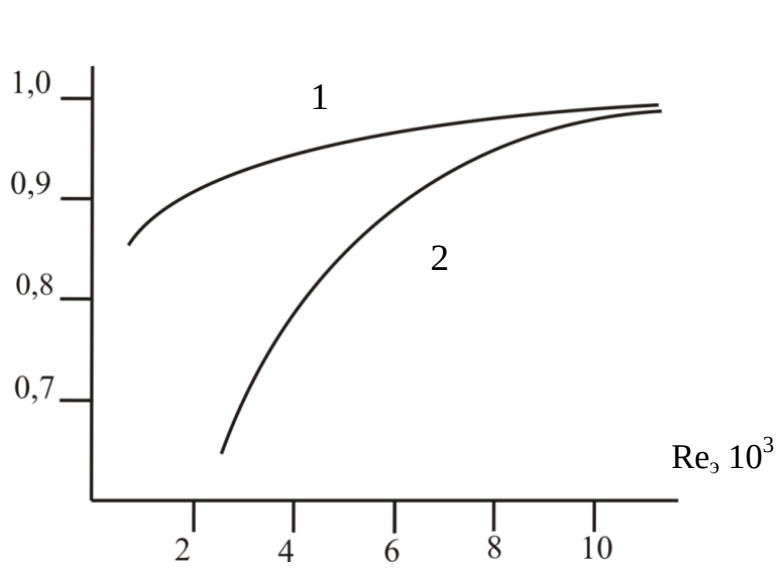


Рис. 2.4.3 Зависимость эффективности массопередачи (2.4.23) от числа Рейнольдса насадочного слоя для колец Палля 15х15 мм. Десорбция CO_2 из воды воздухом. Н=1 м. 1-$\varphi_г$=0,1; 2- $\varphi_г$=0,05.

Из расчета следует, что при $Re_э > 5 \cdot 10^3$ и $\varphi_г = 0,1$ обеспечивается высокая эффективность удаления растворенного углекислого газа из воды (97—98%). При длине слоя Н=1,5 м эффективность приближается к 100%. Достоинством такого аппаратурного оформления массообменного процесса является: компактность; простота

конструкции, достаточно высокая эффективность. Недостатком - после проведения процесса требуется сепарация пузырей из жидкой фазы.

2.5. Коэффициенты тепло- и массоотдачи в насадках вентиляторных градирен [138]

Вентиляторные градирни с пленочными блоками оросителей применяются в различных отраслях промышленности и энергетике. От эффективности работы градирен (температуры охлаждения воды) зависит технологический режим работы промышленных установок и энергозатраты на проведение процессов. Важной составляющей частью расчета градирни является определение коэффициентов тепло – и массоотдачи. При использовании блоков оросителей, которые в большинстве представляют из себя регулярные противоточные насадки, основное охлаждение воды происходит при противоточном взаимодействии стекающей пленки и восходящего потока воздуха (до 90% теплообмена). Известно, что охлаждение воды происходит как за счет конвективного механизма (соприкосновения), так и испарения, поэтому для расчетов используются коэффициенты теплоотдачи и массоотдачи влаги. Причем, основное сопротивление механизмам переноса тепла сосредоточено в газовой (воздушной) фазе и коэффициенты тепло-и массопередачи практически равны коэффициентам тепло- и массоотдачи в газовой фазе. В связи с разнообразием конструкций пленочных блоков оросителей определение данных коэффициентов чаще выполняется на эмпирической основе или с привлечением полуэмпирических моделей. Кроме расчета средних коэффициентов тепло- и массоотдачи также очень важным является определение площади межфазного контакта, которая не всегда равна геометрической поверхности регулярной насадки. Поэтому наиболее достоверными следует считать значения коэффициентов тепло- и

массоотдачи в виде произведения на площадь контакта фаз установленные экспериментальным путем. В таких случаях обобщения результатов опытов чаще представляются в виде объемных коэффициентов переноса [57,68,129,192,210]. Однако экспериментальные результаты имеются далеко не для всех типов контактных устройств и поэтому математическое моделирование не теряет своей актуальности. Конечно, в этом случае необходимо иметь в виду приближенные модели, которые если обеспечивают точность расчета ±15-20% то, считаются адекватными. Такая точность вполне приемлема при моделировании явлений переноса в двухфазных средах, т.к. погрешность экспериментальных исследований находится в этих же пределах.

Для элементарного объема насадки dV в градирне записывают поток теплоты

$$dQ = \alpha_{\text{v}} \left(T_{\text{ж}} - t_{\text{г}} \right) dV + I_{\text{п}} dL_{\text{ж}} . \qquad (2.5.1)$$

В выражении (2.5.1) первый член правой части - тепло, передаваемое в элементарном объеме насадки от воды к воздуху соприкосновением, а второй тепло, передаваемое испарением.

Для определения количества испарившейся жидкости используется выражение

$$dL_{\text{ж}} = \beta_{vx} \left(x'' - x \right) dV . \qquad (2.5.2)$$

Из (2.5.1) и (2.5.2) следует

$$Q = \alpha_{\text{v}} \left(T_{\text{ж}} - t_{\text{г}} \right) dV + I_{\text{п}} \beta_{\text{vx}} \left(x'' - x \right) dV . \qquad (2.5.3)$$

Объемные коэффициенты записываются в форме

$$\alpha_{\text{v}} = \frac{\alpha_{\text{г}} dF}{dV}, \ \beta_{\text{vx}} = \frac{\beta_{\text{x}} dF}{dV} . \qquad (2.5.4)$$

Следует отметить, что большинство пленочных градирен работают с нагрузками по жидкости в интервале 5-15 м^3/(м^2 ч), а по воздуху $w_г = 0,5 - 2,0$ м/ с. Режим движения воздуха – турбулентный.

Рассмотрим различные модели тепло-массоотдачи для расчета коэффициентов переноса в противоточных блоках оросителей пленочного типа.

Гидродинамическая аналогия Чилтона-Кольборна используются когда перепад давления вызван в основном за счет трения и записывается в виде

$$Nu_г = \frac{\xi_{op} Re_г Pr_г^{1/3}}{8}, Sh_г = \frac{\xi_{op} Re_г Sc^{1/3}}{8}. \quad (2.5.5)$$

Широкое применение также находит двухслойная модель турбулентного пограничного слоя Прандтля, с применением которой получены выражения для средних коэффициентов переноса [119,124,151,158]

$$\alpha_г = \frac{\rho c_{pг} u_{*г}}{\left[R_{1г} + 2,5\ln(R_\delta / R_{1г})\right] \mathrm{Pr}_г^{2/3}}, \quad (2.5.6)$$

$$\beta_г = \frac{u_{*г}}{\left[R_{1г} + 2,5\ln(R_\delta / R_{1г})\right] Sc_г^{2/3}}. \quad (2.5.7)$$

Для расчета параметров выражений (2.5.6) и (2.5.7) получены формулы

$$u_{*г} = w_г \sqrt{\xi_{op}/8}, \quad (2.5.8)$$

$$R_{1г} = 11,6\sqrt{\xi_0/\xi_{op}}, \quad (2.5.9)$$

$$R_\delta = R_{1г} \exp\left[0,4\left(w_г/u_{*г} - R_{1г}\right)\right]. \quad (2.5.10)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления орошаемого канала $\xi_{\text{ор}}$ находится экспериментально для каждой конструкции блока оросителей без учета местных сопротивлений.

Выражения (2.5.6) и (2.5.7) запишем в безразмерной форме

$$Nu_{\text{г}} = \frac{Re_{\text{г}} Pr_{\text{г}}^{1/3} \sqrt{\xi_{\text{ор}}/8}}{R_{1\text{г}} + 2{,}5\ln(R_{\delta}/R_{1\text{г}})}, \tag{2.5.11}$$

$$Sh_{\text{г}} = \frac{Re_{\text{г}} Sc_{\text{г}}^{1/3} \sqrt{\xi_{\text{ор}}/8}}{R_{1\text{г}} + 2{,}5\ln(R_{\delta}/R_{1\text{г}})}. \tag{2.5.12}$$

Так же используем выражения, полученные на основе развития гидродинамической аналогии (раздел 2.2):

$$\alpha_{\text{г}} = 0{,}158\rho_{\text{г}} c_{\text{рг}} \left(\tau_{\text{w}}/\rho_{\text{г}}\right)^{3/7} \left(\nu_{\text{г}}/d_{\text{э}}\right)^{1/7} Pr_{\text{г}}^{-2/3}\ , \tag{2.5.13}$$

$$\beta_{\text{г}} = 0{,}158\left(\tau_{\text{w}}/\rho_{\text{г}}\right)^{3/7} \left(\nu_{\text{г}}/d_{\text{э}}\right)^{1/7} Sc_{\text{г}}^{-2/3}. \tag{2.5.14}$$

Для каналов со стекающей пленкой жидкости в противотоке с газом с динамической скоростью (2.5.8) из выражений (2.5.13) и (2.5.14) получим $\left(\tau_{\text{w}} = u_{*\text{г}}^2 \rho_{\text{г}}\right)$

$$Nu_{\text{г}} = 0{,}158 Re_{\text{г}}^{0{,}85} \left(\xi_{\text{ор}}/8\right)^{0{,}429} Pr_{\text{г}}^{1/3}, \tag{2.5.15}$$

$$Sh_{\text{г}} = 0{,}158 Re_{\text{г}}^{0{,}85} \left(\xi_{\text{ор}}/8\right)^{0{,}429} Sc_{\text{г}}^{1/3}. \tag{2.5.16}$$

Коэффициент гидравлического сопротивления связан с перепадом давления в орошаемом канале уравнением Дарси-Вейсбаха

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{2\Delta P_{\text{ор}} d_{\text{э}}}{H\rho_{\text{г}} w_{\text{г}}^2}. \tag{2.5.17}$$

Первоначально рассмотрим применение приведенных выражений для процесса охлаждения воды в цилиндрических каналах. Для сравнения результатов используем критериальные уравнения Джиллиланда и Шервуда [195]

$$Sh_{\text{г}} = 0{,}023 Re_{\text{г}}^{0{,}83} Sc_{\text{г}}^{0{,}44}, \tag{2.5.18}$$

и Барнет и Кобе

$$Sh_{\text{г}} = 0,025 Re_{\text{г}}^{0,8} Sc_{\text{г}}^{0,33}. \qquad (2.5.19)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления орошаемого цилиндрического канала вычислим по формуле Борисова ($Re_{\text{г}}$ >2000)

$$\xi_{\text{ор}} = \frac{0,11 + 0,9\left(u_{\text{ср}}\mu_{\text{ж}}/\sigma\right)^{2/3}}{Re_{\text{г}}^{0,16}}, \qquad (2.5.20)$$

где средняя скорость при ламинарном ($Re_{\text{ж}}$ <1600) течении пленки $u_{\text{ср}} = 0,276\left(\nu_{\text{ж}} g\right)^{1/3} Re_{\text{ж}}^{2/3}$. Число Рейнольдса $Re_{\text{ж}} = 4q_{\text{ж}}/\nu_{\text{ж}}$, $q_{\text{ж}}$ - плотность орошения (к периметру течения), м^3/(м·с); при турбулентном режиме: $u_{\text{ср}} = q/\delta;\ \delta = 0,207\left(\nu_{\text{ж}}/g\right)^{1/3} \text{Re}_{\text{ж}}^{0,533}$.

Результаты расчетов числа $Sh_{\text{г}}$ по формулам(2.5.5), (2.5.12), (2.5.16), (2.5.18), (2.5.19) даны на рис. 2.5.1.

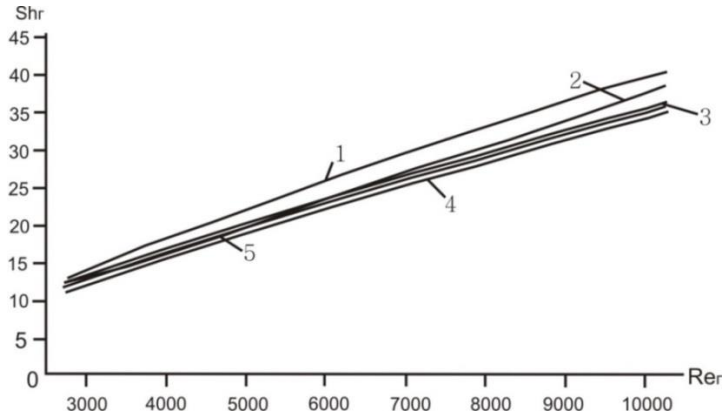


Рис. 2.5.1 Результаты расчетов числа $Sh_{\text{г}}$: 1-расчет по формуле (2.5.12); 2- расчет по формуле (2.5.16); 3- расчет по формуле (2.5.18); 4- расчет по формуле (2.5.19); 5- расчет по формуле (2.5.5) (воздух-вода, $Sc_{\text{г}}$=0,7)

Как следует из результатов расчета (рисунка 2.5.1) наблюдается удовлетворительное согласование приведенных формул для наиболее простого случая, т.е. при противотоке газа и пленки жидкости в гладком цилиндрическом канале.

Далее рассмотрим процессы в регулярных и нерегулярных контактных устройствах градирни и других насадочных аппаратах

Среднее значение динамической скорости на межфазной поверхности стекающей пленки в круглом прямом канале, как известно можно вычислить с использованием коэффициента сопротивления (2.5.4), а среднюю динамическую скорость в насадочном слое по выражению [153]

$$u_* = 1{,}8\left(\frac{\Delta P_{op} w_г \nu_г}{\rho_г H}\right)^{0{,}25} = 1{,}8\left(\frac{\xi_{op} w_г^3 \nu_г}{2d_э}\right)^{0{,}25}. \qquad (2.5.21)$$

Из (2.5.13), (2.5.14) с динамической скоростью (2.5.21) $\left(\tau_w = u_*^2 \rho_г\right)$ получим (раздел 2.2)

$$Nu_г = 0{,}342 Re_г^{0{,}643}\left(\xi_{op}/2\right)^{0{,}214} Pr_г^{1/3}, \qquad (2.5.22)$$

$$Sh_г = 0{,}342 Re_г^{0{,}643}\left(\xi_{op}/2\right)^{0{,}214} Sc_г^{1/3}, \qquad (2.5.23)$$

а из выражений (2.5.6), (2.5.7) и (2.5.21) имеем

$$Nu_г = 0{,}175 Re_г^{0{,}75}\left(\xi_{op}/2\right)^{0{,}25} Pr_г^{1/3}, \qquad (2.5.24)$$

$$Sh_г = 0{,}175 Re_г^{0{,}75}\left(\xi_{op}/2\right)^{0{,}25} Sc_г^{0{,}33}. \qquad (2.5.25)$$

При известном среднем значении коэффициента $\beta_г$ объемный коэффициент насадочного слоя получит вид

$$\beta_{v г} = \rho_г \beta_г a_v \psi_w, \ (\text{кг/ м}^3\ \text{с}) \quad , \qquad (2.5.26)$$

где ψ_w - коэффициент смачиваемости поверхности

$$\Psi_w = \frac{U}{0.0005 + 0.8U}. \qquad (2.5.27)$$

При U >0,0022 м^3/(м^2 с) (8 м^3/(м^2 ч), $\Psi_w \approx 1$.

Для сравнения результатов расчета по формулам (2.5.22)-(2.5.25) воспользуемся экспериментальными данными по гидравлическому

сопротивлению и тепло-массоотдачи в блочных регулярных и хаотичных насадок [78,95,195].

Рассмотрим опытные данные по коэффициенту гидравлического сопротивления и массоотдачи в газовой фазе для регулярной рулонной насадки [78]. Данная насадка выполнена из пакета из сдвоенных металлических лент, одна из которых имеет треугольные гофры. На боковых поверхностях гофр выполнены лепестки в виде круговых сегментов, при этом хорды сегментов гофр расположены под углом друг к другу. Свободный объем насадки $\varepsilon_{св} = 0,95$, удельная поверхность $a_v = 480$ м^2/м^3, эквивалентный диаметр $d_ж = 4\varepsilon_{св}/a_v = 0,0079$ м. Опыты проводились при скорости воздуха $w_г$ до 5 м/с и плотности орошения от 5 до 30 м^3/(м^2 ч). В результате обобщения опытных данных получены коэффициенты сопротивления сухой $\xi_г$ и орошаемой насадки $\xi_{ор}$:

$$\xi_г = 0,105\,\mathrm{Re}^{0,108}, \tag{2.5.28}$$

$$\xi_{ор} = \xi_г + 0,0226\,\mathrm{Re}_ж^{0,34\cdot10^{-3}\,\mathrm{Re}\,г}, \tag{2.5.29}$$

где $\mathrm{Re}_ж = \mathrm{U}\,d_э/\nu_ж$ - число Рейнольдса жидкой фазы.

Коэффициент массоотдачи в газовой фазе находится при увлажнении воздуха водой. На рис. 2.5.2 представлены экспериментальные данные [78] и расчетные коэффициенты массоотдачи по формулам (2.5.23), (2.5.25) при плотности орошения 10 м^3/ (м^2 ч). В таблице дано сравнение при плотности орошения от 5 до 20 м^3/(м^2 час) и скорости газа 1 и 2 м/с.

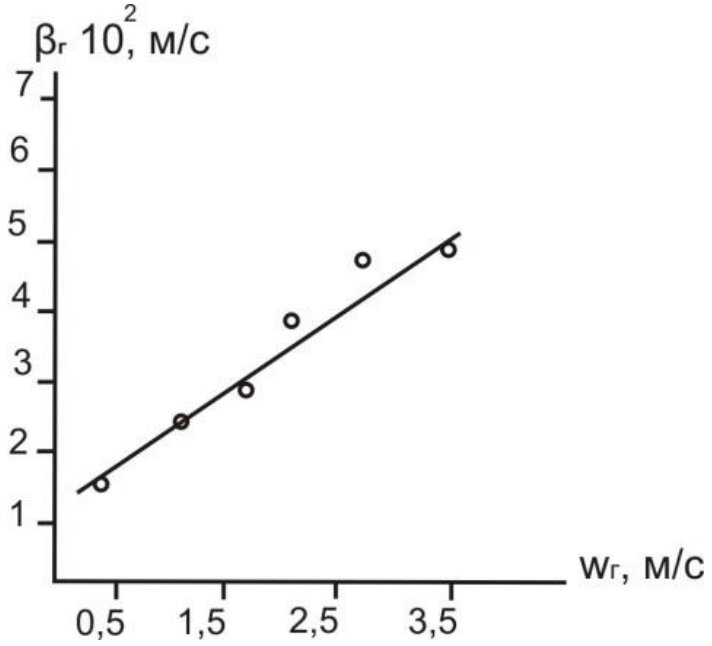


Рис 2.5.2 Зависимость коэффициентов массоотдачи в газовой фазе от скорости газа при плотности орошения 10 ($м^3/м^2$ ч), $d_э = 0,0079$, м. O - эксперимент [78], линия - расчет по (2.5.23) и (2.5.25) (линии практически совпадают)

Таблица 2.5.1. Расчетные и экспериментальные данные числа Шервуда.

$\frac{w_г}{q_ж}$	$Re_г$	$Re_ж$	ξ_{op}	$Sh_г$ расчет (2.5.25)	$Sh_г$ расчет (2.5.23)	Эксперимент $Sh_г$ [78]
1/5	527	11	0,24	10,1	10,5	9,9
1/10	527	22	0,25	10,2	10,6	9,7
2/5	1054	11	0,8	17,4	17,5	17,4
2/10	1054	22	0,29	17,4	17,5	18,1
1/20	527	44	0,26	10,2	10,6	10,3

На рис. 2.5.3 дано сравнение по числу Нуссельта при теплоотдаче в хаотичном насадочном слое из цилиндров и параллелепипедов $\left(\xi_г = 11,6 / Re_г^{0,25}\right)$ с опытными данными для воздуха [55] без орошения.

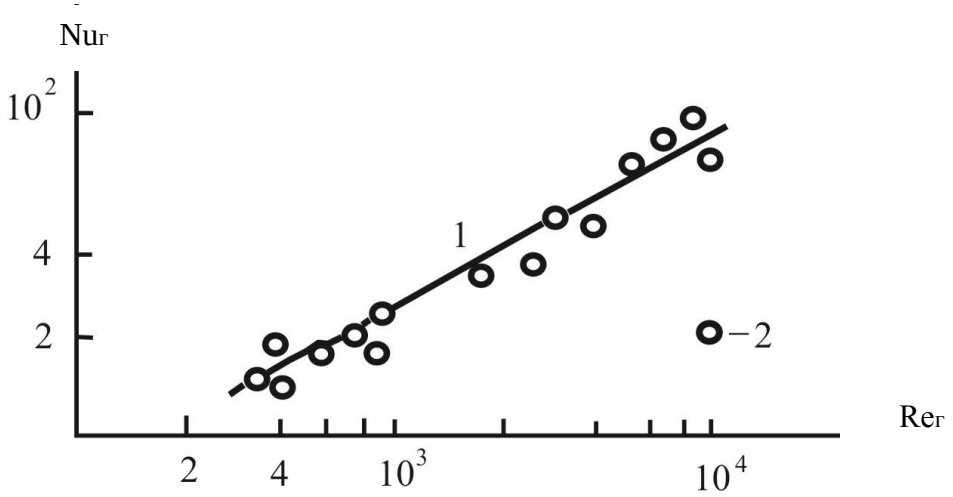


Рис. 2.5.3. Теплоотдача в слоях насадочных элементов: 1 – расчет по уравнению (2.5.24); 2 – опытные данные [55]

Как следует из представленных результатов, уравнения (2.5.22) – (2.5.25) обеспечивают удовлетворительное согласование (±10%) с экспериментом.

Далее расмотрена массоотдача в блоках оросителях из трубок, изготовленных из полиэтиленовой сетки. Такие оросители используются в промышленных градирнях СК-400 и других. Сетчатые трубки диаметром 0.05м. При плотной упаковке элементов в блоках удельная поверхность составляет $a_v \approx 75 м^2 / м^3$ и свободный объем $\varepsilon_{св} \approx 0,9 м^3 / м^3$, $d_э = 0,048$, м. Для таких оросителей получен коэффициент сопротивления (при $w_г$=0,7-1,5 м/с и плотности орошения 4 до 8 $м^3/м^2$ ч) [129]

$$\xi_г = 0,172\left(\frac{64}{Re_г} + \frac{1,8}{Re_г^{0,08}}\right). \qquad (2.5.28)$$

Зависимость от плотности орошения слабая при < 10 $м^3/(м^2$ ч).

При пленочном противоточном режиме коэффициент сопротивления орошаемой насадки увеличивается незначительно и поэтому можно принять $\xi_{ор} \approx \xi_г$.

На рис. 2.5.4 приведены результаты расчетов объемных коэффициентов массоотдачи (2.5.26) по выражениям (2.5.23) и (2.5.25) и

сравнение с опытными данными, полученными на макете градирни [129].

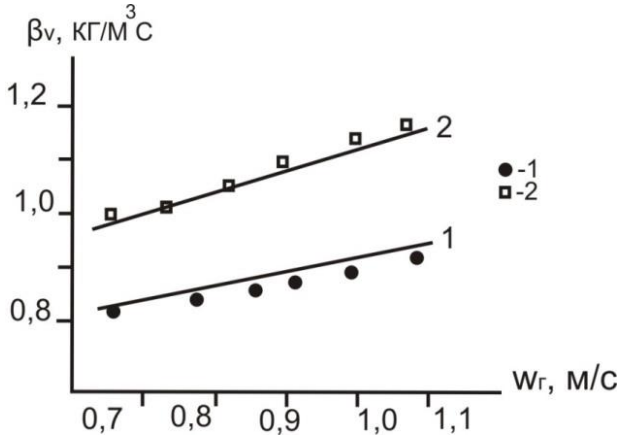


Рис. 2.5.4. Зависимость коэффициента массоотдачи от скорости воздуха: 1, 2 –расчет по (2.5.23) и по (2.5.25) формулам (линии совпадают). 1- расход воды 4,9 м^3/(м^2 час); 2- 7,0 м^3/(м^2 час)

Далее рассмотрим несколько других типов регулярных насадок [78,95,195]:

1. Регулярная металлическая насадка Инжехим (IRG) из гофрированных листов с перекрестным расположением гофров и шероховатой поверхностью. Удельная поверхность $a_v = 160\,\text{м}^2/\text{м}^3$, свободный объем $\varepsilon_{\text{св}} \approx 0,98$. Коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi_{\text{ор}} = 3,18 Re_{\text{г}}^{-0,12}. \qquad (2.5.29)$$

2. Регулярная рулонная гофрированная насадка Инжехим с шероховатой поверхностью из металлической ленты. Удельная поверхность $a_v = 240$ м^2/м^3, свободный объем $\varepsilon_{\text{св}} \approx 0,9$. Коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi_{op} = 3,89 Re_{\text{г}}^{-0,294}. \qquad (2.5.30)$$

3. Керамические кольца Рашига диаметром 100 мм, удельная поверхность $a_v \approx 60\,\text{м}^2/\text{м}^3$, свободный объем $\varepsilon_{\text{св}} \approx 0,98$. Коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi_{op} = 9,2 Re_{\text{г}}^{-0,375}. \qquad (2.5.31)$$

4. Деревянная хордовая насадка 10×100 мм, удельная поверхность $a_v = 65$ м^2/м^3, свободный объем $\varepsilon_{св} = 0,68$. Коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi_{op} = 6,64 Re_{г}^{-0,375}. \qquad (2.5.32)$$

На рис. 2.5.5 даны результаты расчета объемного коэффициента массоотдачи (2.5.26) с использованием уравнения (2.5.25).

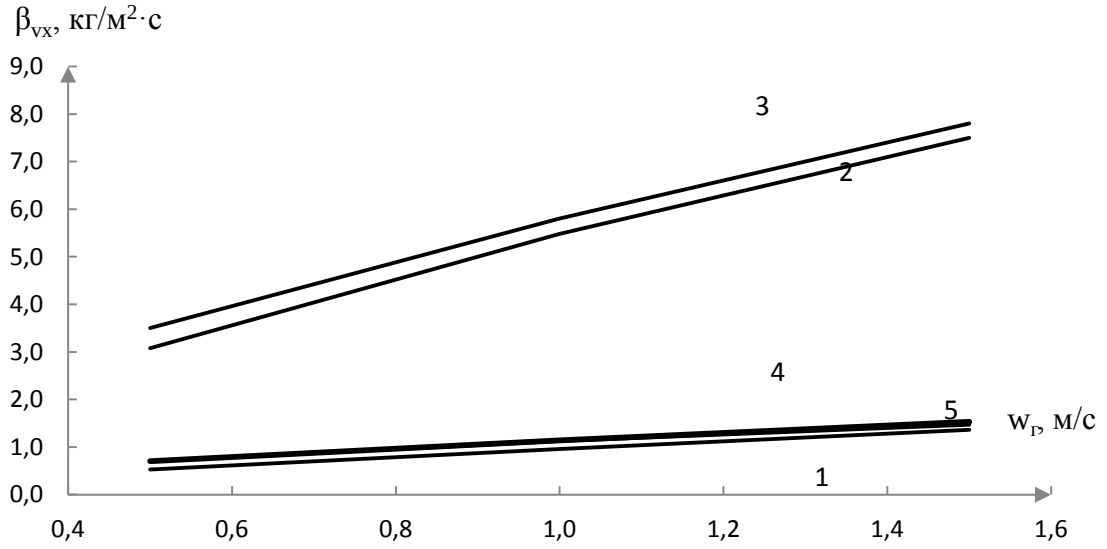


Рис. 2.5.5. Расчетные зависимости объемного коэффициента массоотдачи (2.5.26) по формуле (2.5.25) от скорости газа: 1- сетчатая насадка; 2-регулярная металлическая насадка Инжехим (IRG) из гофрированных листов; 3 – регулярная рулонная гофрированная насадка Инжехим с шероховатой поверхностью из металлической ленты; 4 – керамические кольца Рашига; 5 – деревянная хордовая насадка.

Основные результаты и выводы

На основе применения уравнений, полученных путем развития гидродинамической аналогии, а так же двухслойной модели Прандтля, показана возможность вычисления коэффициентов тепло- и массоотдачи в каналах со стекающей пленкой жидкости в противотоке с газом. Рассмотрены различные конструкции контактных устройств, в частности пленочные блоки градирен. Показано согласование результатов расчетов чисел Нуссельта и Шервуда с экспериментальными данными различных авторов. Установлено, что гидродинамическая аналогия в форме (2.5.22), (2.5.23) и уравнения

модели Прандтля в форме (2.5.24), (2.5.25) дают практически одинаковые результаты (±5%) для блоков градирен (скорость воздуха 0,5 до 2,5 м/с) при пленочном режиме.

Расчеты объемных коэффициентов массоотдачи для пяти типов насадок показывают, что наиболее эффективными являются регулярная металлическая насадка из гофрированных листов и регулярная рулонная гофрированная насадка «Инжехим» с шероховатой поверхностью из металлической ленты. Однако, учитывая, что данные насадки имеют повышенное гидравлическое сопротивление и значительную стоимость (при изготовлении из нержавеющих листов и ленты), они рекомендуются для использования в миниградирнях с повышенными нагрузками. Стоимость этих насадок может быть снижена при изготовлении из полимерных материалов.

Приведенные уравнения для чисел $Nu_г$ и $Sh_г$ могут использоваться при проектировании или модернизации градирен и других аппаратов с насадками.

2.6 Ячеечная модель тепломассопереноса в пленочных блоках оросителей градирни [165]

Эффективность технологического и энергетического оборудования на промышленных предприятиях и ТЭС во многом зависит от водооборотных систем. Важным звеном в этих системах является градирни.

При недостаточном охлаждении воды может быть нарушен технологический режим всей промышленной установки и производства. Поэтому важным этапом расчета водооборотных систем является определение эффективности работы градирен.

В градирнях происходит противоточное движение воды и воздуха в двух зонах. В верхней зоне – контакт струй, которые распадаются на

капли за счет эффективных форсунок, а в нижней – контакт стекающих пленок по блокам оросителей (регулярных насадок) с восходящим воздухом.

Исследованию и моделированию охлаждения воды в градирне посвящены многочисленные работы различных авторов [64,73,105,129,192,210] и другие.

В.М. Брауном предложена графическая интерпретация модели на *i-t* диаграмме и рассчитана номограмма, позволяющая находить значения относительного минимального расхода воздуха в зависимости от температуры воды на входе в аппарат и температуры мокрого термометра поступающего воздуха. Подобная методика используется [Baker D, Shryock H] для определения максимального относительного расхода воды при заданной температуре ее охлаждения. При анализе процессов испарительного охлаждения в градирне используется модель «идеальной» противоточной градирни, характеризующаяся условиями термодинамического равновесия на нижнем и верхнем концах аппарата. Меркель предложил уравнение, в котором в качестве обобщенной движущей силы процесса испарительного охлаждения воды принимается разность энтальпий влажного воздуха на поверхности пленки воды и в ядре потока. Из способов определения величины среднего перепада энтальпии наиболее простым и вместе с тем обеспечивающим достаточно высокую точность является способ, предложенный Л.Д. Берманом.

Ниже рассмотрены математическая модель тепломассопереноса в противотоке воздуха и воды, построенная с использованием моделей структуры потока.

Уравнения тепло- и массопереноса

Эффективность процесса охлаждения оборотной воды в градирне значительно зависит от структуры потока жидкой и газовой фаз. При математическом моделировании структуры потоков широко используют модели идеального вытеснения, идеального смешения, диффузионную и ячеечную модели. Эти модели получают в результате упрощения полного математического описания процессов переноса импульса, массы и энергии (тепла) используя математические следствия законов сохранения в дифференциальном виде.

Так, например, в общем виде одномерное уравнение теплопереноса в форме диффузионной модели при стационарном режиме имеет вид

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\ell}{Pe}\frac{d^2T}{dz^2}, \qquad (2.6.1)$$

где T - температура потока; z - продольная координата; $Pe = u_{\text{ср}}\ell / D_{\text{п}}$ - число Пекле для обратного перемешивания; $u_{\text{ср}}$ - средняя скорость среды; ℓ - характерный размер аппарата (контактного устройства); $D_{\text{п}}$ - коэффициент обратного перемешивания, находится экспериментально для каждого аппарата и является основным параметром диффузионной модели (в безразмерном виде число Пекле).

Уравнение (2.6.1) записано для однофазного потока и не учитывает теплопередачу при наличии второй фазы. Для учета тепло - и массопереноса из второй фазы используются различные подходы.

При моделировании двухфазных потоков существует подход, основанный на составлении макроскопического баланса на основе осреднения локальных однофазных уравнений сохранения и условий сопряжения на границе. В соответствии с двужидкостной моделью [7,11] уравнения сохранения массы, импульса и тепла записываются для каждой фазы. Поскольку макроскопическое поле в фазах не является

независимой от другой фазы, то в уравнения переноса вводят источниковые члены, учитывающие перенос массы, импульса и тепла через межфазную поверхность.

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

При выводе уравнений сохранения, соответствующих двужидкостной модели, применяют различные усредняющие методики. Нигматуллин [180] обосновал объемное усреднение через множество уравнений баланса, которые составлены с использованием концепции усредняющего объема (ячейки). Delhaye разработал методику пространственно-временного усреднения для одномерных двухфазных потоков. Drew и Lahey разработали трехмерную двужидкостную модель комбинируя пространственное и временное усреднение. Источниковые члены в двужидкостной модели появляются в результате осреднения локальных уравнений переноса массы, импульса и энергии.

В блоке оросителей градирни размещаются регулярные насадки, высотой слоя 1,8-2,5 м. Если число Пекле по перемешиванию $Pe_{\text{г}}$ >1, то можно принять ячеечную модель, где $Pe_{\text{г}} = w_{\text{г}} d_{\text{э}} / D_{\text{п}}$; $w_{\text{г}}$ - скорость газа. м/с; $d_{\text{э}}$ - эквивалентный диаметр канала, м. С достаточной для практических целей точностью число $Pe_{\text{г}}$ для каналов со стекающей пленкой можно вычислить по выражению для круглого канала [145] (раздел 1.4):

$$Pe_{\text{г}} = 0,43H\left(d_{\text{э}}\sqrt{\xi_{op}}\right)^{-1}, \qquad (2.6.2)$$

где H - длина канала, м; ξ_{op} - коэффициент гидравлического сопротивления орошаемого канала.

Для плоскопаралельного канала

$$Pe_{\text{г}} = 0,43 H Re_{\text{г}}^{0,125} / d_{\text{э}}, \qquad (2.6.3)$$

где $Re_{\text{г}} = w_{\text{г}} d_{\text{э}} / \nu_{\text{г}}$ - число Рейнольдса; $\nu_{\text{г}}$ - коэффициент кинематической вязкости газа, м^2/с.

Например, при $w_{\text{г}} = 1$ м/с; $d_{\text{э}} = 0,05$ м; $H = 1$м, получаем $Pe_{\text{г}} = 40$, что указывает на практически идеальное вытеснение в канале по воздушному потоку.

Известна связь между ячейками полного смешения и числом Пекле

$$n = \frac{Pe_{\text{г}}^2}{2\left[Pe_{\text{г}} - 1 + exp(-Pe_{\text{г}})\right]}. \qquad (2.6.4)$$

При Пекле $Pe_{\text{г}} > 50: \text{n} = Pe_{\text{г}} / 2$.

Для стекающей пленки $Pe_{\text{ж}} > 10$. Отсюда следует, что как для газовой фазы, так и жидкой можно использовать ячеечную модель.

Уравнение ячеечной модели (рис. 2.6.1) теплопереноса для газовой фазы с объемным источником тепла следует из выражения (2.6.1) и имеет вид

$$\rho_{\text{г}} w_{\text{г}} \frac{I_i - I_{i-1}}{\Delta z} = \frac{Q_i}{V_{\text{г}\,i}}, \; i=1,2\ldots\text{n}; \qquad (2.6.5)$$

где I - энтальпия влажного воздуха, Дж/кг; $\rho_{\text{г}}$ - плотность воздуха, кг/м^3; Δz - длина ячейки, м. $\Delta z = H/n$, n - число ячеек; Q_i - количество переданной теплоты (Вт) из воды в воздух в объеме воздуха ($V_{\text{г}\,i}$, м^3) в ячейке блока оросителей.

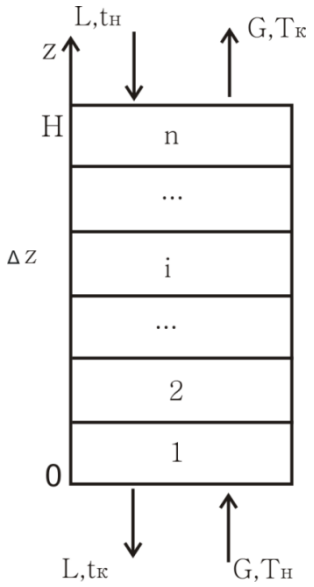


Рис. 2.6.1 Условное деление блока оросителей на ячейки

Уравнение ячеечной модели для жидкой фазы

$$\rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}} u_{\text{ж}} \frac{t_{i-1} - t_i}{\Delta z} = \frac{Q_i}{V_{\text{г}\,i}},\ \text{i=1,2…. n;} \tag{2.6.6}$$

где t - температура воды, ^{0}C; $u_{\text{ж}}$ - средняя скорость воды, м/с; $c_{p\text{ж}}$ - теплоемкость воды, Дж/(кг К); $\rho_{\text{ж}}$ - плотность жидкости, кг/м^3.

Уравнение ячеечной модели массопереноса влаги водяного пара в воздухе

$$\rho_{\text{г}} w_{\text{г}} \frac{x_{\text{i}} - x_{\text{i-1}}}{\Delta z} = \frac{M_i}{V_{\text{г}\,i}},\ \text{i=1,2…. n;} \tag{2.6.7}$$

где x - влагосодержание воздуха, кг/кг; M_i - количество испарившееся жидкости. кг/с.

Граничные условия к системе уравнений (2.6.5) - (2.6.7): при $\text{z} = 0,\ T = T_н;\quad dt/dz = 0;\ x = x_н$ (вход воздуха и выход воды); при $z = H,\ t = t_н;\ dT/dz = 0; dx/dz = 0$ (выход воздуха и вход воды), («н»-начальные значения).

Количество переданной теплоты в ячейке

$$Q_i = F_i\left[\alpha_{\text{г}}\left(t_i - T_i\right) + I_{\text{п}i}\rho_{\text{г}}\beta_{\text{г}}\left(x_i^* - x_i\right)\right],\ \text{i=1,2….,n.} \tag{2.6.8}$$

Количество массы водяного пара (испарившейся жидкости)

$$M_i = \rho_г \beta_г F_i \left(x_i^* - x_i \right), \text{ i=1,2….,n,} \tag{2.6.9}$$

или из уравнения баланса

$$M_i = G_i \left(x_i - x_{i-1} \right), \text{i=1,2….,n} \quad , \tag{2.6.10}$$

где F_i - площадь контакта фаз, м^2; $\alpha_г$ - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2 К); $\beta_г$ - коэффициент массоотдачи, м/с; G_i - расход воздуха, кг/с; x_i^* - влагосодержание насыщенного воздуха, кг/кг; $I_{пi}$ - энтальпия водяного пара при температуре воды t_i, Дж/кг.

Для контроля результатов решения (2.6.5)-(2.6.7) можно использовать уравнение баланса тепла для i-й ячейки

$$Q_i = G_i \left(I_i - I_{i-1} \right) = c_{pж} \left[L_i (t_{i-1} - t_i) + M_i t_i \right], \tag{2.6.11}$$

где I - энтальпия влажного воздуха Дж/кг; L, G - массовые расходы воды и воздуха, кг/с. Средние скорости воздуха и воды соответственно равны

$$u_ж = \frac{L}{\rho_ж S \varepsilon_ж}, w_г = \frac{G}{\rho_г S \left(\varepsilon_{св} - \varepsilon_ж \right)}, \tag{2.6.12}$$

где L, G - массовые расходы воды и воздуха, кг/с; S - площадь поперечного сечения градирни, м^2; $\varepsilon_ж$ - задержка жидкости в блоках оросителей, м^3/м^3; $\varepsilon_{св}$ - удельный свободный объем блоков (насадки), м^3/м^3.

Объем воздуха в ячейке

$$V_{г\,i} = S_i \Delta z \left(\varepsilon_{св} - \varepsilon_ж \right). \tag{2.6.13}$$

Площадь поверхности контакта фаз в ячейке

$$F_i = a_v \Delta z S_i \psi_w, \tag{2.6.14}$$

где a_v - удельная поверхность блоков (насадки), м^2/м^3: ψ_w - коэффициент смачиваемости поверхности, по известному выражению $\Psi_w = \frac{U}{0.0005 + 0.8U}$.; U - плотность орошения, м^2/(м^2 с). При U > 0,0022, имеем $\psi_w = 1$.

Для удобства решения систему уравнений (2.6.5)-(2.6.7) запишем в виде [165]

$$I_i = I_{i-1} + \frac{Q_i}{V_{\text{г}i}} \frac{\Delta z}{w_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}, \tag{2.6.15}$$

$$t_i = t_{i-1} - \frac{Q_i}{V_{\text{г}i}} \frac{\Delta z}{u_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} c_{p\text{ж}}}, \tag{2.6.16}$$

$$x_i = x_{i-1} + \frac{M_i}{V_{\text{г}i}} \frac{\Delta z}{w_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}, \text{i=1,2….n.} \tag{2.6.17}$$

Из совместного решения уравнений (2.6.15) - (2.6.17) в итерационном цикле находятся профили влагосодержания, температур жидкости и газа в ячейках, т.е. по высоте контактных устройств (блока оросителей).

Результаты решения должны удовлетворять уравнению теплового баланса для всей градирни

$$Q = G\left(I_{\text{к}} - I_{\text{н}}\right) = c_{p\text{ж}}\left[L(t_{\text{н}} - t_{\text{к}}) + Mt_{\text{к}}\right]. \tag{2.6.18}$$

где Q - количество передаваемой теплоты, Вт; «к»- конечные значения.

Коэффициенты тепло- и массоотдачи в градирнях

Известно, что при испарительном охлаждении воды практически все сопротивления переносу сосредоточено в газовой фазе. Тогда коэффициенты тепло- и массопередачи будут равны коэффициентам тепло и массоотдачи в газовой фазе.

Коэффициенты тепло- и массоотдачи можно вычислить по полуэмпирическим выражениям [64,105,129] или уравнениям, полученным с использованием теории пограничного слоя [119]. Например, для неорошаемой хаотичной насадки эти уравнения имеют вид [156,157] (раздел 2.5):

$$Nu_э = 0{,}175 Re_г^{0,75} Pr_г^{0,33} (\xi / 2)^{0,25} \quad (2.6.19)$$

$$Sh_э = 0{,}175 Re_г^{0,75} Sc_г^{0,33} (\xi / 2)^{0,25}, \quad (2.6.20)$$

где $Nu_э = \alpha_г d_э / \lambda_г$ – число Нуссельта; $\lambda_г$ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); $\mathrm{Sh}_э = \beta_г d_э / D_г$ – число Шервуда; $\alpha_г$ – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); $\beta_г$ – коэффициент массоотдачи, м/с; $Pr_г, Sc_г$ – числа Прандтля и Шмидта; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления насадки.

В орошаемой насадке коэффициенты тепло- и массоотдачи, вычисленные по выражениям (2.6.19), (2.6.20) надо умножить на поправочные коэффициенты, которые учитывают смачиваемость поверхности и задержку жидкости [209], однако эти коэффициенты ~1.

Для канала регулярной насадки со стекающей пленкой жидкости получено [135] (раздел 2.2):

$$\begin{aligned} Nu_э &= 0{,}158 Re_г^{0,85} \left(\xi/8\right)^{0,429} Pr_г^{0,33}, \\ Sh_э &= 0{,}158 Re_г^{0,85} \left(\xi/8\right)^{0,429} Sc_г^{0,33}. \end{aligned} \quad (2.6.21)$$

Результаты решения

Из решения системы уравнений (2.6.15)-(2.6.17) вычисляются поля влагосодержания и температур при заданных режимных и конструктивных характеристиках блока оросителей. При заданной температуре воды на входе $t_н$ и вычислений на выходе $t_к$, определяет тепловой КПД блока оросителей

$$E_ж = \frac{t_н - t_к}{t_н - t_{м.т}}, \quad (2.6.22)$$

$t_{м.т}$ - температура смоченного термометра, ^{0}С.

Вычисленный профиль температур показан на рис. 2.6.2.

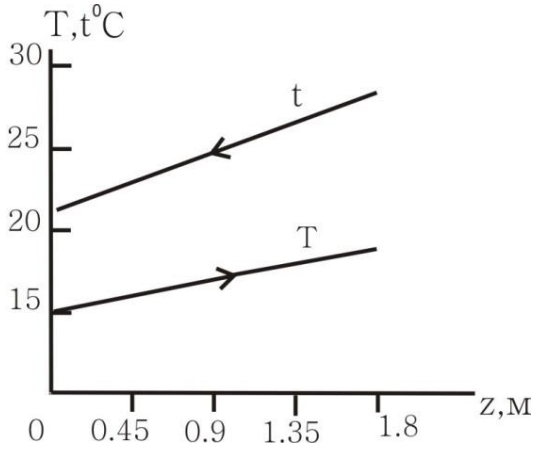


Рис. 2.6.2 Профили температур воды t и воздуха T по высоте блоков оросителей.

$q_{ж} = 7,6\, м^3 \Big/ \left(м^2 час \right)$; $w_{г} = 0,7\, м/с$.

Высота блоков H=1,8м.

Ниже даны результаты расчета макета градирни диаметром 0,2 м с трубками из сетки диаметром $d = 0,05\ м; H = 0,4\ м$. Расход жидкости $q = 4,9 - 7,6$ м^3/(м^{2}час); скорость газа $w_{г} = 0,7 - 1,1$ м/с. Средняя температура воздуха $T_{г} = 25^0 C$; воды $t_{ж} = 32^0 C$. Расчетный тепловой КПД (2.6.22) представлен на рис. 2.6.3. Некоторое расхождение в расчетах с экспериментальными данными [129] можно объяснить рядом допущений в модели.

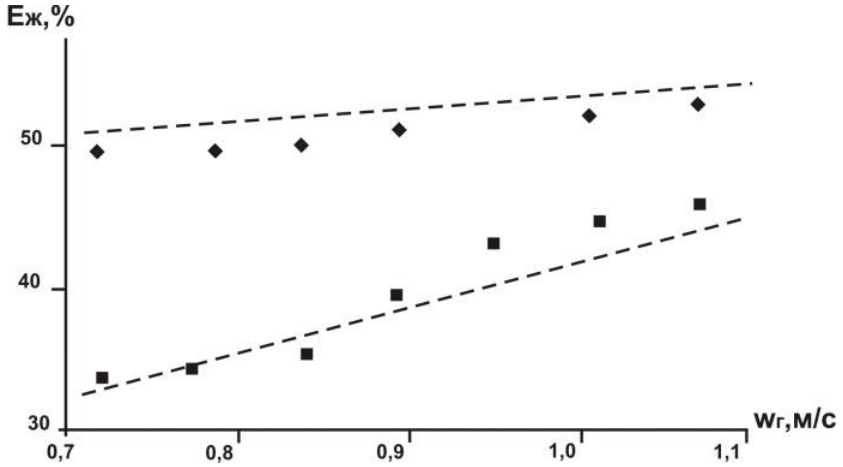


Рис. 2.6.3. Зависимость КПД от скорости воздуха: ◆- при расходе жидкости равным 4,9 м^3/м^2 час; ■- при расходе жидкости равным 7,6 м^3/м^2 час; – – – расчет по уравнениям математической модели.

По приведенным уравнениям выполнены расчеты промышленной градирни СК-400. Расхождение по вычисленной эффективности составляет 50-60% (относительных) в большую сторону. Очевидно это связано с значительными гидродинамическими неравномерностями в

промышленной градирне диаметром 22 метра по сравнению с лабораторным макетом. В первую очередь такой неравномерностью является подача воздуха под блоки оросителей. Известно, что у стенок градирни эта скорость значительно выше, чем в центре. Для учета такой неравномерности можно использовать подход [131], который заключается в условном разбиении рабочей зоны градирни на характерные области (рис. 2.6.4). Для расчета профиля скорости воздуха получено соотношение, связывающее распределение скорости воздуха с гидравлическим сопротивлением зон, которое решается совместно с уравнением неразрывности потока в интегральном виде.

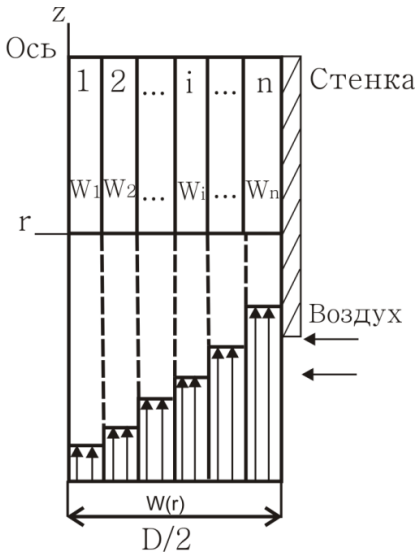


Рис. 2.6.4 Условное деление рабочей зоны градирни на характерные области (D- диаметр градирни).

При таком подходе из решения системы уравнений (2.6.5)-(2.6.7) находятся поля температур и влагосодержания в каждой зоне с учетом неравномерности профиля скорости поступающего воздуха. Вычисляется тепловой КПД (2.6.22) каждый зоны, а затем средний КПД всей градирни. Разработанный алгоритм обеспечивает удовлетворительное согласование по тепловой эффективности с данными работы промышленной градирни.

2.7 Математическая модель массопереноса в жидкой фазе барботажного слоя термического деаэратора [150]

В энергетике используются струйно-барботажные деаэраторы для удаления агрессивных растворенных газов из воды (кислорода, диоксида углерода) при взаимодействии с водяным паром [109,215]. Для расчета таких деаэраторов в основном используются эмпирические и полуэмпирические методы. Это связано с тем, что в большинстве задач моделирования явлений переноса в двухфазных средах точные аналитические решения получить не удается. Основной причиной является: неленейность системы уравнений переноса и граничных условий; зависимость коэффициентов уравнений от режима и координат, сложной формой подвижной межфазной поверхности. Несмотря на развитие численных методов и пакетов программ они имеют ряд серьезных недостатков, к которым можно отнести следующие:

1. Отсутствие приближенной аналитической формы решения, что неудобно для их интерпретации и практического использования.
2. Трудоемкость и большие затраты времени по сравнению с приближенными методами.
3. Необходимость дополнительного привлечения асимтотических методов для получения решения в области с большими градиентами переменных, а так же при исследовании задач в геометрически протяженных областях и областях с неоднородной микроструктурой.
4. Отсутствие «локальной» универсальности: при изменении геометрической области, типа течения, кинетики реакции и т.п.
5. Отсутствие полной гарантированной уверенности в адекватности и точности результатов численного расчета реального объекта, что вызывает дублирование расчетов по альтернативным моделям.

Несмотря на указанные недостатки, численные методы бурно

развиваются и широко используются в научных исследованиях. Однако и приближенные методы сохраняют свое значение при решении разнообразных задач, особенно связанных с получением быстрых результатов для практического использования при проектировании или модернизации промышленных аппаратов.

Профиль концентрации компонента в жидкой фазе деаэратора можно вычислить из решения дифференциального уравнения массопереноса с использованием модели раздельного течения фаз. Однако для газожидкостной среды возникают принципиальные трудности с назначением граничных условий на межфазной поверхности пузырей. Если для пленочных аппаратов возможно задание граничного условия четвертого рода [214], то для барботажного слоя это практически нереализуемо.

Математическое моделирование явлений переноса в двухфазных средах возможно с использованием понятия многоскоростного континуума и определением взаимопроникающего движения составляющих [180]. Однако в связи со сложностью замыкания и решения системы уравнений переноса рассмотрим более простую модель структуры потоков.

В моделях структуры потоков используют коэффициенты перемешивания и объемные источники массы и тепла, которые осредненно по некоторому объему учитывают межфазной перенос [68,82] (раздел 1.3). В такой постановке записывается одномерная диффузионная модель массопереноса с источником массы

$$u_{\text{ср}} \frac{dC}{dz} = D_{\text{п}} \frac{d^2C}{dz^2} + Ka_{\text{v}} \left(C - C^* \right), \qquad (2.7.1)$$

где $D_{\text{п}}$-коэффициент обратного перемешивания, м^2/с; $u_{\text{ср}}$- средняя скорость жидкости, м/с; K- средний поверхностный коэффициент массопередачи, м/с; a_{v}- удельная поверхность пузырей

м^2/м^3; C^*-равновесная концентрация; C-концентрация растворенного компонента в жидкости, кг/м^3; z - продольная координата, м.

К уравнению (2.7.1) записываются граничные условия: на входе $(z = 0)$ – условие Данквертса; на выходе $(z = \ell): dC / dz = 0$; ℓ - длина пути жидкости, м.

Для многих систем (например, для труднорастворимых газов) основное сопротивление массопередачи сосредоточено в жидкой фазе и коэффициент массопередачи K приближенно равен коэффициенту массоотдачи в жидкой фазе $\left(K = \beta_{\text{ж}}\right)$.

Коэффициент массоотдачи

Если при свободном движении одиночных пузырей (при малом газосодержании), расчет коэффициентов массоотдачи не представляет трудностей и для этого используются известные выражения Буссинеска, Хигби, Левича и др. При групповом движении пузырей расчет выполняется с использованием полуэмпирических моделей и проведением экспериментальных исследований. Это вызвано тем, что ламинарный пограничный слой на поверхности пузырька возмущен проникание турбулентными пульсациями из внешнего потока. Такой пограничный слой классифицируется как псевдоламинарный. Турбулентность обусловлена деформацией газовых (паровых) пузырей и заполнением жидкостью покинутого им объема, т.е. турбулентностью в следах за всплывающими пузырями [197]. Кроме этого турбулентность может быть вызвана, градиентом поверхностного натяжения и концентраций компонента и т.д. Поэтому развитие теоретических подходов к расчету массоотдачи в газожидкостных средах является актуальным как для теории, так и для практики при проектировании или модернизации тепломассообменных аппаратов.

Рассмотрим процесс массоотдачи в сплошной фазе при движении пузырей в условиях внешней турбулентности (раздел 2.4).

При моделировании массоотдачи в жидкой фазе при движении пузырька примем следующие допущения:

- форма пузырька близка к сферической и расчет ведется по среднему поверхностно-объемному диаметру;

- пузырек всплывает с постоянной средней скоростью;

- поверхностно-активные вещества отсутствуют;

- стесненность пузырей учитывается параметрически за счет изменения касательного напряжения на поверхности и газосодержания;

- учитывая, что толщина вязкого подслоя на порядок меньше диаметра пузыря используется модель плоского пограничного слоя.

Сопротивление переносу массы компонента в вязком подслое на пузыре записывается в виде [119]:

$$\frac{1}{\beta_{\text{ж}}} = \int_0^{\delta_1} \frac{dy}{D_{\text{ж}} + D_{\text{тж}}(y)}, \qquad (2.7.2)$$

где $\beta_{\text{ж}}$ - коэффициент массоотдачи от пузыря в сплошной фазе, м/с; δ_1 - толщина вязкого подслоя на пузыре, м; y - поперечная координата в пограничном слое, м; $D_{\text{ж}}, D_{\text{тж}}$ - коэффициенты молекулярной и турбулентной диффузии компонента, м^2/с.

После интегрирования (2.7.2) с функцией турбулентного обмена Левича $D_{\text{т}} \approx u_* \delta_1 \left(y/\delta_1\right)^2$, для систем с подвижной поверхностью раздела фаз (без ПАВ), коэффициент массоотдачи получен в виде [119]

$$\beta_{ж} = \frac{2u_*}{\pi\sqrt{R_1 Sc_{\text{ж}}}}, \qquad (2.7.3)$$

где $R_1 = u_* \delta_1 / \nu_{\text{ж}}$ - безразмерная толщина вязкого подслоя (для пластины $R_1 = 11.6$); u_* - средняя динамическая скорость на межфазной

поверхности пузыря, м/с; $Sc_{ж} = \nu_{ж} / D_{ж}$ - число Шмидта; $\nu_{ж}$ - коэффициент кинематической вязкости сплошной фазы, м^2/с.

Уравнение (2.7.3) проверено для систем с подвижной поверхностью раздела: пленки жидкостей, капли, пузыри, струи газа в жидкостях. Установлено удовлетворительное согласование с экспериментальными данными различных авторов.

Расчеты показывают [119,136], что для пограничного слоя с подвижной межфазной поверхностью (газ (пар) - жидкость, жидкость-жидкость) R_1 меньше значения 11.6 для гладкой пластины и составляет $R_1 = 6 \div 8$. Учитывая, что пузыри с диаметром от 1 до 10 мм в воде всплывают примерно с постоянной скоростью, примем среднее значение $R_1 = 7.0$.

Для определения средней динамической скорости u_* в формуле (2.7.3) и воспользуемся подходом определения среднего касательного напряжения с использованием средней скорости диссипации энергии в пристенных слоях жидкости.

В этом случае для турбулентности близкой к изотропной записывают [197]

$$u_* = \chi \left(\bar{\varepsilon} \nu_{ж} / \rho_{ж} \right)^{0.25}, \qquad (2.7.4)$$

где $\bar{\varepsilon} = N/V$ - средняя объемная скорость диссипации энергии, Вт/м^3; V - объем среды, м^3; $\rho_{ж}$ - плотность жидкости, кг/м^3; χ - коэффициент пропорциональности, установленный для газожидкостной среды равным $\chi = 1{,}9 - 2{,}2$. Примем среднее значение $\chi = 2.05$.

На основе выражения (2.7.5) для пузырька получено [144]

$$u_* = 8{,}2 \left(\frac{\Delta u \nu_{ж}}{4\delta + 1{,}6 d_{п}} \right)^{1/2}, \qquad (2.7.5)$$

где $\Delta u = u_\infty - u_{гр}; u_\infty$ - средняя скорость всплытия пузыря, м/с; $u_{гр}$ - скорость на межфазной поверхности пузыря, м/с; $d_{п}$ - средний диаметр

пузыря, м; δ- средняя толщина гидродинамического пограничного слоя на пузыре вычисляется по приближенному выражению:

$$\delta \approx 3.3\left(\frac{\pi d_{\text{п}} \nu_{\text{ж}}}{2\Delta u}\right)^{1/2}. \qquad (2.7.6)$$

Среднее значение $u_{\text{гр}}$ на поверхности пузырька вычислим по выражению [132], полученному из уравнения баланса импульса в пограничном слое газ-жидкость

$$u_{\text{гр}} = u_{\infty} - u_{*}\sqrt{R_{\text{l}}}\,arctg\sqrt{R_{\text{l}}}\,. \qquad (2.7.7)$$

Средний диаметр пузыря вычисляется по известному выражению Кутателладзе С.С.

Результаты расчетов

Получено удовлетворительное согласование значений коэффициентов массоотдачи, рассчитанных по выражению (2.7.3), с экспериментальными данными для одиночных пузырей при десорбции CO_2 из воды воздухом при нормальных условиях [54] (раздел 2.4.).

Удовлетворительное согласование с экспериментальными данными подтверждает справедливость уравнения (2.7.3).

Далее рассмотрим вычисление коэффициента массоотдачи к пузырям в барботажное слое с учетом газосодержания. Среднее значение динамической скорости с учетом газосодержания определим по выражению [197]

$$u_{*} = 2.2\left(\nu_{\text{ж}} g w_{\text{г}} \left(1-\varphi_{\text{г}}\right)^2\right)^{0.25}, \qquad (2.7.8)$$

где $\varphi_{\text{г}}$ - среднее объемное газосодержание; $w_{\text{г}}$ - средняя скорость газа на полное сечение аппарата (без учета жидкости) м/с.

Газосодержание вычисляется по известным эмпирическим выражениям, например по формуле (при $\varphi_{\text{г}}$ <0,7) [197]:

$$\varphi_{г} = 0,4\left(\frac{\rho_{г}}{\rho_{ж}}\right)^{0,15}\left(w_{г}\sqrt[4]{\frac{\Delta\rho}{\sigma g}}\right)^{0,68}. \qquad (2.7.9)$$

На рисунке 2.7.1 представлены результаты расчетов коэффициента массоотдачи при десорбции CO_2 из воды воздухом в зависимости от скорости газа. Видно, что при малых скоростях газа ($w_г$<0.02 м/с) расчеты по формуле (2.7.3) дают близкие значения с расчетом по уравнению Буссинека-Хигби $\beta_{ж} = 1.13\left(u_{\infty} D_{ж}/d_{п}\right)^{0.5}$. При повышении скорости газа $w_г$ коэффициент массотдачи (2.7.3) начинает заметно увеличивается, а при $w_г$>0.2 м/с рост замедляется. При $w_г$>0.25 м/с коэффициент $\beta_{ж}$ (2.7.3) практически постоянен, что связано с взаимным влиянием пузырей при стесненном движении (за счет повышения газосодержания). Уравнение Буссинека- Хигби не учитывает это явление и коэффициент массоотдачи имеет постоянное значение при постоянной скорости пузыря $\left(u_{\infty} \approx 0.25 м/с\right)$. При скорости газа $w_г$ >0.25 м/с начинается стесненное движение пузырей и выражение Буссинека- Хигби тем более не применимо.

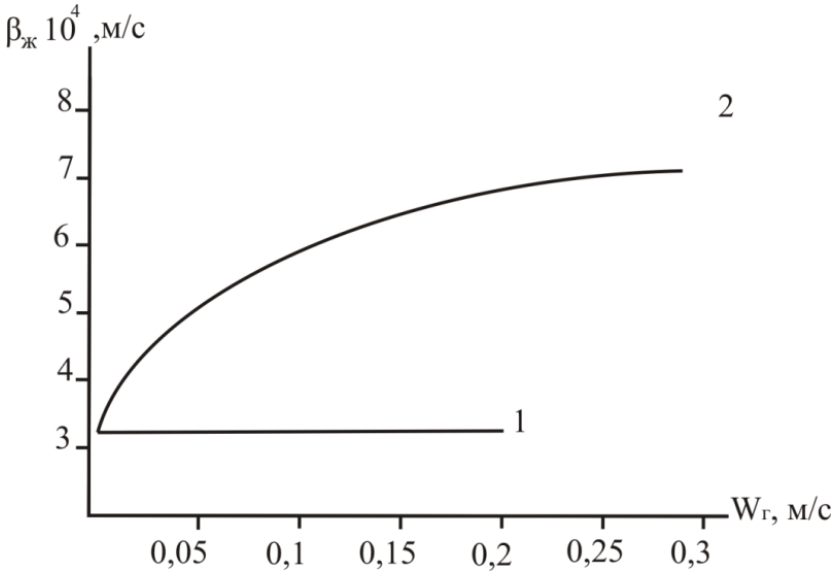


Рис. 2.7.1. Зависимость коэффициента массоотдачи от скорости газа в аппарате (на полное сечение): 1- расчет по выражению Буссинеска-Хигби $\left(u_{\infty} \approx 0.25 м/с\right)$; 2- расчет по формуле (2.7.3). ($Sc_ж$=550). Диаметр пузыря 5 10^{-3}, м. Система воздух-вода.

Расчет деаэратора [150]

Рассмотрим пример расчета струйно-барботажного термического деаэратора ДСА-300, широко используемого на ТЭС.

Термический деаэратор атмосферного давления состоит из деаэрационной колонки, установленной на баке с барботажным устройством. В процессе барботажа пара за счет отклонения от состояния равновесия происходит переход растворенного кислорода из жидкой фазы в паровую (в пузырьки). Конечной целью расчета аппарата является определение концентрации кислорода на выходе из деаэраторного бака, которая должна быть не более допустимой (обычно 10-30 мкг/кг в зависимости типа оборудования).

Для определения коэффициента перемешивания $D_{\text{П}}$ в уравнении диффузионной модели (2.7.1) используем полуэмпирические выражение, полученное на основе модели Тейлора [170] (раздел 1.3):

$$Pe = 0.18 \frac{w_{\text{г}}}{u_*} \ell^{-0.4}, \tag{2.7.10}$$

где $Pe = w_{\text{к}} \ell / D_{\text{П}}$ - число Пекле перемешивания; ℓ - характерный размер аппарата, м. В качестве ℓ примем длину барботера в направлении движения жидкости.

Известно, что от диффузионной модели (2.7.1) можно перейти к ячеечной модели

$$n = 0.5 Pe^2 \left[Pe - 1 + \exp(-Pe) \right]^{-1}, \tag{2.7.11}$$

где n - число ячеек полного смешения.

Уравнение ячеечной модели имеет вид

$$u_{\text{ср}} \frac{C_{i-1} - C_i}{\Delta z_i} = \beta_{\text{ж}} a_v C_i \ , \tag{2.7.12}$$

где $i = 1, 2, ..., n$; Δz_i - размер ячейки, м; $\Delta z_i = \ell / n$. Удельная поверхность контакта фаз (пузырей): $a_{\text{v}} = 6\varphi / d_{\text{п}}$.

Из уравнения (2.7.12) концентрации кислорода в i-й ячейке

$$C_i = \frac{C_{i-1}}{1 + \dfrac{6\beta_{ж}\varphi\Delta z_i}{d_{п}u_{ср}}}. \qquad (2.7.13)$$

Так, например, для деаэраторного бака ДСА -300 при расходе воды 300м^3/час и нагрузке по пару 9.3 т/ час, получаем Pe≈3. Число ячеек (2.7.11) n=2. Тогда концентрация в ячейках и на выходе вычисляется из двух выражений

$$C_1 = \frac{C_{н}}{1 + 6\dfrac{\beta_{ж}\varphi\ell}{2d_{п}u_{ср}}}, C_{к} = \frac{C_1}{1 + 6\dfrac{\beta_{ж}\varphi\ell}{2d_{п}u_{ср}}}. \qquad (2.7.14)$$

Эффективность извлечения кислорода

$$\eta = \frac{C_{н} - C_{к}}{C_{н}}, \qquad (2.7.15)$$

где $C_{н}, C_{к}$ - начальная и конечная концентрации кислорода.

На рис. 2.7.2. Даны результаты расчета $C_{к}$ в зависимости от нагрузки по пару и сравнения с экспериментальными данными [179] для атмосферного деаэратора ДСА-300. Температура воды 102^{0}С. Пар 160^{0}С.

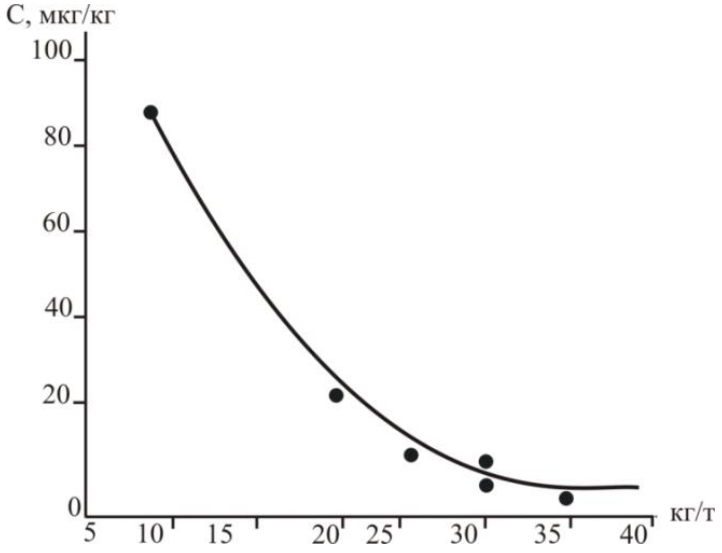


Рис. 2.7.2. Сопоставление расчетных данных по формулам (11) (линия) и экспериментальных данных [179] - точки, значений массовой концентрации растворенного кислорода в воде после деаэраторного бака *C*, (мкг/кг^3), в зависимости от удельного расхода пара на барботаж (кг пара на тонну воды).

Эффективность массопереноса (2.7.15) можно записать на основе применения выражения (2.7.13) и уравнения эффективности по ячейкам $\eta = 1-(1-\eta_1)(1-\eta_2)...(1-\eta_i)...(1-\eta_n)$.

Тогда получим

$$\eta = 1-\left(1+6\frac{\beta_ж \varphi \ell}{n d_п u_{ср}}\right)^{-n}. \qquad (2.7.16)$$

Выражение (2.7.16) является универсальным и асимптотически переходит в модель идеального смешения $(n=1)$ и вытеснения $(n\to\infty)$. Значение n находится по (2.7.11) и (2.7.10) и округляется до целого числа.

Предложенная математическая модель позволяет учесть теплофизические свойства, а так же режимные (скорость пара $w_г$, скорость жидкости $u_{ср}$) и конструктивные (диаметр отверстия барботера и длина зоны барботажа) характеристики при модернизации или проектировании деаэратора. Так, например, установлено, что при увеличении скорости пара эффективность извлечения кислорода увеличивается, а при увеличении скорости жидкости снижается. При увеличении диаметра отверстий в барботере (при постоянной суммарной площади отверстий), происходит снижение эффективности процесса из-за увеличения диаметров пузырьков, что приводит к понижению поверхности контакта фаз. При увеличении длины зоны барботажа эффективность повышается. Определение оптимальных режимных и конструктивных параметров работы деаэратора с помощью рассмотренной математической модели является отдельным предметом исследований.

2.8 Эффективность охлаждения газов в пенном слое на провальных тарелках [50]

На предприятиях нефтегазохимического комплекса и энергетики находят применение пенные аппараты охлаждения газов и жидкостей, которые относятся к теплообменникам смешения. Причем, теплообмен может сопровождаться массообменом или мокрой очистки газов. Наиболее характерные случаи охлаждения газов жидкостями рассмотрены в работах [149,200].

Математическое описание явлений переноса в двухфазных средах с случайным образом распределением дисперсной фазы в сплошной возможно с применением модели многоскоростного континуума или ряда других моделей, которые в итоге приводят к системе уравнений с осредненными источниковыми членами [5,85,180].

Законы сохранения в многофазных средах

В дисперсных многофазных системах, встречающихся при осуществлении различных химико-технологических процессов, в сплошной фазе (жидкости или газе) находится значительное количество дисперсных включений - твердых частиц, жидких капель или газовых пузырей. Точное описание движения фаз такой системы на уровне отдельных дисперсных включений представляется невозможным вследствие большого числа этих включений. К тому же точная информация о движении всех дисперсных включений и сплошной фазы между ними является ненужной, так как на практике интерес представляют только некоторые осредненные величины. Поэтому математическое описание осуществляется при помощи осредненных величин.

Обычно предполагается, что такие системы можно изучать, используя представления механики взаимопроникающих взаимодействующих сплошных сред (континуумов). Применение указанных представлений правомерно только в том случае, если для рассматриваемой многофазной системы существует физически бесконечно малый объем. Физически бесконечно малый объем - объем, размеры которого пренебрежимо малы по сравнению с характерным пространственным масштабом макроскопического течения (то есть масштабом, на котором осредненные параметры многофазной среды существенно изменяются). Данное условие позволяет считать, что осредненные по физически бесконечно малому объему характеристики многофазной среды практически постоянны в пределах этого объема. Число дисперсных частиц, заключенных в физически бесконечно малом объеме, должно быть настолько большим, чтобы осредненные по этому объему характеристики многофазной системы были устойчивы по отношению к изменению объема. При этом осредненные по физически бесконечно малому объему величины представляют собой осредненные характеристики фаз реальной многофазной системы. Следовательно, введение физически бесконечно малого объема позволяет представить рассматриваемую многофазную среду как совокупность нескольких (по числу фаз) сплошных сред, обладающих физическими свойствами фаз реальной многофазной среды и непрерывно распределенных в пространстве, занимаемом многофазной средой.

Другое условие, которое обычно предполагается выполненным, заключается в том, что размер неоднородностей в рассматриваемой многофазной системе считается существенно превосходящим молекулярно-кинетические размеры (средние длины свободного пробега молекул, расстояния между молекулами и т.п.), то есть неоднородности содержат очень большое число молекул. Выполнение этого условия позволяет использовать для описания движения отдельных дисперсных

включений и окружающей их жидкости (газа) обычные уравнения и методы механики сплошной среды [180].

Решением таких систем уравнений имеет значительные трудности и при проектировании или модернизации промышленных аппаратов практически используются довольно редко. Авторы данной статьи не раз сталкивались с производственными задачами, когда от технического задания до выдачи технических решений составляет не более месяца, а иногда и несколько дней. В таких случаях наиболее подходят приближенные модели, которые с достаточной для практических целей точностью позволяют быстро получать необходимые результаты. Одними из таких моделей являются модели структуры потока в аппаратах, которые основаны на представлении процесса в аппарате в виде статистической системы с различным временем пребывания частиц в потоке.

Диффузионная модель

Наибольшее применение получили двух и однопараметрические диффузионные модели, где все неравномерности распределения фаз учитываются в виде коэффициентов поперечного и обратного (продольного) перемешивания, а так же построенные на их основе комбинированные модели [68,103,107]. Так, например, при теплопереносе однопараметрическая диффузионная модель структуры потока имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + w\frac{\partial T}{\partial z} = D_{\text{п}}\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \qquad (2.8.1)$$

где T - температура среды; τ - время, с; z - продольная координата, м; w - средняя скорость среды, м/с; $D_{\text{п}}$ - коэффициент обратного перемешивания, м^2/с.

При тепло или массообмене в барботажном слое для учета второй фазы используются объемные источники, уравнения баланса и условия равновесия (аналогично в градирнях – раздел 2.6 и термическом деаэраторе).

При относительно небольших температурах газов на входе в аппарат ($<50^0$) и полным его насыщениями парами воды теплообмен не сопряжен с явлениями испарениями или конденсации и эти эффекты можно не учитывать.

Тогда при стационарном режиме работы провальной барботажной тарелки (рис.2.8.1) уравнение (2.8.1), записанное для жидкой и газовой фаз с источником теплоты, примет в вид

$$u_{\text{ж}} \frac{dT_{\text{ж}}}{dz} = D_{\text{пж}} \frac{d^2T_{\text{ж}}}{dz^2} + \frac{(\alpha_{\text{г}} a)\Delta T}{\rho_{\text{ж}} c_{\text{рж}}}, \tag{2.8.2}$$

$$w_{\text{г}} \frac{dT_{\text{г}}}{dz} = D_{\text{пг}} \frac{d^2T_{\text{г}}}{dz^2} - \frac{(\alpha_{\text{г}} a)\Delta T}{\rho_{\text{г}} c_{\text{рг}}}, \tag{2.8.3}$$

где z - вертикальная координата по высоте слоя, м; $u_{\text{ж}}$ - средняя скорость жидкости, м/с; $D_{\text{пж}}$ - коэффициент перемешивания по высоте слоя, м^2/с; $(\alpha_{\text{г}} a)$ - объемный коэффициент теплоотдачи, Вт/ (м^3 К); $\rho_{\text{ж}}$ - плотность жидкости, кг/м^3; $c_{\text{рж}}$ - удельная теплоемкость жидкости, Вт (м К); ΔT - движущая сила теплопередачи,^{0}С;

Источники тепла в уравнениях (2.8.2) и (2.8.3) записаны используя коэффициент теплоотдачи, т.к. известно, что при охлаждении газов основное сопротивление теплопередачи сосредоточено в газовой фазе. Коэффициент теплоотдачи в газовой фазе пенного слоя можно вычислить, используя математическую модель [119] или критериальные выражения [107,200]

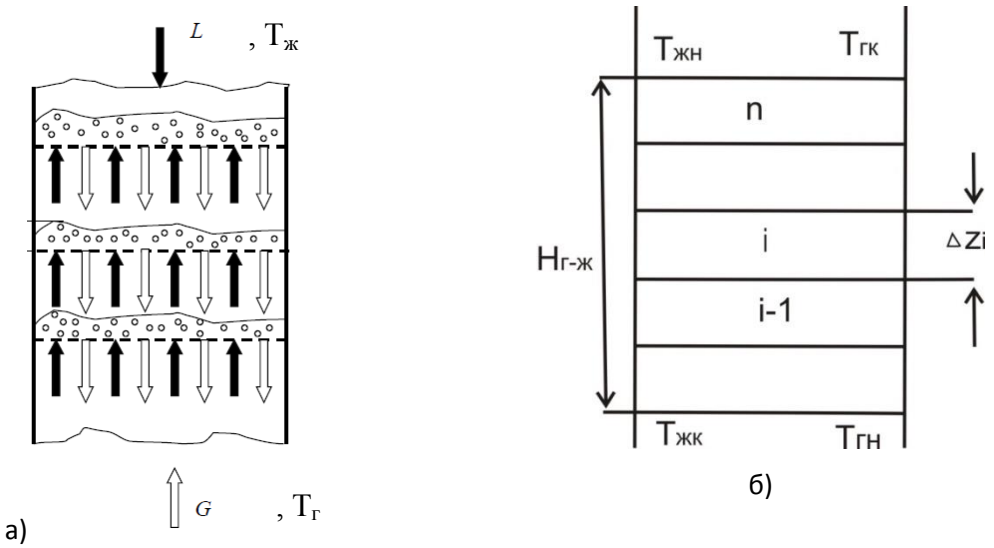


Рис. 2.8.1. а) Схема взаимодействия фаз (L,G- массовые расходы жидкости и газа), б) ячеечная модель тарелки.

Ячеечная модель

Далее рассмотрим процесс охлаждения газа в пенном слое на провальной тарелке, учитывая, что по газовой фазе практически идеальное вытеснение и поэтому можно использовать ячеечную модель при достаточно большом числе условных ячеек по высоте слоя.

$$w_{\text{г}}\frac{T_{\text{гi-1}}-T_{\text{гi}}}{\Delta z}=\frac{(\alpha_{\text{г}}a)(T_{\text{гi}}-T_{\text{жi}})}{\rho_{\text{г}}c_{\text{рг}}}, \qquad (2.8.4)$$

где i=1,2…, n; n- число ячеек по высоте слоя.

Так как по жидкой фазе происходит практически полное перемешивание запишем уравнение баланса тепла для i-й ячейки

$$Lc_{\text{рж}}\left(T_{\text{жi}-1}-T_{\text{жi}}\right)=Gc_{\text{рг}}\left(T_{\text{гi-1}}-T_{\text{гi}}\right). \qquad (2.8.5)$$

где L, G – массовые расходы жидкости и газа, кг/с.

Из уравнения теплопереноса (2.8.4) и баланса тепла (2.8.5) для i-й ячейки получим выражения для расчета профиля температур газа и жидкости в барботажном слое [50]

$$T_{\text{г,i}} = \frac{T_{\text{г,i-1}} + b_{\text{гi}} T_{\text{ж,i+1}} + \dfrac{b_{ri}}{2}\dfrac{L}{G} T_{\text{г,i-1}}}{b_{\text{гi+1}} + \dfrac{b_{\text{гi}}}{2}\dfrac{L}{G} + 1}, \qquad (2.8.6)$$

где $b_{\text{гi}} = \left(\alpha_{\text{г}} a\right)\Delta z_i \Big/ \left(w_{\text{г}} \rho_{\text{г}} c_{\text{рг}}\right)$; $\Delta z_i = H_{\text{г-ж}} / n$; где n-число ячеек.

$$T_{\text{ж,i}} = \frac{G c_{\text{рг}} \left(T_{\text{i}-1} - T_{\text{i}}\right)_{\text{г}} + L c_{\text{рж}} T_{\text{ж,i+1}}}{L c_{\text{рж}}}. \qquad (2.8.7)$$

Температура жидкости на выходе из слоя

$$T_{\text{жк}} = \frac{G c_{\text{рг}} \left(T_{н} - T_{к}\right)_{\text{г}} + L c_{\text{рж}} T_{\text{жн}}}{L c_{\text{рж}}}. \qquad (2.8.8)$$

Тепловая эффективность охлаждения газа

$$E_{\text{г}} = \frac{T_{\text{гн}} - T_{\text{гк}}}{T_{\text{гн}} - T_{\text{жср}}} \ . \qquad (2.8.9)$$

где $T_{\text{жср}} = 0{,}5\left(T_{\text{жн}} + T_{\text{жк}}\right)$- средняя температура жидкости на тарелке.

Примеры расчетов. Примем $T_{\text{гн}}$=40^{0}С; $T_{\text{жн}}$=20^{0}С. В формуле коэффициент $b_{\text{г}}$ будет иметь значение $b_{\text{г}}$=1,47. Скорость газа $w_{\text{г}} = 1{,}5 м/с$; $L/G = 1$. В результате из расчетов по формуле (2.8.6) получим $T_{\text{гк}} = 28 =^0$С; а при $T_{\text{жн}}$=30^{0}С, имеем $T_{\text{гк}}$=34,2^{0}С.

Температура жидкости на выходе (2.8.8) $T_{\text{жк}}$=23,1^{0}С (при $T_{\text{жн}} = 20^0$). Тепловая эффективность (2.8.9) $E_{\text{г}}$=0,71 (71%). При начальной температуре $T_{\text{жн}} = 30^0$ С, $T_{\text{жк}}$=32^{0}С. Эффективность $E_{\text{г}}$=0,72 (72%). Как и следовало ожидать, тепловой КПД не зависит от значения начальной температуры охлаждающей воды, а определяется гидродинамикой двухфазного слоя.

При идеальном вытеснении по газу тепловую эффективность можно записать по известной формуле

$$E_{\text{г}} = 1 - \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{г}} F}{\rho_{\text{г}} c_{\text{рг}} V_{\text{г}}} \right) = 1 - \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{г}\,\text{f}}}{\rho_{\text{г}} c_{\text{рг}} w_{\text{г}}} \right) \qquad (2.8.10)$$

или

$$E_{\text{г}} = 1 - \exp\left(-\frac{(\alpha_{\text{г}} a) H_{\text{г-ж}}}{\rho_{\text{г}} c_{\text{рг}} w_{\text{г}}} \right), \qquad (2.8.11)$$

где $F = a_{\text{v}} S_{\text{к}} H_{\text{г-ж}}$ - площадь контакта фаз, м^2; $\alpha_{\text{г}\,\text{f}} = \alpha_{\text{г}} F / S_{к}$, м/с; $V_{\text{г}}$ - объемный расход газа, м^3/с.

Расчет по формуле (2.8.10) дает $E_{\text{г}}$=0,76 (76%). Расхождение с расчетами по ячеечной модели составляет 5-6%, что вполне допустимо для двухфазных сред. Таким образом, если при проектировании пенного теплообменика не требуются знания температурных профилей, то эффективность теплопередачи при охлаждении газа можно вычислить по формуле (2.8.10) или (2.8.11), которые не требует итерационных процедур.

На рисунке 2.8.2 представлено сравнение результатов расчетов тепловой эффективности по формуле (2.8.10) с экспериментальными данными [200].

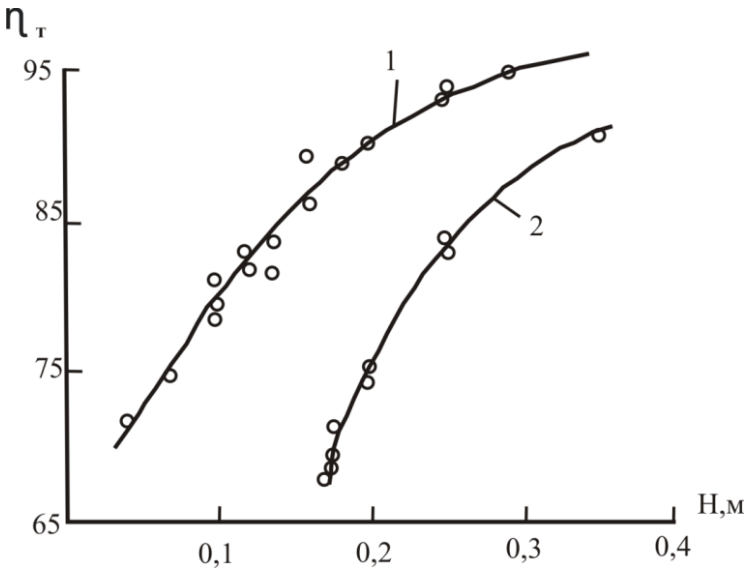


Рис. 2.8.2 Зависимость теплового КПД барбатажной тарелки от высоты пены. $1 - w_{\text{г}} = 1{,}5$ м/с; $2 - w_{\text{г}} = 3{,}5$ м/с. $T_{\text{гн}} = 70^0$ С. Точки – эксперимент [200]. Расхождение составляет не более 7-8%.

Представление уравнения можно использовать при проектировании или модернизации пенных теплообменников в различных отраслях промышленности, причем такие задачи могут сопровождаться мокрой очистки газов от пыли [142], флотацией [46] и другими процессами [206,207].

2.9. Эффективность массообменных тарелок с учетом неравномерности распределения фаз [76]

Известно [187,196], что при увеличении размеров аппаратов эффективность проводимых процессов часто снижается. Причем, без применения специальных конструктивных мер эффективность массопередачи как насадочных, так и тарельчатых колонн при увеличении их диаметра от одного до 3-4 метров может понизиться более чем в два раза. В данном разделе показана возможность выполнять учет некоторых неравномерностей на барботажных тарелках [76,85].

Учет неравномерности в расчетах массоотдачи

На тарелках тепломассообменных аппаратов промышленных размеров вследствие гидравлического сопротивления при горизонтальном течении жидкости в сторону сливной планки уровень жидкости на стороне входа повышается на некоторую величину Δ (рис. 2.9.1), называемую *гидравлическим уклоном* или *градиентом*. Возникновение градиента уровня жидкости ведет к неравномерному распределению газа по площади тарелки. Большая часть газа движется через часть тарелки, прилегающую к переливному порогу, где уровень жидкости ниже. Это явление становится особенно заметным на тарелках больших диаметров, когда Δ может достигать значительной величины [196].

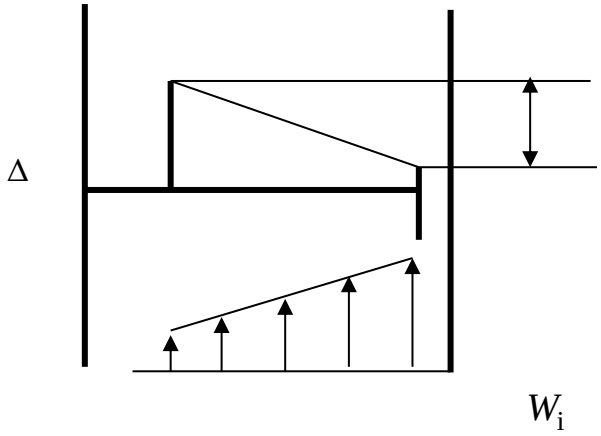


Рис. 2.9.1. Виды неравномерностей

Учет влияния некоторых факторов «масштабного эффекта» к расчетам тепломассообменных колонных аппаратов хмической технологии, таких как градиент уровня жидкости Δ и скорости газа (пара) W_i в сечении входа на контактное устройство (рис.2.9.1) осуществляется с использованием математической модели [5,6,83,85].

Для описания распределения жидкой и газовой (паровой) фаз по полотну тарелки с учетом отмеченных неравномерностей используется секционная математическая модель. Число секций (ячеек) принято равным числу рядов контактных элементов, (например, клапанов) расположенных на полотне тарелки от приемной планки к сливной (рисунке 2.9.2) [85,120,149].

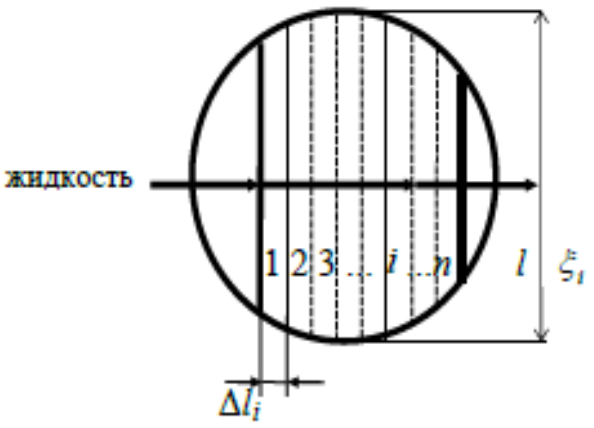


Рис. 2.9.2. Условное деление тарелки на ячейки: ξ_i– ширина i-ой ячейки; Δl_i – длина i-ой ячейки

На основе использования математической модели можно оценить влияние режимных и конструктивных параметров на процесс разделения смеси [85,119,120,149].

Профиль скорости газового (парового) потока в поперечном сечении колонны связан с гидравлическим сопротивлением барботажной тарелки в выделенной секции. В секции, расположенной у приемной планки, вследствие большого значения столба жидкости скорость газа (пара) будет иметь наименьшее значение, а в секции у сливной планки, где высота столба жидкости минимальна, скорость газа (пара) наибольшая. Чем больше градиент уровня жидкости на тарелке, тем больше эти неравномерности. Перераспределение парового потока также может быть вызвано дефектами монтажа контактного устройства. Если $\Delta = 0$, то неравномерности отсутствуют и профиль скорости плоский. Чем больше Δ, тем больше неравномерность по жидкой и газовой фазам, тем больше влияние этих факторов на эффективность разделения.

Известно уравнение Бермана, связывающее скорость пара с гидравлическим сопротивлением зон (с различным уровнем столба жидкости). Это уравнение имеет вид:

$$\frac{W_i}{W_{i+1}} = \sqrt{\frac{\Delta P_{i+1}}{\Delta P_i}}, \qquad i = 1, 2, \ldots, n; \tag{2.9.1}$$

где W_i – скорость пара в i-ой зоне, м/с; ΔP_i – гидравлическое сопротивление i-ой зоны, Па; на тарелке:

$$\Delta P_i = \Delta P_{\text{сух}\,i} + \Delta P_{\text{ст}\,i} + \Delta P_\sigma. \tag{2.9.2}$$

Здесь $\Delta P_{\text{сух}\,i}$ – сопротивление сухой тарелки, Па; $\Delta P_{\text{ст}\,i}$ – сопротивление, вызванное столбом жидкости, Па; ΔP_σ – сопротивление, вызванное силами поверхностного натяжения, Па.

Так же для оценки неравномерностей распределения потоков газа и пара получено выражение [85]:

$$\frac{W_{0,i}}{W_{0,i+1}} = \left(\frac{\Delta P_{\text{сух},i}}{\Delta P_{\text{сух},i} - \left(h_{\text{ст},i} - h_{\text{ст},i+1} \right)} \right)^{0.5}. \qquad (2.9.3)$$

Запишем уравнение для расчета статического столба жидкости с учетом градиента по длине тарелки. Введем безразмерную координату $z = z / l$.

При $z = 0$ (у приемной планки) имеем:

$h_{\text{ст}}(z) = h_{\text{ст}} + \Delta / 2$.

При $z = 1$ (у сливной планки) запишем:

$h_{\text{ст}}(z) = h_{\text{ст}} - \Delta / 2$.

Отсюда найдем:

$$h_{\text{ст}}(z) = -\Delta z + h_{\text{ст}} + \Delta / 2. \qquad (2.9.4)$$

Уравнение (2.9.4) позволяет вычислить значение статического столба жидкости в каждой секции по длине тарелки, м.

Для клапанных и ситчатых тарелок значения $\Delta P_{\text{сух}}$ и $\Delta P_{\text{ст}}$ определяются по известным выражениям, а значением ΔP_{σ} можно пренебречь.

Уравнение расхода для i-й зоны запишется в следующем виде:

$$S_i W_i = S_{0i} W_{0i} \ , i = 1, 2, \ldots, n, \qquad (2.9.5)$$

где S_i – площадь i-ой зоны, м^2; W_i – скорость газа (пара) в i-ой зоне, м/с; S_{0i} – площадь отверстий занятых газовым потоком в i-ой зоне, м^2; W_{0i} – скорость газа (пара) в отверстиях i-ой зоны, м/с.

Уравнение (2.9.1) решается совместно с уравнением неразрывности газового потока в интегральном виде:

$$S_{\text{к}} W_{\text{к}} = \sum_{i}^{n} S_i W_i, \qquad (2.9.6)$$

где $S_{\text{к}}$ – площадь поперечного сечения колонны, м^2; $W_{\text{к}}$ – средняя скорость газа в свободном сечении колонны, м/с.

При решении системы уравнений (2.9.1), (2.9.6) принимается, что в секции, расположенной в центре тарелки, скорость газа равна средней скорости газа в колонне $W_к$ [149].

Коэффициенты массоотдачи в жидкой и газовой (паровой) фазах в *i*-ой зоне вычисляются по уравнениям [85,120]:

$$(\beta A)_{ж\,i} = \frac{u_{*ж\,i}\left[S_{0i}\left(\frac{\rho_г W_{0i}^2}{2} + \rho_ж g h_{ст\,i}\right) - \frac{S_к \rho_г W_к^2}{2n}\right]}{\operatorname{arctg}\sqrt{R_{1ж\,i} Sc_ж}\sqrt{R_{1ж\,i}}\left(u_{*ж\,i}^2 \rho_ж + \frac{2\sigma}{R_э}\right)},$$

$$(\beta A)_{г\,i} = \frac{u_{*г\,i}\left[S_{0i}\left(\frac{\rho_г W_{0i}^2}{2} + \rho_ж g h_{ст\,i}\right) - \frac{S_к \rho_г W_к^2}{2n}\right]}{\operatorname{arctg}\sqrt{R_{1г\,i} Sc_г}\sqrt{R_{1г\,i}}\left(u_{*г\,i}^2 \rho_г + \frac{2\sigma}{R_э}\right)}, \qquad (2.9.7)$$

где $Sc_ж$ и Sc – числа Шмидта в жидкой и газовой (паровой) фазах; $R_э$ – эквивалентный радиус отверстия, м; σ – поверхностное натяжение, Н/м; $u_{*ж\,i}$ и $u_{*г\,i}$ – среднее значение динамической скорости в жидкой и газовой (паровой) фазах соответственно; $R_{1ж\,i}$ и $R_{1г\,i}$ – безразмерная толщина вязкого подслоя. Параметры $u_{*ж\,i}$, $u_{*г\,i}$, $R_{1ж\,i}$, $R_{1г\,i}$ вычисляются для каждой *i*-ой зоны (i = 1, 2, … , n) по выражениям, приведенных в работах [85,119,120]. (βA) имеет размерность м^3/с.

Коэффициенты массоотдачи в жидкой и газовой (паровой) фазах для всей тарелки с учетом неравномерностей определяются по уравнениям [149]:

$$(\beta A)_ж = \sum_i^n (\beta A)_{ж\,i}, (\beta A)_г = \sum_i^n (\beta A)_{г\,i}. \qquad (2.9.8)$$

Эффективность разделения смеси

Метод расчета эффективности массопередачи на тарельчатых контактных устройств основан на понятии теоретической тарелки. Для расчета фактического числа тарелок используют различные модели эффективности работы тарелок.

Одной из них является эффективность ступени (тарелки)или КПД тарелки по Мерфри - это отношение изменения концентрации данной фазы на ступени к движущей силе на входе той же фазы в ступень.

КПД тарелки по Мерфри является сложной функцией кинетических и гидродинамических параметров процесса и может определяеться с использованием диффузионной или секционной моделей [45], а так же путем решения системы уравнений движения и тепломассопереноса (раздел 2.10).

Разработка единой методики, учитывающей влияние любой сложной гидродинамической обстановки в аппарате, вряд ли целесообразна, так как это приведет к значительному усложнению алгоритма расчета. В связи с этим необходимо рассмотреть вариант расчета, отражающий влияние основных факторов, характеризующих сложную гидродинамическую обстановку в аппарате.

При наличии неполного продольного перемешивания жидкости, уноса, поперечной неравномерности потоков в условиях полного перемешивания жидкости по высоте вспененного слоя, а также при заметном перемешивании газа (пара) в сепарационном пространстве колонны в отсутствии провала жидкости расчетные уравнения эффективности тарелки по Мерфри имеют следующий вид [45]:

$$E_{ML} = \frac{E'_{ML}}{1 + \frac{\theta\lambda}{1-\theta} E'_{ML}}, \qquad (2.9.9)$$

Решение с применением диффузионной модели:

$$\frac{E'_{ML}}{E_{MV}} = \frac{1-e^{-(\beta'+Pe_{ж})}}{(\beta'+Pe_{ж})\left(1+\frac{(\beta'+Pe_{ж})}{\beta'}\right)} + \frac{e^{-(\beta')}-1}{\beta'\left(1+\frac{\beta'}{(\beta'+Pe_{ж})}\right)}, \qquad (2.9.10)$$

Известно, что при $Pe_{ж} \to 0$ (идеальное перемешивание);

при $Pe_{г} \to \infty$(идеальное вытеснение);

где

$$\beta' = \frac{Pe_{ж}}{2}\left(\sqrt{1+\frac{4B'}{Pe_{ж}}}-1\right), B' = \frac{\lambda E_{MV} + \frac{e'G}{L}}{(1-\theta)\left(1+\frac{e'G}{L}\right)}, \lambda = \frac{mG}{L},$$

где e' – относительный унос жидкости, кг/кг; $Pe_{ж}$ – число Пекле; θ – доля байпаса (принимается равной 0); E_{MV} – локальный КПД тарелки; m – константа распределения; G – расход газа, кг/с; L – расход жидкости, кг/с; E_{ML} – КПД тарелки по Мерфри.

Локальный КПД тарелки – это эффективность массопередачи в элементарном объеме вспененного слоя жидкости, характеризующая эффективность массопередачи и зависящая от гидродинамической структуры потока газа определяется по выражениям [45]:

идеальное вытеснение $E_{MV} = 1-\exp(-N_{ог})$ (2.9.11)

или

идеальное перемешивание $E_{MV} = \frac{N_{ог}}{1+N_{ог}}$,

где $N_{ог}$ – общее число единиц переноса.

Число Пекле [45]

$$Pe_{ж} = \frac{l_{ж}^2}{D_{т}\tau_{ж}}, \qquad (2.9.12)$$

где $l_{ж}$ – длина пути жидкости на тарелке, м; $D_{т}$ – коэффициент турбулентной диффузии, м^2/с; $\tau_{ж} = \frac{h_{ст}\cdot l_{ж}}{L_V}$ – условное время пребывания

жидкости на тарелке, с; $h_{ст}$ – высота статического столба жидкости, м; L_V – плотность орошения, $м^3/м \cdot с$.

Коэффициент продольной турбулентной диффузии, характеризующий степень продольного перемешивания жидкости и газа, находится по выражению [45]:

- для ситчатых тарелок

$$D_т = 0{,}14 h_{сп} \sqrt{\frac{W_г \cdot W_ж}{\varphi(1-\varphi)}}, \quad (2.9.13)$$

- для клапанных тарелок

$$D_т = 0{,}955 W_ж, \quad (2.9.14)$$

где $W_ж$ – средняя скорость жидкости на тарелке, м/с; $W_г$ – скорость газа (пара) в рабочем сечении тарелки, м/с; $h_{сп}$ – высота сливной планки, м; φ – газосодержание барботажного слоя.

Общее число единиц переноса находится из уравнения [45]:

$$\frac{1}{N_{ог}} = \frac{1}{N_г} + \lambda \frac{1}{N_ж}, \quad (2.9.15)$$

где $N_г$ – число единиц переноса в газовой фазе; $N_ж$ – число единиц переноса в жидкой фазе; λ - фактор разделения.

Число единиц переноса определяется по выражению:

$$N = \frac{(\beta A)}{V}, \quad (2.9.16)$$

где V – объемный расход смеси, $м^3/с$; (βA) – коэффициент массоотдачи, $м^3/с$ (формулы 2.9.7).

От значения уноса жидкости зависит эффективность разделения смеси (КПД тарелки по Мерфри). При большом уносе КПД тарелки по Мерфри резко падает. Унос жидкости с тарелки рассчитывается по выражению [45]:

$$e' = \frac{A \cdot (0{,}052 \cdot h_\delta - 1{,}72)}{H^\beta \cdot \psi^2} \cdot \left(\frac{\omega}{\varepsilon_{пр} \cdot m_1} \right)^{3{,}7}, \text{ кг/кг,} \quad (2.9.17)$$

где ω– максимальная скорость паровой фазы, м/с; H – расстояние между тарелками, мм; h_δ– глубина барботажа, мм; $h_\delta \geq 52$ мм; ψ, А и β– коэффициенты:

- при $H < 400$ мм$A = 9{,}48 \cdot 107$, $\beta = 4{,}36$;

- при $H \geq 400$ мм$A = 0{,}159$, $\beta = 0{,}95$;

- $\psi = 0{,}8$ (клапанная тарелка), $\psi = 0{,}9$ (ситчатая), $\psi = 0{,}6$ (колпачковая).

Коэффициент m_1, используемый в формуле для уноса жидкости определяется по формуле [149]:

$$m_1 = 1{,}15 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_г} \right)^{0{,}295} \cdot \left(\frac{\rho_ж - \rho_г}{\mu_г} \right)^{0{,}425}, \quad (2.9.18)$$

где $\mu_г$ – коэффициент динамической вязкости газовой (паровой) фазы смеси, Па·с.

Алгоритм и результаты расчета

Разработан алгоритм расчета КПД тарелки по Мерфри с учетом продольной неоднородности потоков [75,76]:

1. Полотно тарелки делится на n условных секций равных числу рядов контактных элементов, расположенных на полотне тарелки от приемной планки к сливной ($i = 1,2, \ldots, n$).

2. Задается начальное приближение скорости газа и высоты статического столба жидкости в средней зоне контактного устройства, которые принимаются равными средней скорости газа в колонне $W_i = W_к$ и среднему значению высоты статического столба жидкости $h_{ст\,i} = h_{ст}$.

3. Относительно средней зоны для каждой *i*-ой зоны, рассчитываются значения скорости газа (пара) отверстиях тарелки W_{0i} и высота статического столба жидкости $h_{\text{ст}\,i}$ в сечении тарелки S_i.

4. По определенным соотношениям, относительно средней зоны, в зависимости от типа контактного устройства вычисляются параметры для *i*-ой зоны: W_i – скорость газа (пара) в *i*-ой зоне, м/с; S_{0i} – площадь отверстий занятых газовым потоком, м^2; S_i –площадь тарелки в *i*-ой зоне, м^2; ΔP_i – гидравлическое сопротивление *i*-ой зоны, Па.

5. Вычисляются значения коэффициентов массоотдачи (2.9.7) в жидкой и газовой (паровой) фазах с учетом неравномерностей для *i*-ой зоны и для всего контактного устройства.

6. Вычисляется общее число единиц переноса (2.9.15).

7. Определяется локальный КПД тарелки (2.9.9).

8. Вычисляется коэффициент продольного перемешивания в зависимости от типа контактного устройства и число Пекле (2.9.12).

9. Вычисляется КПД тарелки по Мерфри по диффузионной модели (2.9.10) с учетом уноса жидкости.

Данный алгоритм позволяет выбирать вариант реконструкции контактного устройства при изменении условий работы.

По предложенному алгоритму произведен расчет ситчатой (относительное свободное сечение тарелки $F_{\text{св}} = 10\%$; диаметр отверстия тарелки $d_0 = 0{,}008$ м) и клапанной прямоточной ($F_{\text{св}} = 10\%$;) $d_{\text{кл}} = 0{,}05$ м тарелок. Процесс: абсорбция аммиака водой. Расход жидкости $-L = 5\,\dfrac{\text{м}^3}{\text{м}\cdot\text{ч}}$, диаметр колонны принимался равным 1 м.

На рисунках 2.9.3-2.9.5 даны зависимости коэффициентов массоотдачи в газовой фазе и КПД тарелки по Мерфри от градиента жидкости при различных скоростях газа в колоннах для ситчатой и клапанной тарелок, рассчитанные по предложенному алгоритму.

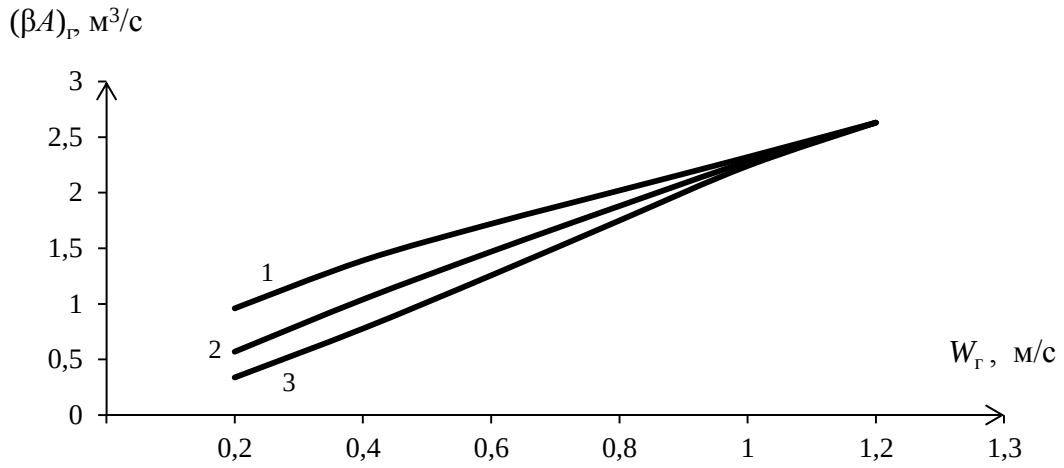


Рис. 2.9.3. Зависимость коэффициента массоотдачи в газовой фазе от градиента уровня жидкости при различных скоростях газа на ситчатой тарелке: 1 – Δ = 0 мм; 2 – Δ = 10 мм; 3 – Δ = 20 мм.

Из графика (рисунке 2.9.3) для ситчатых тарелок видно, что чем ниже скорость газа, тем больше влияние неравномерностей распределения жидкости и газа (пара) на коэффициент массоотдачи в газовой фазе. С увеличением скорости газа влияние неравномерностей распределения жидкости и газа (пара) на коэффициент массоотдачи в газовой фазе уменьшается и при скоростях газа выше 1 м/с – незначительно. Причем при скорости 0,2 м/с значение коэффициента массоотдачи в газовой фазе снижается на 40 %, а при 1 м/с – на 1 %; с увеличением градиента это влияние увеличивается.

На рисунке 2.9.4 представлено влияние увеличения градиента уровня жидкости на КПД по Мерфри для ситчатых тарелок. Видно, что при уменьшении скорости газа от 1 до 0,2 м/с КПД тарелки по Мерфри снижается на 1-17 %, а с увеличением градиента (от 10 до 20 мм) это влияние увеличивается. При скоростях газа выше 1 м/с влияние неравномерностей распределения жидкости и газа (пара) – незначительно.

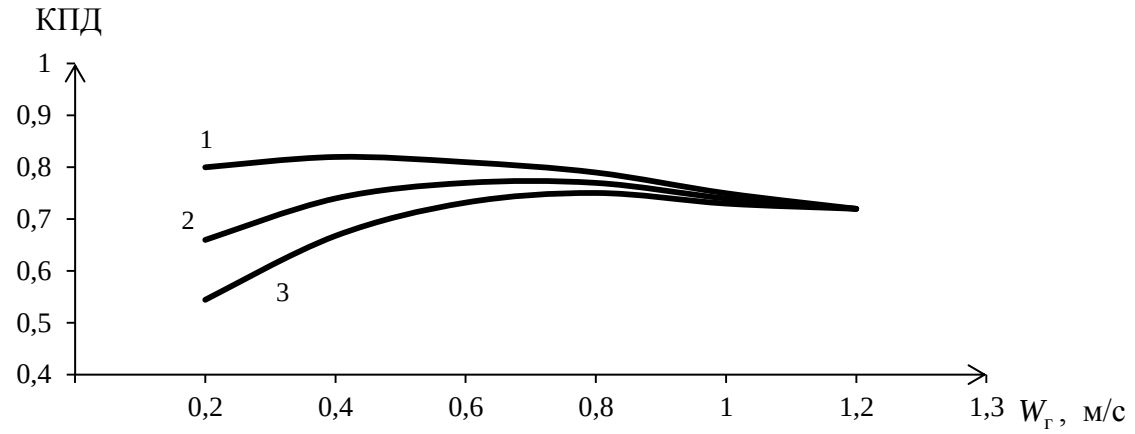


Рис. 2.9.4. Зависимость КПД тарелки по Мерфри от градиента уровня жидкости при различных скоростях газа на ситчатой тарелке:1 – Δ = 0 мм; 2 – Δ = 10 мм; 3 – Δ = 20 мм.

На клапанных тарелках указанные неравномерности снижают коэффициент массоотдачи в газовой фазе на ~ 11 % (рисунке 2.9.5), а КПД тарелки по Мерфри снижается от 9 до 1 % с увеличением скорости газа (рисунке 2.9.6). С увеличением градиента (от 10 до 20 мм) влияние на процесс увеличивается. Влияние увеличения градиента уровня жидкости на коэффициент массоотдачи в жидкой фазе аналогично

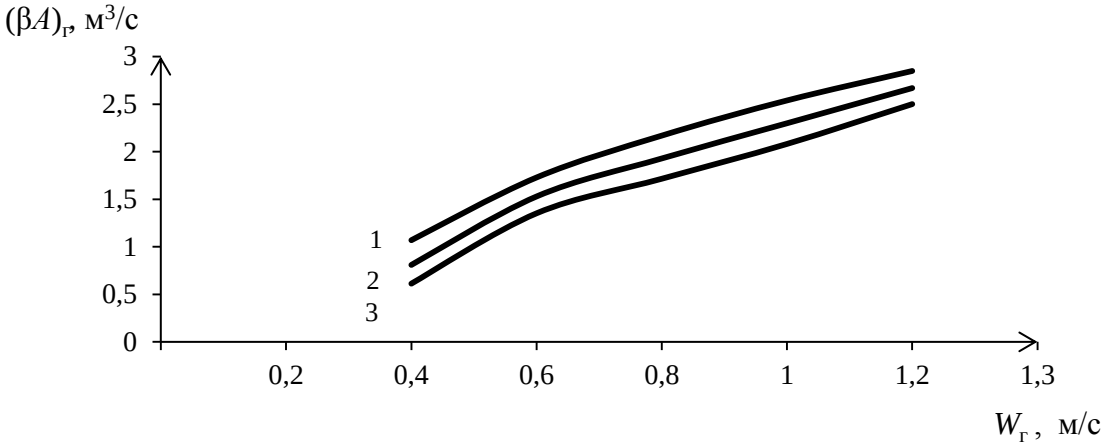


Рис. 2.9.5. Зависимость коэффициента массоотдачи в газовой фазе от градиента уровня жидкости при различных скоростях газа на клапанной тарелке: 1 – Δ = 0 мм; 2 – Δ = 10 мм; 3 – Δ = 20 мм.

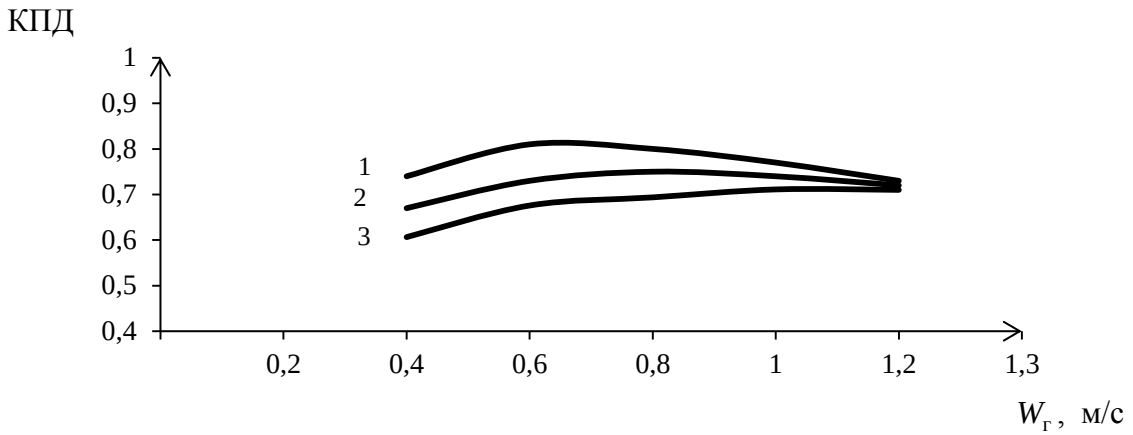


Рис. 2.9.6. Зависимость КПД тарелки по Мерфри от градиента уровня жидкости при различных скоростях газа на клапанной тарелке:1 – Δ = 0 мм; 2 – Δ = 10 мм; 3 – Δ = 20 мм.

Таким образом, повышение градиента уровня жидкости снижает коэффициенты массоотдачии и эффективность тарельчатых контактных устройств от 1 до 40% , в зависимости от типа контактного устройства и нагрузок по фазам [76].

Конструкция тарелки

С использованием рассмотренного подхода, с учетам неравномерного распределения фаз, разработана конструкция новой структурированной контактной газожидкостной тарелки (СКГ) [75,134,190].

Полотно тарелки СКГ разделено на 3 условные секции (рисунке 2.9.7). Каждая секция имеет различное относительное свободное сечение тарелки, уменьшающееся по направлению движения жидкости по тарелке, что компенсирует влияние градиента уровня жидкости. Это способствует равномерному распределению потока жидкости по полотну тарелки, устранению застойных зон вблизи приемной планки и вызывает интенсификацию процессов тепло- и массообмена. Кроме того, предложено выполнить контактные элементы в виде трапецеидальных пластин, которые сужаются в направлении к сливной

планке. Задняя часть пластины элемента со стороны приемного кармана выполнена прямоугольной формы, плотно соединена с полотном тарелки и составляет острый угол. Это, в свою очередь, увеличивает время контакта фаз и повышает эффективность процессов тепло- и массообмена. При этом выполнение прямоугольной части элемента более широкой, чем максимальная ширина сужающееся части приводит к повышению скорости прямотока и, следовательно, производительности [190].

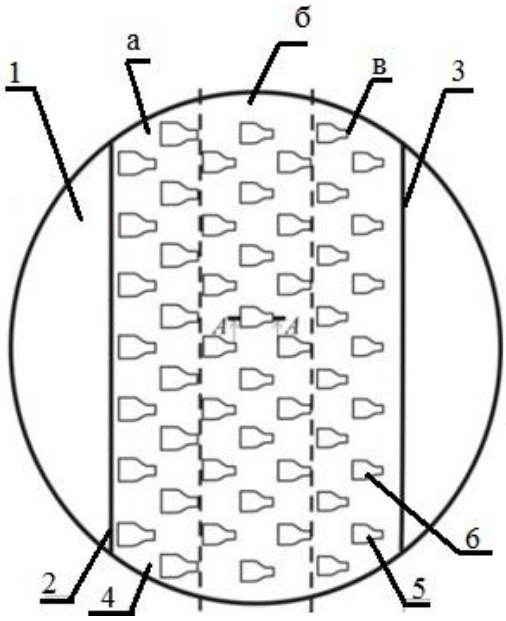


Рис. 2.9.7. Общий вид структурированной контактной газожидкостной тарелки (СКГ): а, б, в – условные секции контактного устройства; 1 – приемный карман; 2 – приемная планка; 3 – сливная планка; 4 – основание тарелки; 5 – отверстие тарелки; 6 – контактный элемент.

Проведено сравнение эффективностей стандартных ситчатой и клапанной тарелок, а также новой тарелки СКГ с переменным свободным сечением отверстий. На рисунке 2.9.8 приведены зависимости КПД тарелки по Мерфри от скорости газа для рассматриваемых контактных устройств, с учетом влияния неравномерностей, связанных с градиентом уровня жидкости.

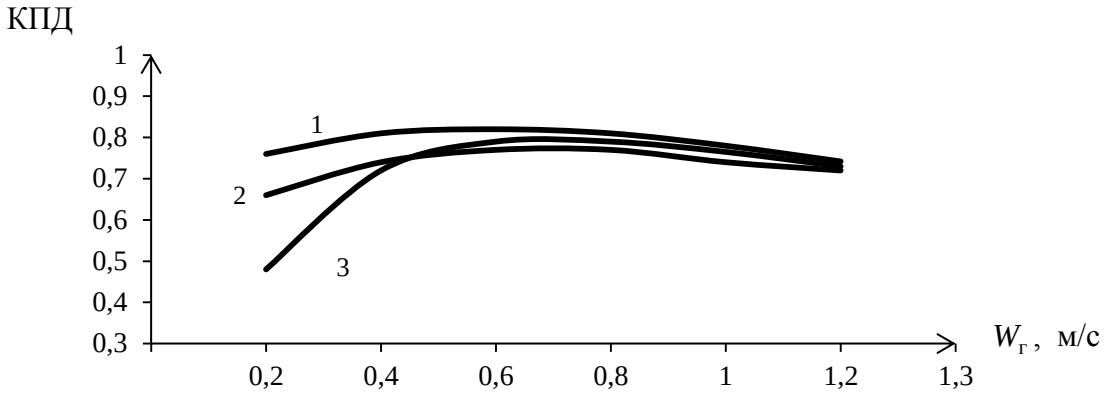


Рис. 2.9.8. Зависимость КПД тарелки по Мерфри от скорости газа, Δ = 10 мм:
1 – тарелка СКГ; 2 – ситчатая тарелка; 3 – клапанная тарелка

Значения КПД тарелки по Мерфри, полученные для стандартных тарелок рассчитываются по выражениям, полученным в [45] в результате обобщения большого количества экспериментальных данных. Значения, полученные для тарелки СКГ – расчетные.

КПД тарелки по Мерфри при величине градиента уровня жидкости Δ = 10 мм, тарелки СКГ выше в среднем: стандартных клапанной на ~9% и ситчатой на ~7%, а при малых скоростях газа на 20-40%.

Таким образом, конструкция тарелки СКГ за счет своих отличительных особенностей обеспечивает решение поставленной технической задачи – повышение эффективности контакта фаз и интенсификации процессов тепло- и массообмена.

Расчеты абсорбера и десорбера

В качестве примеров, с целью выбора решений по повышению эффективности процесса осушки углеводородного (природного) газа Сеноманской залежи Заполярного ГНКМ и снижения энергетических затрат на производство готовой продукции, произведен расчет абсорбера и десорбера с различными тарельчатыми контактными устройствами [75,76].

Результаты расчетов аппаратов с тарельчатыми контактными устройствами, по алгоритму расчета КПД тарелки по Мерфри, даны в таблицах 2.9.1 и 2.9.2.

По приведенным данным расчетов аппаратов (абсорбера и десорбера) видно, что тарелка СКГ обладает более высоким КПД и, как следствие, обеспечивает меньшю металлоемкость колонн.

Известно, что гидравлическое сопротивление контактных устройств колонных аппаратов характеризует энергетические затраты на проведение процесса. Следовательно затраты на электроэнергию при подаче газа на осушку в абсорбере с тарелкой СКГ меньше на 32 %, чем в аппарате со клапанными тарелками и на 15 %, чем в аппарате с ситчатами тарелками. Фактор интенсивности составляет 4,1, что выше на 18 %, чем в аппарате со клапанами и на 25 % - ситчатами тарелками. Энергетический коэффициент выше на 33 % и 16 % соответственно.

Таблица 2.9.1. Результаты расчета абсорбера

Параметр	Контактное устройство		
	стандартная клапанная тарелка	стандартная ситчатая тарелка	тарелка СКГ
Диаметр аппарата, м	2,6	2,6	2,6
Количество тарелок, штук	12	13	10
Высота тарельчатой части, м	7,15	7,8	5,85
КПД тарелки	0,64	0,59	0,73
Общее гидравлическое сопротивление колонны, Па	13140	10506	8921
Энергетический коэффициент	0,004	0,005	0,006
Фактор интенсивности	3,36	3,05	4,1
Энергия, необходимая для подачи газа на осушку в год, кВт	307 405	245 800	208 720

Таблица 2.9.2. Результаты расчета вариантов десорбера

Параметр	Контактное устройство		
	стандартная клапанная тарелка	стандартная ситчатая тарелка	тарелка СКГ
Диаметр аппарата, м	0,8	0,8	0,8
Количество тарелок, штук: верх низ	 7 6	 8 7	 6 6
Высота тарельчатой части, м: -верх -низ	 2,4 2	 2,8 2,4	 2 2
Флегмовое число	0,45	0,47	0,41
КПД тарелки: верх низ	 0,45 0,76	 0,39 0,65	 0,5 0,8
Общее гидравлическое сопротивление колонны, Па	8 923	7423	6 148
Фактор интенсивности	764	646,4	840
Количество теплоты, получаемого в кипятильнике (испарителе) от греющего пара, Вт	365 144	370 205	355 020

Количество теплоты, получаемого в кипятильнике (испарителе) от греющего пара в десорбере с тарелками СКГ меньше, чем в аппарате со клапанами и ситчатами тарелоками на 3 % и 4 % соответственно. Фактор интенсивности составляет 840, что выше на 9 %, чем в аппарате с клапаными и на 23 % - ситчатой тарелками.

Рассмотрены следующие варианты замены в аппаратах осушки углеводородного (природного) газа Сеноманской залежи Заполярного ГНКМ (в абсорбере и десорбере) контактных устройств на тарелки СКГ (таблицы 2.9.3 и 2.9.4):

- вариант 1 – замена стандартных клапанных тарелок на тарелку СКГ;

- вариант 2 – замена стандартных ситчатых тарелок на тарелку СКГ.

Таблица 2.9.3. Показатели экономической эффективности модернизации колонны абсорбционной осушки углеводородного (природного) газа

№ п/п	Показатель	Вариант 1	Вариант 2
1	Снижение расхода энергии в колонне, необходимой для подачи газа на осушку, кВт/год	98 684	37 080
2	Срок окупаемости, лет (месяцев)	5,6 (~ 67)	15 (~ 180)
3	Число контактных устройств	10 шт	10 шт

Таблица 2.9.4. Показатели экономической эффективности модернизации колонны десорбции (регенерации абсорбента) при проведении процесса абсорбционной осушки углеводородного (природного) газа

№ п/п	Показатель	Вариант 1	Вариант 2
1	Снижение расхода теплоты в колонне, Гкал/ч (Гкал/год)	0,01 (70)	0,013 (102)
2	Экономическая эффективность, руб/год (в ценах на 2012 года)	40 965	59 714
3	Срок окупаемости, лет (месяцев)	3 (~ 36)	2,1 (~ 25)
4	Число контактных устройств	13 шт	13 шт

Колонны абсорбционной осушки газа сравнивались по общему гидравлическому сопротивлению колонны, которое характеризует энергетические затраты на проведение процесса, в частности на электрическую энергию необходимую для подачи исходного сырья в аппарат (таблицы). В результате расчёта установлено, что 1 вариант модернизации является наиболее энергосберегающим. Он позволяет снизить затраты на электрическую энергию при подаче углеводородного газа на осушку на 32 % (98 684 кВт в год). Срок окупаемости 5 лет 7 месяцев.

Сравнение колонн десорбера проводилось по затратам на тепловую энергию от греющего пара в кипятильнике (испарителе). В этом случае предпочтительнее 2 вариант, т.к. расход тепла снижается на 4 %, итого 102 Гкал в год. Срок окупаемости - 2 года 1 месяц.

В работах [51,149,151,155,204-208] показаны примеры энергосбережения за счет замены тарелок на регулярные и хаотичные насадки с большим экономическим эффектом. Выбор типа контактных устройств (тарелки, насадки и др.) в массообменных колоннах должен выполняться с учетом всех особенностей проведения процессов и технико-экономического анализа проекта.

2.10 Определение эффективности тепломассопереноса на барботажных тарелках на основе сопряженного физического и математического моделирования [85,146]

Система уравнений переноса

Рассмотрим турбулентный барботажный слой на тарелке при интенсивном режиме взаимодействия фаз ($w_к\sqrt{\rho_г} > 0.4$).

В соответствии с методом сопряженного физического и математического моделирования в рабочей зоне тарелки выделяются характерные области, которые формируются конструкцией контактного устройства (раздел 1.6). В каждой характерной области поля скоростей, концентраций и температур описываются уравнениями (1.6.1) – (1.6.4), которые с учетом принятых допущений запишем виде [85,130]:

$$u\frac{\partial u}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial u}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\nu_т\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_т\frac{\partial u}{\partial r}\right)-\frac{1}{\rho_ж}\frac{\partial P}{\partial \xi}+K_{\mu v}\Delta u\cos\theta, \tag{2.10.1}$$

$$u\frac{\partial \upsilon}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial \upsilon}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\nu_т\frac{\partial \upsilon}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_т\frac{\partial \upsilon}{\partial r}\right)-\frac{1}{\rho_ж}\frac{\partial P}{\partial r}, \tag{2.10.2}$$

$$\rho_ж\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}+\frac{\partial \upsilon}{\partial r}\right)=r_v, \tag{2.10.3}$$

$$u\frac{\partial x}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial x}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(D_т\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(D_т\frac{\partial x}{\partial r}\right)+K_{xv}\left(x-x^*\right), \tag{2.10.4}$$

$$u\frac{\partial t}{\partial \xi}+\upsilon\frac{\partial t}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial \xi}\left(a_{\text{т}}\frac{\partial t}{\partial \xi}\right)+\frac{\partial}{\partial r}\left(a_{\text{т}}\frac{\partial t}{\partial r}\right)+K_{\text{tv}}\left(t_{\text{г}}-t_{\text{ж}}\right). \qquad (2.10.5)$$

Для системы уравнений движения, переноса массы и тепла (2.10.1) - (2.10.5) устанавливаются условия на границах области и тарелки:

при $\xi=0$ (вход жидкости на тарелку): $u=u_{н};x=x_{н};t=t_{н}$,

при $\xi=l_{\text{ж}}$ (выход жидкости с тарелки): $\frac{\partial \upsilon}{\partial \xi}=\frac{\partial u}{\partial \xi}=\frac{\partial x}{\partial \xi}=\frac{\partial t}{\partial \xi}=0$,

при $r=0$ (ось симметрии): $\frac{\partial u}{\partial r}=0;\ \upsilon=0;\ \frac{\partial x}{\partial r}=0;\ \frac{\partial t}{\partial r}=0$,

при $r=r_{\text{ст}}$ (на стенке колонны): $u=\upsilon=0;\ \frac{\partial x}{\partial r}=0,$

$t=t_{\text{ст}};\frac{1}{\rho_{ж}}\frac{\partial P}{\partial r}=\nu_{ж}\frac{\partial^2\upsilon}{\partial r^2}$.

Коэффициенты турбулентного обмена $\nu_{\text{т}}$, $D_{\text{т}}$ и $a_{\text{т}}$ вычисляются с использованием модели локальной изотропной турбулентности с учетом энергии, вводимой газовым потоком в жидкую фазу [85,168,169] по формуле (раздел 1.1):

$$\nu_{\text{т}}\approx D_{\text{т}}\approx a_{\text{т}}\approx 1{,}1\frac{u_{*}^4}{\varepsilon}. \qquad (2.10.6)$$

В уравнении движения (2.10.1) источник импульса учитывает импульс газового потока, который передается в жидкую фазу, если газ вводится в жидкость не под прямым углом (под углом θ к плоскости тарелки в направлении $O\xi$). Например, для тарелок перекрестного тока (ситчатых и др.) газовая струя вводится вертикально и тогда источник равен нулю ($\theta=90^0$). Аналогично в уравнении (2.10.2). Кроме этого у многих барботажных тарелок градиент уровня жидкости небольшой и $\partial P/\partial r\approx 0$ и $\partial P/\xi\approx 0$. Тогда для расчета поля скоростей достаточно системы уравнений (2.10.1) и (2.10.3). Если рассматривается

несимметричная задачи, то решается полная система уравнений (2.10.1)-(2.10.3) с учетом градиента давления. При значительных неравномерностях распределения фаз на тарелке источники импульса, массы, тепла и коэффициенты турбулентного объема вычисляются для каждой зоны (ячейки) [85] (раздел 2.9). Следует отметить, что система уравнений (2.10.1)-(2.10.5) решается совместно с условиями равновесия и уравнениями баланса массы и тепла в фазах.

Моделирование полей и эффективность разделения

Для определения поля скоростей жидкости на тарелке разделим условно плоскость тарелки на ячейки (рис.2.10.1). Базисную функцию, описывающую поля скоростей в ячейке, примем в виде параметра $u_{ij} = \text{const}$ который будем определять вариационным методом с использованием локального потенциала [69], а поле концентраций и температур при постоянной скорости жидкости в ячейках, найдем из решения уравнения переноса массы (2.10.4) и тепла (2.10.5).

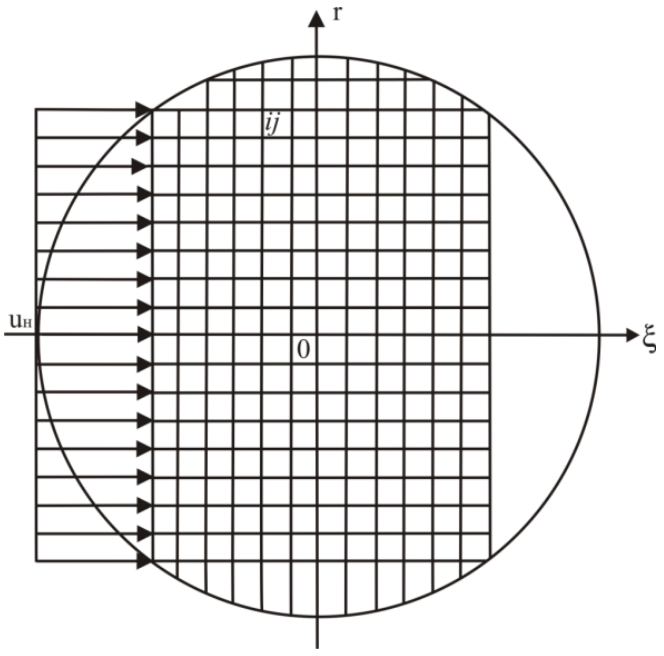


Рис.2.10.1. Двумерная модель тарелки (вид сверху)

Локальный потенциал, построенный на уравнениях движения жидкости и неразрывности, записанные в безразмерной форме, имеет вид:

$$E=\int_0^1\int_0^{r_{\text{ст}}}\left[-\left(u^{\text{o}}\right)^2\frac{\partial u}{\partial\xi}-u^{\text{o}}\upsilon^{\text{o}}\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial\xi}\right)^2+\frac{\overline{\nu}_{\text{т}}}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)^2\right]\times \quad (2.10.7)$$

$$\times d\xi dr+\int_0^1 u^{\text{o}}\,\upsilon^{\text{o}}u\Big|_{r=0}d\xi+\int_0^{r_{\text{ст}}}\left(u^{\text{o}}\right)^2 u|_{\xi=1}dr.$$

где $u^{\text{o}},\upsilon^{\text{o}}$ - неварируемые функции [69].

Безразмерные скорости: $u=u/u_{\text{н}};\ \upsilon=\upsilon/u_{\text{н}}$.

Безразмерные координаты: $\xi=\xi/\ell_{\text{ж}};\ r=r/\ell_{\text{ж}}$.

Безразмерная турбулентная вязкость: $\overline{\nu_{\text{т}}}=\nu_{\text{т}}/\left(u_{\text{н}}\ell_{\text{ж}}\right)$.

Произведя преобразование локального потенциала и заменяя производные конечными разностями, выражение (2.10.7) запивается на ячейках в выделенной плоскости тарелки.

Локальный потенциал для всей тарелки, содержащей $n\,m$ ячеек, имеет вид:

$$E=\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m}E_{ij},\ i=1,2,...,n\ ;\ j=1,2,...,m. \quad (2.10.8)$$

Условие стационарности потенциала E, относительно скоростей в ячейках, записывается в форме:

$$\frac{\partial E}{\partial u_{ij}}=0,\ i=1,2,...,n\ ;\ j=1,2,...,m. \quad (2.10.9)$$

Из условия стационарности (2.10.9) следуют уравнения Эйлера-Лагранжа относительно искомых параметров.

Точному решению уравнений движения (2.10.1), (2.10.2) и минимальному значению потенциала (2.10.8) будет соответствовать бесконечное число ячеек $\left(n\to\infty,\ m\to\infty\right)$.

Для определения области работы, полученной математической модели, вычисляется значение потенциала E_{o}, путем изменения размеров ячеек и скоростей жидкости в них u_{ij} на 10%. Отклонение потенциала E соответствующее погрешности эксперимента составит $\Delta E_{\phi} = \left| E_{\text{o}} - E_{\min} \right|$. Условие моделируемости устанавливается по выражению (1.6.13).

Решая систему уравнений (2.10.9) при различных режимных параметрах на данном масштабе тарелки вычисляется значение потенциала E, проверяется выполнение условия моделируемости.

При нарушении данного условия проводится подстройка параметров базисной функции изменением размеров ячеек и скоростей жидкости u_{ij} до выполнения условия (1.6.13).

В качестве базисных функций для клапанной тарелки взяты экспериментальные данные, полученные в работе [98] в колонне диаметром 700 мм. Математическое моделирование структуры потока на клапанных тарелках при масштабном переходе показано, что увеличение диаметра контактного устройства приводит к возрастанию продольных и поперечных неравномерностей скоростей жидкости: скорость жидкости у стенки колонны уменьшается, а в центре тарелки увеличивается.

Поля скоростей жидкости, полученное на тарелке диаметром 2200 мм представлены на рисунке 2.10.2. Из рисунка 2.10.2 видно, что скорость жидкости у стенки колонны в 4-5 раз меньше скорости жидкости в центре тарелки и наблюдаются циркуляционные контуры. Аналогичные результаты получены экспериментально в работе [29].

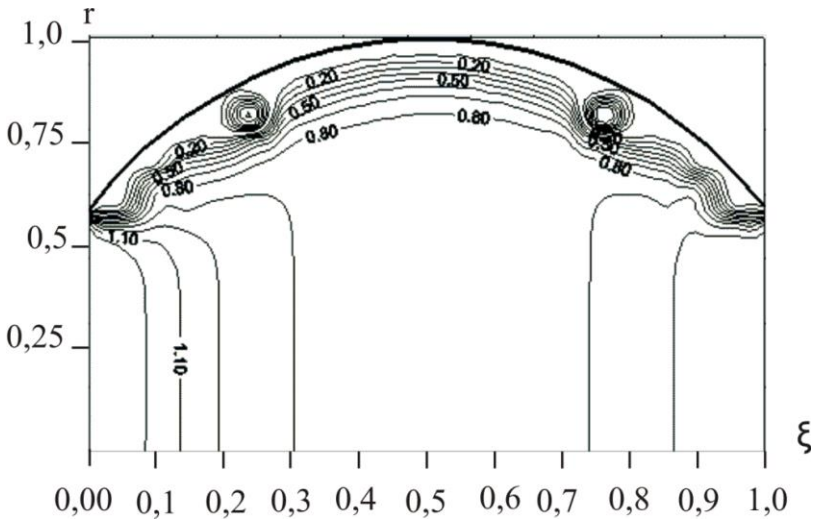


Рис. 2.10.2. Безразмерный профиль скорости жидкости $u/u_н$ на клапанной тарелке (вид сверху)

При известном профиле скорости на тарелке профиль концентрации компонента в жидкой фазе находится из решения уравнения массопереноса (2.10.3). По полученному полю концентрации определяется эффективность по Мерфри ячейки и всей тарелки

$$E_{тж} = \frac{x_н - x_к}{x_н - x^*}. \qquad (2.10.10)$$

Расчетные и экспериментальные [63] КПД по Мерфри клапанной тарелки даны на рисунке 2.10.3.

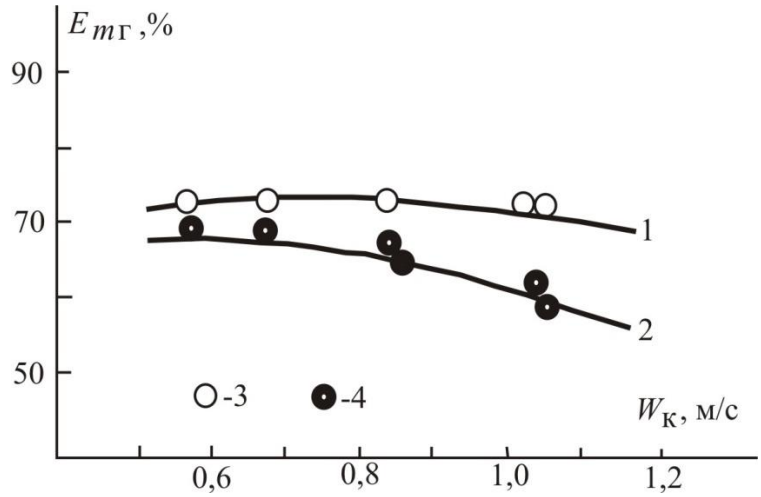


Рис. 2.10.3. Зависимость КПД по Мерфри в паровой фазе от скорости пара в колонне при ректификации смеси толуол – ортоксилол.
Клапанная прямоточная тарелка $(D_к = 1,2\ м)$: 1, 2 – расчет; 3, 4 – эксперимент [63]; 1, 3 – $\Delta h_r = 0$; 2, 4 - $\Delta h_r = 0,009\ м$; Δh_r – отклонение плоскости тарелки от горизонтального положения

Из представленных результатов следует, что негоризонтальность монтажа тарелки приводит к снижению эффективности разделения смеси. Для тарелки диаметром $D_к$=1,2м поперечная неравномерность 9 мм вызывает снижении КПД по Мерфри на 7 -12%, в зависимости от скорости паровой фазы.

Профили концентрации в жидкой фазе на ситчатой тарелке даны на рисунке 2.10.4, а КПД по Мерфри на рисунке 2.10.5. Экспериментальные данные взяты в работах [3,4]. Из представленных результатов следует удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных, что подтверждает адекватность математической модели.

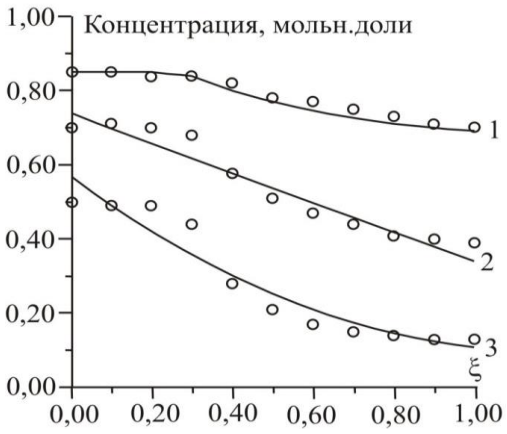


Рис. 2.10.4. Поле концентраций на ситчатой тарелке. Ректификация смеси метанол–вода; L/G=1: 1– $x_н = 0{,}85$; 2– $x_н = 0{,}79$; 3– $x_н = 0{,}7$;○–эксперимент [3,4]; ▬ - расчет

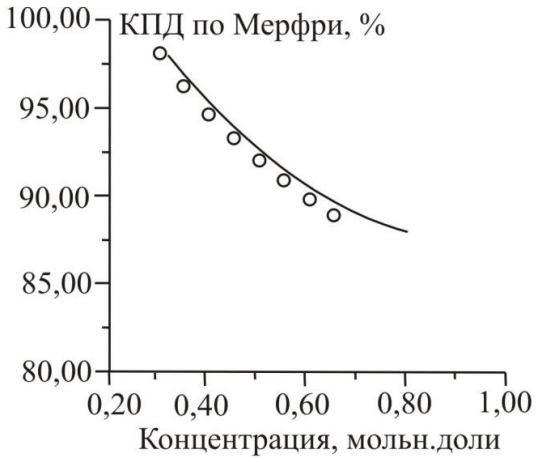


Рис. 2.10.5. КПД по Мерфри в жидкой фазе на ситчатой тарелке; ректификация смеси метанол – пропанол: ○ – эксперимент [3,4]; ▬ – расчет по уравнениям модели

При известном профиле скорости численное решение уравнения теплопереноса (2.10.9) позволяет получить профиль температуры в жидкой фазе и определить тепловую эффективность

$$E_{t\,\text{ж}} = \frac{t_н - t_к}{t^* - t_н} \qquad (2.10.11)$$

где t^* - температура жидкости, находящийся в равновесии с паром на выходе контактного устройства.

На рисунке 2.10.6. даны результаты расчетов тепловой эффективности (2.10.11) и сравнение с экспериментальными данными [3,4].

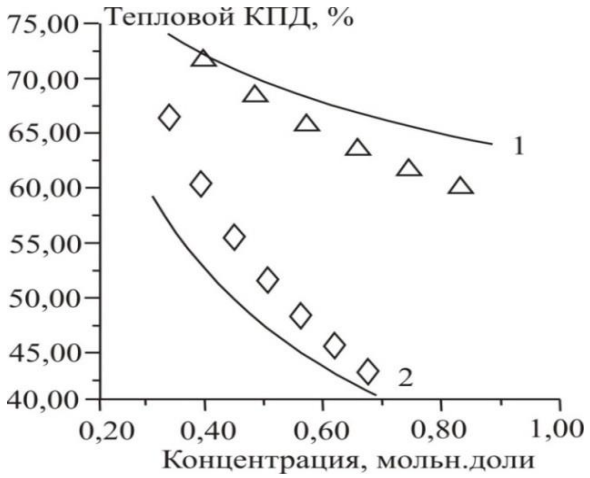


Рис. 2.10.6. Тепловой КПД в жидкой фазе на ситчатой тарелке (L/G=1) фактор скорости F=0,4: 1 – метанол–пропанол (расчет); 2 – этанол–пропанол (расчет); Δ – метанол–пропанол (эксперимент); ◊ – этанол–пропанол (эксперимент) [3,4].

В результате сопряженного физического и математического моделирования структуры потоков на контактных устройствах получено математическое описание поля скоростей жидкости в характерных областях на барботажных тарелках.

Математическая модель структуры потока построена на основе решения уравнений турбулентного движения жидкости и уравнения массопереноса. Уравнения движения жидкости характеризуются коэффициентом турбулентной вязкости, а уравнение массопереноса коэффициентом турбулентной диффузии и объемным источником массы. Данные коэффициенты, учитывающие конструктивные и

режимные параметры процесса, определяются на основе теории пограничного слоя и изотропной турбулентности по параметрам активного участка переноса импульса [78,85,119].

Полученная модель структуры потока и эффективность тарелок проверены при различных режимных и конструктивных возмущениях, результаты согласуются с экспериментальными данными различных авторов.

Можно сделать вывод что, проектирование и испытание новых типов контактных устройств или модернизацию существующих целесообразно проводить в два этапа, исключая все промежуточные: физическое моделирование гидродинамической структуры барботажного слоя на макете тарелки в лабораторных условиях; математическое моделирование промышленного устройства с определением параметров модели на основе вариационной формулировки законов сохранения.

2.11 Комплексная оценка массообменных и энергетических характеристик барботажных тарелок [164]

Для решения задач повышения эффективности промышленных тепломассообменных аппаратов применяются известные методы оптимизации с использованием критериев оптимальности. В качестве критериев могут быть различные к.п.д. и энергетические комплексы и коэффициенты. К таким к.п.д. относятся: тепловой и энергетический к.п.д., термический цикл Карно, относительный к.п.д. теплоэнергетической установки, утилизаторов теплоты – эффективности теплообмена, предложенный Кейсом и Лондоном, коэффициент использования теплоносителя и др.

Важным критерием оценки эффективности использования топливно-энергетических ресурсов служит энергоемкость выпускаемой

продукции, т.е. отношение потребляемых топливно-энергетических ресурсов (приведенных к условному топливу) к количеству выпускаемой продукции. Естественно, что использование любых критериев энергоэффективности имеет смысл, если промышленная установка (производство) обеспечивает требуемое качество выпускаемой продукции в заданном интервале нагрузок по исходному сырью.

В данном разделе для выбора энергоэффективных и энергосберегающих научно-технических решений по модернизации тепломассообменных аппаратов используются энергетические коэффициенты Кирпичева и Ануфьева [49]. Конечной целью является снижение энергозатрат на единицу выпускаемой продукции в процессах химической технологии и промышленной теплоэнергетики.

Контактные тарелки

Тарельчатые колонные аппараты используют для проведения процессов ректификации, абсорбции, десорбции, охлаждения газов и жидкостей, мокрой очистки газов от пыли.

В середине прошлого века тарелки с колпачками получили наиболее широкое распространение благодаря своей универсальности и высокой эксплуатационной надежности; они достаточно эффективны, но металлоемки и сложны в монтаже.

Клапанные тарелки по сравнению с колпачковыми имеют более высокую эффективность и на 20-40% большую производительность. Основным отличием тарелок этого типа от контактных устройств других типов, является возможность работы при меняющихся нагрузках по паровой фазе. Клапанные тарелки используют в колоннах, работающих при атмосферном и повышенном давлении при работе со средами, не

склонными к смолообразованию и полимеризации, во избежание прилипания клапана к тарелке.

Ситчатые тарелки имеют достаточно высокую эффективность, малое гидравлическое сопротивление и низкую металлоемкость. Они применяются преимущественно в колоннах, работающих при атмосферном давлении и под вакуумом; во избежание забивки отверстий рекомендуется использовать чистые жидкости.

В настоящее время используются в основном многопоточные ситчатые, клапанные тарелки, а также струйные, комбинированные и другие. Также широкое применение находят регулярные и хаотичные насадки.

Энергетическая эффективность

Академик М.В.Кирпичев предложил для оценки эффективности поверхности теплообмена использовать энергетический коэффициент E, равный отношению количества тепла Q, отданного поверхностью, к мощности N, затраченной на перекачивание теплоносителя относительно поверхности:

$$E = \frac{Q}{N}. \qquad (2.11.1)$$

Коэффициент E характеризует степень использования работы, затраченной на передачу тепла, или теплогидродинамическое совершенство организации процесса теплообмена около некоторой поверхности.

Аналогично может быть записано выражение для оценки энергоэффективности массообмена:

$$E = \frac{M}{N}. \qquad (2.11.2)$$

Количество переданного вещества из одной фазы в другую:

$$M = K_{oy} F \overline{\Delta y}, \qquad (2.11.3)$$

где K_{oy} - коэффициент массопередачи, м/с; F – поверхность массообмена, м^2; $\overline{\Delta y}$ - средняя движущая сила массопередачи (разность рабочей и равновесной концентраций распределяемого компонента); y – концентрация компонента.

Энергия, необходимая для подачи газа в массообменную колонну:

$$N = \Delta p V_{\text{г}} = \Delta p G / \rho_{\text{г}}, \qquad (2.11.4)$$

где Δp - перепад давления, Па; $V_{\text{г}}$ - объемный расход газа в колонне, м^3/с; G – массовый расход, кг/с; $\rho_{\text{г}}$ - плотность газа, кг/м^3.

С использованием выражений (2.11.3) и (2.11.4) уравнение (2.11.2) примет вид:

$$E = \frac{K_{oy} F \rho_{\text{г}} \overline{\Delta y}}{\Delta p G}. \qquad (2.11.5)$$

Выражение энергетического коэффициента можно также записать в виде отношений коэффициента теплоотдачи к единице поверхности (коэффициент Антуфьева В.М.), т.е. исключается влияние величины температурного напора:

$$E' = \frac{\alpha}{N/F}, \qquad (2.11.6)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); F – поверхность теплообмена, м^2.

Для процесса массопередачи это выражение запишется в виде

$$E' = \frac{K_{oy}}{N/F}. \qquad (2.11.7)$$

Рассмотрим применение выражения (2.11.7) для оценки массообменно-энергетической эффективности барботажных тарелок, на примере ситчатых, колпачковых и клапанных.

Коэффициент массопередачи K_{oy} в выражении (2.11.7) связан с коэффициентами массоотдачи в жидкой и газовой фазах уравнением аддитивности фазовых сопротивлений.

Рассмотрим процесс абсорбции легкорастворимых газов, когда основное сопротивление сосредоточено в газовой фазе. Например, воздушно-аммиачная смесь и вода.

Выражение (2.11.7) с учетом (2.11.4) запишем в виде [164]

$$E = \frac{\beta_г F}{N} = \frac{\beta_г F}{\Delta p S_к w_г} = \frac{\beta_f}{\Delta p w_г}. \qquad (2.11.8)$$

где $\beta_г$ - коэффициент массоотдачи в газовой фазе, м/с; $S_к$ - площадь поперечного сечения колонны, м^2; $w_г$ - средняя скорость газа в колонне, м/с; $\beta_f = \beta_г F / S_к$ - коэффициент массоотдачи, отнесенный к площади тарелки $S_т$, м^2 ($S_т \approx S_к$).

Чем больше значение коэффициента E, тем эффективнее работает тарелка.

Для расчета коэффициентов массоотдачи можно воспользоваться математическими моделями [6,85,214] или критериальными выражениями [44]. Поскольку математические модели требуют значительного объема вычислений, для известных конструкций контактных устройств используем критериальные выражения Соломахи Г.П. [44]

для ситчатых тарелок:

$$Sh_г = 2,5 Re_г^{0,72} We_г^{-0,25} Sc_г^{0,5}, \qquad (2.11.9)$$

для колпачковых тарелок:

$$Sh_г = 0,265 Re_г^{1,03} We_г^{-0,32} Sc_г^{0,5}, \qquad (2.11.10)$$

для клапанных тарелок:

$$Sh_г = 0,4 Re_г^{1,0} We_г^{-0,27} Sc_г^{0,5}, \qquad (2.11.11)$$

где $Sh_г = \beta_f \chi / D_г$ - число Шервуда; $Re_г = w_г \chi / \nu_г$ - число Рейнольдса; $\chi = \sqrt{\sigma / \rho_ж g}$ - капиллярная константа; $We = \sigma / h_{ст}^2 \rho_ж g$ - число Вебера, σ - поверхностное натяжение, Н/м; $h_{ст}$ - статический уровень жидкости на контактном устройстве, м; $Sc_г = \nu_г / D_г$ - число Шмидта. Для

аммиак-воздух $Sc_г \approx 1$; $D_г$ - коэффициент молекулярной диффузии, м^2/с; $\nu_г$ - кинематическая вязкость, м^2/с.

Перепад давления находим по формуле

$$\Delta p = \Delta p_{ст} + \Delta p_{\sigma} + \Delta p_{сух}, \qquad (2.11.12)$$

где $\Delta p_{ст} = \rho_ж g h_{ст}$, $\Delta p_{\sigma} = \frac{4\sigma}{2d_0}$, $\Delta p_{сух} = \xi \frac{\rho_г w_0^2}{2}$, для ситчатых тарелок коэффициент сопротивления $\xi = 1{,}8$; для колпачковых тарелок $\xi = 4{,}5$; для клапанных тарелок при $\frac{h_{кл}}{d_{кл}} < 0{,}23$, $\xi = 0{,}541\left(\frac{d_{кл}}{h_{кл}}\right)^{1{,}175}$, при $\frac{d_{кл}}{h_{кл}} \geq 0{,}23$, $\xi = 3{,}12$; $d_{кл}$ - диаметр отверстия по клапаном, м.

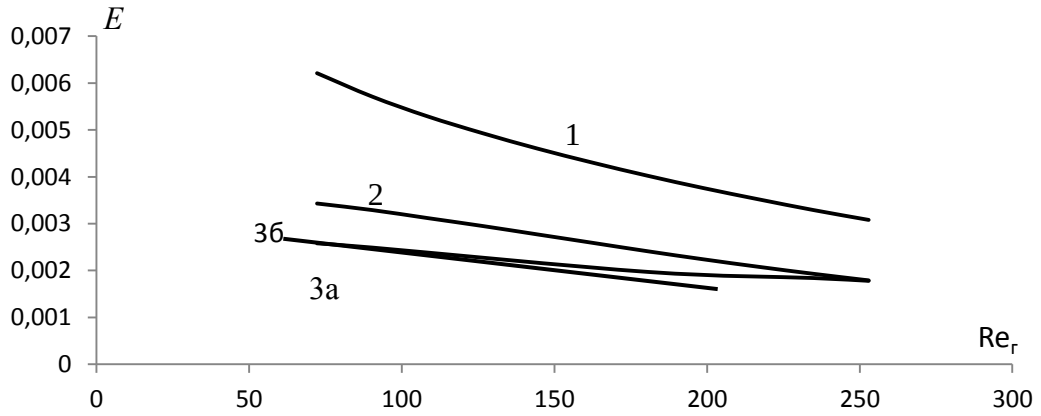


Рис. 2.11.1. Зависимость коэффициента *E* (2.11.8) от числа Рейнольдса.
1- ситчатая тарелка; 2- колпачковая тарелка; 3- клапанная тарелка; $h_{ст} = 0{,}04$ м; $d_0 = 0{,}005$ м; 3а – вес клапана 36 гр.; 3б – вес клапана 18 гр.

На рисунке 2.11.1 представлено сравнение контактных тарелок по значению энергетического коэффициента *E*. Видно, что наиболее эффективной тарелкой является ситчатая тарелка (кривая 1). Эффективность клапанной тарелки (кривая 3) зависит от массы клапана и примерно близка к эффективности колпачковых.

Естественно, значение коэффициента Е является не единственным критерием оценки работы тарелок. Кроме этого тарелки должны обеспечивать заданную эффективность разделения смеси, иметь

небольшую стоимость и достаточный срок эксплуатации. Окончательный выбор типа контактных устройств выполняется после технико-экономического анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barnet W.I., Kobe K.A. Heat and Vapor Transfer in a Wetted-Wall Tower // Ind. Eng. Chem. 1941. v. 33. N 33. p. 436-442.
2. Benedek P., Laszlo A. Grundlagen des chemieingenieurwesens. – Leipzig, 1967. 376 p.
3. Biddulph M.W. Distillation Efficiencies on a large sieve plate with small-diameter holes / M.W. Biddulph, M.M. Dribika // AIChE Journal. 1986.V. 32, №8. P. 1383–1388.
4. Biddulph M.W. Scaling-up distillation efficies / M.W. Biddulph, M.M. Dribika // AIChE Journal. 1986. V. 32. №11. P. 1864–1875.
5. D'yakonov S. G., Elizarov V.I., Laptev A.G. Mass transfer model in bubblelayer of contact unit on the basis of active (inlet) section conception. Theoretical Foundations of Chemical Engineering .1991. T. 25. № 6. C 783-795.
6. D'yakonov S.G., Elizarov V.I., Laptev A.G. Modelling of heat-and-mass transfer in industrial facilities on the basis of laboratory dummy study// Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 1993. T. 27. N. 1. Pp. 38-50.
7. Deen N.G., Solberg T., Hjertager B.H. Numerical Simulation of the Gas-Liquid Flow in a Cross-sectioned Bubble Column // 14th Int. Congr. of Chem. and Process Eng. Praha, Aug. 27. 2000. P. 1-18.
8. Laptev A.G., Dudarovskaya O.G., Farakhov T.M. Mathematical model for mixing liquids with a disperse phase in laminar and turbulent regimes in packed-bed flow mixers // Theoretical foundations of chemical engineering. 2015. V. 49. №1. P. 21-29.
9. D'yakonov S.G., Sosnowski N.B, Klinov L.P., etc. The study of the diffusion boundary layers by the method of holographic interferometry [Dokl. AN USSR] 1982. T.264. №4. P.905-908.
10. Gilliland E.R., Sherwood T.K. Diffusion of Vapors into Air Streams // Ind. Eng. Chem. 1934. v. 26. NN 5. 516-523.
11. Hewitt G.F. et al., Multiphase science and technology // Washington-N.J.-London, Hemisphere Publishing Corporation., 1987.
12. Johnstone H.F., Pigford R.L. Distillation in a Wetted Wall Column. // Trans. Am. Inst. Chem. 1942. V. 38. N 1. p. 25-51.
13. Kawase Y., Moo-Young Mathematical models for design of biorectors applications of Kolmogoroff's theory of isotropic turbulence // Chem. Eng. J. 1990. V. 43, № 5. P. 1319-1341.
14. Laptev A. G., Misbakhov R. Sh, and Lapteva E. A. Numerical Simulation of Mass Transfer in the Liquid Phase of the Bubble Layer of a Thermal Deaerator // Thermal Engineeringю 2015, Vol. 62, N. 12. pp. 911–915.
15. Laptev A.G., Basharov M.M. Determining efficiency of disperse phase removal from gases by vortex-type elements // Izvestiya VUZov. Khimiya i khimicheskaya tekhnologiya. 2013. No. 6. P.20-25.
16. Laptev A.G., Basharov M.M., Iskhakov A.P. A model of transport of finely-dispersed phase in turbulent gas media// Vestnik Kazanskogo Gosudarstvennogo Technologicheskogo Universiteta, 2012. No. 14. P. 96-100.
17. Laptev A.G., Elizarov V.I., Dyakonov S.G. Determining volumetric coefficients of mass transfer in a gas(vapor)-liquid layer in industrial contact devices during scale-ups //

Izvestiya VUZov. Khimiya i khimicheskaya tekhnologiya. 1991. Vol. 34. No. 6. P. 97-101.
18. Laptev A.G., Farakhov T.M. Mathematical models of momentum transfer in the boundary layer// Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. T. 86. № 3. C. 604-613.
19. Laptev A.G., Lapteva E.A., Farakhov T.M. Models of transport phenomena in random packed and granular beds // Theoretical foundations of chemical engineering. 2015. V.49. № 4. P. 407-414.
20. Laptev A.G., Lapteva E.A. Determination of heat and mass transfer efficiency on a bubblinc plate with account for scale transition// Journal of engineering physics and thermophysics. 2015. V.88. № 4. P. 806.
21. Laptev A.G., Lapteva E.A. Model of gas purification from the fine-dispersed phase in the bubbling layer based on the concept of active input section // Theoretical foundations of chemical engineering. 2015. V.49. № 2 P. 157-162.
22. Laptev A.G., Lapteva E.A. The model of heat and mass transfer in rough and irrigareg ducts. // Thermophysics and Aeromechanics. 2015. №4. V.22. P. 435-440.
23. Laptev A.G., Lapteva E.A. Determining efficiency of yet-barbotage- type mixers based on parameters of the active region // International seminar with elements of scientific school for young scientists «Topical issues of heat and mass transfer at phase transitions and multiphase flows in modern chemical technology and energy equipment». 2015. Novosibirsk, Russia. p. 65-66.
24. Laptev A.G., Lapteva E.A. Accounting for scale-up in calculating efficiency of industrial apparatuses// Internationaler Kongress Fachmesse, euro-eco. Hannover. 2013. p.73-74.
25. Mednikov E.P. Turbulent transport and settling of aerosols. Moscow: Energiya, 1980.
26. Pavlenko, A.N., Zhukov, V.E., Pecherkin, N.I., Chekhovich, V. Yu., Volodin, O.A., Shilkin, A., Grossmann, C., Investigation of Flow Parameters and Efficiency of Mixture Separation on a Structured Packing, AIChE J., 2014, vol. 60, Is. 2, pp. 690–705. DOI: 10.1002/aic.14298.
27. Puget F.P., Melo M.V., Massarani G. Modelling of the dispersed air flotation process applied to diary wastewater treatment // Brazilian journal of chemical engineering. 2004. April-june. P. 229–237.
28. Sokolov V.N., Domanskii I.V. Gas liquid reactors. Leningrad: Mashinostroenie, 1976.
29. Solari R. B., Bell R. L. Flyid patterus and velocity distribution on commercial – scale sieve trays // AIChe Journal. 1986. V. 32. №4. P. 640-649.
30. Solari R. B., Bell R. L. Flyidpatterus and velocity distribution on commercial – scale sieve trays // AIChe Journal. 1986. V. 32. №4. P. 640-649.
31. Squire H.B., Young A.D. The calculation of the profile drag of aerofoils. R. & M. No. 1838, British A.R.C., 1938.
32. Sugak E.V., Voinov N.A., Nikolaev N.A. Treatment of gas emissions in apparatuses with intensive hydrodynamic regimes. Kazan: Press of Regional Information Center “Shkola”, 1999.
33. Tarat E.Ya, Mukhlenov I.P., Tubolkin A.F. Foaming regime and foaming apparatuses. Leningrad: Khimia, 1977.

34. Ulyanov B.A., Badenikov V.Ya., Likuchyov V.G. Processes and apparatuses of chemical engineering. Angarsk: Press of Angarsk State Technical Academy, 2006.
35. Uzhov V.N. Dust removal from industrial gases. Moscow: Khimia, 1981.
36. Van_Krevelen D.W., Hoftijzer P.J. Studies of gas absorption // Rec. Trav. Chim. 1949. V. 68. N 4. p. 221-223.
37. Wilke W. Warmeubergang an Rieselfilme // VDI-Forschungsheft. 490. 1962. 36 S.
38. Yao, Y., Pavlenko, A.N., Volodin, O.A., Effects of Layers and Holes on Performance of Wire Mesh Packing, Journal of Engineering Thermophysics. 2015. V. 24, N. 3.
39. Yoshioka K., Hasegawa S. Heat transfer to falling water film on a vertical surface // J. Nucl. Sci. and Technol. 1975. V.12. N 10. P. 618-625.
40. Ziganshin M.G., Kolesnik A.A., Posokhin V.N. Designing of apparatuses for dust and gas treatment. Moscow: Ekopress–3M, 1998.
41. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А. , Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. /М.: Наука, 1984.
42. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
43. Авдуевский В.С., Галицейский Б.М., Глебов Г.А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике /М.: Машиностроение. 1975. 624 с.
44. Александров И.А Массопередача при ректификации и абсорбции многокомпонентных смесей. Л., «Химия». 1975. 320 с.
45. Александров И.А. Ректификационные и абсорбционные аппараты. Методы расчета и основы конструирования. М.: Химия. 1978. 280 с.
46. Алексеев Д.В., Николаев Н.А., Лаптев А.Г. Комплексная очистка стоков промышленных предприятий методом струйной флотации. Казань: Казан. гос. технолог. ун-т, 2005. 156 с.
47. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринаский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем: Гидравлические и тепловые основы расчета. Л.: Химия, 1979.
48. Барабаш В.М. Процессы переноса в турбулентных потоках с интенсивным внешним источником турбулизации //Теор. основы хим. технол. 1994. Т. 28. № 2. С. 110–117.
49. Башаров М.М., Лаптев А.Г. Комплексная оценка тепломассообменных и энергетических характеристик контактных устройств // Надежность и безопасность энергетики. 2014. №4. С. 50-54.
50. Башаров М.М., Лаптева Е.А. Эффективность охлаждения газов в пенном слое на провальных тарелках //Молодой ученый. № 18. 2015. С. 117-120.
51. Башаров М.М., Лаптева Е.А. Модернизация промышленных установок разделения смесей в нефтегазохимическом комплексе. Казань: Отечество. 2013. 293 с.
52. Башаров М.М., Лаптева Е.А., Хамидуллина Г.К. Модель теплоотдачи при турбулентном гравитационном пленочном течении// Известия ВУЗов. Проблемы энергетики. 2012. № 9-10. С. 40-45.
53. Башаров М.М., Фарахова А.И. Очистка жидкостей от дисперсной фазы в химической технологии и энергетике. Казань: Печать сервис 21 век. 2015. 188с.
54. Белов И.В., Проколов Е.В. Исследование массообмена в системе газовых пузырей и жидкости /Прикладная механика и техническая физика, 1969. № 1. с. 116-121.

55. Блиничев В.Н., Комлев В.Г., Захаров В.М. др. Исследование коэффициентов сопротивления и теплоотдачи слоя насадки // Изв. вузов. Химия и хим. технол. 1987. Т. 30. № 2. С. 124–126.
56. Брагинский Л.Н., Бегачев В.И., Барабаш В.М. Перемешивание в жидких средах: физические основы и инженерные методы расчета /Л.: Химия. 1984.
57. Броунштейн Б. И., Щеголев В.В. Гидродинамика. Массо- и теплообмен в колонных аппаратах /Л.: Химия. 1988.
58. Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф. Псевдоламинарный пограничный слой на затупленном теле, обтекаемом гетерогенным потоком// ТВТ. 2004. Т.42. №1. С. 77-82.
59. Васильев А.С., Федотов Е.В., Павлов В.П. и др. Измерение локальных концентраций при истечении газа в жидкость // Теорет. основы хим. технол. 1967. Т. 1. № 3. С. 349.
60. Войнов Н. А., Николаев Н. А. Пленочные трубчатые газо-жидкостные реакторы. Казань: Изд.Отечество. 2008. 272 с.
61. Войнов Н.А., Жукова О.П., Лукачева О.Н. Массоотдача в проточном газожидкостном биореакторе// Биотехнология. 2014. №1. с.62-66.
62. Волошко А.А., Вургафт А.В., Фролов В.Н. Длина вылета газовой струи в жидкости // Тепло- и массообмен в хим. технологии. Казань: КХТИ. 1981. С. 27.
63. Выборнов В.Г. Исследование влияния негоризонтальности клапанной тарелки на эффективность ее работы// Эффективные технологические конструкции тарелок для ректификационных колонн. М.: ЦИНТИИТЭХИМ, 1968. С. 46–52.
64. Галустов В.С., Беличенко Ю.П. Современные методы, системы и оборудование охлаждения оборотной воды. М.: ЦИНТИНефтемаш. 1988.
65. Ганчев Б.Г., Козлов В.М., Лозовецкий В.В., Никитин В.М. Исследование местных коэффициентов теплоотдачи в пленке жидкости, стекающей по вертикальной поверхности/ Изв. Вузов СССР. Машиностроение. 1970. №9. С. 114-117.
66. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х. Турбулентный пограничный слой при одновременном влиянии продольного градиента давления, вдува (отсоса) и поперечной кривизны поверхности // Теплофизика высоких температур. 2002. Том 40. № 3. с. 436-442.
67. Гарбарук А.В., Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Простая алгебраическая модель турбулентности для расчета турбулентного пограничного слоя положительным перепадом давления // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 1. с. 87-91.
68. Гельперин Н.И., Пебалк В.Л., Кастанян А.Е. Структура потоков и эффективность колонных аппаратов химической промышленности /М.: Химия, 1977. 264 с.
69. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир. 1975. 280 с.
70. Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Байгалиев Б.Е. Теплогидравлический расчет и проектирование оборудования с интенсифицированным теплообменом. Казань: КГТУ, 2004. 432 с.
71. Дементьев Б.А. Ядерные энергетические реакторы. М.: Энергоатомиздат. 1984. 280 с.

72. Дильман В.В., Полянин А.Д. Методы модельных уравнений и аналогий в химической технологии/ М.: Химия. 1988. 304 с.
73. Дмитриева О.С., Дмитриев А.В. Разработка новых градирен для увеличения энергоэффективности промышленных установок// Вестник Казанс. технол. ун-та. 2014. Т.17. №6. с.134-136.
74. Долгов А.Н., Лаптев А.Г. Математическая модель дегазации в насадочных аппаратах. // Изв. ВУЗов. Проблемы энергетики. №5-6. 2012. С. 79-85.
75. Долгова А.Н. Энергосбережение на установках осушки и разделения углеводородных газов: дисс. … канд. техн. наук. Казань, 2013. 172 с.
76. Долгова А.Н., Лаптева Е.А. Определение эффективности массообменных тарелок колонных аппаратов с учетом неравномерности распределения фаз //Нефтегазовое дело. Элек. журнал № 6. 2013. С. 283-309.
77. Доманский И.В., Соколов В.Н. Обобщение различных случаев конвективного теплообмена с помощью полуэмпирической теории турбулентного переноса // Теор. основы хим. технол. 1968. Т. 2. № 5. С. 761–767.
78. Дьяконов С.Г., Елизаров В.В., Елизаров В.И. Теоретические основы проектирования промышленных аппаратов химической технологии на базе сопряженного физического и математического моделирования. Федер. агентство по образованию. Казан. гос. технол. ун-т. Казань: КГТУ. 2009. 456с.
79. 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.
80. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Кинетика массопередачи на колпачковых тарелках с учетом неравномерности распределения фаз в барботажном слое // Хим. и нефтегазовое маш-е. 1993. № 9. С. 5-8.
81. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование массотеплопереноса в промышленных аппаратах на основе исследования лабораторного макета// Теор. основы химич. технол. 1993. Т. 27. № 1. С. 38-50.
82. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Моделирование процессов разделения на контактных устройствах промышленных колонн // Журнал приклад. химии. 1993. Т. 66. № 1. С. 92–103.
83. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Модель массоотдачи в барботажном слое на основе концепции активного (входного) участка // Теор. основы химич. технол., 1991. Т.25. №6. С.783-795.
84. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Определение эффективности массообменных устройств на основе метода сопряженного физического и математического моделирования // Теор. основы химич. технол. 1992. Т. 26. № 1. С. 33–42.
85. Дьяконов С.Г., Елизаров В.И., Лаптев А.Г. Теоретические основы и моделирование процессов разделения веществ. Казань: Изд-во Казанск. ун-та. 1993. 437 с.
86. Дьяконов С.Г., Лаптев А.Г. Обобщение гидродинамической аналогии на градиентные потоки // Теор. основы химич. технол. 1998. Т. 3. № 3. С. 229–236.
87. Дьяконов С.Г., Лаптев А.Г., Данилов В.А. Определение объемных коэффициентов массоотдачи на прямоточных клапанных тарелках по математической модели // Хим. пром-ть. 1991. № 8. С. 499.

88. Дьяконов С.Г., Сосновская Н.Б, Клинова Л.П. и др. Исследование диффузионных пограничных слоев методом голографической интенферометрии// Докл. АН СССР. 1982. Т. 264.№ 4. С. 905-908.
89. Живайкин Л.Я., Холостых В.И., Бляхер И.Г. Теплообмен между вертикальной стенкой и стекающей пленкой жидкости при ее охлаждении // Изв. Вузов. СССР. Энергетика. 1978. №4. С. 132-135.
90. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука. 1982. 471 с.
91. Жукаускас А.А., Улинскас Р. Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб / Вильнюс: Москва, 1986.
92. Зиганшин М.Г., Колесник А.А., Посохин В.Н. Проектирование аппаратов пылегазоочистки. М.: Экопресс. 1998.
93. Ибрагимов М.Х., Субботин В.И., Бобков В.П. и др. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах /М.: Атомиздат. 1978.
94. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. /М.: Энергоиздат. 1981.
95. Каган А.М., Лаптев А.Г., Пушнов А.С., Фарахов М.И. Контактные насадки промышленных тепломассообменных аппаратов. Казань: Отечество. 2013. 454 с.
96. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах / М.: Машиностроение. 1990. 206 с.
97. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии: М.: ООО ТИД Альянс. 2005.
98. Кафаров В.В., Шестопалов В.В., Комиссаров Ю.А. Исследование структуры потока жидкости на клапанной тарелке // Тр. Москов. хим. тех. ин-та. 1975. Вып. 88. С. 118-120.
99. Кафаров В.В., Шестопалов В.В., Комиссаров Ю.А., Ефанкин В.Г. Исследование структуры потока жидкости на ситчатых тарелках промышленного масштаба // Теор. осн. хим. технол. 1974. Т.8. №5. С. 732-738.
100. Кафаров В.В., Шестопалов В.В., М., Бельков В.П. Продольное перемешивание жидкости на колпачковой барботажной тарелке // Журн. прикл. химии. 1971. Т.44. №8. С. 1809-1814.
101.Кишиневский М.Х., Корниенко Т.С. К вопросу тепло- и массоотдачи от гладкой стенки трубы к турбулентному потоку жидкости // Теор. основы хим. технол. 1967. Т. 1. № 3. С. 456–462.
102.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.
103. Коган В.Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии /Л.: Химия, 1977.592с.
104. Колтунова Л.Н., Аэров М.Э. Массоотдача на начальном участке газовой струи, вытекающей в жидкость // Теорет. основы хим. технол. 1982. Т. 16. № 2. С. 161.
105. Комелик В.В., Орлик В.Н., Зеленцов В.В., Гермашев А.И. Математическая модель процесса охлаждения воды в градирнях с распылительными форсунками // Химич. пром-ть, 2001. №3. С. 51-56.

106. Комиссаров Ю.А. Гордеев Л. С., Вент Д.П. Основы конструирования и проектирования промышленных аппаратов. М.: Химия. 1997.
107. Комиссаров Ю.А., Гордеев Л.С., Вент Д.П. и др. Процессы и аппарата химической технологии, учебное пособие для вузов /М.: Химия. 2011. 1230с.
108. Комиссаров Ю.А., Кафаров В.В., Амангалиев С., Те А.Ю. Эффективность массопередачи с учетом реальной структуры потока жидкости на барботажных тарелках с переливом // Теор. основы химич. технол. 1983. Т. 17. № 1. С. 3-9.
109. Копылов А.С., Лавыгин В.М. Очков В.Ф. Водоподготовка в энергетике. М: Издательский дом МЭИ. 2006. 309с.
110. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Захарченко В.Ф. и др. Основы прикладной аэрогазодинамики. /М.: Высшая школа. 1991. 358 с.
111. Кулов Н.Н., Гордеев Л.С. Математическое моделирование в химической технологии и биотехнологии // Теор. основы химич. технол. 2014. Т. 48. № 3. С. 243-248.
112. Кулов Н.Н., Слинько М.Г. Современное состояние науки и образования в области теоретических основ химической технологии // Теор. основы химич. технол. 2004. Т. 38. № 2. С. 115-122.
113. Кутателадзе С.С. Консервативные свойства пристенной турбулентности // Теор. основы химич. технол. 1971. Т. 5. № 1. С. 3–12.
114. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат. 1979. 416 с.
115. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидромеханическое сопротивление. М.: Энергоиздат. 1990. 367 с.
116. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
117. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем /М.: Издательский дом МЭИ. 2007. 374 с.
118. Лаптев А.Г. Модели переноса и эффективность жидкостной экстракции/ Казань: Казан. гос. энерг. ун-т. 2005. 229 с.
119. Лаптев А.Г. Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов / Казань: Изд-во Казанск. ун-та. 2007. 500 с.
120. 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. 1995. 404 с.
121. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Башаров М.М. и др. Энерго- и ресурсосберегающие технологии и аппараты очистки жидкостей в нефтехимии и энергетике / Казань: Вестфалика. 2012. 410 с.
122. Лаптев А.Г., Башаров М.М., Лаптева Е.А. Эффективность тепло- и массоотдачи в насадочных слоях //Фундаментальные исследования №11 2015. С. 278-282.
123. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М. Математические модели переноса импульса в пограничном слое// Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 3. С. 567-575.
124. Лаптев А.Г., Башаров М.М. Математическая модель и расчет коэффициентов теплоотдачи в шероховатых каналах при турбулентном режиме // Инженерно-физический журнал, 2015. Т.88. №3. С. 656-662.

125. Лаптев А.Г., Башаров М.М. Определение эффективности очистки газов от дисперсной фазы вихревыми элементами // Изв. вузов Химия и хим. технол. 2013. №6. С.20-25.
126. Лаптев А.Г., Башаров М.М. Эффективность осаждения аэрозолей в газосепараторах различных конструкций// Журнал приклад. химии. 2013. Т.86. №8. С.1214-1220.
127. Лаптев А.Г., Башаров М.М., Исхаков А.Р., Эффективность сепарирующих контактных устройств в демистерах // Газовая промышленность. 2015. № 11. С. 32-94.
128. Лаптев А.Г., Башаров М.М., Фарахова А.И. Эффективность турбулентной сепарации мелкодисперсной фазы в тонкослойных отстойниках // Энергосбережение и водоподготовка. 2011. № 5. С. 43-46.
129. Лаптев А.Г., Ведьгаева И.А. Устройство и расчет промышленных градирен. Казань: Казанский гос. энерг. ун-т. 2004. 180 с.
130. Лаптев А.Г., Данилов В.А. Двухмерная модель процессов переноса на барботажной тарелке при многокомпонентной ректификации // Инж.- физ. журнал. 2003. Т.76. №4. С.66-72.
131. Лаптев А.Г., Данилов В.А., Вишнякова И.В. Определение эффективности охлаждения оборотной воды в градирне // Теплоэнергетика. 2004. № 8. С. 61–65.
132. Лаптев А.Г., Дьяконов С.Г., Елизаров В.И. Определение скорости на межфазной поверхности в турбулентных газо(паро)жидкостных потоках // Теор. основы химич. технол. 1994. Т.28. №3. С.200-206.
133. Лаптев А.Г., Елизаров В.И., Дьяконов С.Г. Определение объемных коэффициентов массоотдачи в газо(паро) жидкостном слое на промышленных контактных устройствах при масштабном переходе // Изв. вузов Химия и хим. технол. 1991. Т.34. №6. С.97-101.
134. Лаптев А.Г., Крылова А.Н. Структурированная контактная тарелка для разделения газожидкостных систем // Актуальные инженерные проблемы химических и нефтехимических производств и пути их решения: сб. тр. Нижнекамск. 2012. С. 34-35.
135. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Обобщение гидродинамической аналогии для различных условий обтекания поверхностей // Вестник Казанс. технол. ун-та. 2013. Т. 16. № 23. С. 64-69.
136. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Определение коэффициентов массоотдачи от пузырей в жидкости и эффективности процесса при турбулентном режиме// Химич. промыш. сегодня. 2015. №7. С. 49-55.
137. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Определение режима работы барботажных усреднителей потоков в технологии водоочистки // Экология и промышленность России. 2015. Т.19. №2. С. 60-62.
138. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Математические модели и расчет коэффициентов тепло- и массоотдачи в насадках вентиляторных градирен// Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90. №3. 678-684.
139. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Математическое моделирование в задачах разработки энергоэффективного оборудования в нефтехимии и энергетике// XI Международная научно-практическая конференция . 2015.г. С-Петербург Т.1. С.56-62.

140. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Методы определения конструктивных характеристик и эффективности барботажного флотатора //Вода: химия и экология. №4. 2015. С. 76–80.
141. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Модели и расчет коэффициентов турбулентной вязкости и перемешивания в жидкой фазе барботажного слоя// Вода химия и экология. № 11. 2014.С 42-47.
142. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Модель очистки газов от тонкодисперсной фазы в барботажном слое на основе концепции активного входного участка// Теор. основы хим. технологии. 2015. Т. 49. № 2. С.163.
143. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Модель тепло- и массоотдачи в шероховатых и орошаемых каналах //Теплофизика и аэромеханика.2015. Т. 22. №4. С.453-458.
144. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Модель турбулентности в жидкой фазе барботажного слоя// Междунар. журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2013. № 12. С. 18-22.
145. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Определение коэффициентов турбулентного перемешивания в одно- и двухфазных средах по модели Тейлора// Фундаментальные исследования. 2015. №2-13. С. 2810-2814.
146. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Определение эффективности тепломассопереноса на барботажной тарелке с учетом масштабного перехода // Инж.-физич. журнал. 2015. Т.88. №4. С.782-790.
147. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков на тепломассообменных клапанных тарелках// Новый взгляд. Международный журнал вестник. Новосибирск. Изд-во ЦРНС. 2013. С.92-99.
148. Лаптев А.Г., Лаптева Е.А. Энергетическая модель пылеулавливания тонкодисперсной фазы в пенном слое // Известия высших учебных заведений. Серия: Химия и химическая технология. 2014. Т. 57. № 7. С. 103-107.
149. Лаптев А.Г., Минеев Н.Г., Мальковский П.А. Проектирование и модернизация аппаратов разделения в нефте- и газопереработке / Казань: Печатный двор. 2002. 250 с.
150. Лаптев А.Г., Мисбахов Р.Ш., Лаптева Е.А. Математическая модель массопереноса в жидкой фазе барботажном слоя термического деаэратора //Теплоэнергетика. 2015. № 12. С. 76-80.
151. Лаптев А.Г., Николаев Н.А., Башаров М.М. Методы интенсификации и моделирования тепломассообменных процессов. М. Теплотехник. 2011. 335 с.
152. Лаптев А.Г., Саитбаталов М.В. Аналогия переноса импульса, массы и теплоты в насадочных элементах градирен// Изв. Вузов. Проблемы энергетики. 2009. №1-2. С.140-144.
153. Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Разделение гетерогенных систем в насадочных аппаратах. – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2006. 342с.
154. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Данилов В.А. Повышение эффективности узла щелочности очистки пирогаза в производстве этилена// Химич. пром-ть. 2001. № 10. С. 24.
155. Лаптев А.Г., Фарахов М.И., Минеев Н.Г. Основы расчета и модернизация тепломассообменных установок в нефтехимии. С-Пб: СТРАТА. 2015. 575 с.

156. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М. Математическая модель теплоотдачи в каналах с насадочными и зернистыми слоями// Теплоэнергетика. 2015. №1. С.77-80.
157. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М. Модель массоотдачи в зернистых и насадочных слоях// Изв. высших учебных заведений. Серия: химия и химическая технология. 2013. Т.56. № 6. С. 92-96.
158. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М., Лаптева Е.А. Модели явлений переноса в неупорядочных насадочных и зернистых слоях //Теор. основы химич. технол. 2015.Т. 49. № 4. С. 407-417.
159. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М., Дударовская О.Г. Модели турбулентной вязкости и перемешивания в каналах и насадочных проточных смесителях // Журнал приклад. химии. Т.86. Выпуск 7. 2013. С.1112-1121.
160. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М., Дударовская О.Г. Модель массоотдачи при жидкостной экстракции в турбулентном прямотоке // Инж. физич. журн. Т.88. №1. 2015. 203-209с.
161. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М., Дударовская О.Г. Определение длины насадочной части статического проточного смесителя // Вода: химия и экология. 2014. № 5. С. 94-97.
162. Лаптев А.Г., Шакирова А.Х., Башаров М.М. Модель определения эффективности очистки жидкостей флотацией / Энергосбережение и водоподготовка. 2013. № 5. С. 25-29.
163. Лаптев А.Г., Фарахов Т.М. Математические модели и расчет гидродинамических характеристик пограничного слоя // Политематический сетевой электр. науч. журнал Кубан. госуд. аграрного ун-та. 2012. №08. С. 710 -744.
164. Лаптева Е.А., Ишмуратова Л.М. Комплексная оценка массообменных и энергетических характеристик барботажных тарелок // Молодой ученый № 14. 2015. С. 157-160.
165. Лаптева Е.А., Лаптев А.Г. Ячеечная модель тепломассопереноса в пленочных блоках оросителей градирни // Вестник казан. тенхнол. ун-та (КХТИ). 2015. Т. 18. № 11. С. 181-186.
166. Лаптева Е.А., Саитбаталов М.В. Тепломассообмен и энергоэффективность противоточных пленочных аппаратов. Москва: Теплотехник, 2014. 208с.
167. Лаптева Е.А., Саитбаталов М.В., Фарахов Т.М. Модели расчета турбулентного пограничного слоя у проницаемой стенки //Научный журнал КубГАУ. №89. 2013. С. 1-36.
168. Лаптева Е.А., Фарахов Т.М. Математические модели и расчет тепломассообменных характеристик аппаратов. Казань: Отечество. 2013. 174с.
169. Лаптева Е.А., Фарахов Т.М. Модель турбулентной вязкости в барботажных аппаратах // Вестник КГЭУ. 2012. №11-12. С.26-33.
170. Лаптева Е.А., Шакирова А.Х. Модель перемешивания жидкости в высокослойных барботажных аппаратах// Известие вузов. Проблемы энергетики. 2013. №9/10. С.129-134.
171. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз. 1959. 700 с.
172. Леоньтев А.И., Миронов Б.П., Луговский П.П. Экспериментальное определение критического параметра вдува на пористой пластине // Инженерно-физический журнал. 1966. Том 10. № 4. С. 447-451.
173. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа. 2003. 840с.

174. Лыков А.В. Тепломассообмен. М.: Энергия. 1978. 480 с.
175. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолий. М.: Наука. 1980.176 с.
176. Мигай В.К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. Л.: Энергоатомиздат. 1987. 264 с.
177. Миллионщиков М.Д. Основные закономерности турбулентного течения в пристеночных слоях / Атомная энергия. 1970. Т. 28. №4. С. 317-320.
178. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. /М.: Энергия, 1973.
179. Ненаездников А.Ю. Повышение эффективности атмосферных деаэрационных установок с барботажными устройствами дис. … канд. техн. наук. Иваново.2014. ИГЭУ. 159с.
180. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред /М.: Наука, 1987. 464с.
181. Николаева Л.А., Зуева О.С. Опыт использования моющего реагента AUGE NEO AC 56 для отмывок теплоэнергетического оборудования// Теплоэнергетика. 2015. № 10. С. 56.
182. Николаева Л.А., Зуева О.С. Повышение эффективности работы теплоэнергетического оборудования на основе технологий использования ПАВ// Сб. мат док. Национ. конгресса по энергетике. КГЭУ. 2014. С. 298-304.
183. Олевский В.М. Пленочная тепло- и массообменная аппаратура. М.: Химия. 1988. 239 с.
184. Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Суртаев А.С., Володин О.А., Моисеев М.И., X.Li, Gao L., Zhang X., Sui H., Li H.B. Новый подход к повышению эффективности дистилляционных колонн со структурированной насадкой //Международной научно-технической конференции. Тверь. 2015. С. 3-13.
185. Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Чехович В.Ю., Сандер С., Хоуптон П. Развитие неравномерности распределения состава смеси в структурированной насадке дистилляционной колонны // Теорет. основы химич. технол. 2010. Т.44. № 6 С. 651-659.
186. Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Чехович В.Ю., Жуков В.Е., Сандер С., Хоуптон П. Экспериментальное исследование влияния неравномерности орошения на входе структурированной насадки на эффективность разделения смеси фреонов // Теор. основы химич. технол. 2009. Т. 43. №1. С.3-13.
187. Павлов В.П. К вопросу о возможности масштабных переходов при проектировании барботажных аппаратов // Труды МИХМ. 1969. Т. 1, вып. 1. С. 181.
188. Павлов В.П., Мартюшин Е.И. Масштабный переход от лабораторных и опытных исследований к производству // Химич. пром-ть. 1986. № 8. С. 497–501.
189. Патанкар С.В., Сполдинг Д.Б. Тепло- и массообмен в пограничных слоях / М.: Энергия, 1971.
190. Патент №116064 Россия. Структурированная контактная газожидкостная тарелка/ Лаптев А.Г., Крылова А.Н., Фарахов М.М. №2011151350/05; заявл. 15.12.2011; опубл. 20.05.2012; бюл. № 14. 3 с.
191. Петухов Б.С. Вопросы теплообмена. Избр. тр. /М.: Наука, 1987. 280 с.
192. Пономаренко В.С. О реконструкции вентиряторных градирен// Химич. пром-ть. 1996. №7. С.45.

193. Попов И.А., Махянов Х.М., Гуреев В.М. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань: Центр инновационных технологий. 2009. 560 с.
194. Рабинович Г.Г., Рябых П.М., Хохряков П.А. и др. Расчеты основных процессов и аппаратов нефтепереработки /М.: Химия. 1979.
195. Рамм В. М. Абсорбция газов. М.: Химия. 1976. 655 с.
196. Розен А.М. и др. Масштабный переход в химической технологии: разработка промышленных аппаратов методом гидродинамического моделирования/ М.: Химия. 1980. 320 с.
197. Соколов В.Н., Доманский И.В. Газожидкостные реакторы /Л.: Машиностроение. 1976. 216 с.
198. Соломаха Г.П., Азизов А.Г., Плановский А.Н. Уравнение массоотдачи в газовой фазе на ситчатых тарелках // Теорет. основы хим. технол. 1970. Т. №3. С. 315.
199. Сугак Е.В., Войнов Н.А., Николаев Н.А. Очистка газовых выбросов в аппаратах с интенсивными гидродинамическими режимами. Казань: Школа. 1999.
200. Тарат Э.Я., Мухленов И.П., Туболкин А.Ф., Тумаркина Е.С. Пенный режим и пенные аппараты /Л.: Химия. 1977.
201. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом/ М.: Наука. 1959. 400с.
202. Ужов В.Н. и др. Очистка промышленных газов от пыли/ М.: Химия. 1981.
203. Ульянов Б.А., Бадеников В.Я., Ликучев В.Г. Процессы и аппараты химической технологии. Изд-во Ангарской гос. техн. академии. 2006.
204. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Башаров М.М. Модернизация аппаратов очистки жидкостей от дисперсной фазы в нефтехимическом комплексе // Теоретич. основы химич. технол. 2015. Т. 49. № 6. С. 132-138.
205. Фарахов М.М., Лаптева Е.А., Башаров М.М. Импортозамещение при энергоэффективных модернизациях массообменных колонн в нефтехимии и энергетике// Сб.: Новые задачи технических наук и пути их решения. Сб. статей междунар. научно-практич. конф. г. Уфа, 2014. с. 62-66.
206. Фарахов М.И. Энергоресурсосберегающие модернизации установок разделения и очистки газов и жидкостей на предприятиях нефтегазохимического комплекса. Дисс. … д.т.н. КГТУ. 2009.
207. Фарахов М.И., Лаптев А.Г. Энергоэффективное оборудование разделения и очистки веществ в химической технологии. Вестник Казанского технол. ун-та (КХТИ). 2011. № 9. С. 152-158.
208. Фарахов М.И., Лаптев А.Г., Башаров М.М. Модернизация массообменных аппаратов новыми насадками в химической технологии // Теоретические основы химической технологии. 2015. Т. 49. № 3. С. 247.
209. Фарахов М.М., Лаптев А.Г., Фарахов Т.М. Определение коэффициентов массоотдачи в газовой фазе орошаемых насадочных колонн в противотоке// Междун. журнал прикладных и фундаментальных исследований. 2014. № 9-2. С.50-53.
210. Федеяв В.Л., Власов Е.М., Гайнуллин Р.Ф. Эффективность оросительных градирен// Вестник международной академии холода. 2012. №4. С.35-39.
211. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике/ М.: Наука. 1987. 502.с.

212. Хансона К. Последние достижения в области жидкостной эксракции/ М. Химия. 1974. 448с.
213. Хинце И.О. Турбулентность/ М.: Физматгиз. 1963. 680 с.
214. Холпанов Л.П., Шкадов В.Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела / М.: Наука. 1990. 271 с.
215. Шарапов В.И., Сивухина М.А. Декарбонизаторы/ Ульян. гос. техн. ун-т. Ульяновск: УлГТУ. 200. 204с.
216. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя/ М.: Наука. 1974.
217. Щукин А.В., Козлов А.П., Агачев Р.С., Чудновский Я.П. Интенсификация теплообмена сферическими выемками при воздействии возмущающих факторов; под редакцией акад. В.Е. Алемасова. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та,2003. 143с.
218. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах /М.: Машиностроение. 1982.
219. Ясавеев Х.Н., Лаптев А.Г., Фарахов М.И. Модернизация установок переработки углеводородных смесей. Казань: Издательство «КГЭУ». 2004.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ 3

ВВЕДЕНИЕ 4

РАЗДЕЛ 1 ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ 14

1.1 Модель турбулентной вязкости в барботажном слое на массообменных тарелках 13

1.2 Коэффициент турбулентной вязкости в высокослойных барботажных аппаратах 20

1.3 Модель перемешивания жидкости в высокослойных барботажных аппаратах 26

1.4 Коэффициенты турбулентного перемешивания в одно- и двухфазных средах по модели Тейлора 31

1.5 Определение режима работы барботажных усреднителей потоков в технологии водоочистки 38

1.6 Сопряженное физическое и математическое моделирование структуры потоков в барботажном слое на клапанных тарелках 45

1.7 Модель пылеулавливания тонкодисперсной фазы в пенном слое 62

1.8 Модель очистки газов от тонкодисперсной фазы в барботажном слое на основе концепции активного входного участка 72

1.9 Определение конструктивных характеристик и эффективности барботажного флотатора 80

РАЗДЕЛ 2 ТЕПЛО- И МАССООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ 88

2.1 Модели турбулентного пограничного слоя у проницаемой поверхности 88

2.2 Обобщение гидродинамической аналогии для различных условий обтекания поверхностей 117

2.3 Модель теплоотдачи при турбулентном гравитационном пленочном течении 130
2.4 Массоотдача от пузырей в жидкости и эффективность процесса при турбулентном режиме 137
2.5. Коэффициенты тепло- и массоотдачи в насадках вентиляторных градирен 149
2.6 Ячеечная модель тепломассопереноса в пленочных блоках оросителей градирни 160
2.7 Математическая модель массопереноса в жидкой фазе барботажном слоя термического деаэратора 171
2.8 Эффективность охлаждения газов в пенном слое на провальных тарелках 181
2.9. Эффективность массообменных тарелок с учетом неравномерности распределения фаз 188
2.10 Определение эффективности тепломассопереноса на барботажных тарелках на основе сопряженного физического и математического моделирования 206
2.11 Комплексная оценка массообменных и энергетических характеристик барботажных тарелок 215
ЛИТЕРАТУРА 221