

Академия наук СССР
Ордена Ленина Институт общей и неорганической
химии имени Н. С. Курнакова

На правах рукописи

УДК 66.021.3 + 532.529.5

КУЛОВ НИКОЛАЙ НИКОЛАЕВИЧ

ГИДРОДИНАМИКА И МАССООБМЕН В НИСХОДЯЩИХ ДВУХФАЗНЫХ ПЛЕНОЧНО-ДИСПЕРСНЫХ ПОТОКАХ

Специальность 05.17.08 — Процессы и аппараты
химической технологии

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук

Москва — 1984

Работа выполнена в Ордена Ленина Институте общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова АН СССР.

Официальные оппоненты: академик **В. В. Кафаров**, доктор технических наук, профессор **Н. И. Гельперин**, доктор технических наук профессор **В. В. Дильман**.

Ведущее предприятие — Украинский научно-исследовательский и конструкторский институт химического машиностроения.

Защита диссертации состоится 26 июня

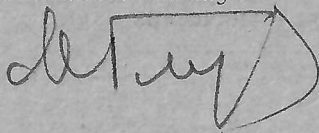
1984 г. на заседании Специализированного совета Д.002.37.01 Института общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова АН СССР по адресу: 117071, Москва, Ленинский проспект, д. 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Автореферат разослан 24 мая 1984 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета,
кандидат химических наук

М. А. ГЛУШКОВА



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Двухфазные пленочные потоки находят широкое применение в современной технике, главным образом в химической технологии и в энергетике. Наиболее сложным оказывается решение химико-технологических задач, поскольку в пленочных абсорберах и ректификационных колоннах, испарителях, конденсаторах, теплообменниках и химических реакторах требуется обеспечить очень широкий спектр рабочих условий. Так, например, диапазон нагрузок по газу (пару) и жидкости, представляющий практический интерес при пленочных и пленочно-дисперсных двухфазных течениях, соответствует изменению скорости газа (пара) почти от нуля до 50 м/с и более и вариации плотности орошения в тысячи раз.

Современные тенденции развития колонного массообменного оборудования свидетельствуют о больших перспективах использования пленочных течений вследствие расширяющегося применения не только трубчатых и пластинчатых аппаратов, но и регулярных насадок, позволяющих проводить процесс в широком диапазоне нагрузок по фазам при пониженных энергозатратах.

Однако распространение в промышленности методов интенсификации тепло-массообмена на основе использования двухфазных газо-жидкостных потоков в значительной мере сдерживается в связи с тем, что общая теория двухфазных течений в настоящее время находится еще в стадии становления, отчасти из-за отсутствия экспериментальных данных фундаментального характера, а существующие эмпирические методы расчета не отражают всех основных сторон явления.

Наименее изучено нисходящее прямоточное движение пленки жидкости и газа. В то же время примеры практической реализации нисходящего прямотока фаз в теплообменниках, десорберах и химических реакторах свидетельствуют, что такая форма организации потоков на ступени контактного аппарата является одним из наиболее перспективных путей интенсификации тепло- и массообмена, снижения габаритов аппарата и их металлоемкости, а в ряде случаев также существенно снижения энергозатрат.

Разработка методов расчета пленочного массообменного оборудования, в особенности для случая нисходящего однонаправленного движения фаз, на основе всестороннего экспериментального и теоретического изучения гидродинамики и массообмена в двухфазных потоках является важной народнохозяйственной задачей. Эта тематика предусмотрена Координационными планами важнейших научно-исследовательских работ АН СССР по направлению "Теоретические основы химической тех-

ислотии" на 1970-75 гг., 1976-80 гг. и 1981-85 гг.

Изучение рассматриваемых в диссертации вопросов представляет и естественнонаучный интерес, поскольку пленочные течения, наряду с пузырями, каплями и струями, - одна из естественных форм движения двухфазных потоков, широко распространенная в природе.

Целью работы было изучение основных закономерностей гидродинамики и массообмена при двухфазном течении жидкости и газа в трубах в режиме нисходящего прямого тока и противотока и создание на этой основе теоретически обоснованных методов расчета для разработки и проектирования интенсифицированного пленочного массообменного оборудования.

Научная новизна. Новое научное направление заключается в теоретической и экспериментальной разработке описания основных закономерностей гидродинамики и массообмена в нисходящих пленочных и пленочно-дисперсных двухфазных потоках на основе анализа особенностей течения пленки в условиях слабого и сильного гидродинамического взаимодействия фаз. В диссертации вскрыты общие закономерности переноса количества движения и массы в нисходящих пленочных потоках, установлена количественная связь между гидродинамическими параметрами и кинетикой массообмена.

- В результате теоретических и экспериментальных исследований впервые в области слабого гидродинамического взаимодействия фаз:
- дано описание турбулентного течения гладкой пленки жидкости, учитывающее распределение касательного напряжения и влияние молекулярной вязкости во всем потоке, а также удовлетворяющее условию равенства нулю производной скорости на свободной поверхности; экспериментально показано, что средняя толщина пленки, среднерасходная скорость жидкости и профиль осредненной скорости могут быть удовлетворительно описаны на основе предложенных теоретических зависимостей;
 - разработан метод определения и измерена скорость поверхностного слоя пленки жидкости, стекающей по стенке вертикальной трубы, при ламинарно-волновом и турбулентном режимах течения; получены эмпирические зависимости в безразмерных переменных, позволяющие проводить оценку поверхностной скорости во всем практически важном диапазоне нагрузок;
 - измерены волновые параметры (частота, скорость и длина) крупных и мелких волн при гравитационном стекании пленки жидкости в ламинарно-волновом и турбулентном режимах и получены эмпирические зависимости для расчета;

- теоретически решена задача о ламинарном течении газа во входном участке орошаемой трубы при нисходящем прямоточном и протавоточном движении фаз и проанализированы особенности, обусловленные существованием возвратных течений;
- измерены коэффициенты гидравлического сопротивления λ_{GL} и на основе теоретической модели Конобеева-Жаворонкова найдена количественная связь λ_{GL} и волновых параметров стекающей пленки жидкости; количественно показано, что гидравлическое сопротивление орошаемых труб определяется наличием мелких волн на поверхности пленки;
- измерены профили скорости газа и аналитически найдена связь между коэффициентом неоднородности поля скоростей и коэффициентом гидравлического сопротивления при ламинарном и турбулентном течении газа в орошаемых трубах;
- на основе экспериментальных исследований получены корреляционные зависимости для расчета массоотдачи в трубчатых пленочных колоннах различной длины при свободном стекании и в условиях нисходящего прямотока и противотока фаз;
- раскрыт механизм влияния волн и турбулентных пульсаций на скорость массообмена и предложены модели массоотдачи в пленке жидкости при ламинарно-волновом и турбулентном режимах течения, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными;
- в области сильного гидродинамического взаимодействия фаз:
- на основе экспериментального исследования предложены корреляционные соотношения для независимого расчета средней толщины пленки и коэффициентов гидравлического сопротивления;
- получена карта режимов брызгоуноса и корреляционные соотношения для расчета количества уносимой потоком газа жидкости; количественно установлена закономерность изменения брызгоуноса по длине трубы;
- получена карта режимов массоотдачи в жидкой фазе, охватывающая область слабого (два ламинарно-волновых и турбулентный) и сильного (два режима) взаимодействия фаз;
- на основе экспериментального исследования предложены корреляционные соотношения для расчета коэффициентов массоотдачи, учитывающие изменение скорости массообмена по длине колонны;
- разработана теоретическая модель массообмена в условиях брызгоуноса, которая хорошо коррелируется с экспериментальными данными.

Практическая ценность и реализация работы.

1. Результаты теоретического и экспериментального исследования закономерностей гидродинамики и кинетики массообмена при физической абсорбции в условиях нисходящего прямооточного движения фаз позволили получить расчетные соотношения для определения основных характеристик пленочных аппаратов (средней толщины пленки, средней и поверхностной скорости ее течения, потерь напора, брызгоуноса, коэффициента массоотдачи в жидкой фазе, критических скоростей, характеризующих границы режимов) во всем диапазоне нагрузок, который может быть реализован на практике.

2. Полученные расчетные соотношения составили основу методов расчета промышленного оборудования, вошедших в Руководящие технические материалы Мляхмаша РТМ 26-01-71-75 "Испарители со стекающей пленкой. Методика теплового и гидродинамического расчета", а также использованы в РТМ 26-01-138-82 "Аппараты выпарные пленочные в восходящей пленкой (Метод теплового и гидравлического расчета)".

3. Результаты диссертационной работы и методы расчета нашли применение при проектировании высокоэффективных пленочных аппаратов для установок очистки сточных вод производства аммиака (Гродненское ПО "Азот"), регенерации абсорбентов (Новочеркасский завод синтетических продуктов - НЗСП), отдувки водорода и других горючих примесей из раствора моноэтаноламина (ГИАП) и др.

4. Десорбционные колонны на ГПО "Азот" успешно прошли испытания и находятся в промышленной эксплуатации. Экономический эффект от их внедрения составляет 284,86 тыс. рублей в год. Экономический эффект от использования методов расчета испарителей со стекающей пленкой только в разработках УкрНИИХиммаша составляет 91,515 тыс. рублей в год. Ожидаемый экономический эффект от внедрения одного регенератора на НЗСП составляет около 150 тыс. рублей в год, от внедрения пленочного десорбера для отдувки водорода на крупных агрегатах производства аммиака - 434,0 тыс. рублей в год на I агрегат.

Апробация работы. Результаты работы должны были на 4-м (1972 г.) и 6-м (1978 г.) Международных конгрессах по инженерной химии, химическому оборудованию и автоматизации химико-технологических процессов (ХИСА); на II-м (1976 г.) и I2-м (1981 г.) Менделеевских съездах по общей и прикладной химии; на международных семинарах "Будущее энергетики - проблемы тепло- и массообмена" (Дубровник, 1975 г.), "Перенос количества движения, теплоты и массы в двухфазных энергетических и химических системах" (Дубровник, 1978 г.).

"Тепло- и массообмен в химически реагирующих системах" (Минск, 1983 г.), XX Сибирском теплофизическом семинаре (1976 г.); на I-м (1979 г.) и 2-м (1983 г.) Всесоюзном совещании по проблеме "Абсорбция газов", на 2-й (1980 г.) и 3-й (1983 г.) Всесоюзной научной конференции "Современные машины и аппараты химических производств". Отдельные результаты работы использованы в монографиях (В.М.Рамм, Абсорбция газов, Изд. 2-е.М.: Химия, 1976; П.Г.Романков, М.И.Курочкина, Гидромеханические процессы химической технологии. Л.: Химия, 1982).

Объем работы. Диссертация состоит из введения, 10 глав, выводов, списка литературы и приложений, включает 285 стр. машинописного текста и 98 рисунков. В приложении содержится 8 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Весь материал диссертации разделен на две части: перенос количества движения и массы при слабом (главы I - 4) и при сильном (главы 5 - 9) гидродинамическом взаимодействии фаз. Это вызвано тем, что постепенное изменение количественных характеристик системы - нагрузок по фазам - приводит при некоторых критических значениях этих величин к качественно новому типу взаимодействия потоков.

В достаточно широкой области изменения нагрузок течение газа не оказывает существенного влияния на среднюю толщину пленки, скорость движения ее поверхности и волновые характеристики. В этом режиме, который будем называть областью слабого гидродинамического взаимодействия фаз, уноса капель жидкости газовым потоком не наблюдается.

Если при противоточной организации движения газа и жидкости явление захлебывания характеризует начало сильного взаимодействия фаз и кладет резкую грань между двумя видами пленочного течения - противоточного и восходящего прямоточного, - то в случае нисходящего прямотока переход от слабого к сильному гидродинамическому взаимодействию фаз, казалось бы, не столь очевиден. Однако и в этом случае экспериментальный материал, характеризующий изменение толщины пленки, потерь напора и скорости массообмена от расхода газа и плотности орошения свидетельствует о сравнительно быстром, резком переходе от одних закономерностей, справедливых при слабом взаимодействии, к другим, свойственным сильному гидродинамическому взаимодействию фаз. Это позволяет найти количественную связь между числами Рейнольдса для пленки жидкости и потока газа, определяющую границу рассматриваемых областей. При сильном гидродинамическом

взаимодействии фаз волнообразование, толщина и скорость течения пленки начинают существенно зависеть от скорости газового потока, а с гребней волн срываются капли жидкости. Структура двухфазного потока резко изменяется.

Таким образом, использование различных по структуре корреляционных уравнений и механизмов, их объединяющих, для случаев слабого и сильного взаимодействия фаз отражает физическую сущность явлений.

В основу изложения каждой части диссертации, как и всего материала в целом, положен системный принцип, ориентирующий на последовательный, поэтапный поиск конкретных механизмов целостности изучаемого объекта и выявление типологии его связей.

Часть I

ГИДРОДИНАМИКА И МАССООБМЕН ПРИ СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКА ГАЗА СО СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКОЙ ЖИДКОСТИ

Глава I. Свободное стекание пленки жидкости

При теоретическом описании течения пленок по твердым гладким поверхностям часто принимают, что свободная поверхность также гладкая, игнорируя ее сложную волновую структуру. Несмотря на значительное упрощение реальной картины течения, такой подход в ряде случаев позволяет получить полезные результаты.

Теория ламинарного течения гладких плоских пленок жидкости была разработана Нуссельтом. Попытки описания турбулентного течения гладкой пленки, начиная с работ Кутателадзе и Стириковича и Даклера с сотрудниками, предпринимались неоднократно. Во всех случаях использовались закономерности для однофазного потока в гладких трубах. Работы различных исследователей отличаются главным образом числом и размером зон, на которые делят пленку, и выражениями для турбулентной вязкости. Все эти модели имеют два общих недостатка: разрывы производной скорости в точках сшивки зон и невозможность получить точное выражение для скорости на поверхности пленки жидкости.

В настоящей работе на основе модели, развитой Миллионщиковым, дано описание турбулентного течения гладкой пленки жидкости, учитывающее распределение касательного напряжения и влияние молекулярной вязкости во всем потоке, а также удовлетворяющее условию равенства нулю производной скорости на свободной поверхности.

Интеграл уравнения

$$[\eta_h + a(\eta - \eta_\delta)(\eta_h - \eta)] \frac{d\eta}{d\eta} = \eta_h - \eta, \quad (1)$$

где $\eta_\delta = 7,8$, $a = 0$ при $\eta < \eta_\delta$ и $a = 0,39$ при $\eta \geq \eta_\delta$, позволяет в аналитической форме получить профиль осредненной скорости в пленке.

Связь между параметром η_h и Re_L находится из условия постоянства расхода

$$Re_L = 10,2(\eta_h - 7,8) \ln \eta_h + 11,2\eta_h - 242 + \frac{1845}{\eta_h}, \quad (2)$$

а средняя толщина пленки h и осредненная скорость течения \bar{u}_L определяются простыми соотношениями $h = \theta \eta_h^{2/3}$ и $\bar{u}_L = v_o Re_L / 4 \eta_h$.

Скорость на поверхности пленки жидкости u_1 может быть рассчитана по формуле

$$u_1 = \frac{v_o}{\eta_h} [2,6(\eta_h - 5,1) \ln \eta_h + 5,4\eta_h - 82]. \quad (3)$$

Профили осредненных во времени локальных скоростей в пленке воды были измерены с помощью лазерного доплеровского анемометра ДИСА. Опыты проводили в наклонном лотке ($\alpha = 1^\circ 4'$), чтобы увеличить толщину слоя и по возможности избежать сильного волнообразования на свободной поверхности. Лоток, изготовленный из органического стекла, имел ширину 150 мм и длину 1530 мм. Измерения проводили в его центральной части на расстоянии 1060 мм от входа. Развитое турбулентное течение в этих условиях наблюдалось при $Re_L \geq 3000$.

В качестве примера на рис. 1 и 2 показаны экспериментальные профили осредненных значений скорости при ламинарно-волновом и турбулентном течении пленки жидкости. Сплошные линии на рисунках рассчитаны по теоретическим формулам. Характер изменения поверхностной скорости с ростом Re_L иллюстрирует рис. 3. В области ламинарно-волнового режима течения экспериментальные данные хорошо согласуются с кривой 2 для гладкой ламинарной пленки жидкости, рассчитанной по формулам Нуссельта. Это свидетельствует о весьма слабом волнообразовании при выбранном наклоне лотка. На рис. 4 (кривая 2) показан характерный профиль продольной составляющей пульсационной скорости при ламинарно-волновом течении. При переходе к турбулентному режиму течения форма профиля интенсивности турбулентности, как показали наши измерения, не меняется, хотя численная величина отношения $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_L$ возрастает и в диапазоне Re_L от 3000 до 10000 составляет примерно 0,15.

В результате экспериментальной проверки можно считать установленным, что средняя толщина пленки и профили осредненной скорости для ламинарно-волнового и турбулентного режимов течения жид-

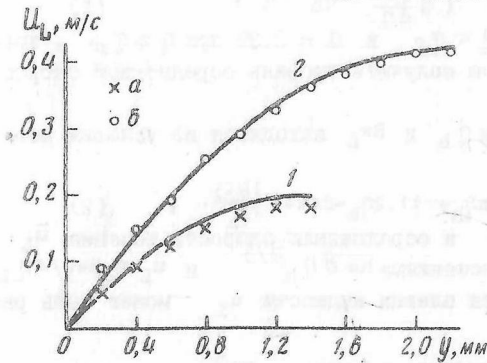


Рис. 1. Профили скорости при ламинарно-волновом течении пленки: а - $Re_L = 880$, б - $Re_L = 2690$; 1, 2 - рассчитано по формуле Нуссельта

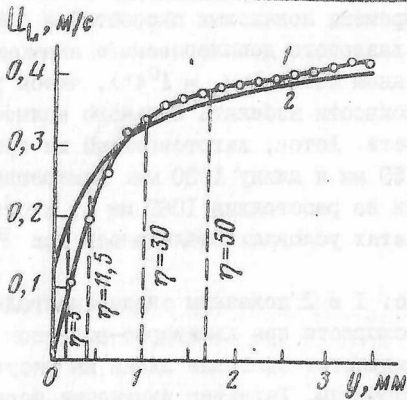


Рис. 2. Профиль скорости при турбулентном течении пленки ($Re_L = 6000$): 1 - экспериментальная кривая; 2 - теоретический расчет на основе решения уравнения (1)

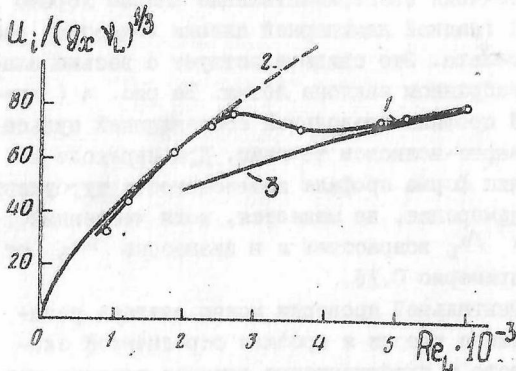


Рис. 3. Скорость по-
верхностного слоя
пленки жидкости: 1 -
экспериментальная кри-
вая; 2 - по Нуссельту
($u_1 = 1,5 \bar{u}_L$); 3 - по
формуле (3)

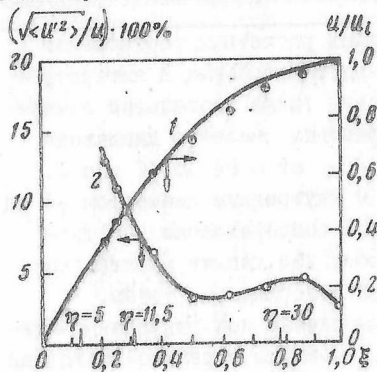


Рис. 4. Распределение интенсивности турбулентности в стекающей пленке жидкости при $Re_L = 1200$; 1 — параболический профиль скорости по Нуссельту; точками показаны экспериментальные значения; 2 — экспериментальный профиль интенсивности турбулентности; $\xi = y/\delta$

кости могут быть удовлетворительно описаны на основе теоретических зависимостей для гладкой пленки. Однако мгновенные значения скорости даже при малых значениях Re_L имеют пульсационный характер. Возникновение этих пульсаций связано с появлением крупных волн и при развитии волнообразования течение, по-видимому, можно рассматривать как перемежающуюся турбулентность. Кроме того установлено, что при развитом турбулентном течении характер распределения пульсационных скоростей, в частности, продольных, существенно отличается от обычного постулируемого в теориях.

Средняя толщина пленки — один из наиболее важных гидродинамических параметров пленочного течения. Выше была показана принципиальная возможность определения δ по теоретическим зависимостям. Однако на практике требуется проводить этот расчет с достаточно высокой степенью точности ($\sim 5\%$) и в широком диапазоне изменения физико-химических свойств среды, в особенности вязкости.

Обычно экспериментальные значения средней толщины пленки сравнивают с расчетом по уравнениям для плоского слоя жидкости. Большинство опубликованных данных получено при стекании пленки воды в трубах диаметром более 10–15 мм в области умеренных плотностей орошения, когда $2\delta \ll D$. Однако при увеличении вязкости жидкости и(или) плотности орошения на величину δ начинает влиять кривизна трубы. Обработка экспериментальных результатов на основе представлений о стекании по плоской стенке может привести к малообоснованному введению эмпирических поправок для дополнительного учета кажущегося влияния вязкости или к изменению величины

показателя степени при Re_L в эмпирических формулах для турбулентного течения пленки.

Выбор достаточно простых и надежных расчетных соотношений потребовал критического рассмотрения опубликованных в литературе экспериментальных данных. Были проведены также тщательные измерения толщин пленки воды и водно-глицериновых смесей в диапазоне Re_L от 100 до 50000 при изменении μ_L от 0,84 до 40 мПа·с. Опыты проводили в вертикальной трубе с внутренним диаметром 25 мм и высотой 2,4 м. Измеряли электрическое сопротивление участков пленки жидкости, заключенных между тремя кольцевыми электродами, запрессованными заподлицо с внутренней поверхностью трубы.

Значительная часть опытов была выполнена при вынужденном течении предварительно насыщенного водой воздуха в режиме нисходящего прямоочного движения газа и пленки жидкости (во всех опытах выполнялось условие $Re_{GU} < Re_{GU}^*$).

Установлено, что для определения средней толщины пленки с точностью примерно $\pm 5\%$ в области ламинарно-волнового течения ($Re_L \leq 1600$) можно использовать уравнение Нуссельта с поправкой на влияние кривизны трубы

$$h \left(1 \pm \frac{2h}{D} \right)^{1/3} = 0,908 \theta Re_L^{1/3}, \quad (4)$$

а при турбулентном течении ($Re_L > 1600$) соотношение

$$h \left(1 \pm \frac{2h}{D} \right)^{1/3} = 0,135 \theta Re_L^{7/12}. \quad (5)$$

Последнее, без учета поправки, нетрудно получить из уравнения Блазиуса, приняв во внимание, что для пленочного течения $Re_{LU} = Re_L$. Формула (5) при $Re_L > 3000$ хорошо согласуется со значительно более трудоемким расчетом по теоретической модели (I). Поправку $\left(1 \pm \frac{2h}{D} \right)^{1/3}$ следует учитывать при $(h/D) \geq 0,075$, когда систематическая ошибка начинает превышать 5%. Знак плюс в скобках соответствует стеканию жидкости по наружной, а минус - по внутренней стенке вертикальной трубы.

Таким образом, модель гладкой пленки в большинстве рассмотренных выше случаев позволяет достаточно хорошо описать осредненные характеристики течения жидкости.

Влияние волнообразования проявляется при попытке оценить скорость поверхностного слоя жидкости. Это важный параметр пленочного течения, необходимый во многих случаях, в том числе и при определении относительной скорости газового потока. Согласно теории Нуссельта, безразмерная поверхностная скорость $w_1 = u_1/\bar{u}_L = 1,5$. Капца

показал, что при установившемся периодическом волновом течении поверхностная скорость в пределах длины волны претерпевает существенные изменения и может быть охарактеризована осредненной величиной $w_1 = 1,34$, т.е. волнообразование приводит к снижению w_1 по сравнению с величиной 1,5 для гладкой пленки.

Однако долгое время ошибочно полагали, что возникновение волн, напротив, приводит к увеличению w_1 до 2,2 (данные различных исследователей показаны на рис. 6). В действительности измерялась не поверхностная скорость, а скорость перемещения крупных волн.

В настоящей работе был использован метод измерения, позволяющий оценить эффективную скорость движения всей поверхности волновой пленки жидкости. Метод основан на использовании исходящего примотока фаз в орошаемой трубе и суть его заключается в том, что форма профиля скорости газа и знак перепада давления при слабом гидродинамическом взаимодействии фаз зависят от соотношения между скоростью u_1 поверхностного слоя жидкости, к которому прилипает газ, и среднерасходной скоростью газа \bar{u}_G . При $u_1 = \bar{u}_G$ профиль скорости по всей трубе однородный и $\Delta P_{GL} = 0$. Экспериментальные данные, полученные на системе вода-воздух в вертикальной трубе $D = 26,1$ мм, $L = 1990$ мм представлены на рис. 5 кривой 2 и обобщаются эмпирическими соотношениями вида

$$u_1 / (\rho \gamma_L)^{1/3} = A \text{Re}_L^B \quad (6)$$

где для переходного режима ($35 \leq \text{Re}_L \leq 80$) $A = 1,28$; $B = 0,35$; первого ламинарно-волнового режима ($80 \leq \text{Re}_L \leq 280$) $A = 0,29$; $B = 0,69$; второго ламинарно-волнового режима ($280 \leq \text{Re}_L \leq 1600$) $A = 0,49$; $B = 0,60$ и для турбулентного режима ($\text{Re}_L > 1600$) $A = 1,44$; $B = 0,45$.

Таким образом, установлено, что развитое волнообразование приводит к снижению скорости поверхностного слоя по сравнению с гладкой пленкой.

Глава 2. Волновые характеристики стекающих пленок жидкости

Любые попытки понять и описать механизм переноса количества движения, теплоты и массы при пленочных течениях требуют сведений о волновой структуре поверхности.

Теоретическому описанию волнового течения тонких слоев жидкости, начиная с серии работ П.Л.Капицы, выполненных в 1948 году, посвящены десятки исследований. Во всех этих работах рассматривается стационарный периодический волновой режим, который принято называть регулярным. Волны при регулярном режиме близки к синусоид-

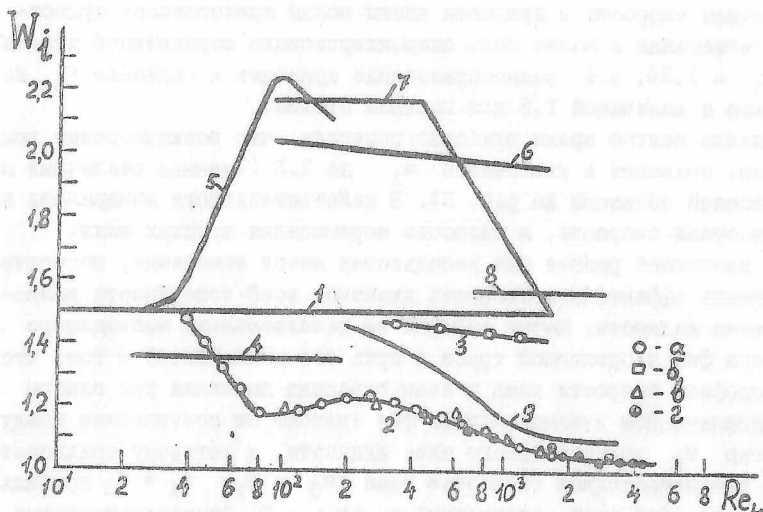


Рис. 5. Зависимость безразмерной поверхностной скорости w_1 от числа Рейнольдса для пленки жидкости, стекающей по вертикальной поверхности: 1 - для гладкой ламинарной пленки, $w_1 = 1,5$; 2 - наши экспериментальные данные для пленки воды, стекающей по внутренней стенке вертикальной трубы ($D = 26,1$ мм, $L = 1990$ мм) в области ламинарно-волновых и турбулентного режимов течения; 3 - при добавлении к воде ПАВ; 4 - по вычислениям Капицы для регулярного волнового режима, $w_1 = 1,34$; 5 - по данным Фридмана и Миллера (1941); 6 - по данным Джексона, Джонсона и Цеглиске (1951); 7 - по данным Брауера (1956); 8 - по данным Фулфорда (1964); 9 - по данным Брауна, Экштейна и Хиби (1971); а - по измерению профиля скорости на расстоянии 1920 мм от верхнего среза трубы; б - то же, при добавлении к воде ПАВ; в - на расстоянии 750 мм от верхнего среза; г - по измерениям перепада давления дальним.

К сожалению, регулярный волновой режим по многочисленным наблюдениям различных исследователей может существовать лишь при очень низких плотностях орошения и то лишь на начальном участке вблизи от оросителя, либо может быть создан искусственно за счет вынужденных возмущений стекающей пленки жидкости.

Реальные волновые профили имеют ясно выраженную члужволновую

структуру. Существуют крупные напывообразные волны и мелкие волны (рябь). Несмотря на стохастический характер волнообразования каждый из двух типов волн может быть охарактеризован средними значениями амплитуды, длины, частоты и скорости перемещения.

Для выяснения характерных режимов волнообразования и установления количественных закономерностей был проведен цикл работ по определению волновых параметров при стекании пленки воды ($T_L \approx 20^\circ\text{C}$) по внутренней стенке трубы диаметром 25 мм и общей длиной 2,8 м. Колонна состояла из царг, что позволило изучать изменение волновых характеристик по длине трубы. Отдельные опыты в режиме слабого гидродинамического взаимодействия фаз проводили также в орошаемой трубе длиной 10 м и диаметром 31,8 мм. Измерения проводили методом локальной электропроводности с датчиками различной конструкции. При обработке данных волны разделяли по амплитуде на крупные ($h_{\max} > h$, $h_{\min} < h$, $h_{\max} - h_{\min} > \frac{1}{2} (\langle h_{\max} \rangle - \langle h_{\min} \rangle)$) и мелкие ($h_{\max}, h_{\min} < h$).

Оказалось, что наиболее сильное изменение волновых параметров при гравитационном стекании жидкости по вертикальным поверхностям наблюдается на расстоянии до 1,5 м от оросителя. Последующее изменение параметров крупных волн по длине трубы происходит весьма медленно. Поэтому орошаемые трубы можно разделить условно на короткие ($L < 1,5$ м), в которых необходимо учитывать изменение волновых параметров, и длинные ($L > 1,5$ м), в которых волновой процесс можно считать установившимся.

Зависимость частоты крупных f_B и мелких f_S волн для установившегося волнового режима показана на рис. 6.

Значения f_B и f_S могут быть оценены по эмпирическим уравнениям для крупных волн (линии 1 - 4)

$$f_B = A_1 \text{Re}_L^{B_1} \quad (7)$$

где при $30 \leq \text{Re}_L \leq 80$ $A_1 = 3,3 \text{ c}^{-1}$, $B_1 = 0$; $80 \leq \text{Re}_L \leq 200$ $A_1 = 0,36 \text{ c}^{-1}$, $B_1 = 0,5$; $200 \leq \text{Re}_L \leq 1400$ $A_1 = 1,8 \text{ c}^{-1}$, $B_1 = 0,2$; $\text{Re}_L > 1400$ $A_1 = 7,5 \text{ c}^{-1}$, $B_1 = 0$; и для мелких волн (линии 5 - 7)

$$f_S = A_2 \text{Re}_L^{B_2} \quad (8)$$

где при $30 \leq \text{Re}_L \leq 180$ $A_2 = 15 \text{ c}^{-1}$, $B_2 = 0$; $180 \leq \text{Re}_L \leq 1400$ $A_2 = 2,7 \text{ c}^{-1}$, $B_2 = 0,33$; $\text{Re}_L > 1400$ $A_2 = 31 \text{ c}^{-1}$, $B_2 = 0$.

На рис. 7 приведены данные по скорости распространения крупных волн, а на рис. 8 - значения длин волн в широком диапазоне нагрузок по жидкости.

Нетрудно убедиться, что поведение регулярных волн существенно

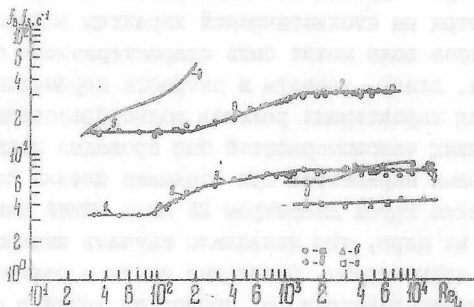


Рис. 6. Частоты волн при гравитационном стекании воды по внутренним стенкам длинных труб: а - ω_B по измерениям на расстоянии 2,4 м от оросителя ($L = 2,8$ м, $D = 25$ мм); б - ω_B при тех же условиях; в - ω_B по измерениям на расстоянии 7,5 м от оросителя в трубе $L = 10$ м, $D = 31,8$ мм; г - ω_B по данным Вебба (1970) на расстоянии 5,48 м ($L = 6,0$ м, $D = 38,2$ мм); линии 8 - ω_B по данным Чу и Даклера (1975) на расстоянии 4,17 м ($L = 4,27$ м, $D = 50,8$ мм); кривая 9 рассчитана по теоретическим формулам Холпанова и др. (1971) для регулярного волнового режима

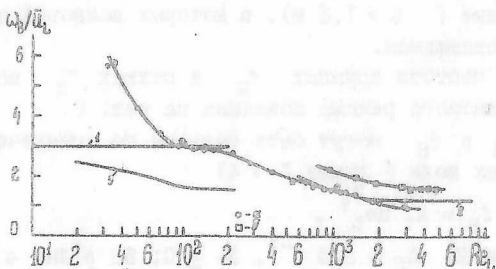


Рис. 7. Зависимость безразмерной скорости распространения крупных волн ω_B / \bar{u}_L от Re_L : а - крупные волны на пленке воды в длинной вертикальной трубе на расстоянии 2,4 м от оросителя; б - данные Вебба (1970) на расстоянии от оросителя 6,0 м; г - теоретическое значение $\omega_B / \bar{u}_L = 3$; 2 - данные Чу и Даклера (1975), вода, расстояние от оросителя 4,17 м; 3 - рассчитанные по теоретическим формулам Холпанова и др. (1971) для регулярного волнового режима

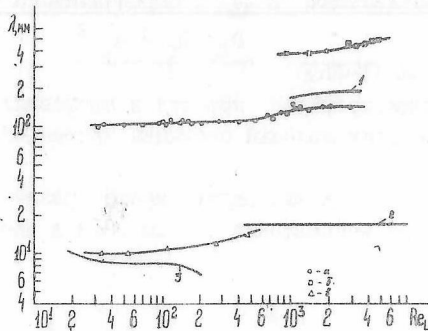


Рис. 8. Длина волн на поверхности пленки воды, стекающей по вертикальным трубам и пластинам: а - λ_B на расстоянии 2,4 м от оросителя; б - λ_B по данным Вебба (1970); в - данные Роговой и др. (1969), вертикальная пластина, измерения вблизи фронта волнообразования; 1 - λ_B по измерениям Чу и Даклера (1975) на расстоянии 4,17 м от оросителя; 2 - λ_S по измерениям Чу и Даклера (1974), расстояние то же; 3 - по формулам Холпанова и др. (1971) для регулярного волнового режима.

отличается от реальных и приближается к мелким только при очень малых плотностях орошения. Частоты крупных и мелких волн различаются в 5 - 6 раз. Так же сильно различаются и длины крупных и мелких волн. Полученные сведения о волновых характеристиках оказываются весьма полезными при интерпретации данных по гидравлическому сопротивлению и массообмену в орошаемых трубах.

Глава 3. Потери напора и профили скорости газа в орошаемых трубах

При расчете и конструировании тепло- и массообменной аппаратуры перепад давления является одной из важнейших характеристик. Поскольку газ при своем движении в режиме слабого взаимодействия фаз не влияет на характер течения жидкой пленки, то в основу анализа гидродинамики газового потока в орошаемых трубах могут быть положены известные закономерности однофазного течения: параболический профиль скорости в установившемся ламинарном потоке и логарифмические и степенные зависимости при турбулентном.

Однако подвижная волнистая шероховатость поверхности стекаю-

Щих пленок жидкости существенно влияет на величину коэффициента гидравлического сопротивления λ_{GL} , определяемого по формуле

$$\Delta P_{GL} = \lambda_{GL} \frac{L}{(D-2h)} \frac{\rho_G (\bar{u}_G \pm u_1)^2}{2}, \quad (9)$$

и приводит к деформации профилей скорости в орошаемых каналах. Исследованию и описанию этих явлений посвящен настоящий раздел работы.

На рис. 9 профили а-д иллюстрируют многообразие возможных ситуаций в зависимости от направления потока газа и соотношения расходов фаз.

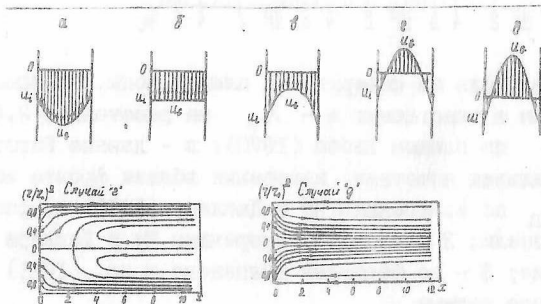


Рис. 9. Различные случаи течения газа в орошаемой трубе (p_1 - статическое давление в верхнем сечении труб, p_2 - в нижнем). Нисходящий прямоток: а - $\bar{u}_G > u_1$, $\Delta P_{GL} = p_1 - p_2 > 0$; б - $\bar{u}_G = u_1$, $\Delta P_{GL} = p_1 - p_2 = 0$; в - $\bar{u}_G < u_1$, $\Delta P_{GL} = p_1 - p_2 < 0$; противоток: г - $\bar{u}_G = 0$ (закрытая труба) или $\bar{u}_G \leq 0,5u_1$, $\Delta P_{GL} = p_2 - p_1 > 0$; д - $\bar{u}_G > |u_1|$, $\Delta P_{GL} = p_2 - p_1 > 0$

Основой для получения расчетных зависимостей, позволяющих определить величину λ_{GL} , является эксперимент. В настоящей работе измерения потерь напора при нисходящем прямоточном и противоточном движении фаз проводили в калиброванной стеклянной трубе $D = 26,1$ мм и $L = 2,0$ м на системе воздух-вода в диапазоне плотностей орошения от $Re_L = 100$ до 4000 и линейных скоростей газа от $Re_G = 0$ до 10000. Перепад давления измеряли на участке практически установившегося течения жидкости и газа. Во всех опытах выполнялось условие $Re_{GU} < Re_{GU}^*$ для нисходящего прямотока и $\bar{u}_G < u_{G, \text{захл.}}$ для противотока.

Опыты, проведенные с добавлением к воде поверхностно-активного вещества (ОП-10 с концентрацией 0,01-0,02 об.%), показали, что в

отсутствие волн гидравлическое сопротивление орошаемых труб λ_{GLO} хорошо описывается известными формулами для ламинарного

$$\lambda_{GLO} = 64 \operatorname{Re}_G^{-1,0} \quad (I0)$$

и турбулентного

$$\lambda_{GLO} = 0,316 \operatorname{Re}_G^{-0,25} \quad (II)$$

течения газа. Здесь $\operatorname{Re}_G = (\bar{u}_G \pm u_1)(D - 2h) / \nu_G$.

Волнообразование на поверхности пленки приводит к увеличению гидравлического сопротивления. Оказалось, что все опытные значения λ_{GL} при постоянной плотности орошения ложатся в логарифмических координатах на линии, параллельные рассчитанным по формулам (I0) и (II). Следовательно, относительное увеличение гидравлического сопротивления $\Lambda = (\lambda_{GL} - \lambda_{GLO}) / \lambda_{GLO}$ для ламинарного и турбулентного течения газа не зависит от Re_G и может быть представлено в виде $\Lambda = f(\operatorname{Re}_L)$.

Обработка большого числа полученных в настоящей работе экспериментальных данных позволила установить, что для наиболее важного для практики случая турбулентного течения газа относительное гидравлическое сопротивление Λ для нисходящего прямого и противотока подчиняется одним и тем же закономерностям

при ламинарно-волновом течении жидкости ($\operatorname{Re}_L < 1600$)

$$\Lambda = 1,74 \cdot 10^{-3} \operatorname{Re}_L^{2/3} + B_1, \quad (I2)$$

при турбулентном течении жидкости ($\operatorname{Re}_L > 1600$)

$$\Lambda = 1,29 \cdot 10^{-4} \operatorname{Re}_L + B_2, \quad (I3)$$

где $B_1 = B_2 = 0$ для противотока и $B_1 = -0,11$, $B_2 = -0,16$ для нисходящего прямого течения.

Таким образом, в эмпирических уравнениях (I2) и (I3) только величина постоянной B отражает особенности, связанные с различием в направлении потока газа относительно волновой поверхности.

Используя результаты измерения волновых параметров, можно дать теоретическую интерпретацию найденных экспериментально зависимостей и выяснить механизм влияния волновой структуры поверхности.

При турбулентном течении газа в шероховатых трубах гидравлическое сопротивление определяется отрывом потока на гребнях выступов. Однако высказывалось предположение (Прандтль, 1935), что волнистая шероховатость не вызывает отрыва потока, хотя и приводит к значительному увеличению сопротивления. Механизм этого увеличения

были не совсем ясны.

Коновбеев и Маворонков (1962), рассматривая течение в трубах с неподвижной волнистой шероховатостью, приняли, что отрыв потока все же происходит, но не на гребне волны, а на внешней границе вязкого подслоя, форма которой повторяет форму волны. Тогда сохраняются закономерности гладкого трения (формула Блазиуса), но к перепаду давления в гладкой трубе добавляется член, обусловленный отрывом потока. Конечная теоретическая зависимость для труб с неподвижной шероховатостью имеет вид

$$\Lambda' = (\lambda_w - \lambda_G) / \lambda_G = 1660 \left(\frac{\Delta}{\lambda} \right)^2, \quad (14)$$

где λ_w - коэффициент сопротивления трению для труб с волнистой шероховатостью, λ_G - рассчитывается по формуле Блазиуса для гладких труб, а величина Δ равна половине полной амплитуды волны, т.е. для стекающей пленки $\Delta = \alpha h$, где α - относительная амплитуда.

Поскольку α и λ очень слабо зависят от Re_L , можно принять $\alpha = 0,46$ и $\lambda = \text{const}$. Тогда, используя формулы (4) и (5) для расчета средней толщины пленки (без учета поправки на кривизну), эмпирические выражения (12) и (13) можно представить в виде

$$\Lambda = \text{const} \left(\frac{h\alpha}{\lambda} \right)^2 + B_{1,2}. \quad (15)$$

Для ламинарно-волнового режима течения жидкости функциональная зависимость (15) выполняется точно, так как $(h\alpha/\lambda)^2 \sim Re_L^{2/3}$, а для турбулентного - значение постоянной зависит от $Re_L^{-0,17}$, поскольку $(h\alpha/\lambda)^2 \sim Re_L^{1,17}$ вместо $Re_L^{1,0}$, согласно (13).

Подставляя в (15) длину мелких волн $\lambda_S \approx 19$ мм, при ламинарно-волновом течении жидкости для противотока получаем

$$\Lambda = 1640 \left(\frac{h\alpha}{\lambda_S} \right)^2; \quad (16a)$$

а для нисходящего прямотока

$$\Lambda = 1640 \left(\frac{h\alpha}{\lambda_S} \right)^2 - 0,11. \quad (16b)$$

Экспериментально найденный коэффициент 1640 практически совпадает с теоретическим значением 1660.

При турбулентном течении пленки величина постоянной зависит от Re_L , однако остается близкой к теоретическому значению. Так, при $Re_L = 1600$ $\text{const} = 1573$, а при $Re_L = 4000$ $\text{const} = 1346$, т.е. отличается от теоретического значения не более чем на 19%. В то же время подстановка длины крупных волн $\lambda_B = 110-140$ мм (см. рис. 8) приводит к увеличению постоянной по сравнению с теор-

ретическим значением в 30-50 раз.

Таким образом, удалось установить истинный механизм влияния волновой поверхности на перенос количества движения в орошаемых трубах. Кроме того, количественно подтвержден важный в научном отношении вывод, что основное влияние на гидродинамическое сопротивление оказывают мелкие, а не крупные волны.

Расчет ламинарного течения газа во входном участке трубы. В работе также теоретически изучено ламинарное течение газа во входном участке вертикальной трубы, орошаемой гладкой пленкой. Расчет этот - весьма кропотливый вследствие образования возвратных течений, показанных на рис. 9. линиями тока для профилей типа "г" ($u_1 \neq 2u_G, \bar{u}_G \neq 0$) и "д". На основе теоретических результатов, найденных приближенными аналитическими методами для течений типа "а" и "в" и численно для течений с возвратными токами, рассмотрены различные частные случаи, в том числе, увлечение газа пленкой жидкости в открытой трубе. Для этого типа течения приведено сопоставление экспериментальных данных, полученных на установке, созданной специально для изучения этого явления, с теоретическим расчетом и получено хорошее согласие.

Профили скорости газа. Измерение скоростей газа в сочетании с данными по гидравлическому сопротивлению позволяет лучше понять характер перестройки профиля скорости, вызванный специфическими особенностями межфазной границы. Кроме того, для решения задач конвективного массо- и теплообмена необходимо иметь аналитическое выражение для описания распределения скорости по сечению потока.

В связи с этим в том же диапазоне нагрузок, что и при измерении перепада давления, исследовали профили скорости газа при установившемся ламинарном и турбулентном течении в орошаемой трубе. В качестве датчика использовали полупроводниковое сопротивление МТ-57 с остеклованной головкой диаметром ~1 мм. Датчик перемещали поперек трубы с помощью микрометрического устройства с точностью $\pm 0,01$ мм.

Опыты показали, что с ростом плотности орошения при противотоке и нисходящем прямотоке степень заполнения профилей увеличивается по сравнению с чисто ламинарным течением. Это приводит к повышению градиента скорости у границы раздела фаз и росту τ_1 . При установившемся движении газа в орошаемой трубе экспериментальное распределение скорости может быть представлено в виде

$$u_{GL} = u_{GLC} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(r/r_0 \right)^2 - \frac{1}{2} \left(r/r_0 \right)^{2+\alpha} \right\}. \quad (17)$$

Здесь u_{GLC} - относительная скорость газа в центре трубы,
 $r_0 = (D/2) - h$, $\alpha = f(Re_L) \geq 0$.

Интегрируя (17) по сечению, найдем среднюю относительную скорость газа

$$\bar{u}_{GL} = u_{GLC} \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{\alpha + 4} \right), \quad (18)$$

откуда

$$\alpha = \frac{16\psi - 8}{3 - 4\psi}, \quad (19)$$

где $\psi = \bar{u}_{GL} / u_{GLC}$ - коэффициент поля. Таким образом, определив скорость на оси газового потока, можно найти α и восстановить весь профиль.

Коэффициент гидравлического сопротивления связан с параметром α и коэффициентом поля соотношениями

$$\lambda_{GL} = \frac{32(\alpha + 4)^2}{(3\alpha + 8)Re_G} = \frac{32}{Re_G \psi (3 - 4\psi)}. \quad (20)$$

Если поверхность пленки гладкая, то $\alpha = 0$ и $\psi = 0,5$.

Результаты измерения профилей скорости хорошо согласуются с данными по гидравлическому сопротивлению.

В турбулентном потоке газа хорошо выполняется закон дефицита относительной скорости

$$\frac{u_{GLC} - u_{GL}}{v_{OGL}} = 5,75 \lg \frac{r_0}{y}, \quad (21)$$

где $v_{OGL} = \bar{u}_{GL} \sqrt{\lambda_{GL}/8}$.

Формула (21) в сочетании с соотношением $(u_{GLC} - \bar{u}_{GL}) = 4,07 v_{OGL}$ позволяет найти зависимость

$$\frac{1}{\psi} = 1 + 1,44 \sqrt{\lambda_{GL}}, \quad (22)$$

хорошо коррелирующую результаты измерений профилей скорости и гидравлического сопротивления при турбулентном течении газа.

Глава 4. Массообмен в стекающих пленках

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных изучению кинетики массообмена в орошаемых трубах. Однако, как показал проведенный в работе обзор эмпирических зависимостей, рекомендовать какие-либо из них в достаточно широкой области изменения рабочих параметров затруднительно. Для массоотдачи в пленке жидкости характерно наличие четырех режимов, сменяющихся по мере увеличения Re_L , - безволнового ламинарного, двух волновых ламинарных и турбулентного.

Недостаточная изученность количественной картины пленочного массообмена, а также необходимость в надежных расчетных формулах

для инженерной практики потребовала проведения тщательного экспериментального исследования массоотдачи в жидкой фазе в орошаемых трубах различной длины.

Изучали десорбцию растворенного кислорода из воды в воздух и абсорбцию диоксида углерода. Опыты проводили при $T_L \approx 20^\circ \text{C}$ в диапазоне Re_L от 180 до 14000. Колонна внутренним диаметром $D = 25$ мм была изготовлена из органического стекла и состояла из царг, что позволяло изменять ее длину ($L = 0,195$ м; $0,60$ м; $0,90$ м и $1,42$ м).

Значительная часть опытов была выполнена при вынужденном течении предварительно насыщенного водой воздуха в режиме нисходящего прямотока. Во всех опытах, принятых к обработке, выполнялось условие $Re_{GU} < Re_{GU}^*$. При $Re_{GU} > Re_{GU}^*$ наблюдалось существенное влияние скорости газового потока на величину β_L .

Результаты экспериментального исследования могут быть представлены в виде следующих корреляционных соотношений:

первый ламинарно-волновой режим ($40 \leq Re_L \leq 200$)

$$Sh_L = 0,011 Re_L^{0,67} Sc_L^{0,5} (\theta/L)^{0,12}, \quad (23a)$$

$$Sh_L = 3,17 \cdot 10^{-3} Re_L^{0,67} Sc_L^{0,5}, \quad (23б)$$

второй ламинарно-волновой режим ($200 \leq Re_L \leq 1200$)

$$Sh_L = 0,356 Re_L^{0,87} Sc_L^{0,5} (\theta/L)^{0,155}, \quad (24a)$$

$$Sh_L = 7,12 \cdot 10^{-2} Re_L^{0,07} Sc_L^{0,5}, \quad (24б)$$

турбулентный режим ($Re_L > 1200$)

$$Sh_L = 2,2 \cdot 10^{-3} Re_L^{0,82} Sc_L^{0,5} (\theta/L)^{0,176}, \quad (25a)$$

$$Sh_L = 3,54 \cdot 10^{-4} Re_L^{0,82} Sc_L^{0,5}. \quad (25б)$$

Для каждого режима приведены по две формулы. Причина заключается в том, что влияние длины трубы L , как было установлено в опытах, становится практически незначительным при длинах труб более $1,4-1,5$ м. Поскольку на этой же длине устанавливается и волновой режим, то оказалось полезным разделить трубы на короткие ($L < 1,5$ м) и длинные ($L > 1,5$ м). Формулы (23б), (24б), (25б) для длинных труб те же, что в формулы (23а) - (25а), но с вырожденной зависимостью от длины.

На рис. 10 эмпирические соотношения (23а) - (25а), представленные линиями I - 3, сравниваются с некоторыми экспериментальными

и теоретическими результатами других исследователей. Заметим, что установленная выше возможность разделить колонны на короткие и длинные требует отдельного сопоставления данных для различных типов колонн. Такой подход приводит к значительно лучшей корреляции результатов различных исследователей.

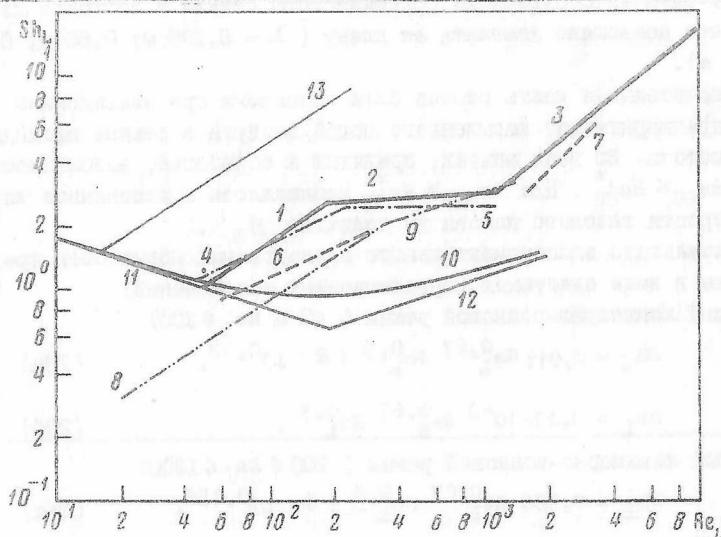


Рис. 10. Сравнение расчета по различным уравнениям для массообмена в пленке жидкости ($L = 1,0$ м; $Sc_L = 526$; $\theta = 4,67 \cdot 10^{-5}$ м; $D_{AB} = 1,9 \cdot 10^{-9}$ м²/с): 1 - по уравнению (23а); 2 - по уравнению (24а); 3 - по (25а); 4, 5 - по формулам Хикита с сотр. (1959); 6, 7 - по формулам Дитнерского и Борисова (1965)

Кривая 10 (Олбрич и Вилд, 1969) и асимптоты для длительных времен контакта ($L > L_{\infty} = 0,36 Re_L Sc_L h$, линия II)

$$Sh_{LO} = 3,76 Re_L^{-1/3} \quad (26)$$

и кратковременного контакта фаз ($L < L_C = 0,0133 Re_L Sc_L h$, линия I2)

$$Sh_{LO} = 0,725 Re_L^{1/3} Sc_L^{1/2} (\theta / L)^{1/2} \quad (27)$$

относятся к массообмену в гладкой ламинарной пленке жидкости. Нетрудно убедиться, что волнообразование интенсифицирует массообмен в 2-2,5 раза. В то же время теоретически показано (Капица, Левич,

Рукенштейн и др.), что регулярное волнообразование может привести к увеличению числа Шервуда не более чем на 15-30%.

Линия 13 иллюстрирует результат теоретического расчета (Холпанов и др., 1967, 1971) для регулярных волн в предположении, что прорастание диффузионного слоя в пленке происходит только на длине волны, а в седловинах волн жидкость полностью перемешивается. Различие между расчетом и экспериментом в этом случае также значительное.

Таким образом, полученные к настоящему времени решения уравнения конвективной диффузии для гладкой и волновой пленки жидкости не позволяют описать кинетику массообмена без дополнительных предположений о характере перемешивания жидкости при волнообразовании.

Воспользуемся полученными ранее сведениями о волновых характеристиках и примем следующую модель массообмена при ламинарно-волновом течении пленки: большая часть внутренней поверхности орошаемой трубы покрыта тонким непрерывным слоем жидкости и лишь очень малая часть занята крупными волнами, которые перемещаются по непрерывному слою, вызывая перемешивание жидкости.

Поскольку волнообразование имеет стохастическую природу, то для принятой картины перемешивания наиболее простой и физической обоснованной моделью будет модель обновления поверхности

$$\beta_L = \sqrt{D_{AL} s} \quad (28)$$

где s - удельная величина обновляемой в единицу времени поверхности.

Нетрудно убедиться, что, если при движении крупной волны, характеризующейся частотой f_B , происходит полное обновление поверхности, то доля обновляемой за единицу времени поверхности будет равна этой частоте, $s = f_B$.

Рисунок II иллюстрирует хорошее согласие экспериментальных данных (сплошная линия 1) для длинных труб с расчетом по модели (28) (пунктирная линия 3) в области второго ламинарно-волнового режима. Частоту крупных волн определяли по приведенным выше эмпирическим зависимостям. Рассматриваемая модель позволила также впервые количественно описать зависимость коэффициентов массоотдачи от длины колонны, которая связана с изменением волновых параметров.

В первом ламинарно-волновом режиме рассчитанные по формуле (28) значения β_L оказались несколько выше экспериментальных. Видимо, в этой области течения наблюдается смешанный механизм массообмена (постепенное прорастание диффузионного слоя и частич-

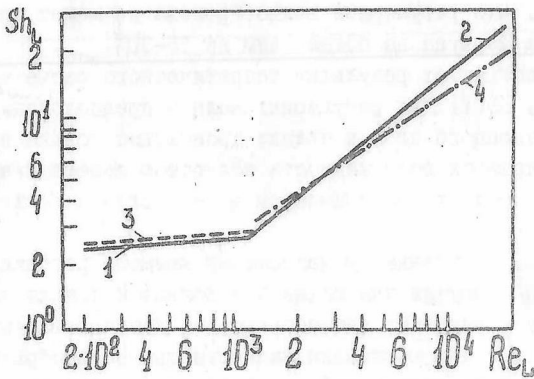


Рис. II. Сравнение экспериментальных значений Sh_L с теоретическим расчетом: 1 - по формуле (24б); 2 - по (25б); 3 - по формулам (28) и (7); 4 - по формуле (34); длинная труба, система воздух-вода при 20°C , $Sc_L = 526$

ное перемешивание в седловинах волн), связанный с частичным обновлением поверхности при волнообразовании.

При турбулентном течении пленки жидкости влияние перемешивания за счет крупных волн становится незначительным. Более интенсивный перенос осуществляется турбулентными пульсациями.

Было предпринято много попыток теоретически предсказать скорость массообмена при турбулентном течении пленки. В большинстве работ рассматривается стационарный перенос вещества в результате турбулентной диффузии, затухающей у границы раздела фаз.

Наиболее широко известная теория Левича (1959) отличается от эксперимента на 200-300%, а в уточненном Дэвисом (1972) варианте различие достигает 5-6 раз. Другие работы по массообмену в турбулентной пленке жидкости более формализованы, чем теория Левича-Дэвиса, и различие их сводится к выбору значений параметров a и n в формуле для коэффициента турбулентной диффузии $D_t = a u^n$. Ни одна из предложенных моделей не позволяет надежно описать экспериментальные данные.

В настоящей работе использован иной подход к решению задачи. Во-первых, массообмен в турбулентной пленке жидкости рассмотрен последовательно с позиций нестационарной диффузии, и, во-вторых, коэффициент массоотдачи выражен через измеряемые в физическом эксперименте величины.

Примем, что турбулентные пульсации, существующие вблизи свободной поверхности, проникают вплоть до самой границы раздела фаз, деформируют и обновляют ее. В мозаике обновленных участков поверхности перенос вещества осуществляется путем нестационарной диффузии и подчиняется выражению (28).

Параметр β есть отношение свежей поверхности ΔS , образующейся в единицу времени, к полной величине межфазной поверхности S . Поскольку поверхностное натяжение δ равно энергии образования единицы площади свободной поверхности, то для образования свежей поверхности площадью ΔS необходимо затратить работу $A_p = \delta \Delta S$. Тогда параметр β можно представить в виде соотношения

$$\beta = \frac{\Delta S}{S t} = \frac{A_p}{S t \delta} = \frac{N_s}{\delta} \quad (29)$$

Здесь $N_s = A_p / S t$ - работа, необходимая для образования свежей поверхности площадью ΔS , производимая в единицу времени и отнесенная к единице площади всей поверхности раздела фаз.

Эта величина равна энергии, подводимой к поверхности турбулентными пульсациями. Обозначим размер пульсаций l , а характерную пульсационную скорость u' . Если подсчитать число таких пульсаций n_1 на 1 см^2 в 1 с по формуле

$$n_1 = (1/l^2) f_1 = (1/l^2) (u'/l) = u'^3 \quad (30)$$

где f_1 - частота пульсаций, и умножив эту величину на кинетическую энергию одной пульсации

$$E_1 = (\rho_L l^3) \frac{u'^2}{2} \quad (31)$$

то можно найти

$$N_s = E_1 n_1 = \frac{1}{2} \rho_L u'^3 \quad (32)$$

и получить теоретическую формулу для расчета коэффициента массоотдачи

$$\beta_L = \sqrt{(D_{AL}/\delta) N_s} = \sqrt{\frac{D_{AL} \rho_L u'^3}{2 \delta}} \quad (33)$$

Обновление поверхности осуществляется наиболее мощными продольными пульсациями, которые не гаснут на свободной поверхности, и, согласно нашим измерениям, а также данным Ганчева и Козлова (1973) и Дэвиса и Лозано (1979), могут быть непосредственно связаны со средней скоростью потока соотношением $u' = 0,144 \bar{u}_L$. Определяя с помощью формулы (5) $\bar{u}_L = q/h$, в результате несложных преобразований можно получить теоретическую формулу

$$\text{Sh}_L = 0,097 K_F^{1/6} \text{Re}_L^{15/24} \text{Sc}_L^{1/2}, \quad (34)$$

где $K_F = \mu_L^4 \nu / \rho_L \delta^3$ - безразмерный параметр.

Штрихпунктирная линия 4 на рис. II построена по формуле (34). Максимальное отклонение не превышает 15-20%.

Таким образом, получены необходимые сведения о переносе количества движения и массы в области слабого гидродинамического взаимодействия фаз. Детальное изучение гидродинамики пленочного течения в сочетании с измерением скорости массообмена позволило прояснить основные закономерности и на этой основе дать теоретическую трактовку ряда явлений.

Часть II

ГИДРОДИНАМИКА И МАССООБМЕН ПРИ СИЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКА ГАЗА И ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Когда сила трения газового потока на межфазной границе возрастает настолько, что становится соизмеримой с силой тяжести, использовать закономерности течения и массообмена, изложенные выше, уже нельзя. Структура двухфазного потока резко меняется. Волнообразование, средняя толщина и скорость течения пленки начинают существенно зависеть от скорости газового потока, а с гребней волн срываются капли жидкости. Возникает режим сильного гидродинамического взаимодействия фаз.

При практических расчетах таких течений часто используют так называемое трехпараметрическое соотношение, в котором средняя толщина пленки, брызгоунос и перепад давления связаны между собой уравнением баланса количества движения двухфазного потока в трубе.

Помимо большого числа необходимых исходных данных (для расчета одного из параметров надо знать величины двух других), рассматриваемый подход обладает рядом весьма существенных недостатков. Основной из них заключен в том, что касательное напряжение на границе раздела фаз, входящее в трехпараметрическое соотношение, складывается из двух составляющих. Одна из них определяется трением газового потока, другая - падением капель на поверхность пленки. Вклады этих составляющих соизмеримы, а разделить их пока не представляется возможным, что приводит в ряде случаев к большой неопределенности расчета.

Целью настоящей части исследования является разработка метода независимого расчета наиболее важных параметров двухфазного пленочно-дисперсного потока: 1) средней толщины пленки, 2) перепада

да давления, 3) брызгоуноса и 4) скорости массообмена в жидкой фазе для нисходящего прямогочного движения газа и пленки жидкости как функции двух основных режимных параметров - чисел Рейнольдса для газовой фазы и для жидкой. Несложный физический анализ, выполненный в диссертации, подтверждает справедливость сделанного нами выбора характерных параметров.

Глава 5. Средняя толщина пленки

Измерение средней толщины пленки воды и водно-глицериновых смесей проводили на той же трубе, что и при гравитационном стекании. Скорость воздуха в опытах достигала 50 м/с, плотность орошения соответствовала диапазону Re_L от 100 до 50000 при изменении μ_L от 0,897 до 40 мПа·с.

При обработке экспериментальных данных на ЭВМ, проводившейся для всего поля измеренных значений h , каждая точка которого характеризуется своими значениями Re_G , Re_L и \sqrt{L} , искали аппроксимирующие уравнения в виде степенной функции h/θ от Re_G и Re_L . При этом предполагали, что в зависимости от скорости газа существует, по крайней мере, два характерных режима взаимодействия фаз.

В результате проведенной обработки было найдено уравнение, разграничивающее режимы слабого и сильного гидродинамического взаимодействия фаз

$$Re_{GU}^* = 5,32 \cdot 10^4 Re_L^{-0,19} \quad (35)$$

На рис. 12 сопоставлены результаты расчетов по уравнениям различных исследователей для начала брызгоуноса с расчетом по формуле (35).

Для расчета средней толщины пленки в области сильного гидродинамического взаимодействия фаз ($Re_{GU} > Re_{GU}^*$) получены следующие уравнения:

при ламинарно-волновом течении жидкости ($Re_L < 1200$)

$$\frac{h}{\theta} \left(1 - \frac{2h}{D} \right)^{1/3} = 484 Re_L^{0,33} Re_{GU}^{-0,67} \quad (36)$$

при турбулентном течении жидкости ($Re_L > 1200$)

$$\frac{h}{\theta} \left(1 - \frac{2h}{D} \right)^{1/3} = 62,6 Re_L^{0,52} Re_{GU}^{-0,61} \quad (37)$$

Средняя относительная погрешность расчета по формулам (36) и (37) не превышает $\pm 5\%$.

На рис. 13 для одного из режимов показано изменение средней толщины пленки в зависимости от скорости газа.

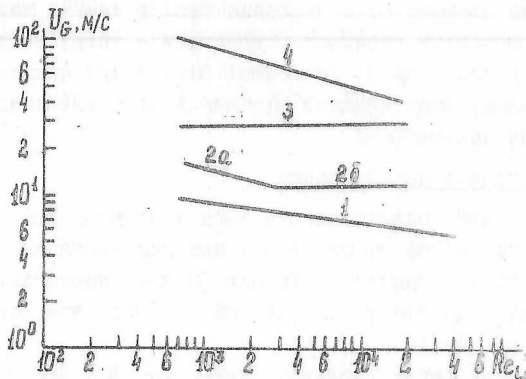


Рис. 12. Критические скорости газа при двухфазном нисходящем кольцевом течении в трубе ($D = 25$ мм): 1 - по формуле (35); 2 - по уравнениям Живайкина (1961); 3 - по уравнению Стина и Уоллиса (1964); 4 - по уравнению Чена и Ибеле (1955)

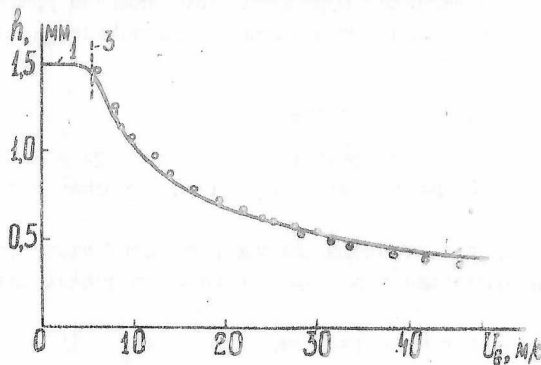


Рис. 13. Зависимость средней толщины турбулентной ($Re_L = 13290$) пленки воды при $T_L = 25^\circ\text{C}$ от приведенной скорости воздуха: 1 - по формуле (5); 2 - по формуле (37); 3 - по формуле (35)

Нетрудно убедиться в хорошем согласии результатов расчета и эксперимента.

Заметим, что в формулах (35) - (37) число Рейнольдса для пленки жидкости рассчитывается по исходной плотности орошения, а чис-

до Рейнольдса для газа - по приведенной скорости газа. Таким образом, для определения λ по этим формулам достаточно знать только исходные нагрузки по фазам и физико-химические свойства системы.

Глава 6. Волновые характеристики

Измерения волновых параметров (частоты, фазовой скорости и длины волн) методом локальной электропроводности при различных конструкциях датчиков в двух колоннах ($L = 10$ м, $D = 31,8$ мм и $L = 2,8$ м, $D = 25$ мм) показали, что при $Re_{GU} > Re_{GU}^*$ волновая структура поверхности изменяется. Периодичность крупных волн становится более упорядоченной. В то же время изменение волновых параметров на входном участке, по-прежнему равно $\sim 1,5$ м, оказывается более выраженным, чем при гравитационном стекании. В работе приведены значения f_B , ω_B и λ_B для системы вода-воздух при комнатной температуре и скоростях газа от U_G^* до 50 м/с, измеренные в диапазоне $380 \leq Re_L \leq 14000$ на различных расстояниях от сросителя.

В первой из упомянутых колонн проводили опыты с добавлением к воде малых количества полимера. Эти эксперименты подтверждали предположение о различной физической природе мелких и крупных волн, так как наличие понижающей гидравлическое сопротивление полимерной добавки не влияло на мелкие капиллярные волны и существенно изменяло характеристики крупных волн, возникающих в результате гидродинамической неустойчивости.

Глава 7. Брызгоунос

Гребни крупных волн, которые образуются на границе раздела газ-жидкость, срываются, дробятся на капли и уносятся газовым потоком при $Re_{GU} > Re_{GU}^*$. Для расчета гидродинамических параметров двухфазного потока и скорости массообмена в области сильного взаимодействия фаз необходимо знать количество жидкости, которое транспортируется потоком газа в виде капель, а также распределение капель жидкости по сечению трубы и вдоль по потоку.

В настоящей главе приведены результаты измерения брызгоуноса в орошаемых трубах $D = 25$ мм различной длины (от 0,3 до 2,4 м) при $U_G^* \leq U_G \leq 50$ м/с и Re_L до 25000 для системы воздух-вода и водно-глицериновые смеси при комнатной температуре. При измерениях пленку, стекающую по стенкам трубы, отводили через кольцевую щель и определяли объемный расход унесенной в виде капель жидкости после сепарации газо-капельного потока в циклоне.

На рис. 14 приведена полученная в работе карта режимов брыз-

гоуноса. Область сильного взаимодействия фаз, расположенная на графике выше линии 1, построенной по формуле (35), распадается на три характерные подобласти А, В и С, границы которых могут быть определены из соотношений

$$Re_G^{(AB)} = 2,16 Re_L \quad (\text{линия 2}), \quad (38)$$

$$Re_G^{(AC)} = 70,5 Re_L^{0,643} \quad (\text{линия 3}), \quad (39)$$

$$Re_G^{(BC)} = 4,4 \cdot 10^{11} Re_L^{-1,82} \quad (\text{линия 4}). \quad (40)$$

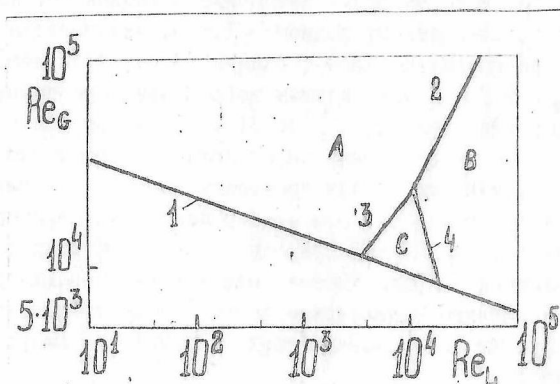


Рис. 14. Карта режимов брызгоуноса

Расчет величины E , выраженной в процентах и равной отношению количества жидкости, уносимой в виде капель газовым потоком, к общему количеству жидкости, подводимой на орошение, может быть проведен по следующим формулам:

$$E_A = 1,52 \cdot 10^{-7} Re_L^{0,292} Re_G^{1,475} (1 - e^{-0,092L/D}), \quad (41)$$

$$E_B = 2,54 \cdot 10^{-7} Re_L^{0,97} Re_G^{0,61} (1 - e^{-0,092L/D}), \quad (42)$$

$$E_C = 4,0 \cdot 10^{-6} Re_L^{0,78} Re_G^{0,71} (1 - e^{-0,092L/D}). \quad (43)$$

Соотношения (41) - (43) позволяют рассчитать брызгоунос по длине колонны. Для длинных колонн ($L \geq 1,5$ м) зависимость E от длины вырождается и выражение в скобках можно с высокой точностью брать равным единице.

Профили дисперсной фазы по сечению трубы измеряли методом изокINETического отбора на расстояниях 0,37, 1,0 и 1,5 м от оросителя. На входном участке основное количество капель находится в пристенной области, однако по мере удаления от входа в трубу распределение выравнивается и приближается к однородному.

Глава 8. Потери напора

На рис. 15 показана зависимость коэффициента гидравлического сопротивления λ_{GL} , определенного по формуле (9), от нагрузки по газу при различных плотностях орошения.

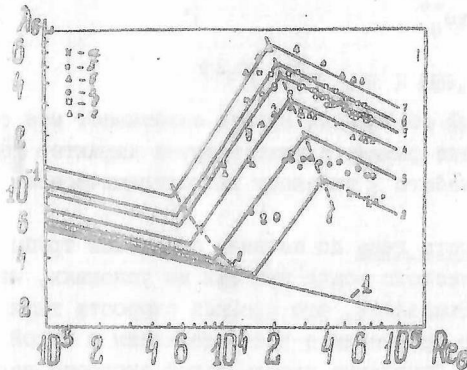


Рис. 15. Корреляция данных по гидравлическому сопротивлению: а - $Re_L = 594$; б - 1623; в - 3449; г - 5707; д - 7051; е - $Re_L = 10906$

Измерения Δp_{GL} при нисходящем прямооточном движении газа и пленки жидкости в орошаемой трубе $D = 25$ мм в области $Re_G \gg Re_G^*$ проводили в различных по высоте сечениях с помощью пьезометрических трубок и по дифференциальной схеме с подпиткой жидкости. Обе методики давали близкие результаты. Скорость воздуха в опытах достигала 50 м/с, максимальная плотность орошения соответствовала $Re_L \approx 13500$.

Нижняя прямая 1 на рисунке построена по формуле (11) для гладких труб. Пунктирная кривая 9 характеризует начало сильного гидродинамического взаимодействия фаз (формула (35), пересчитанная на Re_G^* по соотношению $Re_G = Re_{G0}(1 - (\bar{u}_L/\bar{u}_G))$). Серия прямых, расположенных слева от нее, рассчитана по формулам (12) и (13) для слабого гидродинамического взаимодействия фаз. Справа от пунктирной кривой 9 располагается область сильного гидродинамического

взаимодействия фаз. В этой области наблюдаются два характерных режима, граница между которыми определяется соотношением (пунктирная линия 8)

$$Re_G^{**} = 1,8 \cdot 10^5 Re_L^{-0,242} \quad (44)$$

Значения коэффициентов гидравлического сопротивления при Re_G^* можно определять по формулам

$$Re_G^* \leq Re_G \leq Re_G^{**}$$

$$\lambda_{GL} = 1,8 \cdot 10^{-10} Re_L^{0,93} Re_G^{1,35} \quad (45)$$

$$Re_G > Re_G^{**}$$

$$\lambda_{GL} = 0,893 (Re_L / Re_G)^{0,49} \quad (46)$$

Представленный обобщенный график охватывает все основные реализуемые на практике режимы и иллюстрирует характер изменения λ_{GL} при переходе от слабого к сильному гидродинамическому взаимодействию фаз.

Профили скорости газа по сечению орошаемой трубы измеряли с помощью изокINETического зонда при тех же условиях, что и профили дисперсной фазы. Оказалось, что профиль скорости газа имеет сильно вытянутую форму по сравнению с распределением в сухой трубе при турбулентном течении. Отношение максимальной скорости газа к среднерасходной ($1/\psi$) изменялось в наших экспериментах в пределах от 1,12 до 2,25. Величина $1/\psi$ зависит от плотности орошения, расхода газа и расстояния от орошителя. Установлено, что форма профиля скорости газа существенно зависит от количества жидкости, унесенной с поверхности пленки и находящейся вблизи граница раздела жидкость-газ.

Глава 9. Массообмен при сильном взаимодействии газа и пленки жидкости

Кинетика массообмена при нисходящем двухфазном течении в интенсивных режимах была до настоящего времени изучена очень мало. В то же время практическая реализация таких течений позволяет создавать компактные массообменные аппараты, эффективно работающие при нагрузках по жидкости в расчете на полное сечение аппарата до $600 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$ и выше.

С целью разработки метода расчета массоотдачи в жидкой фазе при нисходящем двухфазном течении в орошаемых трубах на установке,

описанной в гл. 4, была проведена обширная серия экспериментов по десорбции растворенного кислорода из воды в воздух в орошаемых трубах различной длины. Скорость воздуха в опытах изменялась от U_G до 50 м/с, плотность орошения в пределах Re_L от 200 до 14000.

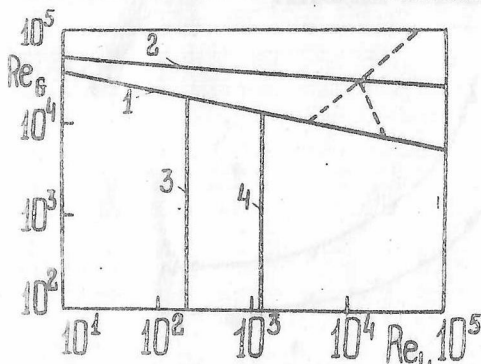


Рис. 16. Карта режимов массообмена: 1 - по (35); 2 - по (47); 3 - $Re_L = 200$; 4 - $Re_L = 1200$

На рис. 16 представлена карта режимов массообмена во всем реализуемом на практике диапазоне нагрузок. Ниже линии 1 показаны три упоминавшиеся в гл. 4 режима массообмена при слабом гидродинамическом взаимодействии фаз: первый и второй ламинарно-волновые режимы и турбулентный. Выше линии 1 в области сильного гидродинамического взаимодействия фаз обнаружены два характерных режима, граница между которыми показана линией 2 и может быть рассчитана по формуле

$$Re_G^{***} = 2,1 \cdot 10^5 Re_L^{-0,09} (\theta/L)^{0,11}. \quad (47)$$

Эмпирические уравнения для определения коэффициентов массоотдачи в этих интенсивных режимах имеют вид

$$\text{при } Re_G^* \leq Re_G \leq Re_G^{***} \\ Sh_L = 2,64 \cdot 10^{-8} Re_L^{0,814} Re_G^{1,38} Sc_L^{0,5} (\theta/L)^{0,33}, \quad (48a)$$

$$Sh_L = 8,88 \cdot 10^{-10} Re_L^{0,814} Re_G^{1,38} Sc_L^{0,5} \quad (48b)$$

$$\text{при } Re_G > Re_G^{***} \\ Sh_L = 2,8 \cdot 10^{-4} Re_L^{0,75} Re_G^{0,63} Sc_L^{0,5} (\theta/L)^{0,41}, \quad (49a)$$

$$Sh_L = 3,94 \cdot 10^{-6} Re_L^{0,75} Re_G^{0,63} Sc_L^{0,5}. \quad (49b)$$

Формулы (486) и (496) получены для длинных колонн. Оказалось, что зависимость коэффициентов массоотдачи от длины контактной трубы значительно более сильная, чем при гравитационном стекании, выродается при $L \geq 1,5$ м (рис. 17). На этих же длинах устанавливается динамическое равновесие между оторвавшимися и падающими на поверхность пленки каплями жидкости.

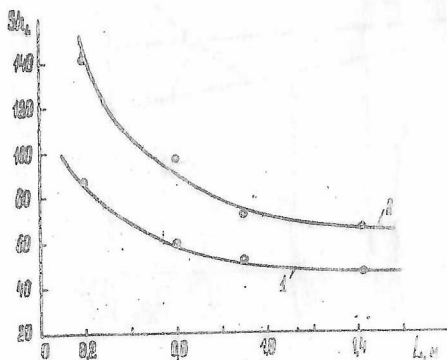


Рис. 17. Изменение Sh_L по длине колонны (десорбция кислорода из воды в воздух, $Re_L^* = 8440$): 1 - $Re_G^* < Re_G^* = 26830 < Re_G^{***}$; 2 - $Re_G^* = 45000 > Re_G^*$

Предположение, что резкое увеличение коэффициентов массоотдачи в интенсивных режимах связано с взаимодействием капель и пленки жидкости и наличие количественных зависимостей для расчета брызгоуноса позволило построить теоретическую модель массообмена в длинных колоннах для области $Re_G^* < Re_G^* < Re_G^{***}$.

В основе модели по-прежнему лежит представление о нестационарном характере массообмена. Как было установлено нами ранее (гл. 4), скорость обновления поверхности может быть выражена через мощность N_p , подводимую к единице поверхности контакта фаз, и выражение для коэффициента массоотдачи принимает вид

$$\beta_L = \sqrt{D_{AL} N_p / \delta} \quad (50)$$

Фактически величина N_p - локальная скорость диссипации энергии, расходуемой на обновление поверхности. При гравитационном турбулентном течении пленки энергии на обновление поверхности подводилась "изнутри" за счет турбулентных пульсаций. В режиме развитого брызгоуноса энергия подводится "извне" при ударе капель, па-

дающих на поверхность пленки из газового потока.

Количество жидкости, попадающей из газа на 1 м^2 поверхности пленки в единицу времени q_p ($\text{м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{с}$), при установившемся динамическом равновесии пропорционально концентрации \bar{c}_p ($\text{м}^3/\text{м}^3$) диспергированной жидкости в газе

$$q_p = k_2 \bar{c}_p, \quad (51)$$

где $k_2 = 0,023 \bar{u}_G$.

Энергия, передаваемая пленке каплями, падающими на единицу площади межфазной поверхности за 1 с , составляет

$$N_B = (q_p \rho_L) \bar{u}_{GL}^2 / 2 = 0,5 k_2 \bar{c}_p \rho_L (\bar{u}_G - \bar{u}_L)^2. \quad (52)$$

Здесь

$$\bar{c}_p = \frac{Re_L \sqrt{L} E}{100 (D-2h) \bar{u}_G}. \quad (53)$$

Теперь не составляет труда подсчитать величину N_B , если использовать для определения процента брызгоуноса полученное ранее выражение для основной области $E = E_A$ (см. рис. 14), приняв во внимание, что в длинной колонне динамическое равновесие установилось. Подставляя соответствующее выражение для N_B в (50), после преобразований получим

$$Sh_L = 4,18 \cdot 10^{-6} K_F^{1/6} Ga^{-0,5} Re_L^{0,65} Re_G^{1,74} Sc_L^{0,5}. \quad (54)$$

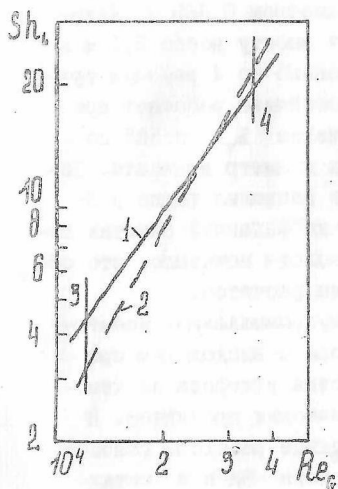


Рис. 18. Зависимость Sh_L от Re_G при $Re_L = 2000$ в области сильного взаимодействия фаз: 1 - по формуле (48б); 2 - по формуле (54); 3 - по формуле (35); 4 - по формуле (47)

На рис. 18 приведено сравнение экспериментальных результатов и расчета по модели (54). Средняя погрешность расчета не превышает $\pm 10\%$.

Глава 10. Примеры практической реализации нисходящего прямого тока при десорбции газов

Результаты экспериментального и теоретического исследования средней толщины пленки, распределения скоростей в газе и жидкости, потерь напора и брызгоуноса при нисходящем двухфазном течении в трубах, составляющие практически полную методику гидравлического расчета, уже в течение ряда лет используются в УкрНИИХиммаш при проектировании пленочных испарителей и выпарных аппаратов с падающей пленкой. Полученные в настоящей работе экспериментальные и теоретические результаты применяются также в ГИАП Минудобрений при проектировании пленочных массообменных аппаратов.

В работе приведены результаты промышленного применения десорберов с нисходящим прямотоком фаз при очистке сточных вод в производстве аммиака на Гродненском ПО "Азот", где внедрены и успешно работают два многоступенчатых аппарата.

Колонны работают в режиме сильного гидродинамического взаимодействия фаз, что позволило резко сократить их габариты, обеспечив высокую эффективность массообмена и пропускную способность по жидкой фазе.

Десорбер для отдувки аммиака представляет собой многоступенчатый трубчатый аппарат высотой 7,8 м, диаметром 0,363 м. Двухступенчатый десорбер для отдувки CO_2 имеет высоту всего 2,1 м и диаметр 0,159 м. На каждой ступени расположен по 4 рабочих трубы $\varnothing 38 \times 3$ мм, длиной 400 мм. Эта колонна устойчиво работает при плотности орошения в расчете на полное сечение L_v от 565 до $734 \text{ м}^3/\text{м}^2 \cdot \text{ч}$, что позволило резко сократить диаметр аппарата. Переход к режиму сильного взаимодействия фаз позволил также в 3-4 раза сократить необходимую для обеспечения заданной очистки высоту аппарата. Промышленное обследование колонны показало, что обе они работают в соответствии с теоретическим расчетом.

Обобщены результаты большой серии полупромышленных испытаний одноступенчатого пленочного регенератора с нисходящим прямоточным движением фаз при десорбции диоксида углерода из хемосорбентов на Новочеркасском заводе синтетических продуктов. В качестве рабочих растворов использовали водные растворы моноэтаноламина (МЭА), а также смеси водного раствора МЭА с N-метил-

пирролидоном. При испытаниях измеряли расход раствора, температуру регенерации, давление в регенераторе, концентрацию CO_2 в насыщенном растворе, длину рабочих труб.

Приведена конструкция пленочного десорбера для отдувки водорода и других горючих примесей из растворов МЭА для обеспечения карбамида чистой двуокисью углерода. Проект выполнен в УИАП Минудобрений. Аппарат предполагается использовать на крупных агрегатах производства аммиака.

Все упомянутые выше практические результаты подтверждены актами внедрения с указанием экономического эффекта.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. Содержанием исследования явилась разработка нового направления, заключающегося в описании основных закономерностей гидродинамики и массообмена в нисходящих пленочных и пленочно-дисперсных потоках на основе анализа особенностей течения пленки в условиях слабого и сильного гидродинамического взаимодействия фаз. В работе вскрыты общие закономерности переноса количества движения и массы в нисходящих пленочных потоках, установлена количественная связь между гидродинамическими параметрами и кинетикой массообмена.

2. Экспериментально установлено, что предложенная для случая свободного стекания теоретическая модель гладкой турбулентной пленки жидкости позволяет удовлетворительно описать осредненные характеристики потока. Однако, как показывают измерения, мгновенные значения скоростей при ламинарно-волновом течении имеют пульсационный характер, а распределение интенсивности турбулентности по сечению потока отличается от обычно постулируемого в теориях.

3. Разработан метод определения и измерена скорость поверхностного слоя пленки жидкости, стекающей по стенке вертикальной трубы; показано, что волнообразование приводит к снижению u_1 по сравнению с гладкой пленкой.

4. Измерены волновые параметры (частота, скорость и длина) крупных и мелких волн при гравитационном стекании жидкости и показано, что эти параметры существенно отличаются от соответствующих значений для регулярного волнового режима.

5. Теоретически решена задача о ламинарном течении газа во входном участке орошаемой трубы; измерены профили скорости при установившемся ламинарном и турбулентном течениях газа и найдена связь между коэффициентами неоднородности поля скоростей и коэффициентами гидравлического сопротивления.

6. Найдена количественная связь между измеренными значениями коэффициентов гидравлического сопротивления и волновыми параметрами стекающей пленки жидкости; показано, что гидравлическое сопротивление орошаемых труб определяется наличием мелких волн на поверхности пленки при слабом гидродинамическом взаимодействии фаз.

7. В области сильного гидродинамического взаимодействия фаз на основе экспериментального исследования предложены корреляционные соотношения для независимого расчета средней толщины пленки и коэффициентов гидравлического сопротивления; получена карта режимов брызгоуноса и количественно установлена закономерность изменения брызгоуноса по длине трубы; измерены распределения газа и дисперсной жидкости по сечению газового потока.

8. Получена карта режимов массоотдачи в жидкой фазе, охватывающая области слабого и сильного взаимодействия фаз; раскрыт механизм влияния волн, турбулентных пульсаций и капель жидкости на скорость массообмена и предложены модели массоотдачи в пленке жидкости, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

9. Результаты теоретического и экспериментального исследования позволили получить расчетные соотношения для определения основных характеристик пленочных аппаратов (средней толщины пленки, средней и поверхностной скорости ее течения, потерь напора, брызгоуноса, коэффициентов массоотдачи в жидкой фазе, критических скоростей, характеризующих границы режимов) во всем диапазоне нагрузок, который может быть реализован на практике.

10. Полученные соотношения вошли в руководящие технические материалы Манхиммаша и используются при расчете пленочных испарителей (УкрНИИхиммаш). Результаты диссертационной работы нашли применение при проектировании высокоэффективных пленочных массообменных аппаратов (ГИАП Минудобрений). Пленочные аппараты с нисходящим прямотоком фаз на ступени реализованы на Гродненском ПО "Азот" в установке очистки сточных вод производства аммиака, на Новочеркасском заводе синтетических продуктов при регенерации абсорбентов, проектируются для крупных агрегатов производства аммиака на стадии отдувки водорода и других летучих примесей из растворов моноэтаноламина. Опыт промышленной эксплуатации и результаты полупромышленных испытаний свидетельствуют о перспективности широкого использования пленочных аппаратов с нисходящим прямотоком фаз для проведения процессов испарения, абсорбции и регенерации абсорбентов.

Обозначения

- A_p - работа силы, Дж;
- $\frac{C_p}{C_g}$ - средняя концентрация диспергированной жидкости в газе, $\text{м}^3 \text{ воды} / \text{м}^3 \text{ воздуха}$;
- D - внутренний диаметр трубы, м;
- D_{AL}, D_{AG} - коэффициент молекулярной диффузии компонента А в жидкости, газе, $\text{м}^2/\text{с}$;
- E - относительный унос жидкости в виде капель с потоком газа, %;
- f_B, f_S - частота крупных и мелких волн, с^{-1} ;
- $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ - ускорение свободного падения;
- h - средняя толщина пленки, м;
- $K_F = M_L^4 g / \rho_L \delta^3$ - безразмерная группа физико-химических параметров;
- L - длина трубы, м;
- Δp_{GL} - падение давления в орошаемой трубе, Па;
- q - объемная плотность орошения, $\text{м}^3/\text{с}$;
- $r_0 = (R-h)$ - радиус газового потока, м;
- S - площадь поверхности, м^2 ;
- v - доля обновляемой за единицу времени поверхности, с^{-1} ;
- t - время, с;
- U_G, U_L - приведенная (в расчете на полное сечение трубы) скорость газа, жидкости, м/с ;
- u - скорость вдоль по потоку; \bar{u}_G - среднерасходная скорость газа; $\bar{u}_L = q/h$ - среднерасходная скорость жидкости; u_1 - скорость на поверхности пленки жидкости; u^* - пульсационная скорость; $\bar{u}_{GL} = (\bar{u}_G \pm u_1)$ для области слабого взаимодействия и $\bar{u}_{GL} = (\bar{u}_G - \bar{u}_L)$ для области сильного взаимодействия фаз; u_{GLC} - относительная скорость газа на оси трубы;
- v_0 - динамическая скорость, м/с ;
- β_L - коэффициент массоотдачи в жидкой фазе, м/с ;
- $\eta = v_0 / \sqrt{L}$; $\eta_h = h v_0 / \sqrt{L}$ - безразмерные параметры;
- $\theta = (\sqrt{L/g})^{1/3}$ - приведенная толщина пленки, м;
- λ_B, λ_S - длина крупных и мелких волн, м;
- λ_{GL} - коэффициент гидравлического сопротивления орошаемой трубы;
- λ_{GLO} - в случае гладкой подвижной поверхности трения;
- $\Lambda = (\lambda_{GL} - \lambda_{GLO}) / \lambda_{GLO}$;
- ν_L, ν_G - кинематическая вязкость жидкости, газа, $\text{Па}\cdot\text{с}$;
- ρ_L, ρ_G - плотность жидкости, газа, кг/м^3 ;

σ - поверхностное натяжение, Дж/м²;

ω_B, ω_S - скорость перемещения крупных и мелких волн, м/с;

$Ga = gD^3 / \nu_G^2$ - число Галилея;

$Re_L = 4q / \nu_L = U_{LD} / \nu_L = Re_{LU}$ - числа Рейнольдса для пленки жидкости;

$Re_{GU} = U_G D / \nu_G$; $Re_G = \bar{u}_{GL} (D - 2h) / \nu_G$ - числа Рейнольд-

са для газового потока;

Re_{GU}^* , Re_G^{**} , Re_G^{***} - критические значения чисел Рейнольдса для газового потока, определяемые по формулам (35), (44) и (47); соответственно;

Sc_L, Sc_G - числа Шмидта для жидкости и для газа;

$Sh_L = \beta_L \theta / D_{AL}$ - число Шервуда для жидкой фазы; Sh_{LO} - в случае гладкой поверхности пленки

Основное содержание диссертации отражено в следующих печатных работах

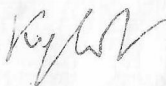
1. Кулов Н.Н., Малюсов В.А. Массоотдача в трубке с орошаемой стенкой при перемешивании жидкой пленки. - Теор. основы хим. технол., 1967, т. I, № 2, с. 213-223.
2. Воротилин В.П., Кулов Н.Н., Малюсов В.А. Ламинарное нисходящее течение газа в трубке с орошаемой стенкой. - Теор. основы хим. технол., 1970, т. 4, № 3, с. 330-337.
3. Кулов Н.Н., Воротилин В.П., Мясников С.К., Малюсов В.А. Об увлечении газа пленкой жидкости в трубке с орошаемой стенкой. - Теор. основы хим. технол., 1970, т. 4, № 4, с. 527-534.
4. Мясников С.К., Кулов Н.Н., Малюсов В.А. Скорость движения свободной поверхности пленки жидкости при водном течении. - Докл. АН СССР, 1971, т. 197, № 3, с. 646-649.
5. Kulov N.N., Myasnikov S.K., Maljusov V.A., Zavoronkov N.M. The Effective Velocity of Motion of the Free Surface of a Liquid Film. In: IV Congress CHISA, Lecture Summaries, G, Rectification and Absorption, Prague, Czechoslovakia, 1972, p. 7.
6. Мясников С.К., Кулов Н.Н., Малюсов В.А., Жаворонков Н.М. Эффективная скорость движения свободной поверхности стекающей пленки жидкости. - Теор. основы хим. технол., 1972, т. 6, № 6, с. 893-899.
7. Малюсов В.А., Мясников С.К., Кулов Н.Н. Гидравлическое сопротивление при движении газа в трубке с орошаемой стенкой. - Теор. основы хим. технол., 1973, т. 7, № 4, с. 524-533.
8. Кулов Н.Н., Воротилин В.П., Малюсов В.А., Жаворонков Н.М. Сво-

- бодное стекание турбулентной пленки жидкости. - Теор.основы хим.технол., 1973, т. 7, № 5, с. 717-726.
9. Воротилин В.П., Кулов Н.Н., Малюсов В.А. Численный расчет на ЭВМ поля скоростей газа при ламинарном течении во входном участке трубы с орошаемой стенкой. - Теор.основы хим.технол., 1974, т. 8, № 4, с. 543-554.
10. Kulov N.N. Studies of Downward Annular Two-Phase Flow. In: Trans. of Internat. Seminar "Future Energy Production - Heat and Mass Transfer Problems", Dubrovnik: Hemisphere Publishing Corporation, 1975, 7 p.
11. Мясников С.К., Кулов Н.Н. Гидравлическое сопротивление в трубах с орошаемыми стенками. В сб.: Рефераты докладов XI Менделеевского съезда по общей и прикладной химии, 1975, вып. 4, с. 37-39.
12. Thwaites, G.R., Kulov N.N., Nedderman R.N. Liquid Film Properties in Two-Phase Annular Flow. - Chem. Engng Sci., 1976, v. 31, p. 481-486.
13. Максимов В.В., Кулов Н.Н., Малюсов В.А. Исследование волновых характеристик стекающей пленки жидкости. В сб.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах, Новосибирск: АН СССР, Сиб.отд., Ин-т теплофизики, 1977, с. 153-157.
14. Kulov N.N., Maksimov V.V., Maljusov V.A., Zhavoronkov N.M. Pressure Drop, Mean Film Thickness and Entrainment in Downward Two-Phase Flow. In: VI Congress CHISA, Lecture Summaries, A.2, Prague, Czechoslovakia, 1978, p.
15. Maljusov V.A., Kulov N.N., Maksimov V.V., Kholpanov L.P., Zhavoronkov N.M. Investigation of Wave Characteristics and Liquid Phase Mass Transfer in Film Flow. In: "Two-phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process, and Energy Engineering Systems". Hemisphere Publishing Corp. and McGraw Hill Book Co., 1970, v. 2, p. 1017-1027.
16. Кулов Н.Н., Максимов В.В., Малюсов В.А. Исследование массообмена в жидкой фазе при нисходящем пленочном течении в трубах. В сб.: Труды I-го Всесоюзного совещания по проблеме "Абсорбция газов", Ташкент, 1979, с. 88-90.
17. Kulov N.N., Maksimov V.V., Maljusov V.A., Zhavoronkov N.M. Pressure Drop, Mean Film Thickness and Entrainment in Downward Two-Phase Flow. - The Chemical Engineering Journal, 1979, v. 18, p. 183-188.

18. Кулов Н.Н. Гидравлический расчет пленочных колонных аппаратов. Противоточные аппараты. Методические указания для курсового и дипломного проектирования. М.:МИХМ, 1979, 32 с.
19. Кулов Н.Н., Максимов В.В., Воротилин В.П. Метод расчета брызгоуноса в трубчатых аппаратах при нисходящем течении газа и пленки жидкости. В сб.: Материалы 2-й Всесоюзной научной конференции "Современные машины и аппараты химических производств", Чимкент, 1980, т. 2, с. 149-152.
20. Кулов Н.Н., Максимов В.В., Жаворонков Н.М. Массообмен при двухфазных пленочных течениях. В сб.: Рефераты докладов XII Менделеевского съезда по общей и прикладной химии. М.: Наука, 1981, № 5, с. 34-35.
21. Молдабеков Ш.М., Айтбаев Е., Топалов Т., Седельников А., Максимов В.В., Кулов Н.Н. Методика автоматизированного исследования газожидкостных реакторов. В сб.: Материалы XII Всес. научно-технической конференции "Технология неорганических веществ и минеральных удобрений", Чимкент, 1981, т. 2, с. 533-535.
22. Кулов Н.Н., Муравьев М.Ю., Малюсов В.А., Жаворонков Н.М. Профили скорости в стекающих пленках жидкости. - Теор. основы хим.технол., 1982, т. 16, № 4, с. 499-509.
23. Мясников С.К., Кулов Н.Н. Профили скорости газа в трубе с орошаемой стенкой. - Теор.основы хим.технол., 1982, т. 16, № 5, с. 663-669.
24. Ильиных А.А., Мемедляев З.Н., Носач В.А., Кулов Н.Н. Определение динамической скорости газа в кольцевых газо-жидкостных потоках. - Теор.основы хим.технол., 1982, т. 16, № 5, с. 717 - 718.
25. Мемедляев З.Н., Носач В.А., Ильиных А.А., Кулов Н.Н., Белоконь Е.Н., Рыло Р.П., Николаенко В.П., Уханев В.П. Пленочная теплообменная колонна. Авторское свидетельство СССР № 971388 от 7.07.1982. Опубликовано 7.II.82 Бюллетень № 41.
26. Кулов Н.Н., Максимов В.В., Малюсов В.А., Жаворонков Н.М. Массообмен в стекающих пленках жидкости. - Теор.основы хим. технол., 1983, т. 17, № 3, с. 291-306.
27. Агеев В.В., Косташко Е.А., Карпович А.И., Кулов Н.Н. Применение десорберов с нисходящим прямотоком фаз при очистке сточных вод в производстве аммиака. В сб.: Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по проблеме "Абсорбция газов". Черкассы: НИИТЭМ, 1983, ч. 2, с. 334-337.

28. Кулов Н.Н., Бондарева Т.И., Лейтес И.Л., Пикулин Ю.Г. Десорбция диоксида углерода из хемосорбентов в пленочном регенераторе. В об.: Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по проблеме "Абсорбция газов". Черкассы:ХИТЭХИМ, 1983, ч. 3, с. 209.
29. Бондарева Т.И., Кулов Н.Н., Лейтес И.Л., Пикулин Ю.Г. Исследование процесса десорбции диоксида углерода из хемосорбентов в пленочном регенераторе. В об.: Тезисы докладов 3-й Всесоюзной конференции "Современные машины и аппараты химических производств", Ташкент, 1983, ч. 7, с. 100-101.
30. Муравьев М.Д., Ватак Ф., Кулов Н.Н. Определение мгновенной толщины стекающей пленки жидкости с помощью микроэлектрода. - Тезор. основы хим. технол., 1983, т. 17, № 6, с. 784-788.
31. Кулов Н.Н. Пленочные аппараты. - Химический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия. 1983, с. 448-449.

Составитель:



Г-03362 от 9.11.84 г. Зак. 243 Объем 3 п. л. Тираж 150

Типография МХТИ им. Д. И. Менделеева