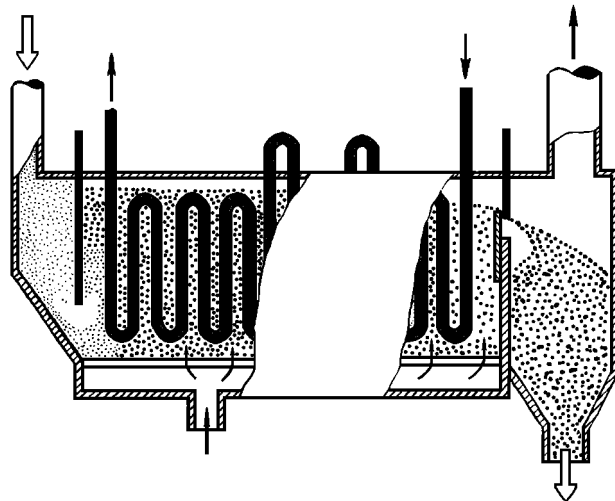


**С.И. ДВОРЕЦКИЙ, В.Н. КОРОЛЕВ,
С.А. НАГОРНОВ, В.П. ТАРОВ**

**ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ
ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ:
ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН
С ПОГРУЖЕННЫМИ ТЕЛАМИ**



◆ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ ◆

Министерство образования и науки Российской Федерации
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Тамбовский государственный технический университет»

С.И. Дворецкий, В.Н. Королев, С.А. Нагорнов, В.П. Таров

**ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ
ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ:
ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОБМЕН С ПОГРУЖЕННЫМИ ТЕЛАМИ**

*Рекомендовано к изданию Научно-техническим советом ТГТУ
по научному направлению «Производственные технологии»
в качестве монографии*



Тамбов
Издательство ТГТУ
2005

УДК 678.028:66.096.5
ББК Л114.4
Т38

Рецензенты:

Доктор технических наук, профессор
С.Н. Сазонов

Доктор технических наук, профессор
М.А. Промтов

Техника и технологии псевдооживления: гидродинамика и теплообмен с погруженными телами. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2005. 168 с.

В монографии дается обобщение и развитие научных достижений в области гидродинамики и теплообмена в псевдооживленном слое с погруженными в него неподвижными или перемещающимися телами.

Результаты исследований позволили накопить данные по теплообмену в псевдооживленном слое с погруженными в него телами и вплотную подойти к моделированию и расчету этого процесса с учетом структурно-гидродинамических эффектов, имеющих место у теплообменной поверхности, обтекаемой псевдооживленной средой.

Предназначена для научных работников, специализирующихся в области разработки техники и технологий псевдооживления, а также инженеров, аспирантов и студентов, изучающих и разрабатывающих оборудование для осуществления процессов переноса тепла и массы в аппаратах с псевдооживленным слоем.

УДК 678.028:66.096.5
ББК Л114.4

ISBN 5-8265-0443-9

© Дворецкий С.И., Королев В.Н., Нагорнов С.А., Таров В.П.,
2005
© Тамбовский государственный
технический университет
(ТГТУ), 2005

Научное издание

ДВОРЕЦКИЙ Станислав Иванович,
КОРОЛЕВ Владимир Николаевич,
НАГОРНОВ Станислав Александрович,
ТАРОВ Владимир Петрович

ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ
ПСЕВДООЖИЖЕНИЯ:
ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН
С ПОГРУЖЕННЫМИ ТЕЛАМИ

Монография

Редактор В.Н. Митрофанова
Инженер по компьютерному макетированию Т.А. Сынкova

Подписано к печати 12.12.2005.

Формат 60 × 84 / 16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Гарнитура Times New Roman. Объем: 9,77 усл. печ. л.; 9,55 уч.-изд. л.
Тираж 100 экз. С. 861

Издательско-полиграфический центр
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

Введение

В настоящее время проблемам повышения эффективности технологических процессов, оборудования и качества изделий уделяется большое внимание. Применительно к отраслям производства, связанным с термообработкой изделий, эти требования должны найти свое отражение в сокращении продолжительности технологических процессов, снижении удельного расхода энергии, повышении качества готовых изделий и производительности труда, улучшении санитарно-гигиенических условий работы.

В ряде производств до сих пор широко применяются несовершенные аппараты, в которых недоиспользуются значительные возможности, заложенные в них. Результат – существенные невосполнимые затраты энергии в различных теплообменных процессах (в первую очередь при вулканизации резино-технических изделий, сушке различных материалов, нагреве и закалке стальных деталей и заготовок). От правильности расчета процесса термообработки и научно обоснованного выбора его аппаратного оформления непосредственно зависят качество изделий и затраты теплоты на его осуществление.

Внедрение в промышленность и в сельское хозяйство передовой технологии непрерывного процесса производства резиновых изделий, сушки дисперсных материалов и закалки стальных изделий, сдерживается отсутствием соответствующего прогрессивного оборудования. Наиболее целесообразно при проведении указанных технологических процессов использовать в качестве промежуточного теплоносителя псевдооживленные и виброгравитационные циркуляционные среды. Однако массовому внедрению технологий с использованием этих сред препятствует неравномерное распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности термообрабатываемых изделий [1, 2] и невозможность существующими способами задавать и выдерживать требуемый темп нагрева (охлаждения) в любой зоне поверхности изделия [3]. Кроме того, до настоящего времени детально не изучены закономерности структурно-гидродинамических эффектов, возникающих при взаимодействии псевдооживленного (и циркуляционного) слоя с погруженным в него термообрабатываемым изделием, и степень влияния этих эффектов на интенсивность процесса переноса теплоты.

В связи с этим разработка экономичных способов термообработки, методов расчета процессов, совершенствование аппаратного оформления и создание оборудования для непрерывной термообработки изделий в псевдооживленных и виброгравитационных циркуляционных средах являются основой практического использования техники псевдооживления и виброгравитационного циркуляционного слоя в различных химико-технологических процессах, весьма актуальны и решают одну из важнейших проблем интенсификации теплопереноса в системе с твердой фазой.

Механизм переноса теплоты в дисперсных средах сложный, но его необходимо знать при практическом использовании теплообменных аппаратов, использующих эти среды в качестве промежуточного теплоносителя, и поэтому неизменно привлекает внимание исследователей. Во второй половине прошлого столетия, когда проводились интенсивные исследования влияния различных факторов на процессы внешнего переноса тепла и массы в псевдооживленных средах и предлагались модели механизма теплопереноса, не обращалось особого внимания на структуру среды вблизи тел, размещенных в ней. Хотя отдельные исследователи отмечали улучшение однородности псевдооживленного слоя в аппарате за счет погружения в него цепей, подвешенных к верхней крышке аппарата, систематического изучения причин возникновения этого явления и их объяснения не приводилось.

Многочисленные исследования значительно прояснили физическую сущность явлений в псевдооживленном слое и выявили взаимосвязь различных параметров и степень их влияния на процесс переноса теплоты. Вместе с тем, анализ накопившихся экспериментальных данных показал, что предложенные различными авторами механизмы переноса построены на очень упрощенных схемах взаимодействия между поверхностью тела и псевдооживленной средой. Поэтому оказалось, что не так просто внедрить в промышленность псевдооживленный слой с целью интенсификации внешнего тепло- и массообмена.

Организация режимов термообработки и управления ими, оценка эффективности различных технологических установок, в которых дисперсная среда играет роль промежуточного теплоносителя, должны базироваться на знании структуры и гидродинамики среды на границе твердое тело – слой. Без детального представления о структурно-гидродинамических условиях, реализуемых у поверхности тел, трудно изучать свойства самой псевдооживленной среды, например, эффективную теплопроводность пристенного слоя или эффективную вязкость среды, определяемую по падению тела в слое. Возможно, одной из причин различия более чем на порядок значений эффективной вязкости псевдооживленной системы, полученных различными способами, является то, что не учитывалось изменение гидродина-

мики и структуры слоя около погружаемого в него тела. Для анализа силового взаимодействия между псевдооживленной средой и размещенным в ней телом также необходимы четкие представления о структуре пристенного слоя.

Отсутствие теоретических обобщений по структуре и гидродинамике псевдооживленных и виброгравитационных циркуляционных сред с погруженными в них протяженными телами затрудняет создание моделей этого взаимодействия, без которых невозможно разработать способы интенсификации теплопереноса в этих средах. Разработка эффективных способов интенсификации теплопереноса как в неоднородных псевдооживленных, так и в виброгравитационных циркуляционных средах возможна только на основе адекватной модели внешнего теплообмена, отражающей реальную картину структурно-гидродинамических эффектов, возникающих при контакте поверхности с гетерогенной средой, и степени их воздействия на процессы.

Учет особенностей движения дисперсной среды в пристенной зоне необходим при построении строгой аналитической теории переноса. Без детального знания структурно-гидродинамических образований, возникающих при обтекании тела дисперсной средой, степени их воздействия на процессы переноса невозможно создать адекватную модель внешнего теплообмена, а также управлять процессом с целью его интенсификации.

Поэтому целью настоящей работы является обобщение и развитие научных достижений в области гидродинамики и теплообмена в дисперсных средах, разработка основных подходов к расчету процессов и оборудования для непрерывной термообработки изделий в псевдооживленных средах, направленных на улучшение качества термообрабатываемых изделий, снижение габаритов и металлоемкости оборудования при осуществлении процессов вулканизации, сушки и закалки.

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований: структурных и гидродинамических эффектов, возникающих при погружении тела в псевдооживленную среду (структура и расширение псевдооживленного слоя, поля скоростей газовой фазы, распределение времени пребывания частиц вдоль пристенной зоны протяженного тела), и определены их закономерности; внешнего теплообмена неподвижных протяженных тел с псевдооживленной средой с учетом структурных и гидродинамических эффектов, реализуемых у поверхности этих тел; влияния характера обтекания псевдооживленной средой перемещающегося в ней протяженного тела на интенсивность переноса теплоты.

Основное внимание уделено теоретическим основам интенсификации этих процессов применительно к погруженным в слой протяженным телам (перемещающимся или неподвижным), имеющим большое практическое значение (вулканизация, сушка, термообработка).

1 ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

1.1 ГИДРОДИНАМИКА СВОБОДНОГО ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

Для разработки методов расчета процессов и создания оборудования для термообработки изделий в псевдооживленных средах, прежде всего, необходимо знать распределение потока газа между непрерывной и дискретной фазами слоя. Эти задачи составляют первооснову в описании поведения псевдооживленных сред и поэтому уже более 40 лет вызывают неугасающий со временем интерес к этим проблемам. Однако, удовлетворительных количественных закономерностей, адекватно отражающих гидродинамические характеристики псевдооживленной среды, до сих пор нет [4 – 6].

С увеличением скорости движения газа через слой зернистого материала наблюдается ряд последовательно меняющихся различных гидродинамических режимов. Сначала наблюдается фильтрация через неподвижный слой, для которой характерно отсутствие движения частиц и тесный контакт между ними. Далее следует однородное псевдооживление, при котором слой может непрерывно расширяться за счет равномерного увеличения промежутков между частицами.

Однако однородное псевдоожигение является принципиально неустойчивым и при некоторых условиях переходит в неоднородное псевдоожигение (с дальнейшим ростом скорости газа наблюдаются и другие режимы [7]).

Отличительной чертой неоднородного псевдоожигения является неравномерность распределения концентрации твердых частиц по объему слоя (из-за движения определенной части газа через слой в виде пузырей). На практике в основном используется неоднородное псевдоожигение, которое в дальнейшем рассматривается в настоящей работе.

В основе исследований гидродинамики неоднородного псевдоожигения заложена двухфазная теория. Авторы [8 – 11] рассматривали псевдоожигенный слой как пространственно однородную систему, состоящую из непрерывной и дискретной фаз. Непрерывную фазу представляли в виде частиц (с равномерно распределенным между ними газом), с параметрами $\varepsilon_n = \varepsilon_0$ и $W_{гн} = W_{го}$. Дискретную фазу – в виде прорывающихся через слой газовых пузырей, образующихся вследствие того, что $W_{га} > W_{го}$. Здесь ε – порозность слоя, W – скорость движения фаз слоя; индексы: «н» – непрерывная фаза, «о» – неподвижный слой, «г» – газ, «а» – аппарат.

В рамках ортодоксального варианта двухфазной теории [11] неоднородный псевдоожигенный слой является простым механическим совмещением фаз, при котором свойства непрерывной фазы не изменяются при прохождении через нее пузырей газа. При этом основные характеристики псевдоожигенной среды (время существования пузырей, разделение газового потока, массообмен между фазами и осевое перемешивание) нужно определять экспериментально [4]. Основное балансовое соотношение двухфазной теории (расход газа через единицу слоя) записывали по-разному. Первоначальный его вид

$$W_{га} = W_{го}(1 - \varphi_n) + \varphi_n W_n. \quad (1.1)$$

Баскаков А.П. [12] предложил видоизменить посредством замены $(1 - \varphi_n)$ на единицу при наличии циркуляции газа через пузырь. Здесь φ – объемная концентрация, индекс «п» – пузырь.

Теоретическая несостоятельность уравнения (1.1) впервые была показана в [12, 13]. Известно значительное число работ [14 – 17], в которых экспериментально доказано, что действительное распределение газа в слое существенно отклоняется от требований двухфазной теории. При этом (независимо от конструкции газораспределителя: пористая или перфорированная решетка) значительная часть газового потока (сверх необходимого для начального ожигения) проникает в непрерывную фазу слоя. По данным [18, 19] – около 40...50 % ожигающего агента эжектируется из факелов в непрерывную фазу, вследствие чего реальное значение $\varepsilon_n > \varepsilon_0$. Следует отметить, что именно это различие играет главную роль при оценке интенсивности обменных процессов в слое, поскольку связано с пульсационным псевдотурбулентным движением частиц [20 – 22], а при $\varepsilon_n \rightarrow \varepsilon_0$ это движение просто вырождается [23].

Исследователи [15 – 17] несоответствие уравнения (1.1) экспериментальным данным объясняли тем, что $W_{гн} \neq W_{го}$, а изменяется подобно W_n в зависимости от увеличения расстояния от газораспределителя до рассматриваемого сечения слоя и числа псевдоожигения таким образом, что всегда должно выполняться соотношение

$$W_{га} = W_{гн} + W_n. \quad (1.2)$$

Из уравнения (1.2) однозначно следует, что и $\varepsilon_n \neq \varepsilon_0$.

Предлагалось (считая, что $W_{гн} = W_{го}$) учитывать дополнительные изменения в дискретной фазе путем введения параметра n [24]

$$W_a = W_o(1 - n\varphi_n) + \varphi_n W_n. \quad (1.3)$$

По ортодоксальному варианту двухфазной теории $n = 0$ [25]. Уравнение (1.3) является основным балансовым соотношением модифицированной (или n -типной) двухфазной теории. Как показано в [25, 26], опытные значения параметра n охватывают широкий диапазон от -8 до $+140$ и, кроме этого, наблюдаемое отклонение величин φ_n и W_n несовместимо с уравнением (1.3). Проведенный в [25] анализ методов экспериментальной оценки параметра n показал, что пока не установлено реальное распределение газа между пузырями и непрерывной фазой слоя.

В [26] для описания деления газового потока между фазами в псевдоожигенном слое предложена теория, основанная на гидродинамической модели пузырей [27, 28]. Эта теория показывает различия

между пузырями с облаками и без них. Дальнейшее ее развитие предложено в [29]. Ее авторы рассматривали две предельные ситуации:

– все пузыри быстрые: с учетом переноса газа в шлейфах поднимающихся пузырей уравнение двухфазной теории имело вид

$$W_{га} = (1 - \varphi_n - \varphi_o)W_n + \varphi_n W_n + \varphi_o \alpha W_n, \quad (1.4)$$

где $\alpha = (W_n + W_s)\varepsilon_n / W_{гн} > 1$;

– все пузыри медленные: принимая во внимание роль шлейфов в продольном переносе газа, уравнение баланса газовых потоков в любом горизонтальном сечении

$$W_{га} = (1 - \varphi_n - \varphi_{к1})W_n + \varphi_n W_n + \varphi_{к1} \alpha W_{гн} (\varphi_n - \varphi_{к2}) n_1 W_{гн}, \quad (1.5)$$

где $\alpha = (W_n + W_s)\varepsilon_n / W_{гн} < 1$.

Однако определить входящие в соотношения (1.4) и (1.5) параметры φ , φ_o , $\varphi_{к1}$, $\varphi_{к2}$, W_n , W_s очень трудно.

В работах [30,31] соотношение для определения полного потока газа в псевдооживленном слое представлено в виде

$$W = (1 - \varphi_n)W_n + \varphi_n (W_n + 3W_n) \approx (1 + 2\varphi_n)W_n + \varphi_n W_n. \quad (1.6)$$

Дальнейшим развитием двухфазной теории стала модель пузырькового псевдооживления Д. Кунии и О. Левеншпиля [32 – 34]. Основное внимание в этих моделях уделяется эффективному размеру пузыря, который теоретически вычислить пока не удается. Балансовое уравнение по газу имеет вид

$$W_{га} = (1 - \varphi_n)W_{го} + \varphi_n (W_n + 3W_{го}). \quad (1.7)$$

Бувевич Ю.А. [35] предложил с учетом влияния различных коллективных эффектов в системе всплывающих пузырей, воздействующих на их скорость подъема в слое, уравнение баланса газа в виде

$$W_{га} = \varphi_n W_n + W_{гн} / (1 - 3\varphi_n) \approx (1 + 3\varphi_n)W_{гн} + \varphi_n W_n, \quad (1.8)$$

где приближенное равенство справедливо при $\varphi_n < 1$ и $W_n \approx W_{по}$.

Другое направление исследований гидродинамики псевдооживленного слоя связано с разработкой моделей, применяемых для описания гидромеханики жидкости. Основной подход, используемый исследователями при моделировании псевдооживленной среды, заключается в индивидуальной записи уравнений гидромеханики (включая уравнения Навье-Стокса и неразрывности со своими граничными условиями) для каждой из сплошных сред – газовой и твердой фазы.

Исследователи рассматривали псевдооживленный слой на основе суперпозиции двух взаимопроникающих континуумов. Общий вид уравнений гидромеханики для псевдооживленных сред записывали в виде

$$(\partial \varepsilon_{сл} / \partial \tau) + \nabla(\varepsilon_{сл} \mathbf{W}_г) = 0; \quad (1.9)$$

$$-(\partial \varepsilon_{сл} / \partial \tau) + \nabla[(1 - \varepsilon_{сл}) \mathbf{W}_ч] = 0; \quad (1.10)$$

$$\varepsilon_{сл} \rho_г (\partial / \partial \tau + \mathbf{W}_г \nabla) \mathbf{W}_г = \nabla \sigma_г - \mathbf{f} + \varepsilon_{сл} \rho_г \mathbf{g}; \quad (1.11)$$

$$(1 - \varepsilon_{сл}) \rho_ч (\partial / \partial \tau + \mathbf{W}_ч \nabla) \mathbf{W}_ч = \nabla \sigma_ч + \mathbf{f} + (1 - \varepsilon_{сл}) \rho_ч \mathbf{g}. \quad (1.12)$$

При этом исходили из частных вариантов уравнений сохранения массы (1.9), (1.10) и баланса количества движения (1.11), (1.12), отличающихся разными эмпирическими представлениями тензоров эффективных напряжений в жидкой $\sigma_г$ и в твердой $\sigma_ч$ фазах и силы межфазового взаимодействия \mathbf{f} (см., например, в [36 – 41]). Используя уравнения (1.9) – (1.12), можно определить поля $\varepsilon_{сл}$, $\mathbf{W}_г$ и $\mathbf{W}_ч$ только в

случае очень мелких частиц, когда число Re , характеризующее их обтекание, имеет порядок единицы или меньше [36, 38].

Но даже в этом случае для выражения величин σ_r , σ_τ и \mathbf{f} к уравнениям (1.9) – (1.12) следует добавить замыкающие соотношения, вид которых не совсем понятен. Таким образом, сложность аналитического расчета полей $\varepsilon_{сл}$, \mathbf{W}_r и \mathbf{W}_τ в свободном (без погруженных тел) псевдооживленном слое посредством использования уравнений (1.9) – (1.12) несомненна и в настоящее время вряд ли возможно строгое решение этих уравнений.

Для наиболее распространенных (относительно крупных) слоев мелкозернистых частиц нами разработана гидродинамическая модель свободной псевдооживленной среды.

1.2 ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СВОБОДНОЙ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДЫ

Для разработки методов расчета процессов и создания оборудования для термообработки изделий в псевдооживленной среде, в первую очередь, необходимо определить параметры ее структуры и гидродинамики в зависимости от изменения рабочей скорости газа в аппарате. Причем менее изучены псевдооживленные слои крупных частиц. Поэтому построили гидродинамическую модель свободной псевдооживленной среды крупных частиц (обобщив известные литературные и собственные экспериментальные данные). Поскольку в настоящее время строгого деления частиц на мелкие и крупные не существует, то считали частицы крупными при $d > 0,32$ мм.

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что с увеличением вертикальной (аксиальной) координаты z (по мере подъема точки замера над газораспределителем, $0 \leq z \leq H_{сл}$, где $H_{сл}$ – высота псевдооживленного слоя) происходило изменение значений гидростатического давления псевдооживленного слоя $p_{сл}$, а при варьировании поперечной координаты r ($0 < r < R_a$, где R – радиус аппарата) и времени τ они оставались неизменными ($\partial p_{сл}/\partial r = 0$ и $\partial p_{сл}/\partial \tau = 0$). Аналогично $p_{сл}(z)$ происходило изменение других параметров: скорости газа в непрерывной фазе $W_{гн}$, диаметра одиночного пузыря $D_{по}$ и его скорости $W_{по}$.

При малых ($\sim 1,0 \dots 1,15$) и больших (более 8) числах псевдооживления N наблюдали практически однородное псевдооживление и линейное изменение величины $p_{сл}(z)$. При этих режимах псевдооживленный слой подобен однофазной жидкости [42]. Многие исследователи изучали поведение пузырей при однородном псевдооживлении, когда $N \sim 1,0$ (см., например, в [43]). Однако в отличие от капельной жидкости малой вязкости в развитой псевдооживленной среде движение пузырей имело сложный характер.

Для наиболее распространенных на практике (при вулканизации, термообработке) рабочих диапазонов N (\sim от 2 до 7) изменение статического давления по высоте псевдооживленного слоя имело две нелинейные (прирешеточная и надслоевая) и одну линейную (основная) зоны величины $p_{сл}(z)$. В отличие от однородного слоя, в областях слоя, характеризовавшихся нелинейной зависимостью $p_{сл}(z)$, наблюдали изменение параметров $W_{гн}$, $D_{п}$, $W_{п}$ и $\varepsilon_{сл}$. В области слоя с линейной зависимостью $p_{сл}(z)$ имели стабилизацию этих параметров ($W_{гн} \sim idem$, $D_{п} \sim idem$, $W_{п} \sim idem$ и $\varepsilon_{сл} \sim idem$).

Таким образом, в псевдооживленном слое рост размеров и скорости движения пузырей наблюдался в областях с нелинейным изменением зависимости $p_{сл}(z)$, а неизменные параметры $D_{по}$ и $W_{по}$ – в области с линейным изменением $p_{сл}(z)$. Для капельных жидкостей наблюдается противоположная картина – рост пузырей происходит при линейной зависимости статического давления в жидкости от вертикальной координаты [44]. Это одно из отличительных свойств псевдооживленной среды от капельной жидкости и именно этим экспериментально установленным фактом можно объяснить причину неоднозначности результатов по скорости подъема пузыря в свободной однородной и неоднородной псевдооживленной среде при $N \approx 1$ и $N > 1$, полученных разными авторами [4, 7, 12, 32]. Если при $N \approx 1$ (однородная среда) имелась полная аналогия псевдооживленного слоя и капельной жидкости, то с ростом N (неоднородная среда) в основной области слоя аналогия нарушалась и сохранялась только в прирешеточной и надслоевой областях слоя.

О возможности существования особых областей слоя с различным характером подъема пузырей и движения газа сообщалось еще в [12, 45 – 47]. Однако причины этого выявлены не были, и этой проблеме не уделялось должного внимания. Исследователи представляли псевдооживленную среду с неизменными по высоте структурно-гидродинамическими характеристиками. Поэтому экспериментальный материал о закономерностях движения газовых пузырей при $N \approx 1$ и $N > 1$, накопленный за эти годы, и построенные на его основе модельные представления не могут служить даже для качественных оценок,

тем более «...не пригодны для надежных точных вычислений» [4]. Поведение пузырей при $\varepsilon_n \approx \varepsilon_0$ и $\varepsilon_n > \varepsilon_0$ должно быть различным, что и наблюдается в экспериментах [49]. Псевдооживление гетерогенной системы «газ – крупные частицы» характеризуется неоднородным (псевдотурбулентным) движением газа: появлением пузырей одновременно с началом псевдооживления. Рассмотрим качественное отличие поведения псевдооживленной среды в вышеуказанных областях.

Прирешеточная область расположена в нижней части объема псевдооживленного слоя ($0 \leq z \leq z_1$). Высота этой области составляет около 20 % от H_0 [50] и с увеличением N значение ее уменьшается. Область характеризуется нелинейным снижением статического давления газа по высоте слоя ($dp_{сн1}/dz < 0$), убывающими порозностью ($d\varepsilon_{н1}/dz < 0$) и скоростью газа ($dW_{гн1}/dz < 0$) в непрерывной фазе. Около решетки зарождаются пузыри газа диаметром $D_{п01}$. Частота зарождения пузырей $\omega_{зп1}$ зависит, в основном, от величины расхода газа у основания слоя, а изменение статической высоты слоя H_0 на этот процесс оказывает незначительное влияние. Причину формирования пузырей в этой зоне исследователи связывают либо с неустойчивостью нижней границы слоя [51], зависящей от плотности и вязкости псевдооживленного слоя, либо с существованием неустойчивых точек равновесия [52], в окрестности которых наблюдается минимальная концентрация частиц. При струйном подводе газа через отверстия решетки начальные характеристики образующихся пузырей определяются, в основном, расходом оживляющего агента в элементарных струйках и слабо зависят от физических параметров слоя. При использовании пористых или слоевых решеток сам факт появления пузырей и их первоначальные свойства полностью зависят от физических параметров среды и частиц [30]. Возле газораспределителя имеется значительное количество мелких пузырей, не имеющих облаков [26], но их доля резко снижается с увеличением высоты вследствие существенного роста пузырей за счет коалесценции. Эволюция пузырей в слое сопровождается увеличением $D_{п1}$ не только за счет коалесценции, но и за счет миграции газа через их нижнюю границу из непрерывной фазы в дискретную. При этом рост $D_{п1}$ обусловлен, в частности, увеличением порозности $\varepsilon_{ш1}$ у основания пузыря (порозность в шлейфе движущихся вместе с пузырем частиц $\varepsilon_{ш1}$ примерно на 15...20 % выше порозности $\varepsilon_{н1}$ [53]). Градиент давления внутри псевдооживленного слоя вынуждает оживляющий агент устремляться вверх через пузырь, который оказывает гораздо меньшее (по сравнению с непрерывной фазой) сопротивление движению газа. Экспериментально установлено [27], что рост пузырей в слое может продолжаться до некоторого максимального устойчивого размера, которого они достигают на расстоянии $z_{1мп}$ от газораспределителя. Максимальный устойчивый диаметр пузырей в слое определяется из условия равенства скорости движения пузыря $W_{по}$ скорости витания частиц $W_{вч}$, т.е. $W_{по} = W_{вч}$. Экспериментальные данные показывают [54], что это условие соблюдается (с приемлемой точностью) лишь для частиц с $d > 0,14$ мм и при небольших числах псевдооживления. По данным [7], наиболее интенсивный рост пузырей за счет слияния обнаружен на уровне $z_{1мп} \leq 50$ мм. В этой области $dW_{п1}/dt \neq 0$ (пузыри движутся с ускорением), $dW_{п1}/dz > 0$ и $dD_{п1}/dz > 0$. Вблизи газораспределителя значение вязкости $\nu_{сн1}$ минимально. С ростом z величина $\nu_{сн1}$ увеличивается ($d\nu_{сн1}/dz > 0$). Такой характер изменения $\nu_{сн1}(z)$ в [55, 56] связали с увеличением турбулентности по высоте слоя в связи с эволюцией пузырей в этой зоне.

Основная область ($z_1 \leq z \leq z_2 \approx H_0$) расположена в средней части объема псевдооживленного слоя. Она характеризуется линейным изменением статического давления газа по высоте слоя ($dp_{сн2}/dz < 0$), постоянными порозностями ($d\varepsilon_{н2}/dz = 0$ и $d\varepsilon_{сн2}/dz = 0$), скоростью газа ($dW_{гн2}/dz = 0$) и вязкостью слоя ($d\nu_{сн2}/dz = 0$) в непрерывной фазе. Средняя концентрация частиц дисперсного материала при неизменном расходе оживляющего агента по высоте этой области также постоянна. Экспериментально доказано [57], что положение верхней границы основной области слоя в интервале изменения $N = 1...10$ практически не зависит от режима псевдооживления и примерно соответствует H_0 . Протяженность этой области примерно соответствует величине $(H_0 - z_{1мп})$. Характерными свойствами пузырей в этой области являются постоянство их размеров $dD_{п02}/dz = 0$ и скорости $dW_{п02}/dz = 0$. При этом, как и в капельной однофазной жидкости [44], газовые пузыри в псевдооживленной среде всплывают с явно выраженными пульсациями и формы, и их скорости.

Надслоевая область ($z_2 \approx H_0 \leq z \leq z_3 \approx H_{сл}$) характеризуется нелинейным изменением статического давления газа по высоте слоя ($dp_{сн3}/dz < 0$), возрастающей порозностью ($d\varepsilon_{н3}/dz > 0$), но убывающей скоростью ($dW_{гн3}/dz < 0$) газа и уменьшением вязкости слоя ($d\nu_{сн3}/dz < 0$), вследствие увеличения порозности слоя [58] в непрерывной фазе. Протяженность этой области (при использовании перфорированных или пористых газораспределителей) в 2, 3 и более раз превышает (в зависимости от числа псевдооживления) суммарную высоту двух вышеназванных областей слоя. Для этой области характерно заметное увели-

чение диаметра и скорости движения пузырей перед их интенсивным разрушением [27], $dW_{\text{поз}}/d\tau \neq 0$, $dD_{\text{поз}}/dz > 0$ и $dW_{\text{поз}}/dz > 0$.

Для всего объема псевдооживленной среды в целом характерна тенденция движения пузырей от стенок аппарата к центру слоя [59]. Незначительная концентрация пузырей вблизи стенок аппарата обусловлена преимущественно нисходящим движением частиц в этой области. Частицы, перенесенные пузырем в надслоевую область, после его разрушения некоторое время остаются на поверхности, а затем увлекаются вниз в слой обратным циркуляционным течением. Основная роль пузырей заключается в перемещении частиц, результатом которого является усиленное их перемешивание, а также в увеличении рабочей высоты псевдооживленного слоя. При этом процесс образования пузырей газа в псевдооживленном слое крупных частиц происходит интенсивнее, а диаметр поднимающихся пузырей больше, чем в псевдооживленном слое мелких частиц.

Рассмотрим слой относительно крупных монодисперсных сферических частиц, псевдооживившихся однородным восходящим потоком газа (воздуха). Псевдооживление происходило в вертикальном цилиндрическом аппарате с неизменной по высоте аппарата площадью F_a . Направим ось Oz обратно вектору \mathbf{g} . Точку отсчета «0» расположим в центре газораспределителя ($z = 0$, $r = 0$).

Считали заданными: $W_{\text{го}}$, d , ε_0 и плотность $\rho_{\text{ч}}$ частиц, плотность $\rho_{\text{г}}$ и кинематическая вязкость $\nu_{\text{г}}$ газа, D_a , N и $W_{\text{га}}$ – для аппарата в целом.

В основе предлагаемой модели заложены следующие положения.

1 Псевдооживленную среду представляли как совокупность непрерывной (однородной) фазы с высокой концентрацией частиц и всплывавших в ней пузырей газа (дискретной фазы), которые осуществляли перенос частиц в своих шлейфах. Пузыри появлялись одновременно с началом псевдооживления.

2 Параметры $W_{\text{гн}}$, $\varepsilon_{\text{н}}$, $D_{\text{п}}$, $W_{\text{п}}$ и $\varepsilon_{\text{сл}}$ зависели от N , характера изменения величины $\rho_{\text{сл}}(z)$ и отличались в каждой из трех областей псевдооживленной среды: прирешеточной (области формирования и роста пузырей), основной (области стабилизированных параметров среды) и надслоевой (области роста и разрушения пузырей).

3 До начала псевдооживления слой крупных частиц предварительно не расширялся, после перехода в псевдооживленное состояние высота слоя заметно увеличивалась. При этом относительное расширение слоя $H_{\text{сл}}/H_0$ с ростом N непосредственно связывалось с увеличением высоты надслоевой области (за счет выброса частиц из основной области), которая могла существенно (в 2 и более раз) превышать высоту основной области.

4 Сила сопротивления, возникавшая при движении газа вследствие его взаимодействия с частицами и стенками аппарата, обуславливала падение давления на высоте $H_{\text{сл}}$: $\Delta p_{\text{сл}} = \Delta p_{\text{ч}} + \Delta p_{\text{ст}}$. Пренебрегали влиянием стенок аппарата на движение газа (т.е. $\Delta p_{\text{сл}} \approx \Delta p_{\text{ч}}$).

5 Движение газа по мере его подъема вверх через слой частиц сопровождалось таким перераспределением подаваемого на псевдооживление объемного расхода газа $V_{\text{га}}$ между непрерывной $V_{\text{гн}}$ и дискретной $V_{\text{гп}}$ фазами, при котором величина $\varepsilon_{\text{сл}} \rightarrow \text{opt}$, а $H_{\text{сл}} \rightarrow \text{min}$, т.е. при $V_{\text{гн}}/V_{\text{гп}} \rightarrow \text{opt}$ слой стремился к меньшей потенциальной энергии. При этом кинетическая энергия газа, двигавшегося в виде пузырей, определяла энергию возникавших в псевдооживленной среде флуктуаций скорости газового потока.

В настоящем анализе считали все параметры осредненными по сечению слоя и по времени. С увеличением координаты z (по мере подъема точки замера над газораспределителем, $0 \leq z \leq H_{\text{сл}}$) происходило изменение значений $p_{\text{сл}}$, а при варьировании поперечной координаты r ($0 < r < R_a$) и τ они оставались неизменными ($\partial p_{\text{сл}}/\partial r = 0$ и $\partial p_{\text{сл}}/\partial \tau = 0$). Аналогично происходит изменение параметров $W_{\text{гн}}$, $\varepsilon_{\text{н}}$, $D_{\text{по}}$, $W_{\text{по}}$ и $\varepsilon_{\text{сл}}$. Характерное время осреднения равнялось времени прохождения пузырей высоты $H_{\text{сл}}$, т.е. $\tau \geq \tau_{\text{п}} = H_{\text{сл}}/W_{\text{по}}$, где $W_{\text{по}}$ – скорость подъема пузыря в неограниченном объеме псевдооживленной среды.

Состояние рассматриваемой идеализированной системы для заданного N характеризовалось значениями эффективной порозности слоя $\varepsilon_{\text{сл}}$ в целом и порозности его непрерывной фазы $\varepsilon_{\text{н}}$, диаметра $D_{\text{по}}$ сферы, равновеликой пузырю по объему, а также постоянством:

- 1) рабочей высоты слоя [$\partial H_{\text{сл}}/\partial \tau = 0$ или $H_{\text{сл}} = \text{idem}$];
- 2) массы псевдооживляемых частиц

$$\left[\int_{V_{\text{сл}}} \rho_{\text{ч}}(1 - \varepsilon_{\text{сл}}) dv = m_{\text{ч}} = \text{idem} \right];$$

- 3) расхода газа

$$\left[\int_{F_a} \rho_r \varepsilon_{cl} (W_r n) dF = W_{га} F_a = V_{га} = \text{idem} \right];$$

4) перепада давления газа в слое

$$[\Delta p_{cl} = g m_{ч} / F_a = g(\rho_{ч} - \rho_r)(1 - \varepsilon_{cl}) H_{cl} = g(\rho_{ч} - \rho_r)(1 - \varepsilon_0) H_0];$$

5) потенциальной и кинетической энергии движения твердой фазы

$$\left[\int_{v_{cl}} (1 - \varepsilon_{cl}) \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_{ч} W_{ч}^2 / 2) dv = \int_{v_{cl}} (1 - \varepsilon_{cl}) \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_{ч} g z) dv = 0 \right].$$

Таким образом, сделанные допущения привели к рассмотрению внутреннего одномерного стационарного процесса фильтрации несжимаемой жидкости. Построим гидродинамическую модель свободной псевдооживленной среды с учетом ее деления на вышеуказанные области.

Из условия неизменности массы и объема частиц дисперсной фазы до начала и во время псевдооживления, т.е.

$$\int_{z=0}^{z=H_0} (1 - \varepsilon_0) F_a dz = \int_{z=0}^{z=H_{cl}} (1 - \varepsilon_{cl}) F_a dz = \text{idem},$$

следовало, что относительное расширение псевдооживленного слоя H_{cl}/H_0 определялось уравнением

$$\frac{H_{cl}}{H_0} = \frac{1 - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon_{cl}}. \quad (1.13)$$

Уравнение (1.13) связывает расширение псевдооживленного слоя с возрастанием его порозности ε_{cl} по сравнению с первоначальной ε_0 . Однако из него нельзя выявить как будут изменяться H_{cl} и ε_{cl} с ростом $W_{га}$. Поэтому необходимо установить закономерность расширения свободного псевдооживленного слоя, т.е. найти зависимость $\varepsilon_{cl} = f(W_{га})$.

Рассмотрим порозность ε_{cl} как среднюю объемную концентрацию газа в псевдооживленном слое в целом (в непрерывной фазе ε_n , пузырьках ε_p и их шлейфах $f_{ш}$) при наличии в нем газовых пузырей. При этом общую порозность пузыря ε_p представим как среднюю объемную концентрацию сферических включений, содержащих порозность шлейфа $\varepsilon_{ш}$, доли объема пузыря, занятого шлейфом $f_{ш}$, и порозность свободной от частиц части пузыря $\varepsilon_{пс}$ (условно принимали $\varepsilon_{пс} \approx 1$) в виде

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{ш} f_{ш} + \varepsilon_{пс} (1 - f_{ш}) \approx 1 - f_{ш} (1 - \varepsilon_{ш}). \quad (1.14)$$

Тогда

$$\varepsilon_{cl} = \varepsilon_n (1 - \varphi_p) + \varphi_p \varepsilon_p = \varepsilon_n (1 - \varphi_p) + \varphi_p (1 - f_{ш}) + \varphi_p \varepsilon_{ш} f_{ш}, \quad (1.15)$$

где φ_p – объемная концентрация пузырей.

Полагаем, что величина ε_{cl} зависит от N , характера изменения величины $p_{cl}(z)$ и различна в каждой из трех областей псевдооживленной среды: прирешеточной, основной и надслоевой.

Средняя объемная концентрация газа в прирешеточной области псевдооживленного слоя $\langle \varepsilon_{cl1} \rangle$ изменялась практически от 1 у газораспределителя ($z = 0$) до величины ε_{cl2} на границе областей ($z = z_1$). Аналогично изменялась величина $\langle \varepsilon_{cl3} \rangle$ в надслоевой области псевдооживленного слоя: от величины ε_{cl2} на границе областей ($z = z_2$) практически до 1 у верхней границы слоя ($z = H_{cl}$), т.е.

$$\langle \varepsilon_{cl1} \rangle \approx \langle \varepsilon_{cl3} \rangle \leq 0,5(1 + \varepsilon_{cl2}).$$

Тогда в выражении для средней порозности псевдооживленной среды в целом $\langle \varepsilon_{cl} \rangle$ осталось только

одно неизвестное – порозность основной области слоя $\varepsilon_{\text{сл}2}$, т.е.

$$\langle \varepsilon_{\text{сл}} \rangle \leq (1 + 2\varepsilon_{\text{сл}2})/3. \quad (1.16)$$

Поскольку в основной области $dD_{\text{по}2}/dz = 0$, поэтому принимаем, что $\varepsilon_{\text{ш}2} \approx \varepsilon_{\text{н}2}$. Тогда из (1.15) получим

$$\varepsilon_{\text{сл}2} = \varepsilon_{\text{н}2} [1 - \varphi_{\text{п}2}(1 - f_{\text{ш}2})] + \varphi_{\text{п}2}(1 - f_{\text{ш}2}). \quad (1.17)$$

Далее рассматриваем основную область слоя, поэтому ее индекс «2» опускаем. Для определения параметров, входивших в уравнение (1.17) основное балансовое уравнение, описывавшее распределение потока газа по фазам в псевдооживленном слое, представим в виде

$$V_{\text{га}} = V_{\text{гн}} + V_{\text{гп}}, \quad (1.18)$$

где $V_{\text{га}}$ – объемный расход газа в аппарате; $V_{\text{гн}}$ – расход газа в непрерывной фазе; $V_{\text{гп}}$ – расход газа в дискретной фазе.

Величина $V_{\text{гп}}$ состояла из двух потоков: $V_{\text{п}}$ – «видимого» потока газа, проходившего в виде пузырей и $V_{\text{гсп}}$ – сквозного потока газа через пузыри.

Поскольку $V_{\text{га}} = W_{\text{га}}F_{\text{а}}$; $V_{\text{гн}} = W_{\text{гн}}\varepsilon_{\text{н}}(1 - \varphi_{\text{п}})F_{\text{а}}$; $V_{\text{п}} = \varphi_{\text{п}}W_{\text{п}}F_{\text{а}}$; $V_{\text{гсп}} = \varphi_{\text{п}}W_{\text{гсп}}F_{\text{а}}$ (здесь $W_{\text{гсп}}$ – скорость сквозного относительно пузыря потока газа), то условие сохранения суммарного потока газа в псевдооживленном слое (средний поток в слое) получим в виде

$$W_{\text{га}} = W_{\text{гн}}\varepsilon_{\text{н}}(1 - \varphi_{\text{п}}) + \varphi_{\text{п}}(W_{\text{п}} + W_{\text{гсп}}). \quad (1.19)$$

В первом приближении величину $W_{\text{гсп}}$ можно выразить как $\psi_1 W_{\text{гн}}$, где параметр ψ_1 [60] является сложной функцией разности скоростей $W_{\text{га}} - W_{\text{гн}}$ и высоты слоя $H_{\text{сл}}$ и характеризует сквозной поток газа через пузырь. Однако для крупных частиц обычно принимают, что величина $V_{\text{гсп}}$ очень мала по сравнению с $V_{\text{гн}}$ и $V_{\text{п}}$, поэтому ее не вводят в анализ, полагая, что она равна нулю [61]. Поэтому условно принимаем, что $V_{\text{гсп}} \approx 0$.

Экспериментально доказано [62], что в псевдооживленном слое относительно крупных частиц пузыри поднимаются друг за другом в строгом порядке со скоростью, ожидаемой для одиночных пузырей, практически без взаимодействия между собой.

Однако наиболее общий случай – это стесненное движение пузырей. При наличии стесненного движения пузырей скорость газа $W_{\text{п}}$, проходившего в пузырях (согласно [35]), выразим в виде

$$W_{\text{п}} = \left(1 - \frac{f_{\text{ш}}\varphi_{\text{п}}}{1 - \varphi_{\text{п}}} \frac{1 - \varepsilon_{\text{ш}}}{1 - \varepsilon_{\text{н}}} \right) W_{\text{по}}, \quad (1.20)$$

где $W_{\text{по}}$ – скорость подъема одиночного пузыря в неограниченном объеме псевдооживленного слоя.

При этом скорость начала псевдооживления $W_{\text{го}}$ превышает скорость подъема пузырей газа $W_{\text{п}}$ и всегда [34] соблюдается неравенство $W_{\text{п}} < W_{\text{го}}/\varepsilon_0$.

Для определения величины $W_{\text{по}}$ используем формулу Дэвиса-Тэйлора [27]

$$W_{\text{по}} = 0,711\sqrt{gD_{\text{по}}},$$

где $D_{\text{по}}$ – эквивалентный диаметр одиночного пузыря.

Величину $D_{\text{по}}$ рассчитывали по формуле [63,64] (при $z = z_1$)

$$D_{\text{по}} = 1,4\rho_{\text{ч}}dNz + d_{\text{п}},$$

где z – текущая вертикальная координата (высота); $d_{\text{п}}$ – первоначальный диаметр зарождающихся пузы-

рей (для слоевого или пористого газораспределителя величина $d_n = 0$).

В соответствии с [27, 54] (устойчивый диаметр пузырей в слое крупных частиц определялся из условия равенства скорости движения пузыря $W_{по}$ и скорости витания частиц $W_{чв}$) из формулы

$$W_{по} = 0,717\sqrt{gD_{по}} = W_{чв}.$$

Поскольку приняли $\varepsilon_{ш} \approx \varepsilon_n$, то $W_n = \left(1 - \frac{f_{ш}\varphi_n}{1 - \varphi_n}\right) W_{по}$ и выражение (1.19) представим в виде

$$W_{га} = W_{гн}\varepsilon_n(1 - \varphi_n) + \varphi_n \left(1 - \frac{f_{ш}\varphi_n}{1 - \varphi_n}\right) W_{по}. \quad (1.21)$$

Исходим из принципа равномерного распределения энергии по степеням свободы (кинетическая энергия хаотического движения одной частицы состоит из энергии трех поступательных и трех вращательных степеней свободы [65]), считаем, что при равенстве поступательной и вращательной энергии частицы приобретают наибольшую подвижность, что, в свою очередь, обуславливает максимальную интенсивность процессов теплопереноса в псевдооживленных средах [22]. С другой стороны, гетерогенная система «газ – твердые частицы» устойчива при минимуме энергии [66, 67], т.е. в промежутках между двумя последовательными соударениями частицы стремятся к состоянию, в котором относительная угловая скорость равняется нулю, а относительная линейная такова, что сила сопротивления, возникающая при обтекании частицы потоком газа, уравнивает силы тяжести и архимедову (т.е. равна скорости витания частиц в стесненных условиях – в среде с плотностью $\rho_c = \rho_q(1 - \varepsilon_n) + \rho_r\varepsilon_n$). Тогда уравнение равновесия сил, действовавших на частицу, с учетом вышесказанного принимает вид

$$\varepsilon_n(\rho_q - \rho_c)g \frac{\pi d^3}{6} = C_x \frac{\pi d^2}{4} \rho_r \frac{W_q^2}{2}, \quad (1.22)$$

где C_x – коэффициент лобового сопротивления в стесненных условиях (доказано [68 – 70], что турбулентному режиму соответствует практически весь диапазон скоростей псевдооживления, а в области турбулентного обтекания шарообразной частицы в псевдооживленном слое [71] $C_x = 0,44$).

Тогда после несложных преобразований выражение для скорости стесненного падения частиц W_q в непрерывной фазе псевдооживленного слоя принимает вид

$$W_q = 1,741 \frac{\nu_r}{d} \sqrt{Ar \varepsilon_n}. \quad (1.23)$$

Считаем, что дисперсная фаза псевдооживленного слоя в целом неподвижна. Тогда, если каждый сферический пузырь имеет шлейф, заполненный частицами со средней концентрацией газа в шлейфе пузыря $\varepsilon_{ш}$, то имеется восходящий объемный поток частиц, равный $V_q^\uparrow = f_{ш}(1 - \varepsilon_{ш})\varphi_n W_{по}$, и нисходящий объемный поток частиц со средней скоростью W_q , равный $V_q^\downarrow = (1 - \varepsilon_n)(1 - \varphi_n)W_q$. Поскольку $V_q^\uparrow = V_q^\downarrow$, то $f_{ш}(1 - \varepsilon_{ш})\varphi_n W_{по} = (1 - \varepsilon_n)(1 - \varphi_n)W_q$, откуда получим

$$W_q = \frac{f_{ш}(1 - \varepsilon_{ш})\varphi_n}{(1 - \varepsilon_n)(1 - \varphi_n)} W_{по} \approx \frac{f_{ш}\varphi_n}{(1 - \varphi_n)} 0,717\sqrt{gD_{по}}. \quad (1.24)$$

Приравняв выражения (1.23) и (1.24), после несложных преобразований получим соотношение для определения доли объема пузыря, занятого шлейфом $f_{ш}$,

$$f_{ш} = k_{ш} \frac{(1 - \varphi_n)}{\varphi_n} \frac{\nu_r}{d} \sqrt{\frac{Ar \varepsilon_n}{gD_{по}}}, \quad (1.25)$$

где $k_{ш}$ – коэффициент, учитывающий диаметр частиц и их форму, для крупных сферических частиц $k_{ш} = 0,014$.

Поскольку для крупных частиц величина $\varphi_n \leq 0,25$ [34], а согласно [35] при $\varphi_n < 0,2$ имеем умеренно концентрированную систему пузырей, при которой $W_n \approx W_{no}$, то в первом приближении условно принимаем $\varphi_n \approx 0,2$. Из условия сохранения суммарного потока газа в псевдооживленном слое выразим выражение для объемного потока газа в пузырях

$$V_n = V_{га} - V_{гн} = W_{га} F_a - W_{гн} \varepsilon_n (1 - \varphi_n) F_a. \quad (1.26)$$

С другой стороны выражение для V_n представим в виде

$$V_n = \omega_{nn} (1 - f_{ш}) v_{no}, \quad (1.27)$$

где ω_{nn} – частота прохождения газовых пузырей в основной области; v_{no} – объем единичного пузыря, включая его шлейф,

$$v_{no} = \frac{\pi D_{no}^3}{6} (1 - f_{ш}).$$

Приравняв правые части уравнений (1.26) и (1.27), после небольших преобразований получим зависимость для определения объемной концентрации пузырей φ_n

$$\varphi_n = 1 - \frac{W_{га} F_a - \omega_{nn} (1 - f_{ш}) v_{no}}{W_{гн} F_a \varepsilon_n}. \quad (1.28)$$

С другой стороны выразим величину φ_n из уравнения (1.15) и получим при $\varepsilon_n \approx \varepsilon_{ш}$

$$\varphi_n = \frac{\varepsilon_{сл} - \varepsilon_n}{(1 - \varepsilon_n)(1 - f_{ш})}. \quad (1.29)$$

Приравняв правые части этих уравнений, получим выражение для порозности в основной зоне псевдооживленного слоя в целом (в непрерывной фазе, пузырях и их шлейфах)

$$\varepsilon_{сл} = \varepsilon_n + (1 - \varepsilon_n)(1 - f_{ш}) \left(1 - \frac{W_{га} F_a - \omega_{nn} (1 - f_{ш}) v_{no}}{W_{гн} F_a \varepsilon_n} \right). \quad (1.30)$$

Частоту прохождения пузырей ω_{nn} , связанную с основной частотой пульсаций давления [72], представим в виде $\omega_{nn} = \frac{1}{\tau_n}$, где τ_n – время (период) прохождения пузырей основной области псевдооживленного слоя (высоту которой условно приняли равной H_o), $\tau_n = H_o / W_{no}$. Так как $W_{no} = 0,711 \sqrt{g D_{no}}$, то

$$\omega_{nn} = \frac{W_{no}}{H_o} = 0,711 \frac{\sqrt{g D_{no}}}{H_o}. \quad (1.31)$$

Вследствие того, что между порозностью и скоростью газа доказана непосредственная взаимосвязь [73], то для однородной непрерывной фазы псевдооживленного слоя относительно крупных частиц зависимость между порозностью ε_n и скоростью $W_{гн}$ выразим из формулы Эргана [74], приближенно справедливую при $\varphi_c \geq 0,3$ [75], в виде

$$W_{гн} = W_{го} \left(\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_o} \right)^{1,5} \left(\frac{1 - \varepsilon_o}{1 - \varepsilon_n} \right)^{0,5}. \quad (1.32)$$

Поскольку рассматриваем непрерывную фазу псевдооживленного слоя, которая находится в однородном состоянии, то величину ε_n определим по формуле [76]

$$\varepsilon_n = \left(\frac{18 \operatorname{Re} + 0,36 \operatorname{Re}^2}{Ar} \right)^{0,21}.$$

Тогда закономерность изменения порозности псевдооживленного слоя относительно крупных частиц в зависимости от изменения скорости газа в аппарате $\varepsilon_{\text{сл}} = f(W_{\text{га}})$ для небольших N ($2 \leq N \leq 7$) имеет вид

$$\langle \varepsilon_{\text{сл}} \rangle \leq \frac{1 + 2 \left(\varepsilon_n + (1 - \varepsilon_n)(1 - f_{\text{ш}}) \left(1 - \frac{W_{\text{га}} F_a - \omega_{\text{пш}}(1 - f_{\text{ш}}) v_{\text{по}}}{W_{\text{гн}} F_a \varepsilon_n} \right) \right)}{3}. \quad (1.33)$$

Окончательно закономерность относительного расширения свободного неоднородного псевдооживленного слоя относительно крупных частиц имеет вид

$$\frac{H_{\text{сл}}}{H_0} = \frac{3(1 - \varepsilon_0)}{2 - 2 \left(\varepsilon_n + (1 - \varepsilon_n)(1 - f_{\text{ш}}) \left(1 - \frac{W_{\text{га}} F_a - \omega_{\text{пш}}(1 - f_{\text{ш}}) v_{\text{по}}}{W_{\text{гн}} F_a \varepsilon_n} \right) \right)}. \quad (1.34)$$

Таким образом, построенная гидродинамическая модель свободной псевдооживленной среды крупных частиц учитывает влияние на расширение слоя не только скорости газа в аппарате, но и основных параметров непрерывной и дискретной фаз псевдооживленного слоя. Из неравенства (1.33) следует, что размер пузырей, частота их прохождения и обмен между фазами в псевдооживленной среде взаимосвязаны. Конечно, реальный псевдооживленный слой, например, с ударными волнами, возникающими при прорыве пузырями поверхности слоя [77, 78], гораздо сложнее рассмотренной идеализированной схемы.

В дальнейшем следует учесть величину сквозного потока газа через пузыри и реальные размеры газовых пузырей, которые в настоящем расчете принимали по упрощенным формулам.

Проведенный анализ результатов расчета относительного расширения сферических частиц алюмосиликатного катализатора класса 2,5...3,0 мм (высота неподвижного слоя 0,1 м) в аппарате диаметром 0,172 м по изложенной выше методике расчета с немногочисленными известными литературными данными показало следующее. Известно [57, 79 – 82], что степень расширения неоднородного псевдооживленного слоя [1] гораздо ниже, чем однородного [76]. Из анализа следует, что к рекомендуемой степени расширения для неоднородного псевдооживленного слоя [79 – 82] наиболее приближается зависимость (1.34). Поэтому для выполнения проектных расчетов аппаратов с псевдооживленным слоем разработанная методика гидродинамического расчета свободного псевдооживленного слоя достаточно эффективна.

В псевдооживленном слое с размещенным в нем изделием эта задача еще более усложняется. Динамическое взаимодействие непрерывной и дискретной фазы псевдооживленного слоя с размещенным в нем изделием приводит к появлению у поверхности изделия областей с различными структурно-гидродинамическими характеристиками. В результате реологические параметры одной и той же дисперсной среды могут быть различными в зависимости от условий, реализуемых в этой системе.

2 ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ

Соприкосновение сыпучего материала с жесткой (газонепроницаемой) поверхностью нагрева нарушает случайную хаотическую структуру пристенного слоя и упорядочивает ее на расстоянии $(2...4)d$ от этой поверхности. Это приводит к возрастанию гидравлического радиуса, т.е. к увеличению проходного сечения для газа.

При продувании засыпки пониженное гидравлическое сопротивление в пристенном слое тела, размещенного в зернистой среде, способствует протеканию через этот слой избыточного объема газа, который частично подсасывается сюда из близлежащих слоев частиц, а в основном создается потоком, натывающимся на наклоненные в сторону газораспределителя поверхности.

Следовательно, условия, создаваемые у поверхности тела, расположенного в неподвижном зернистом слое, дают основания ожидать, что в первую очередь в псевдоожигенное состояние перейдет слой частиц, находящихся у поверхности тела. Для подтверждения этого предположения требуется экспериментальная проверка, для чего были разработаны специальные методики исследования.

2.1 МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ КАРТИНЫ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ

Имеется сравнительно много способов визуализации течений в однородных средах (жидкостях и газах), например, с помощью дымящихся проволочек, струек трассера, высокоскоростной фотографии, лазерных и теневых методов.

В принципе все эти методы при определенных условиях можно использовать и в двухфазной среде, подбирая ее концентрацию или характерный размер такими, чтобы она стала в какой-то мере оптически прозрачной. В высококонцентрированных двухфазных средах наибольшее распространение получили методы скоростной кино- и фотосъемки и рентгеноскопии.

В наших опытах мгновенная и средняя картины обтекания тел, неподвижно укрепленных в псевдоожигенном слое, исследовались визуальными наблюдениями, методами широкоформатной фотосъемки и скоростной киносъемки процесса в обычном свете, а также путем фотографирования в рентгеновских лучах.

Изучение возникновения газовых пузырей, их поведения и взаимодействия с поверхностью и со слоем частиц зернистого материала проводилось на плоских двухмерных моделях толщиной от 10 до 40 мм, шириной 180...410 мм и высотой 400...800 мм.

Фотографированием в рентгеновском свете получали картину обтекания как в двухмерном, так и в трехмерном слоях. Следует сразу отметить, что основные закономерности течения среды около поверхности в том и другом случаях сохранялись. В этой связи правомерен вывод авторов [83], экспериментально определявших влияние размеров датчика на характер получаемых с его помощью результатов, что пристеночный эффект, отличающий плоский аппарат от объемного, не является искажением, так как входит в систему и определяет ее поведение. Съемка в видимых лучах проводилась через прозрачные боковые стенки аппарата в проходящем и падающем свете. В качестве оживающего агента использовался воздух, в отдельных опытах – углекислый газ и гелий.

В псевдоожигенный слой погружали пластины толщиной 5, 10, 20 и 50 мм, цилиндры диаметром 10, 20, 30 мм, шар диаметром 30 мм, тела произвольной формы поверхности (клинья с углом раскрытия 20, 30 и 60 °С профильная часть лопатки турбины). Тела крепились в середине аппарата на высоте 20...40 мм от газораспределителя. Пластина и клин располагались вертикально, а цилиндр – горизонтально. Высота насыпного слоя подбиралась так, чтобы тело было погружено в слой частично или полностью.

Детально исследовалась картина обтекания тел правильной геометрической формы, в частности пластины. При этом оптическая ось съемочной фото- и кинокамер проходила вдоль одной из боковых граней пластины, чтобы фиксировать малейшие структурные образования, соприкасающиеся с поверхностью. В опытах с телами другой формы оптическая ось совмещалась с их центром тяжести. При фотографировании в рентгеновских лучах их источник устанавливался таким образом, чтобы лучи проходили параллельным пучком.

За аппаратом, на его задней стенке, крепилась кассета с рентгеновской пленкой размером 130 × 180 мм, на которой и фиксировалось негативное изображение процесса. Статистическую мгновенную картину обтекания получали с помощью фотографирования зеркальным аппаратом с размером кадра 60 × 60 мм, а исследование динамики взаимодействия дисперсной среды с поверхностью тела проводилось путем киносъемки со скоростью до 2000 кадров в секунду.

Просмотр в замедленном темпе отснятого киноматериала позволил детально проанализировать особенности формирования пристенной зоны, движение в ней пузырей и твердых частиц. Время экспозиции для получения мгновенной структуры слоя вблизи тела изменялось от 1/2 до 1/2000 с, средняя картина обтекания получалась в течение 2...7 мин, что обеспечивало порядка 600 – 2000 мгновенных независимых реализаций плотности вероятности случайной величины на одном снимке.

2.2 ОБТЕКАНИЕ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ

Экспериментально установлено, что если в зернистом слое размещено тело, то при увеличении скорости фильтрации газа от нуля до первой критической сыпучий материал переходит в псевдооживенное состояние не сразу во всем объеме.

Процесс оживления начинается у боковых поверхностей тела. Так, для зернистого слоя с погруженной в него пластиной уже при $N = 0,8 \dots 0,9$ под действием давления газа происходит уплотнение частиц, находящихся под нижним торцом тела, и образование свободного пространства – газовой полости (подушки), толщина которой составляет порядка $(2 \dots 4)d$.

Размер газовой полости под нижним торцом пластины остается постоянным во времени, воздух, вытекающий из полости, подхватывает частицы, прилегающие к поверхности пластины, и создает зону, в которой материал движется в фонтанирующем режиме, а за ее пределами еще остается неподвижным (рис. 2.1, а).

Ширина этой зоны увеличивается по высоте пластины примерно от $(1 \dots 3)d$ у ее нижнего основания до $(10 \dots 15)d$ на выходе из слоя. При полном погружении пластины в слой у ее боковой поверхности частицы совершают интенсивное вихревое движение, а выше верхнего торца пластины остаются неподвижными, т.е. происходит локальное нарушение целостности зернистого слоя.

При $N \sim 0,9$ верхний ряд частиц слоя, находящихся непосредственно у стенок аппарата, начинает «дрожать», а у поверхности пластины, частично погруженной в слой, – слабо фонтанировать. Если пластина полностью погружена в слой, то фонтанирование частиц не наблюдается. При дальнейшем увеличении W_a ($N \sim 0,90 \dots 0,95$), у поверхности пластины фиксируются нерегулярные во времени и нестабильные по ее высоте воздушные прослойки, толщина которых соизмерима с размером зерна. Наблюдаются нерегулярные подвижки (в вертикальном направлении) первого к поверхности слоя частиц.

При $N \sim 0,95 \dots 1,0$ прилегающий к пластине слой частиц приходит в движение по всей ее высоте, причем для не полностью погруженного тела этот переход происходит плавно и при несколько меньшем N , чем для полностью погруженного тела, у поверхности которого псевдооживление начинается как бы толчком.

При $N \approx 1,05 \dots 1,10$ в оживенное состояние переходят частицы во всем объеме слоя, газовая полость под нижним торцом пластины начинает пульсировать, генерируя пузыри. В момент начала схлопывания воздушной полости воздух движется от середины к краям торца пластины и в виде струи устремляется вдоль боковой поверхности.

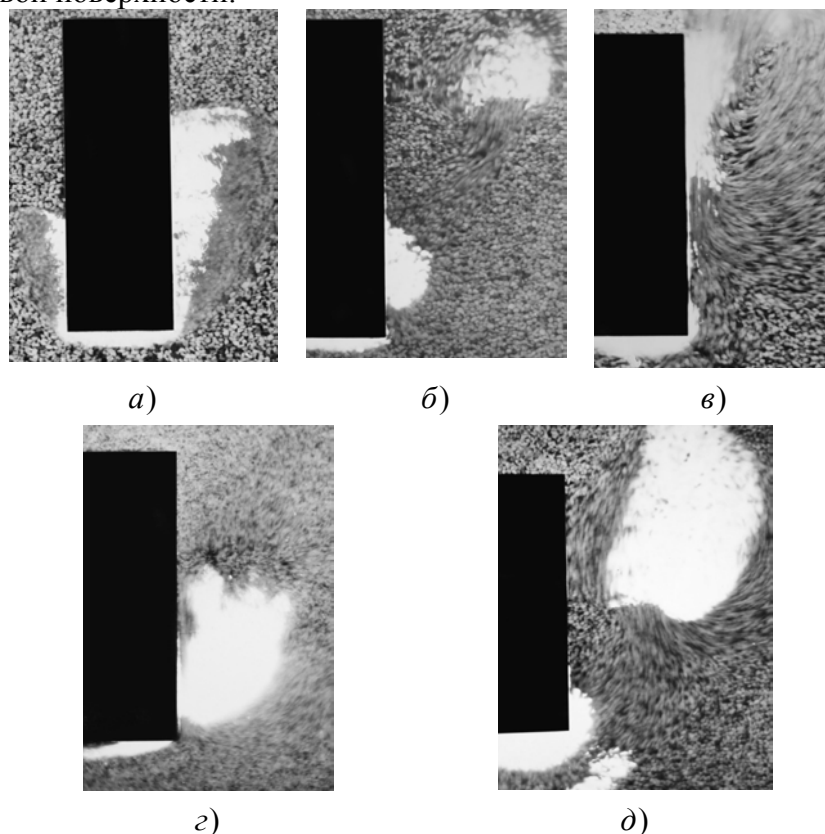


Рис. 2.1 Мгновенная картина обтекания пластины псевдооживленным слоем: время экспозиции $1/125$ с; а – начало псевдооживления, $N = 0,95$, $d = 0,68$ мм; б – образование пузырей из газовой полости, $N = 1,5$, $d = 0,68$ мм;

- v – проскок газа вдоль боковой поверхности пластины, $N = 2$, $d = 0,68$ мм;
- z – боковой шлейф частиц между поверхностью и пузырем $N = 2,0$, $d = 0,25$ мм;
- ∂ – наличие частиц в объеме поднимающегося в пограничной зоне пузыря, $N = 2,5$, $d = 0,68$ мм)

Первоначально эта струя оттесняет от поверхности частицы, образуя небольшую (длиной 3...10 мм) газовую каверну, непосредственно связанную с воздушной полостью. По мере вытеснения газа каверна растет в длину и ширину, формируясь в самостоятельный пузырь.

Когда полость схлопывается, верхний слой прижимающихся к торцу пластины частиц начинает перемещаться от его середины к краям вслед за уходящим газом, образуя гидродинамический след пузыря, который увлекает за собой также частицы, находящиеся в этот момент вблизи нижней части боковой поверхности пластины. Пузырь с интенсивно перемещающимся за ним шлейфом дискретной фазы, поднимаясь вдоль поверхности, отходит от нее (рис. 2.1, б).

При развитии псевдооживления ($N = 2...2,5$) у боковых поверхностей тела возникает пульсирующая газовая прослойка, в отдельные моменты времени проскакивающая вдоль всей пластины (рис. 2.1, в).

Это явление наблюдается для псевдооживленных слоев частиц всех размеров, но более выражено при оживлении крупного материала ($d \geq 0,3$ мм). Подъем пузыря вблизи пластины, как правило, сопровождается отслоением от ее поверхности части псевдооживленного слоя, находящегося между пузырем и пластиной (рис. 2.1, б). Образовавшаяся таким образом газовая прослойка перемещается по поверхности синхронно с движением пузыря.

С уменьшением толщины пластины и размера оживаемых частиц объем газовой полости, возникающей под нижним торцом тела, уменьшается. Вследствие этого размер газовых пузырей, генерируемых за счет воздуха, выталкивающегося дискретной фазой из-под тела, в слоях мелких частиц ($d < 0,3$ мм) заметно мельче, их частота образования выше, угол подъема к поверхности меньше, чем в слоях крупных частиц.

Возможно, этим объясняется установленный в [84] факт зависимости сопротивления при движении макроскопических тел в псевдооживленном слое от их размера.

У пузырей, возникающих у поверхности, появляются боковые шлейфы (рис. 2.1, з) образованные первоначально из ссыпавшихся со свода пузыря, а затем и обтекающих его частиц, т.е. газовые образования, генерируемые телом, жестко закрепленным в слое, по своей инфраструктуре практически не отличаются от пузырей, возникающих и всплывающих в свободном от тела слое [85 – 87]. Поднимающиеся в пристенной области пузыри образуют пограничную зону, средняя плотность среды в которой меньше, чем в ядре слоя.

С увеличением скорости фильтрации ($N \geq 3$) описанные закономерности образования пузырей у поверхности сохраняются, однако из-за увеличения их общего количества в слое (пузыри, возникающие в прирешеточной зоне, плюс генерируемые телом) взаимное влияние усиливается, они дробятся и сливаются, пограничная зона размывается, и различие в плотности среды у поверхности тела и вдали от него уменьшается.

Анализ кадров скоростной киносъемки, просматриваемых в замедленном темпе, показывает, что поднимающийся в пограничной зоне пузырь тянет за собой мощный гидродинамический след частиц (рис. 2.1, д), движущихся с большой скоростью. На вершине этого следа, в месте его входа в пузырь, частицы совершают хаотическое интенсивное движение, из которого происходят интенсивные микровыбросы частиц в объем газового пузыря.

Скорость частиц, движущихся в гидродинамическом следе пузыря, поднимающегося около поверхности, можно оценить по длине треков, получаемых за время экспозиции. Так, для частиц $d = 0,68$ мм и $0,25$ мм при $N = 2$ величина скорости гидродинамического следа составляет соответственно $1,5$ м/с и $0,6$ м/с, что превышает скорость фильтрации газа в $2,5$ и 7 раз.

Эта оценка позволяет сделать вывод о значительной скорости непрерывной фазы, несущей частицы и поступающей в пузырь. Видимо, этот поток газа, врывающийся с большой скоростью через основание пузыря, натываясь на плотный свод частиц, ограничивающих пузырь, создает в его верхней части избыточное давление [86], а в нижней – разрежение.

Очертания газовых макронеоднородностей, возникающих у поверхности и контактирующих с ней, самые разнообразные, они непрерывно изменяются от тонких вытянутых прослоек различной протяженности до классической грибовидной формы пузыря. Вследствие взаимодействия газовых образова-

ний с поверхностью их объем в большей степени, чем объем пузыря, поднимающегося в ядре слоя, может быть заполнен частицами, эжектируемыми струей воздуха в момент образования газовой неоднородности, а также поступающими из свода пузыря (рис. 2.1, д).

На верхнем торце пластины, погруженной в псевдооживленный слой, в отличие от пластины, погруженной в него частично, образуется шапка неподвижно лежащих или медленно сползающих частиц. Ее горизонтальные размеры (средние по времени) больше, чем толщина пластины, поэтому шапка как бы нависает (рис. 2.2, а) над поднимающимися вверх пузырями газа, создавая дополнительное сопротивление их подъему.

Этим и объясняется тот факт, что пристенный слой частиц у пластины, частично погруженной в слой, переходит в псевдооживленное состояние плавно, а у пластины, полностью погруженной в слой – толчком. Поэтому и средняя толщина газовой полости под нижним торцом первой несколько меньше, чем под второй (рис. 2.2). Из шапки зернистого материала, нависающей над верхним торцом пластины, частицы в пульсирующем (с частотой подъема пузыря) режиме сползают вдоль боковой поверхности. Толщина этого сползающего слоя уменьшается по мере продвижения вниз и на расстоянии, равном примерно половине высоты пластины, этот слой размывается поднимающимися газовыми неоднородностями (рис. 2.2, а). У поверхности пластины, частично погруженной в слой, этого не наблюдается (рис. 2.2, б).

Оригинальная методика исследования гидродинамической обстановки вблизи пластины, погруженной в псевдооживленный слой электропроводных частиц, разработана в [88]. На поверхность пластины с

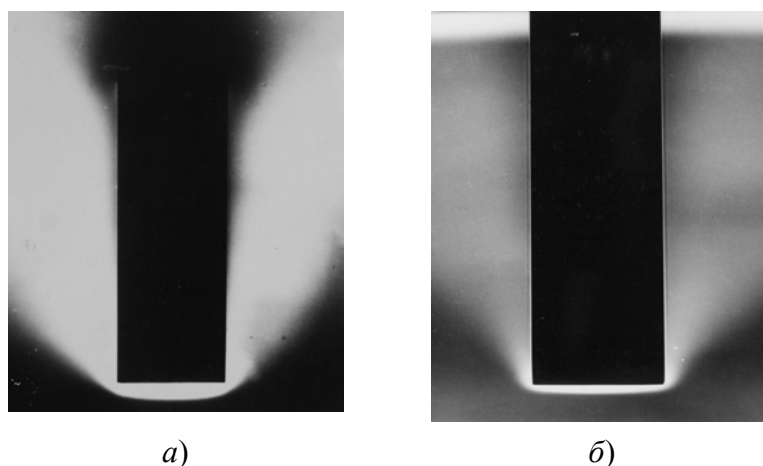


Рис. 2.2 Средняя по времени картина обтекания пластины, полностью (а) и частично (б) погруженной в псевдооживленный слой

шагом по квадрату 10 мм были выведены электроды, соединенные с неоновыми лампочками. Во время контакта мелкозернистого материала с поверхностью электрическая цепь замыкалась, и на табло загоралась соответствующая группа лампочек.

При движении около поверхности газовых пузырей цепь размыкалась, лампочки гасли. Таким образом, на световом табло авторы [88] наблюдали движение газовых неоднородностей по поверхности пластины и их чередование с дискретной фазой. По данной методике в качестве пузырей регистрировались все газовые неоднородности, толщина которых превышала 1 мкм, так как замыкание электрической цепи происходило при условии, когда расстояние между электродами и частицами было меньше 1 мкм. К разряду пузырей относились и разряженные образования между частицами, не имевшими контакта. Методика [88] не позволяла также однозначно определить, соприкасался ли с поверхностью слой неподвижных или быстро движущихся, но имеющих между собой контакт частиц, подобно гидродинамическому следу пузыря. Кроме того, чугунные частицы, использовавшиеся в опыте, обладали плохими сыпучими свойствами, вследствие чего, как пишут авторы [88], материал плохо оживался.

Рассмотрим геометрические параметры газовой полости и пограничной зоны, возникающих около пластины. Полученная в рентгеновских лучах картина обтекания пластин разной толщины и при различных режимах псевдооживления для слоев мелких и крупных частиц, позволяет оценить средние геометрические размеры газовой полости и пограничной зоны, возникающих соответственно под нижним торцом и у боковых поверхностей пластины. Плотность (порозность) псевдооживленной среды, необходимая для этих оценок, определялась методом фотометрирования рентгенограмм.

Под газовой полостью следует понимать среднюю по времени газовую неоднородность с близкой к единице ($\epsilon > 0,95$) порозностью, возникающую под нижним торцом пластины при ее обтекании средой.

Геометрические размеры этой полости характеризуются максимальной толщиной ($h_{гп}^{\max}$) и радиусом кривизны (рис. 2.3). Результаты экспериментов показали, что максимальная толщина газовой полости возрастала с увеличением скорости фильтрации, толщины пластины ($\delta_{пл}$) и размера частиц слоя. В большей степени на $h_{гп}^{\max}$ влияет режим оживления.

Форма газовой полости непостоянная. При числах псевдооживления, близких к единице, она имеет вид полуэллипса. С увеличением скорости фильтрации размеры полости растут, и полуэллипс раскрывается, приобретая корытообразную форму при $N \sim 1,5 \dots 1,6$.

Дальнейшее увеличение N не изменяет геометрический вид газовой полости, хотя толщина ее увеличивается.

Аппроксимация опытных данных $h_{гп}^{\max} = f(N, d, \delta_{пл})$ и $R_{гп}/\delta_{пл} = f(N, d)$ степенной зависимостью позволила получить формулы для расчета максимальной толщины газовой полости при изменении величин ($N = 1 \dots 3$; $\delta_{пл} = (5 \dots 10) \cdot 10^{-3}$ м; $d = (0,12 \dots 0,90) \cdot 10^{-3}$):

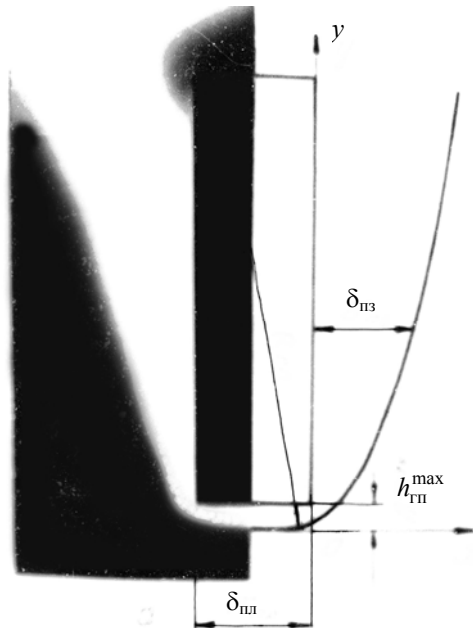


Рис. 2.3 Геометрические размеры газовой полости и пограничной зоны, возникающих около поверхности пластины

$$h_{гп}^{\max} = 0,35N(\delta_{пл})^{0,6}d^{0,4} \quad (2.1)$$

и ее радиуса кривизны (при $1 \leq N \leq 1,6$)

$$R_{гп} / \delta_{пл} = 0,75N^{-0,32}d^{-0,3} \quad (2.2)$$

Относительное среднеквадратичное отклонение опытных значений от рассчитанных по формулам (2.1) и (2.2) составляет $\pm 12\%$ и $\pm 7\%$ соответственно.

Под пограничной зоной следует понимать область вблизи поверхности тела, образующуюся при обтекании его псевдооживленным слоем, порозность в которой изменяется от единицы на поверхности до средней порозности (с погрешностью $\pm 10\%$) ядра среды при данном N .

Эксперименты показали, что толщина пограничной зоны, которая начинается у нижнего торца пластины (ниже его на величину $h_{\max гп}$, рис. 2.3), увеличивалась с ростом числа псевдооживления, диаметра частиц, толщины пластины и вертикальной координаты y . Формула для расчета толщины пограничной зоны

$$\delta_{пз} = 2,5y^{0,5}N^{1,7}\delta_{пл}^{0,45}d^{0,37} \quad (2.3)$$

аппроксимирует опытные данные с относительным среднеквадратичным отклонением $\pm 11\%$ и получена при изменении величин в интервалах: $N = 1, 2 \dots 3$; $d = (0,12 \dots 0,90) \cdot 10^{-3}$ м, $\delta_{\text{пл}} = (5 \dots 50) \cdot 10^{-3}$ м. Коэффициенты в формулах (2.1) – (2.3) являются размерными.

Гидродинамические характеристики газовой полости и пограничной зоны. Полученные геометрические параметры газовой полости и пограничной зоны, возникающих около поверхности пластины, являются средними и складываются из большого числа (~ 1000) мгновенных состояний непрерывно пульсирующей псевдооживленной среды.

Пульсации среды обусловлены периодическим изменением степени неоднородности слоя вследствие барботажа через него газовых пузырей. В свободном слое (без погруженных тел) была доказана однозначная корреляционная связь между колебаниями высоты слоя и его полным гидравлическим сопротивлением, причем максимум высоты соответствовал минимуму перепада давления в слое [89].

При наличии в нем пластины, как было показано выше, осуществляется дополнительная генерация газовых неоднородностей воздухом, истекающим из-под нижнего торца пластины. Эти неоднородности создают крупномасштабные пульсации в пограничной зоне, оказывая решающее значение на внешние обменные процессы. В связи с этим нами были поставлены опыты по изучению связи между частотами пульсаций газовой полости и псевдооживленной средой в пограничной зоне.

В аппарате на высоте 40 мм над газораспределителем крепилась пластина высотой $L = 70$ мм и размером сечения 20×30 мм. В теле пластины были просверлены воздухозаборные отверстия диаметром 3 мм для измерения давления под нижним торцом пластины и у ее поверхности на высоте $0,5L$, где L – высота пластины. На этом же уровне в стенке аппарата была вмонтирована пробоотборная трубка для фиксации давления в слое.

В аппарат засыпался слой частиц высотой 120 мм, в качестве которых использовались монофракции корунда с размером зерен 0,12; 0,25; 0,50 мм и шамота $d = 0,68; 0,78$ мм. Одним из основных элементов схемы являлся мембранно-тензометрический датчик, преобразовывавший импульсы давления в электрический сигнал. В основу датчика была положена типовая конструкция [90 – 91] с плоской ненапряженной мембраной, жестко зацементированной по периметру. На мембрану, изготовленную из фосфористой бронзы толщиной 0,4 мм, наклеивались с обеих сторон терморезисторы.

Собственная частота колебаний мембраны более чем на порядок превышала частоту колебаний псевдооживленной системы (~ 10 Гц), и тем самым обеспечивались квазистационарный режим работы преобразователя и возможность использования статической тарировки [92].

Методика проведения эксперимента была следующей. Устанавливали скорость фильтрации в слое и затем последовательно соединяли пробоотборные трубки с мембранно-тензометрическим устройством, сигнал с которого воспринимался и усиливался электронным тензометром, а затем записывался на ленте шлейфового осциллографа, подключенного на выходе тензометра. Тарировка всей схемы проводилась по известному давлению, подававшемуся к пробоотборной трубке. Схема обеспечивала высокую чувствительность в области малых давлений ($0,1 \dots 2,0$ кПа) и возможность работы в пределах линейных участков тарировочных кривых.

Результаты экспериментов по измерению избыточного давления в газовой полости показали, что с увеличением скорости фильтрации от нуля до $W'_{\text{кр}}$ давление под нижним торцом пластины возрастало. При достижении некоторого давления частицы отжимались от торца и образовывалась полость, размер которой увеличивался по мере роста $\bar{W}_{\text{ф}}$.

Причем для слоев мелких частиц деформации зернистого слоя под торцом пластины происходили скачком так, что в момент уплотнения частиц давление в полости уменьшалось.

Такие уплотнения для слоя корунда $d = 0,12$ мм наблюдались при $W_{\text{ф}} = 0,016$ и $0,02$ м/с ($\bar{W}_{\text{ф}} = 0,027$ м/с) (рис. 2.4, а). Для слоев крупных частиц процесс деформации протекал плавно и скачков уменьшения давления на кривой $\Delta p = f(W_{\text{ф}})$ не наблюдалось. В момент прорыва воздуха через слой частиц, прилегающих к поверхности, давление в полости несколько падало и оставалось примерно постоянным до перехода всего слоя в псевдооживленное состояние ($N \sim 1,1$). При этом полость не схлопывалась, пульсации давления в ней отсутствовали, хотя истечение газа из нее происходило, что может иметь место только при сохранении расхода газа, втекавшего в полость и вытекавшего из нее.

Эксперименты показали, что в момент прорыва газа величина избыточного давления в полости примерно равнялась весу столба частиц слоя с порозностью, равной среднему ее значению на расстоянии $x/d = 1$ от поверхности. Так, прорыв воздуха у пластины, погруженной в свободно насыпанный (не утрамбованный) слой частиц корунда $d = 0,12$ мм, происходил при $\Delta p \sim 1280$ Па. Величина Δp , рассчи-

танная по уравнению $\Delta p = \rho_{\tau} g (1 - \varepsilon) H_0$, в котором, согласно данным [93] значение $\varepsilon = 1,17\varepsilon_0$, равнялась 1160 Па.

При $N > 1,2$ давление в газовой полости начинало резко пульсировать, что свидетельствовало об изменении ее объема. В момент схлопывания полости давление уменьшалось и увеличивалось при ее образовании. С ростом числа псевдооживления до 2,5...3 для слоев частиц $d > 0,3$ мм и до $N = 2$ для частиц $d < 0,3$ мм частота схлопывания газовой полости ($f_{гп}$) возрастала (рис. 2.4, б), а при дальнейшем возрастании N (в опытах до 4) – уменьшалась или оставалась постоянной. При развитых режимах псевдооживления ($N = 2 \dots 2,5$) $f_{гп}$ была ~ 9 Гц и $\sim 12 \dots 13$, соответственно, для слоев частиц $d > 0,3$ мм и $d < 0,3$ мм.

Колебания характеризуются не только частотой, но и амплитудой. На рис. 2.4, в представлены опытные данные зависимости интенсивности пульсации давления $U(p)$ в газовой полости от N . Значение $U(p)$ для слоев частиц, использованных в опытах, не превышало $\sim 10\%$. Максимум $U(p)$ достигался при $N \approx 3$. Для слоев более крупных частиц величина $U(p)$ была немного выше, чем для слоев мелких частиц.

Газ, который скапливался под нижним торцом пластины, истекал из-под него в виде цепочки пузырей, поднимающихся вблизи ее боковой поверхности, и создавал крупно- и мелкомасштабные пульсации псевдооживленного слоя в пограничной зоне.

Проведенные исследования частоты колебаний слоя в пограничной зоне пластины и у стенки аппарата показали, что при $N < 1,2$, когда интенсивное псевдооживление имело место у поверхности тела, а остальной объем ожижался слабо, частота пульсации у поверхности пластины была примерно в два раза выше, чем вдали от нее (рис. 2.4, г).

По мере увеличения скорости фильтрации частоты пульсаций по сечению слоя выравнивались и при $N > 2,5$ становились одинаковыми. Аппроксимация опытных значений отношений частот пульсаций в пограничной зоне ($f_{пз}$) и в ядре слоя ($f_{сл}$) степенной зависимостью (рис. 2.4, г)

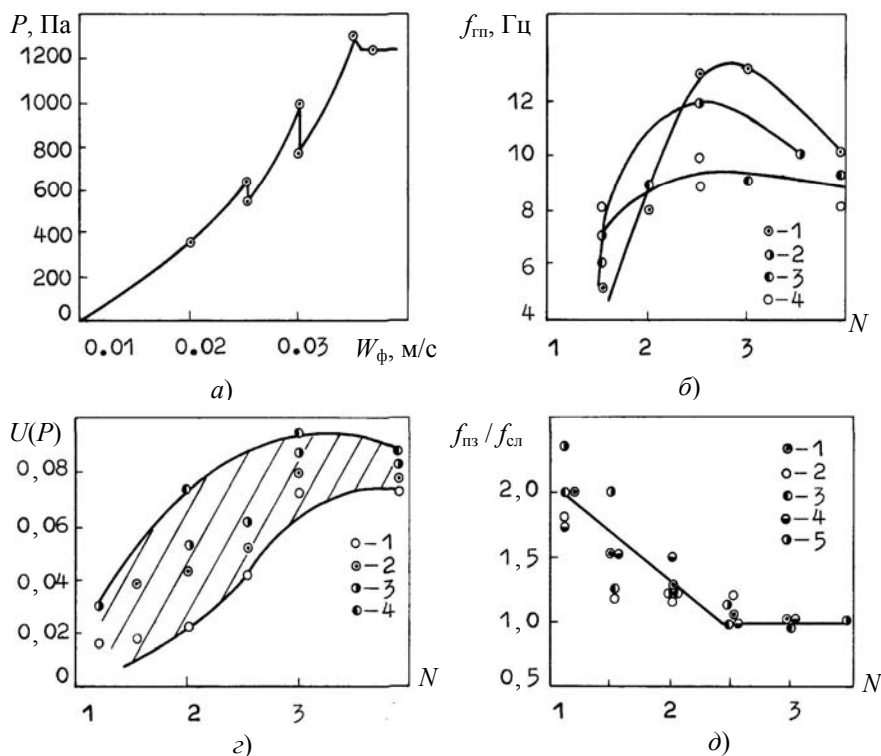


Рис. 2.4 Гидродинамические характеристики газовой полости и пограничной зоны в зависимости от скорости фильтрации (а) и числа псевдооживления (б – г):

1 – $d = 0,12$ мм; 2 – 0,25; 3 – 0,50; 4 – 0,68; 5 – 0,32

позволила получить формулу для расчета $f_{пз}/f_{сл}$ с относительным среднеквадратичным отклонением опытных данных от расчетных $\pm 11\%$

$$f_{пз} / f_{сл} = 2N^{-0,63} \quad \text{при} \quad 1,2 \leq N \leq 2,5; \quad (2.4)$$

$$f_{пз} / f_{сл} = 1 \quad \text{при} \quad N > 2/5.$$

Анализ колебаний газовой полости и крупномасштабных пульсаций псевдооживленного слоя в пограничной зоне показывает, что при режимах, характеризующихся $N = 1,5 - 2,0$, частоты пульсаций совпадают. При $N > 2$ газовая полость пульсирует с большей частотой, чем пограничная зона.

Связано это с несколькими причинами. Визуальные наблюдения и замедленный просмотр кадров скоростной киносъемки показали, что при $N < 2$ воздух, вытекающий из газовой полости, сравнительно равномерно распределяется по обеим сторонам пластины, т.е. пузыри в пограничной зоне образуются как с одной, так и с другой стороны тела.

При больших числах псевдооживления эта равномерность нарушалась. Во-первых, увеличивалась вероятность слияния пузырей. Во-вторых, из-за усиливающегося влияния крупных пузырей, поднимавшихся вдали от поверхности, весь газ, скапливавшийся под нижним торцом пластины, вытекал то вдоль одной, то вдоль другой боковой поверхности.

Особенно это было заметно для слоев из более крупных частиц. Резко возрастала амплитуда колебаний. Так, для псевдооживленного слоя корунда $d = 0,5$ мм при $N = 1,5$ размах амплитуды пульсаций давления в пограничной зоне составлял 8 %, а при $N = 3$ – увеличивался до 26 %.

Таким образом, существует однозначная связь между крупномасштабными колебаниями газовой полости, возникающей под нижним торцом пластины, и пульсациями слоя в ее пограничной зоне.

Чем крупнее размер твердой фазы, тем с меньшей частотой, но с большей амплитудой пульсирует газовая полость и больше размер газовых пузырей в пограничной зоне.

Возмущения, вносимые в систему при регулярном схлопывании газовой полости и образовании пузырей, способствуют усилению пульсационного псевдотурбулентного движения как отдельных частиц, так и целых групп, а следовательно, и усилению перемешивания в пограничной зоне.

Последнее приводит к увеличению дисперсионной составляющей переноса. Все это позволяет, во-первых, понять причины резкой интенсификации внешнего обмена в псевдооживленном слое, а во-вторых, заранее указать характер изменения локального коэффициента обмена вдоль обтекаемой поверхности и со знанием дела судить о возможных путях его увеличения.

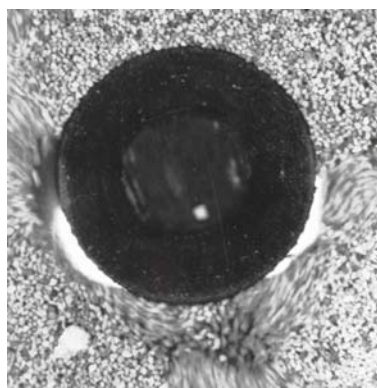
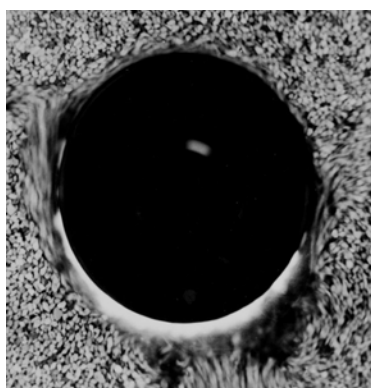
Так, например, естественно ожидать максимума коэффициента теплоотдачи на участке поверхности пластины, вблизи которого происходит формирование пузырей, так как именно здесь пульсации частиц и газа должны быть максимальными. Прямые эксперименты подтверждают это.

2.3 ОСОБЕННОСТИ ОБТЕКАНИЯ ШАРА, ЦИЛИНДРА И ТЕЛ ДРУГОЙ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ

Шар и горизонтально расположенный цилиндр не имеют четко выраженного нижнего торца, как пластина, его роль (генерировать газовые пузыри) выполняет нижняя часть поверхности, наклоненная в сторону газораспределителя. В целом картина обтекания псевдооживленным слоем шара аналогична описанной для пластины (рис. 2.5), т.е. имеется пульсирующая газовая полость под телом, над ним – слой

неподвижно лежащих частиц и пограничная зона у боковых поверхностей.

При режимах оживления, характеризующихся $N \approx 1,1$, у поверхности цилиндра и шара возникает тонкая газовая прослойка, охватывающая всю нижнюю его половину. Средняя толщина этой прослойки увеличивается с возрастанием диаметра тела, частиц слоя, а также N .



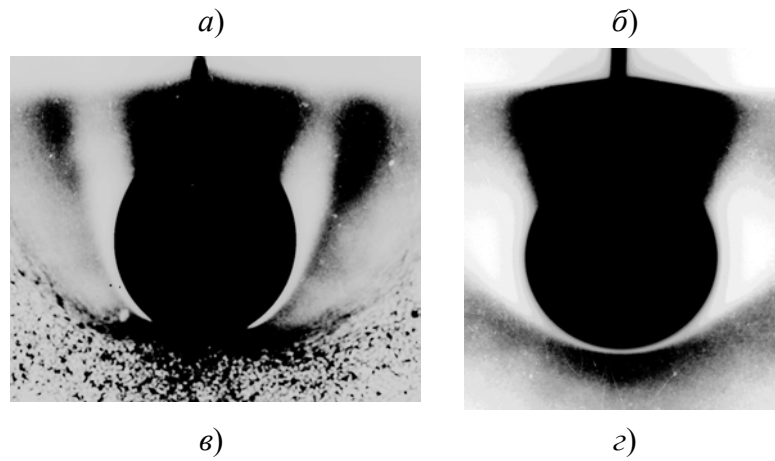


Рис. 2.5 Мгновенная (*а, б*) и средняя (*в, г*) картина обтекания цилиндра и шара pseudoоживленным слоем, $d = 0,68$ мм:

а – цилиндр, образование газовой полости, время экспозиции $1/125$ с, $N = 1,5$; *б* – цилиндр, схлопывание газовой полости, время экспозиции $1/125$ с, $N = 1,5$; *в* – шар, начало pseudoоживления, время экспозиции 420 с, $N = 0,95$; *г* – шар, $N = 2,0$, время экспозиции 420 с

По мере увеличения числа pseudoоживления протяженность прослойки по периметру тела уменьшается, и она превращается в газовую полость. При схлопывании полости находящийся в ней газ разделяется на две примерно равные по объему части и перемещается вдоль поверхности в виде воздушных каверн, следом за которыми тянется гидродинамический след твердых частиц (рис. 2.5, *б*).

В экваториальной области каверны формируются в газовые пузыри, которые отходят от поверхности тела. Таким образом, вся нижняя и часть верхней половины тела обтекаются чередой газовых образований и интенсивно движущимися турбулентными вихрями твердой фазы.

Общие закономерности обтекания клина и тела произвольной формы такие же, как и в рассмотренных выше случаях, за исключением того, что пристенная область вблизи клина делится на две, четко различающиеся по структурно-гидродинамическим параметрам зоны: неподвижно лежащий или периодически сбрасываемый слой частиц сверху и хаотически перемещающийся дисперсный поток у боковых поверхностей (в пристенной зоне).

Зарождение газовых макронеоднородностей происходит в нижней части поверхности клина, где толщина тела приближается к нулю.

Сначала образуется газовая прослойка (рис. 2.6, *а*), а по мере увеличения объема газа толщина и протяженность прослойки растет и образуется газовая неоднородность (рис. 2.6, *б*), перерастающая в пузырь, который, поднимаясь в пристенной зоне, увлекает за собой массив вихреобразно движущихся частиц.

При этом по самой поверхности перемещается очень тонкий, пульсирующий поток газа (рис. 2.6, *в*). В пристенной зоне клина пузыри поднимаются поочередно то с одной, то с другой стороны. Прохо-

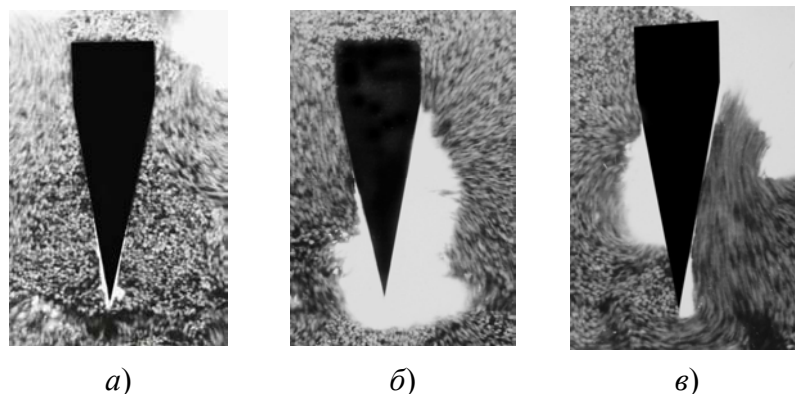


Рис. 2.6 Мгновенная картина обтекания клина pseudoоживленным слоем
($d = 0,68$ мм, $N = 2$, время экспозиции $1 \dots 125$ с)

дящие поочередно пузыри перебрасывают слева направо и в обратном направлении некоторую часть слоя частиц, находящихся на верхнем торце тела (рис. 2.6, в).

Характерная (средняя) картина обтекания клина при изменении чисел псевдооживления от $N = 1,2$ до $N = 2,0$ показана на рис. 2.7, а и б соответственно.

Картина обтекания тела произвольной формы может быть несимметричной, как, например, обтекание профильной части лопатки турбины (рис. 2.7, в) или обтекание пучков труб, погруженных в дисперсную среду [94].

У поверхности таких тел могут наблюдаться как три, так и два характерных структурно-гидродинамических состояния ожигаемой среды. Это определяется формой и размером тела, а также способом размещения его в псевдооживленном слое.

Таким образом, в результате взаимодействия псевдооживленной среды с объемноустойчивым телом, размещенным в ней, около его поверхности создается область с особыми структурно-гидродинамическими характеристиками.

У боковых поверхностей тела появляется пограничная зона, формируемая двумя потоками газа. Первый основной поток, движущийся под углом к боковой поверхности, образуется цепочкой пузырей, вырывающихся из-под нижнего торца тела или поверхностей, наклоненных в сторону газораспределительной решетки.

Второй – очень тонкий пульсирующий поток газа – прорывается вблизи поверхности. Между этими двумя потоками имеется клиновидная область, в которой частицы опускаются вниз, где они подхватываются основным газовым потоком и транспортируются вверх.

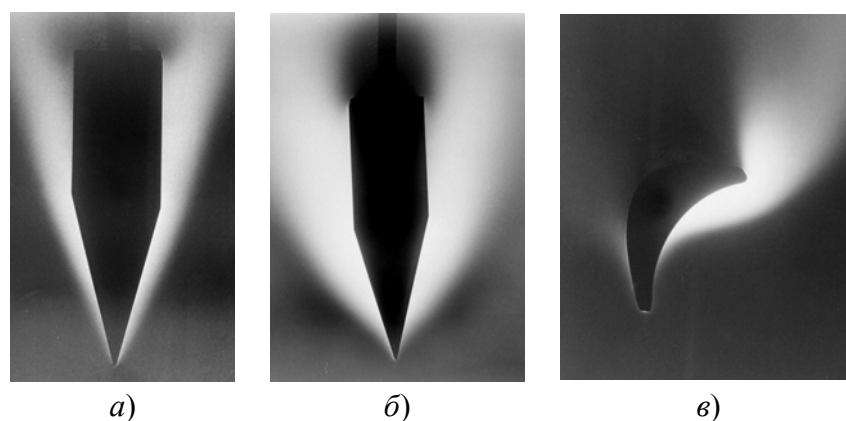


Рис. 2.7 Средняя картина обтекания клина и тела произвольной формы поверхности псевдооживленным слоем
($d = 0,5$ мм; время экспозиции 420 с)

Плотность псевдооживленного слоя в любом элементарном объеме в пограничной зоне не остается постоянной, а все время пульсирует. Не наблюдается четкого деления на две фазы – чистого газа и плотных агрегатов частиц.

Любой участок поверхности, кроме верхнего торца тела, где материал лежит неподвижно, контактирует с газовой фазой, в различной степени заполненной частицами, и дисперсной средой с разной плотностью и подвижностью.

Причем при режимах развитого псевдооживления в пристенной зоне преобладают менее плотные, более подвижные и однородные структурные образования: турбулентные следы пузырей, крупномасштабные вихри, запыленные частицами газовые неоднородности.

Форма и размер пограничной зоны зависят от скорости фильтрации газа, диаметра частиц, размера и формы тела, а также способа его размещения в псевдооживленном слое.

2.4 АНАЛИЗ ПРИЧИН ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ И ПОГРАНИЧНОЙ ЗОНЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ

Рассмотрим пластину, нижний торец которой приподнят над газораспределительной решеткой. При $N = 0$ порозность неподвижного зернистого слоя одинакова везде, кроме пристенного слоя толщиной $(2...3)d$, где ε изменяется от единицы на поверхности до $\varepsilon = \varepsilon_0$ на его внешней границе. При продувании засыпки пониженное гидравлическое сопротивление в этом пристенном слое способствует протеканию через него избыточного объема газа, который частично подсасывается сюда из близлежащих слоев час-

тиц, а в основном создается потоком, натыкающимся на нижний торец пластины и проходящим у ее поверхности.

По мере увеличения W_{ϕ} сопротивление прохождению потока у поверхности возрастает и под нижним торцом начинает создаваться избыточное давление газа, вследствие чего происходит деформация слоя, зернистый материал оттесняется от нижнего торца пластины, где образуется полость, свободная от частиц.

Известно [95], что переход слоя из неподвижного состояния в псевдооживленное происходит тогда, когда избыточное давление (Δp) становится равным весу частиц засыпки, т.е. $\Delta p = \rho_{\tau} g (1 - \varepsilon_0) H_0$. Согласно полученным экспериментальным данным в неподвижной засыпке средняя порозность пристенного слоя толщиной d в 1,1 – 1,2 раза больше ε_0 .

Следовательно, подвижка частиц в этом пристенном слое начинается, если пренебречь трением, при достижении избыточного давления $\Delta p = \rho_{\tau} g (1 - \varepsilon) H_0$, которое в 1,07 – 1,15 раза меньше, чем Δp , что и наблюдается в экспериментах по обтеканию тел.

При W_{ϕ} несколько большей $W'_{кр}$, Δp в газовой полости становился в среднем равным весу частиц слоя, и воздух из-под торца тела начинал истекать вдоль боковой поверхности пластины в виде плоской струи. Физическая модель струйного истечения в зернистый слой, хорошо согласующаяся с наблюдениями, подробно описана, например, в [96].

Таков же механизм образования газовой полости и при обтекании в псевдооживленном слое тел иной формы, если только создаются условия для обращения в нуль вертикальной компоненты скорости газа на участках поверхности тела с линейным размером, намного превышающим диаметр частиц. Приведенная выше картина обтекания клина хорошее тому подтверждение (рис. 2.6).

Образованию полостей под наклоненными в сторону газораспределительной решетки поверхностями тел помимо отмеченных факторов способствует также сила тяжести, под ее воздействием частицы стремятся отслоиться от поверхности, под которой они находятся.

Поэтому в полости под торцом не выполняется баланс сил, действующих на частицу в псевдооживленном слое. На частицы, попадающие в эту полость за счет случайных причин, преимущественно действует сила, направленная вниз. Граница этой полости может определяться из условий равенства векторной суммы нормальных к ней компонент силы тяжести и гидродинамической силы, действующих на частицы слоя. Из-за наличия в системе случайных возмущений указанная граница существенно нестационарна, при ее пульсации возможен выброс отдельных частиц внутрь полости. Тем не менее, анализ средней картины обтекания (рис. 2.2) показывает, что эта граница устойчива в макроскопическом отношении.

За счет газа, выходящего из-под нижнего торца пластины в виде плоской струи, около поверхности образуется вытянутая прослойка, которая по мере поступления из полости воздуха растет в длину и ширину, формируясь в самостоятельный пузырь. В момент схлопывания полости за уходящим из нее газом вследствие эжекции устремляется поток частиц, образующих гидродинамический след пузыря, в который вовлекаются и частицы, находящиеся у нижнего торца пластины.

Образовавшийся пузырь, форма которого, как показывают эксперименты, может быть самая разнообразная, начинает подниматься вдоль поверхности. Частицы твердой фазы, обтекая его, образуют боковой шлейф, которым оттесняют ядро пузыря от стенки тела. По мере роста толщины бокового шлейфа пузырь все дальше отходит от поверхности, а обтекающие его частицы придают ему форму, близкую к полусфере. Чем больше диаметр пузыря, тем большая масса твердого материала встречается на пути пузыря и обтекает его, увеличивая угол отклонения от поверхности тела. Объем пузыря, образующихся у боковой поверхности (при прочих равных условиях), возрастает с увеличением поперечного размера пластины.

Поднимающийся пузырь, оказывая дренирующее воздействие на структуру слоя около поверхности тела, формирует пограничную зону, толщина которой монотонно возрастает по мере продвижения вдоль этой поверхности. При этом непосредственно у боковой поверхности пластины имеет место процесс, обусловленный поперечным распространением импульса и по своей физической природе аналогичный такому же процессу в пограничном слое однофазной жидкости.

Импульс торможения первоначально передается «прилипшему» к поверхности газу, а торможение частиц в пограничном слое осуществляется в результате их гидродинамического взаимодействия с газом. Таким образом, в области вблизи поверхности межфазовое взаимодействие играет определяющую

роль, и именно оно является первоначальной причиной существенных отличий структуры этой области от структуры обычного пограничного слоя однофазной жидкости.

Частота процесса генерации пузырей из-под нижнего торца и их подъем в пограничной зоне зависят от скорости фильтрации и размера частиц слоя. Угол отхода газовых макронеоднородностей от поверхности из-за наличия в системе случайных возмущений, создаваемых, например, пузырем, проходящим в ядре слоя, является непостоянным, поэтому границы пристенной зоны пульсируют. Тем не менее в макроскопическом отношении они являются устойчивыми, и доказательство тому – сравнительно четкая граница этой зоны на рентгеновских снимках обтекания тел.

3 СТРУКТУРНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ ВБЛИЗИ ПОГРУЖЕННЫХ В НЕГО ТЕЛ

Ранее уже обращалось внимание на трудности, связанные с описанием переносных свойств неоднородной псевдоожигенной среды, свободной от погруженных в нее тел. В псевдоожигенном слое с размещенными в нем телами эта задача еще более усложняется.

Динамическое взаимодействие дискретной и непрерывной фаз псевдоожигенного слоя с размещенным в нем телом, как было показано в предыдущем разделе, приводит к возникновению у поверхности тела зон с различными структурно-гидродинамическими характеристиками. Следовательно, реологические параметры одной и той же дисперсной среды могут быть различными в зависимости от условий, реализуемых в этой системе.

Все это делает практически невозможным аналитическое решение уравнений (1.9) – (1.12) для неоднородного псевдоожигенного слоя, заторможенного погруженными в него телами, поэтому основным путем решения гидродинамической задачи в настоящее время является эксперимент.

3.1 ЛОКАЛЬНАЯ ПОРОЗНОСТЬ НЕОДНОРОДНОГО ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗМЕЩЕННЫХ В НЕМ ТЕЛ

Методы определения порозности псевдоожигенного слоя. Порозность неоднородного псевдоожигенного слоя является основной его структурной характеристикой, для экспериментального определения которой предложено несколько методов.

Методы отсечек [97, 98] и внешней фильтрации [99, 100] позволяют определить среднеобъемную плотность псевдоожигенного слоя в любом его сечении. Распределение порозности по высоте сильно разбавленной дисперсной системы изучалось методами гидродинамического взвешивания [101] просвечивания слоя пучком световых лучей [102]. В порозность псевдоожигенного слоя определялась с помощью

β -лучей, а в [103 – 107] γ -лучей, источниками которых были изотопы различных элементов.

Для исследования локальной плотности псевдоожигенного слоя и ее пульсаций получил достаточно широкое распространение емкостный метод [108 – 111]. Основным недостатком большинства из этих методов является то, что датчики размещаются в слое и нарушают его гидродинамику в месте замера.

Такой же недостаток имеет метод определения пульсаций плотности дисперсной среды с помощью фотодиода, освещаемого лампочкой, помещенной рядом с ним [112]. Кроме того, как отмечают авторы этой работы, измерения пульсаций плотности фотодатчиком нельзя считать надежными, так как при зазорах между фотодиодом и лампочкой (менее 4 мм) значительная часть газовых пузырей обходила датчик, при больших зазорах газовые неоднородности не фиксировались, поскольку прослойка частиц в 3 мм была уже непроницаемой для лучей.

На зависимости поглощения звуковых волн от плотности среды основан акустический метод [113], недостатком которого является сложность расчета плотности слоя из-за того, что звуковая волна, встречаясь с частицами, претерпевает многократное рассеяние, учесть которое крайне трудно. В работах [114 – 117] распределение концентраций частиц по высоте и сечению псевдоожигенного слоя изучалось методом анализа движения отдельной меченой частицы в ожигенной среде.

Используя зависимость расширения взвешенного слоя ($H_{\text{сл}}$) от полного перепада давления (Δp), в [107, 118] определялась порозность слоя. Предполагалось, что концентрация частиц по объему слоя распределяется равномерно. Наличие значительных пульсаций $H_{\text{сл}}$ и Δp не позволяет с достаточной точностью определить эти величины (особенно высоту расширения слоя).

Нами предложен неразрушающий метод исследования распределения локальной порозности вблизи стенки путем послойного просвечивания зернистого слоя тонким (толщиной 0,1 мм) рентгеновским лучом.

Метод определения порозности слоя с помощью рентгеноскопии основан на изменении интенсивности проходящего через слой излучения в зависимости от плотности среды [119, 120]. Полагали, что поглощение узкоколлимированного монохроматического пучка рентгеновских лучей, проходящих через зернистый слой, подчиняется закону Бугера

$$I = I_0 \exp \left(- \sum_i \mu_i \delta_i \right). \quad (3.5)$$

В наших экспериментах поглощающий слой состоял из удвоенной толщины стенки аппарата и механической смеси частиц и воздуха, поэтому

$$\sum_i \mu_i \delta_i = 2\mu_{\text{ст}} \delta_{\text{ст}} + \mu_{\text{сл}} \delta_{\text{сл}}, \quad (3.6)$$

где
$$\mu_{\text{сл}} = \mu_{\text{т}}(1 - \varepsilon) + \mu_{\text{в}} \varepsilon. \quad (3.7)$$

Подставляя (3.7) в (3.6), а затем в (3.5) и учитывая фон, получим

$$I - I_{\text{ф}} = (I_0 - I_{\text{ф}}) \exp \left\{ - 2\mu_{\text{ст}} \delta_{\text{ст}} - [\mu_{\text{т}}(1 - \varepsilon) + \mu_{\text{в}} \varepsilon] \delta_{\text{сл}} \right\}. \quad (3.8)$$

Обозначив $(I_0 - I_{\text{ф}}) \exp(-2\mu_{\text{ст}} \delta_{\text{ст}}) = I_1 - I_{\text{ф}}$ и пренебрегая $\mu_{\text{в}}$ (величина порядка 10^{-6} м^{-1}), после несложных преобразований получаем выражение

$$\varepsilon = 1 - K \ln[(I_1 - I_{\text{ф}})/(I - I_{\text{ф}})]. \quad (3.9)$$

В полулогарифмических координатах линейная зависимость $\varepsilon = f\{\ln[(I_1 - I_{\text{ф}})/(I - I_{\text{ф}})]\}$ дает возможность построения тарировочного графика по двум точкам, соответствующим средней порозности неподвижного слоя и порозности, равной единице, когда твердая фаза отсутствует. По графику находились промежуточные значения порозности.

Этим методом проведено детальное исследование локальной порозности и ее пульсации по сечению неоднородного псевдооживленного слоя с размещенной в нем пластинкой [121, 122].

В качестве твердой фазы в опытах использовались узкие фракции сферических частиц полистирола диаметром 0,72; 0,82; 1,20; 1,74 и 2,15 мм ($D_a/d = 43 - 140$), также частицы шамота произвольной формы поверхности диаметром 0,32; 0,48; 0,70; 0,84 и 1,2 мм ($D_a/d = 83 - 312$). Размер частиц выбирался так, чтобы их диаметр был минимум в три раза больше толщины луча (чем больше это отношение, тем меньше погрешность определения ε , связанная с конечной толщиной луча).

Для определения порозности слоя у поверхности тел любой формы был предложен метод фотометрирования рентгенограмм [122], суть которого заключалась в следующем. Аппарат с псевдооживленным слоем и размещенным в нем телом просвечивался широким рентгеновским лучом. На задней стенке аппарата крепилась кассета с рентгеновской пленкой, на которой получалось негативное изображение процесса.

Полагая, что поглощение рентгеновских лучей, проходящих через зернистый слой, подчиняется экспоненциальному закону, запишем для двух участков слоя с разной концентрацией частиц закон Бугера:

$$I_1 = I_0 \exp\left(-\sum_i \mu_{i1} \delta_i\right), \quad (3.10)$$

$$I_2 = I_0 \exp\left(-\sum_i \mu_{i2} \delta_i\right). \quad (3.11)$$

Поделив выражение (3.10) на (3.11) и учитывая, что поглощающий слой состоит из удвоенной толщины стенки аппарата и механической смеси частиц и воздуха, получаем

$$\sum_i \mu_i \delta_i = 2\mu_{ст} \delta_{ст} + \mu_{сл} \delta_{сл},$$

где $\mu_{сл} = \mu_{т}(1-\varepsilon) + \mu_{в}\varepsilon$, и, пренебрегая $\mu_{в}$ (величина порядка 10^{-6} м^{-1}), имеем

$$I_1 / I_2 = \exp[\mu_{т}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\delta_{сл}]. \quad (3.12)$$

При одной и той же начальной мощности рентгеновского излучения плотность почернения (П) пленки пропорциональна интенсивности действовавшего на нее излучения $\Pi_1 / \Pi_2 = I_1 / I_2$, поэтому из равенства имеем

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = [1/(\delta_{сл}\mu_{т})] \ln(\Pi_1 / \Pi_2). \quad (3.13)$$

Зная величину ε_2 , т.е. порозность одного из участков слоя, можно определить ε_1 для любого другого участка. За значение ε_2 в опытах принимали порозность насыпного слоя, фиксируя его на каждом фото-негативе.

Степень или плотность почернения рентгенограмм определяли микрофотометром. Погрешность измерения порозности псевдооживленного слоя данным методом без учета ошибки, связанной с фактором накопления, не превышала 10 %.

Рассмотрим распределение порозности псевдооживленного слоя в пограничной зоне пластины. Как и для неподвижного зернистого слоя, локальная порозность псевдооживленного слоя, непосредственно контактирующего с поверхностью, зависит от формы частиц.

Для слоя сферических частиц (рис. 3.1, а) порозность уменьшается от единицы на стенке до минимального (в зависимости от W) значения ε на расстоянии $x/d = 0,6 - 0,7$, затем несколько увеличивается, достигая некоторой максимальной величины при $x/d = 1,1 - 1,2$.

С увеличением скорости фильтрации минимальные и максимальные значения ε выравниваются.

Локальная порозность слоя частиц произвольной формы поверхности (рис. 3.1, б) изменяется более плавно от единицы у поверхности до значения ε при $x/d > 1$.

Порозность псевдооживленного слоя вблизи погруженной в него пластины и у стенки аппарата неодинакова. У поверхности пластины слой более рыхлый, и величина его порозности больше, чем у ограничивающей слой стенки, где частицы преимущественно опускаются сплошным потоком.

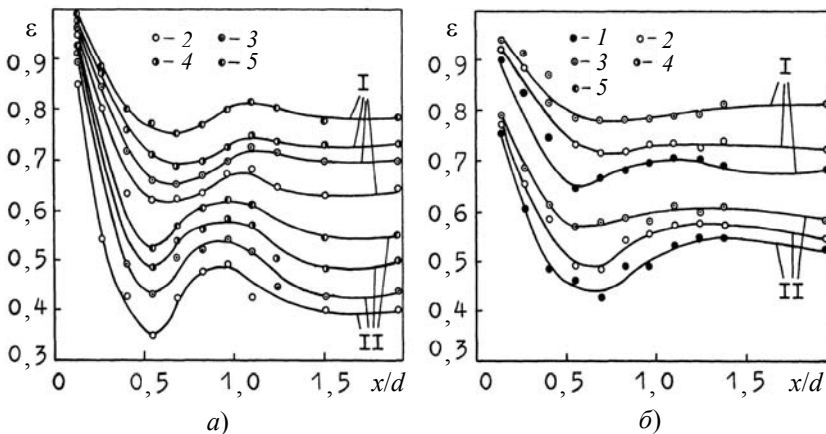


Рис. 3.1 Распределение порозности псевдооживленного слоя частиц сферической (а) и произвольной (б) формы поверхности у погруженной в слой пластины (I) и стенки аппарата (II): $d = 0,7 \text{ мм}$: 1 - $N = 1,2$; 2 - 2; 3 - 3; 4 - 5; 5 - 8

Из анализа кривых распределения порозности около поверхности пластины и у стенки аппарата (рис. 3.1) следует, что минимальные и максимальные значения ϵ на расстояниях $x/d \approx 0,5$ и $1,0$ от поверхности стенки аппарата выражены четче, чем у пластины. Эти экстремумы имеют место на несколько большем расстоянии от поверхности пластины, чем от стенки аппарата, причем с возрастанием N это смещение увеличивается (рис. 3.1).

Причина различия порозности среды вблизи погруженного тела и ограничивающей слой стенки понятна: генерируемые нижним торцом пластины пузыри, прорывающиеся вдоль ее боковых стенок, разрушают сплошной слой частиц, несколько оттесняют их от поверхности, образуя разбавленную фазу. Распределение порозности по сечению псевдооживленного слоя с размещенной в нем пластинкой 10 мм показано на рис. 3.2.

Как видно, порозность по сечению слоя в пограничной зоне не остается постоянной величиной. Ее значение проходит через максимум (без учета экстремумов, наблюдаемых при $x/d \leq 1$) на некотором удалении от поверхности – в зоне сплошного подъема пузырей. С увеличением N этот максимум порозности наблюдается на большом удалении от пластины, так как угол между ее поверхностью и средней линией цепочки восходящих пузырей возрастает. И только при $N = 8$ (рис. 3.2, кривая 5) для сравнительно крупных частиц ($d = 0,71$ мм) распределение ϵ по сечению пограничной зоны практически выравнивается.

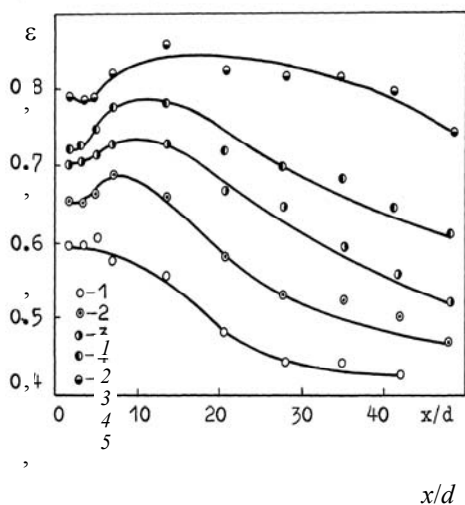


Рис. 3.2 Распределение порозности по сечению псевдооживленного слоя при различных N .
 $y/L = 0,5$; $d = 0,7$ мм,
 $d_{пл} = 10$ мм:
 1 – $N = 1,2$; 2 – 2; 3 – 3;
 4 – 5; 5 – 8

Четкой зависимости порозности псевдооживленного слоя в пограничной зоне от толщины пластины не обнаружено. Однозначно лишь можно утверждать, что толщина пластины влияет на размер области с максимальной порозностью. Чем больше $\delta_{пл}$, тем протяженнее эта область повышенной порозности, так как увеличивается объем пузырей, поднимающихся в пограничной зоне.

Величина порозности псевдооживленного слоя в пограничной зоне пластины зависит от диаметра оживаемых частиц. Чем они мельче, тем плотнее дисперсная система (рис. 3.3, а) и ближе к поверхности смещается максимум на кривой распределения порозности по сечению слоя. Это подтверждают наши наблюдения: размер газовых пузырей, выходящих из-под нижнего торца пластины, и угол их подъема к боковой поверхности для слоев мелких частиц заметно меньше, чем для крупных. Локальная порозность псевдооживленного слоя в пограничной зоне пластины изменяется не только по сечению, но и по высоте. У боковой стенки пластины ($y/L < 0,1$), где происходит образование газовой каверны струей воздуха, вытесняемого из-под нижнего торца тела, порозность среды вблизи поверхности ($x/d < 3$) близка к единице (рис. 3.3 б).

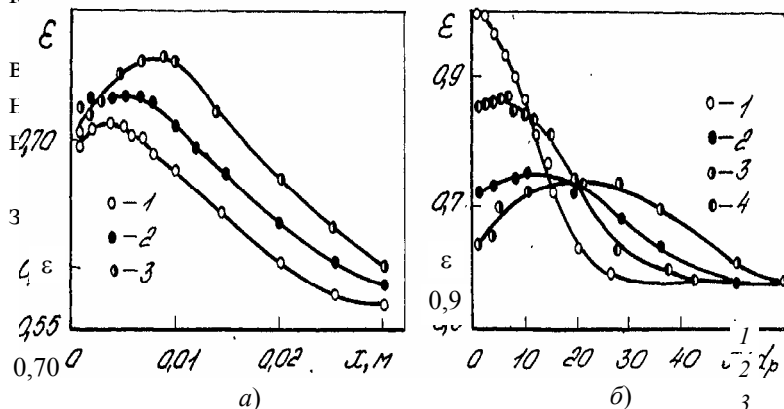


Рис. 3.3 а) влияние диаметра части (0,7) и высоты от нижнего торца пластины (б) на характер распределения порозности по сечению псевдооживленного слоя:
 1 – $d = 0,12$ мм; 2 – 0,32; 3 – 0,70;
 б – $d = 0,7$ мм; 1 – $y/L = 0,0$; 2 – 0,5; 3 – 0,14; 4 – 0,93

материал медленно сползает плотным слоем, засыпки. В створе подъема пузырей порозно определить среднюю траекторию движения слоя по высоте и сечению пограничной створки (рис. 3.3 в) с помощью видеосъемки.

$$\varepsilon = Ax^{\bar{n}} \exp(-m\bar{x}), \quad (3.14)$$

где

$$n = 140d(y/L)^{0,53},$$

$$m = 380d^{1,5}(y/l)^{-0,62},$$

$\bar{x} = x/d$ изменяется от $\bar{x} = 0$ до $\bar{x} = \delta_{\text{пз}}/d$. Толщина пограничной зоны ($\delta_{\text{пз}}$) определяется формулой (2.3). Коэффициент A для псевдооживленных слоев частиц диаметром $d = (0,32 \dots 0,84) \cdot 10^{-3}$ м и при варьировании числа Архимеда $Ar = 2780 \dots 50\,400$ определяется выражением

$$A = 1 - 2,4N^{-0,35} Ar^{-0,08} (y/L)^{0,83} (1 - \varepsilon_0). \quad (3.15)$$

Для псевдооживленных слоев мелких частиц $d = (0,12 - 0,25) \cdot 10^{-3}$ м, $Ar = 250 - 2270$

$$A = 1 - 3,4N^{-0,20} Ar^{-0,15} (y/L)^{0,83} (1 - \varepsilon_0). \quad (3.16)$$

Формулы (3.14), (3.15) и (3.16) получены при изменении толщины пластины от 0,005 до 0,05 м, $\varepsilon_0 = 0,40 \dots 0,52$, в интервале рабочих чисел псевдооживления $N = 1,2 \dots 3,0$. Максимальное отклонение рассчитанных по формуле (3.14) значений ε от опытных не превышает 20 %.

Процесс теплообмена между поверхностью и псевдооживленной средой в основном происходит в пристенном слое толщиной порядка $5d$. Именно в этом слое градиент температуры максимален. Это своего рода тепловой пристенный слой, в котором температура изменяется от значений на стенке до средней температуры псевдооживленной среды.

Имея опытные данные по локальной порозности слоя вблизи поверхности пластины, методом графического интегрирования были получены значения средней порозности пристенного слоя ($\varepsilon_{\text{п}}$) толщиной $5d$, которые были аппроксимированы уравнениями:

$$(1 - \varepsilon_{\text{п}})/(1 - \varepsilon_0) = 2,35N^{-0,347} Ar^{-0,077} (y/L)^{0,830}; \quad (3.17)$$

$$(1 - \varepsilon_{\text{п}})/(1 - \varepsilon_0) = 3,40N^{-0,20} Ar^{-0,15} (y/L)^{0,830}, \quad (3.18)$$

соответственно для слоев частиц $d = (0,32 \dots 2,2) \cdot 10^{-3}$ м, $Ar = 2780 \dots 406\,000$ и $d = (0,12 \dots 0,25) \cdot 10^{-3}$ м, $Ar = 250 \dots 2270$. Формулы получены при $1,2 < N < 8$, $0 < (y/L) < 1$. Среднеквадратичное относительное отклонение значений $\varepsilon_{\text{п}}$, рассчитанных по формулам (3.17) и (3.18), от опытных составляет 6 и 7 %, а максимальное абсолютное – 12 и 15 % соответственно.

Размещение порозности псевдооживленного слоя около горизонтально размещенной в нем трубы. Распределение порозности псевдооживленного слоя около поверхности горизонтально размещенной в нем одиночной трубы получено методом фотометрирования рентгенограмм. Пограничную зону, которая образуется около ее поверхности, можно условно подразделить на три области, отличающиеся значениями порозности. В первой области, охватывающей нижнюю часть поверхности цилиндра, величина порозности близка или равна единице.

При малых режимах оживления ($N = 1,1 \dots 1,2$) эта область занимает всю нижнюю половину цилиндра. Ее толщина составляет $(2 \dots 3)d$. При увеличении скорости фильтрации ($N \geq 2$) эта область смещается вниз, занимая лишь часть нижней поверхности цилиндра, ограниченной углом ($\theta \approx 150 \dots 210^\circ$, θ – угол, отсчитываемый по часовой стрелке от линии, проведенной из центра сечения трубы в ее кормовую точку). Вторая область занимает верхнюю часть поверхности цилиндра ($\theta \approx \pm 30^\circ$), где материал лежит неподвижно или медленно сползает, и значение порозности здесь близко к ее величине для насыпного слоя. Остальная поверхность цилиндра омывается псевдооживленным слоем, порозность которого изменяется примерно от 0,85 до ее значения в ядре слоя.

Сравнивая поля порозности псевдооживленного слоя при $N = \text{const}$ в пограничной зоне пластины и трубы, можно отметить, что, несмотря на различие форм этих тел, закономерность изменения порозности дисперсной среды у поверхностей одинаковая.

3.2 ПУЛЬСАЦИИ ПЛОТНОСТИ (ПОРОЗНОСТИ) ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ В ПРИСТЕННОЙ ЗОНЕ

Упрощая уравнения гидромеханики (1.9) – (1.12) путем перехода от трехмерной задачи к одномерной, представляя порозность среды как слагаемое $\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \varepsilon'$ и рассматривая случай малых величин пульсаций ($|\varepsilon'| \ll \varepsilon$), в [124] получена математическая модель пульсаций порозности псевдоожигенного слоя в виде

$$\rho_T (\partial^2 / \partial \tau^2) \times \int_0^y \varepsilon' dy - K (\partial \varepsilon' / \partial y) + \varepsilon' [F_1 + \rho g - F_2 (w / \varepsilon)] - [F_2 / (\varepsilon' (1 - \bar{\varepsilon}))] (\partial / \partial \tau) \int_0^y \varepsilon' dy, \quad (3.19)$$

где $F_1 = (\partial / \partial \varepsilon) F[\bar{\varepsilon}, (w - v)]$, $F_2 = [\partial / (\partial (w - v))] F[\bar{\varepsilon}, (w - v)]$.

с граничными условиями $\bar{\varepsilon} |_{y=0} = \text{const}$; $\varepsilon' |_{y=0} = 0$.

Уравнение (3.19) может быть использовано для описания пульсаций порозности, например, для основной зоны свободного (без погруженных тел) псевдоожигенного слоя, значение в котором остается практически постоянной величиной [125]. Что касается псевдоожигенного слоя с погруженным в него телом, то, как было экспериментально показано, величина ε не остается постоянной по высоте пристенного слоя, т.е. функцией y должна быть не только ε' , но и $\bar{\varepsilon}$.

Имеется два направления экспериментального исследования пульсаций дискретной фазы псевдоожигенного слоя. К первому относится непосредственная регистрация движения группы (пакета) частиц, например, емкостными датчиками [108 – 110], методами рентгеноскопии [119, 121, 122] и фотоскопии [126], а также косвенным путем [112] – по пульсации температуры термоанемометрического датчика: если температура датчика увеличивается, то с его поверхностью контактирует газовый пузырь, а если уменьшается – то плотный пакет неподвижных частиц. Эти методы, фиксируя нестационарность процесса движения твердой фазы, не могут дать информацию о том, движутся ли отдельные частицы в пакетах или пакет перемещается как одно целое.

Ответить на это позволяют результаты исследований другого направления, занимающегося изучением траектории перемещения, частоты и амплитуды пульсаций отдельной частицы за достаточно большой интервал времени, движущейся как в объеме слоя [114 – 117], так и у поверхности тела [127, 128]. Анализ данных этих опытов позволяет выяснить характер движения отдельных частиц в пакете, что очень важно для правильного понимания механизма внешнего теплообмена в псевдоожигенных средах.

Результаты исследований пульсаций порозности группы частиц в пристенном слое пластины. Методом рентгеноскопии исследовались пульсации порозности в пристенном слое толщиной $5d$ у поверхности пластины, погруженной в псевдоожигенную среду [129 – 131]. В соответствии с эргодической гипотезой псевдоожигенных систем [114] в опытах фиксировалась реализация процесса $\varepsilon(\tau)$ длительностью 15...20 с.

Статистический анализ полученных данных проводился на ЭВМ. Типичная осциллограмма пульсаций порозности в пристенном слое приведена на рис. 3.4, а.

Рассчитанные значения плотности вероятности $m(\varepsilon)$ распределения амплитуд пульсаций порозности при скорости фильтрации, близкой к критической ($N \leq 1,2$), можно приблизительно считать распределенными по закону Релея $m(\varepsilon) = 2K\varepsilon \exp(-K\varepsilon^2)$, характерному для случая, когда колеблющаяся величина (порозность) распределяется в каждый момент по нормальному закону [132].

При увеличении скорости ожимающего агента кривые распределения деформируются (рис. 3.4, б, в). Плотность вероятности распределения порозности в слое мелких частиц (например, $d = 0,12$ мм) при $N = 2$ можно описать нормальным законом с положительной асимметрией, не превышающей 0,5. С ростом N асимметрия уменьшается. Для более крупных частиц ($d > 0,32$ мм) при увеличении N распределение

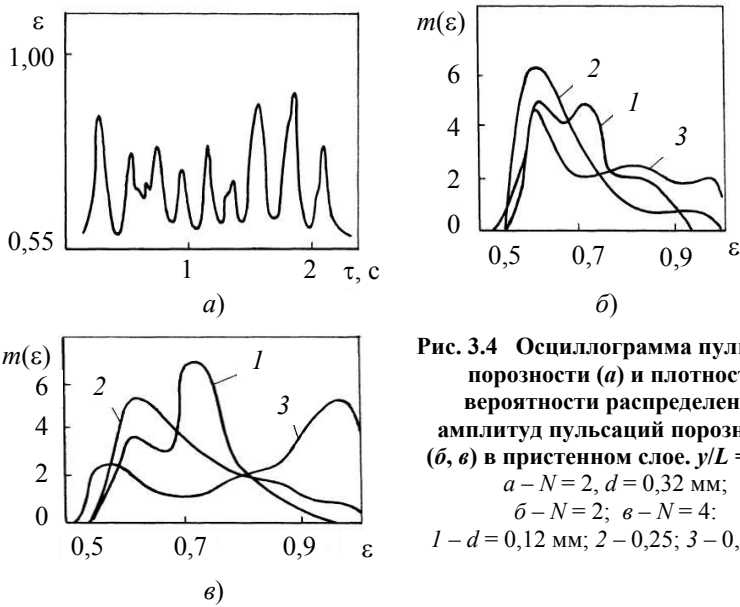


Рис. 3.4 Осциллограмма пульсации порозности (а) и плотности вероятности распределения амплитуд пульсаций порозности (б, в) в пристенном слое. $y/L = 0,50$:
 а – $N = 2$, $d = 0,32$ мм;
 б – $N = 2$; $\epsilon - N = 4$:
 1 – $d = 0,12$ мм; 2 – 0,25; 3 – 0,50 мм

перестраивается в двух- и трехвершинное с порозностью 0,6 – 0,65; 0,8 – 0,85; 0,95 – 1,0, соответствующей максимумам плотности вероятности. Кривая распределения сдвигается вправо, в область больших значений ϵ , тем значительнее, чем больше размер частиц, N и плотность материала ожижаемых частиц.

Для правильного понимания механизма внешнего обмена важно знать относительное время $\chi(\Delta\epsilon)$ пребывания процесса $\epsilon(\tau)$ в том или другом интервале значений порозности. Так как процесс пульсаций плотности псевдооживленного слоя является эргодичным, то

$$\chi(\Delta\epsilon) = \Psi(\Delta\epsilon) / \Psi, \quad (3.20)$$

где $\Psi(\Delta\epsilon)$ – количество попаданий величины ϵ в выбранный интервал $\Delta\epsilon$; Ψ – общее число дискретных значений ϵ .

Полученные [130, 133] по уравнению (3.20) значения относительного времени пребывания дисперсной среды с различной порозностью у поверхности пластины ($y/L = 0.5$) для псевдооживленного слоя частиц $d = 0,12$ мм приведены в табл. 3.1. Данные (рис. 3.4, табл. 3.1) свидетельствуют о том, что, во-первых, изменение ϵ является непрерывным, а не дискретным, как следует из [112], во-вторых, в псевдооживленных слоях мелких частиц вероятность появления газовых пузырей, свободных от частиц, а также плотных пакетов близка к нулю. В слоях частиц ($d > 0,32$ мм) относительное время контакта поверхности с предельными состояниями системы ($\epsilon = 1$ и $\epsilon = \epsilon_0$) составляет 10 %.

3.1 Относительное время и частота контактирования поверхности датчика с дисперсной средой различной порозности ($N = 2$, толщина слоя от 1 до 5d)

ϵ	$\chi(\Delta\epsilon)$					f, c^{-1}				
	1d	2d	3d	4d	5d	1d	2d	3d	4d	5d
0,55	0,09	0,03	0,02	0,01	0,01	1,8	0,6	0,4	0,2	0,2
0,55...0,60	0,27	0,15	0,08	0,12	0,14	3,3	2,8	2,4	2,5	2,2
0,60...0,65	0,32	0,25	0,24	0,22	0,21	5,8	5,0	4,4	4,4	4,4
0,65...0,70	0,23	0,15	0,20	0,225	0,19	5,1	6,2	5,8	5,2	5,1
0,70...0,75	0,09	0,135	0,10	0,11	0,15	3,3	5,6	5,8	5,7	5,4
0,75...0,80	0,07	0,12	0,12	0,09	0,13	1,4	4,2	4,7	4,4	4,4
0,80...0,85	0,02	0,08	0,12	0,08	0,08	0,7	2,7	3,4	3,7	2,6
0,85...0,90	0,005	0,06	0,07	0,10	0,06	0,2	1,2	1,6	2,6	1,4

0,90...0,95	0,005	0,02	0,04	0,04	0,025	0,1	0,3	0,9	1,0	0,5
0,95...1,00	0	0,005	0,01	0,005	0,005	0	0,1	0,2	0,2	0,1

Относительное время контакта поверхности с предельными состояниями системы по высоте пластины неодинаковое. В нижней ее части ($y/L \leq 0,1$) доля времени контактирования с газовой фазой составляет $\sim 0,6$, а в верхней ($y/L \geq 0,95$) – относительное время соприкосновения поверхности с плотным слоем близко к единице.

Интенсивность пульсаций порозности в пристенном слое $U(\varepsilon) = [(\varepsilon')^2 / \varepsilon_n]^{0,5}$, характеризующая степень неоднородности псевдооживленной системы, изменялась в пределах $\sim 10 \dots 20$ % (рис. 3.5) и практически не зависела от диаметра оживаемых частиц. С увеличением N величина $U(\varepsilon)$ возрастала, приобретая максимальное значение при $N \approx 3 \dots 4$.

Исследование времени нахождения частиц в пристенном слое. Длительность времени пребывания (циркуляции) частицы у поверхности, погруженной в псевдооживленный слой, изучалась магнитометрическим методом [128], который позволял определить время нахождения частицы в пристенном слое не нарушая его структуру.

Эксперименты проводились в цилиндрическом аппарате $D_a = 172$ мм. В качестве тел использовались цилиндры наружным диаметром от 8 до 42 мм, вертикально установленные на оси аппарата. Датчики магнитометра крепились внутри цилиндра так, чтобы фиксировать присутствие магнитомеченой частицы в его пристенном слое.

В основу работы датчиков была положена схема градиентометрического феррозонда. Чувствительность датчиков подбиралась таким образом, чтобы граница пристенного слоя толщиной $5d$ соответствовала порогу их чувствительности. Магнитометрическая граница имела такую же плотность и эквивалентный диаметр, что и оживаемые фракции ($d = 0,7; 1,1$ и $1,7$ мм). Динамическая тарировка датчиков показала, что аппаратура регистрировала без искажения сигналы длительностью более $0,03$ с.

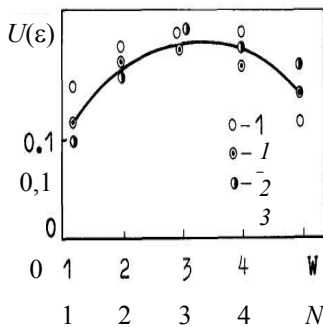


Рис. 3.5 Зависимость интенсивности пульсации порозности в пристенном слое от N . $y/L = 0,50$:
1 – $a = 0,12$ мм; 2 – $0,25$; 3 – $0,50$

В ходе эксперимента в псевдооживленный слой вбрасывалась магнитомеченая частица, которая в случайные моменты времени пересекала границу пристенного слоя. При движении частицы внутри него магнитометрические датчики выдавали сигнал, фиксированный на осциллограмме, которую обрабатывали и находили среднее время пребывания ($\bar{\tau}_q$) частицы в пристенном слое.

Результаты обработки данных показали, что $(\bar{\tau}_q = f(N, d)) = f(N, d)$: величина ($\bar{\tau}_q$) уменьшалась с увеличением W_ϕ , и уменьшением диаметра частиц псевдооживленного слоя. Аппроксимация опытных значений ($\bar{\tau}_q$) при равномерном профиле скорости газа на входе в аппарат позволила в пределах изменения $N = 2 \dots 5$ и $d = 0,7 \dots 2,7$ получить уравнение для расчета среднего времени пребывания частиц в пристенном слое

$$(W'_{кр} \bar{\tau}_q) / d = (0,69 / N)(d / d_{тр})^{0,58} (\rho_T / \rho)^{0,77} . \quad (3.21)$$

Относительное среднеквадратичное отклонение значений $\bar{\tau}_q$, найденных по (3.21) от опытных составляет ± 10 %. Рассчитанное по уравнению (3.21) время пребывания частицы $d = 0,7$ мм в пристенном слое при различных числах псевдооживления графически показано на рис. 3.6, кривая 1. На этом же рисунке (кривая 2) приведены сопоставимые данные по $\bar{\tau}_q$ [47], а также экспериментальные значения среднего времени пребывания частиц ($d = 0,8$ мм) вблизи поверхности (кривая 3) для слоя, в котором роль пузырей выполняли лопасти-мешалки, периодически (в зависимости от W_ϕ) отбрасывавшие твердую фазу от стенки [69].

Результаты, полученные по методике [47] основанной на предположении, что смена частиц у поверхности теплообмена происходит с частотой проскоков пузырей, отличаются от данных прямого экспериментального наблюдения с фиксацией времени пребывания частиц у поверхности тела. За время, в течение которого совершается одно колебание слоя, полной смены частиц у поверхности теплообмена не происходит.

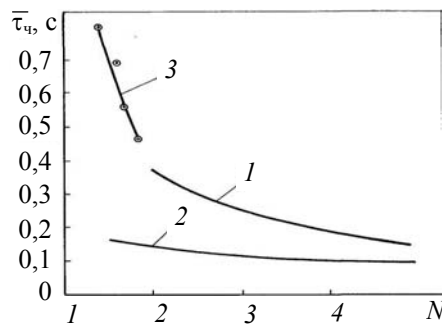


Рис. 3.6 Время нахождения частицы в пристенном слое в зависимости от N :
 1 – по формуле (3.21);
 2 – данные [47];
 3 – [69]

Характер взаимодействия твердой фазы слоя с поверхностью исследовался в [62]. Экспериментально определялась частота пульсаций частиц вблизи вертикальной пластины, погруженной в псевдооживленный слой. В качестве датчиков, регистрировавших частоту соударений частиц с поверхностью, использовался пьезокерамический стержень, к которому под углом 90° жестко крепилась стальная игла, выступавшая из стенки пластины на $0,1 \dots 0,2$ мм. Такая конструкция датчика позволяла регистрировать индивидуальные соударения частиц с поверхностью. Игла датчика устанавливалась на боковой поверхности пластины на различных расстояниях от ее нижней грани.

Результаты экспериментов [62] показали, что с увеличением W_ϕ , и уменьшением d возрастала частота соударений, так как увеличивалось пульсационное движение частиц. Частота соударений их с поверхностью по высоте пластины была неодинаковая (рис. 3.7). Сравнительно низкая частота соударений при $y/L = 0,083$ объясняется тем, что эта часть поверхности омывается в основном газовыми струями, выходящими из-под нижнего торца пластины. В зоне отрыва пузырей от поверхности ($y/L \approx 0,3 \dots 0,5$) частота соударений достигала максимального значения. При $y/L > 0,5$ интенсивность пульсационного движения частиц снижалась и частота соударений их в направлении, перпендикулярном стенке, уменьшалась. Статистическая обработка интервалов времени между соударениями показала [62], что максимум вероятности данного интервала времени приходился на промежуток $(5 \dots 10) \cdot 10^{-3}$ с, которому соответствовали частоты $100 \dots 200$ Гц.

Таким образом, анализ данных по пульсациям порозности псевдооживленного слоя показал, что в результате динамического взаимодействия псевдооживленной среды с погруженным в него телом вблизи его поверхности в пристенном слое толщиной $\sim 5d$ изменение порозности происходит непрерывно, а не периодически (плотные пакеты частиц пузыри газа). Физически это объясняется теми особенностями гидродинамики в пристенной зоне, которые были рассмотрены в предыдущем разделе.

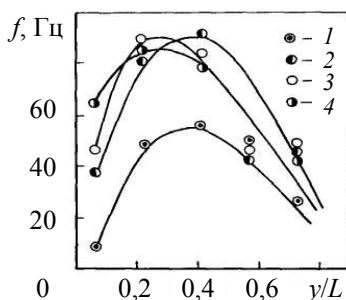


Рис. 3.7 Изменение средней за период наблюдений частоты соударений частиц по высоте пластины. $d = 0,7$ мм:
 1 – $N = 1,1$; 2 – $1,3$;
 3 – $1,5$; 4 – $1,8$ [170]

Частицы в пристенном слое совершают поступательные и интенсивные колебательные движения, причем частота этих колебаний на порядок превосходит частоту пульсаций макронеоднородностей в пристенной зоне. Следовательно, представления о структуре псевдооживленного слоя вблизи поверхности теплообмена, положенные в основу пакетной теории внешнего теплообмена, как непрерывной последовательности чередования пузырей газа и пакетов неподвижных относительно друг друга частиц с $\epsilon_{сл} = \epsilon_0$, в действительности не реализуются.

3.3 ПАРАМЕТРЫ ГАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПОГРАНИЧНОЙ ЗОНЕ ПЛАСТИНЫ

Пограничная зона у поверхности погруженного в слой тела, как было показано ранее, создается двумя потоками газа. Основной его поток движется под углом к боковым стенкам в виде цепочки пузырей, возникновение которых связано с наличием наклоненных в сторону газораспределительного устройства поверхностей тел. Другой пульсирующий поток газа проскакивает непосредственно вдоль поверхности тела. Рассмотрим результаты экспериментальных исследований параметров этих газовых неоднородностей, полученные в двумерном псевдооживленном слое, динамика развития пузырей в котором качественно такая же, как и в трехмерном слое.

Гидродинамические характеристики газовых неоднородностей, проскакивающих непосредственно вдоль поверхности пластины, погруженной в псевдооживленный слой, определялись с помощью скоростной киносъемки и трех пленочных термоанемометрических датчиков, установленных по высоте пластины на расстоянии $0,07L$, $0,5L$ и $0,9L$ от ее нижнего торца. Чувствительным элементом датчиков служила пленка никеля, размерами 16×5 мм и толщиной $0,1$ мкм, химически осажденная на ситалловую подложку. Для предотвращения истирания частицами слоя пленка подвергалась термической обработке и искусственному старению.

Последовательная установка термоанемометрических датчиков на высоте пластины в совокупности со скоростной киносъемкой процесса формирования пристенной зоны позволили по резкому возрастанию температуры точно фиксировать на осциллограмме время соприкосновения свода газовой неоднородности с поверхностью очередного датчика.

Результаты экспериментов (рис. 3.8) показали, что, например, для псевдооживленного слоя корунда ($d = 0,18$ мм, оживающий агент – воздух) при $N = 1,5$ частота смены газовых неоднородностей в верхней, средней и нижней частях пластины составляла соответственно 1,3; 4,2; 5,4 Гц. Следовательно, прорыв газа непосредственно вдоль поверхности пластины (от ее нижней грани до верхней) возникал примерно в 4 раза реже, чем газовые неоднородности у нижнего торца пластины. Другими словами, большая часть поднимающихся вверх газовых пузырей на высоте $y/L < 0,5$ отходила от поверхности пластины.

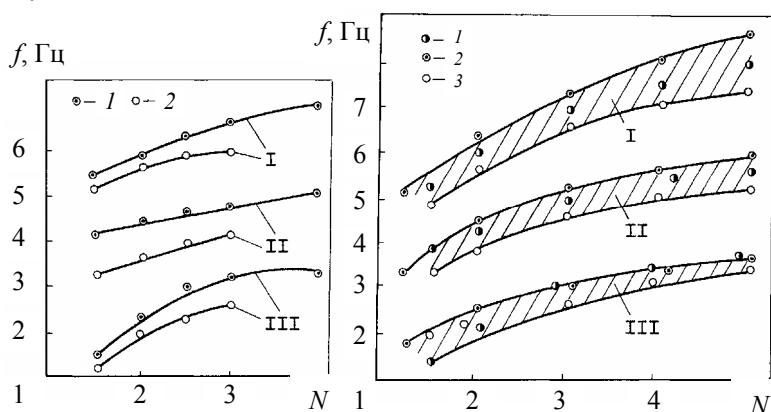


Рис. 3.8 Влияние диаметра частиц (а) и вида оживающего агента (б)

на частоту проскока неоднородностей по высоте пластины:

I – $y/L = 0,07$; II – $0,50$; III – $0,93$; а: 1 – $d = 0,18$ мм; 2 – $0,40$;

б: 1 – воздух; 2 – гелий; 3 – углекислый газ; $d = 0,12$ мм

С возрастанием числа псевдооживления частота проскока газа непосредственно вдоль поверхности пластины увеличивалась. Четкого влияния диаметра частиц слоя и плотности оживающего агента (рис. 3.8) на частоту проскока газа не обнаружено (разброс точек в пределах погрешности эксперимента). Просмотр в замедленном темпе кинокадров съемки процесса показал, что газовые неоднородности проскакивают вдоль поверхности пластины в основном в виде вытянутых прослоек (газовых пробок), форма которых по мере движения изменяется незначительно.

По известному расстоянию между датчиками ΔL_I и ΔL_{II} и времени, за которое газовая неоднородность проходила этот путь, определялась скорость газа вдоль поверхности тела: $W_{H_I} = \Delta L_I / \tau_I$, $W_{H_{II}} = \Delta L_{II} / \tau_{II}$. По значениям W_{H_I} и $W_{H_{II}}$ рассчитывалась средняя скорость движения одной неоднородности $W_H = (W_{H_I} + W_{H_{II}}) / 2$, а затем средняя скорость (W_H) всех газовых неоднородностей за данный интервал времени

$$W_H = (\sum_{i=1}^N \overline{W_{H_i}}) / N.$$

Полученные таким образом данные показали, что скорость подъема газовых неоднородностей (W_H) возрастала с увеличением числа псевдооживления, диаметра частиц слоя (рис. 3.9, а) и уменьшением плотности газа (рис. 3.9, б). Относительная величина скорости подъема пузырей (W_H / W'_k) была большей для псевдооживленных сред более мелких частиц. Например, при $N = 2$, $W_H / W'_k = 7; 1,4$ и $0,75$ соответственно для слоев корунда $d = 0,12; 0,32$ и $0,5$ мм.

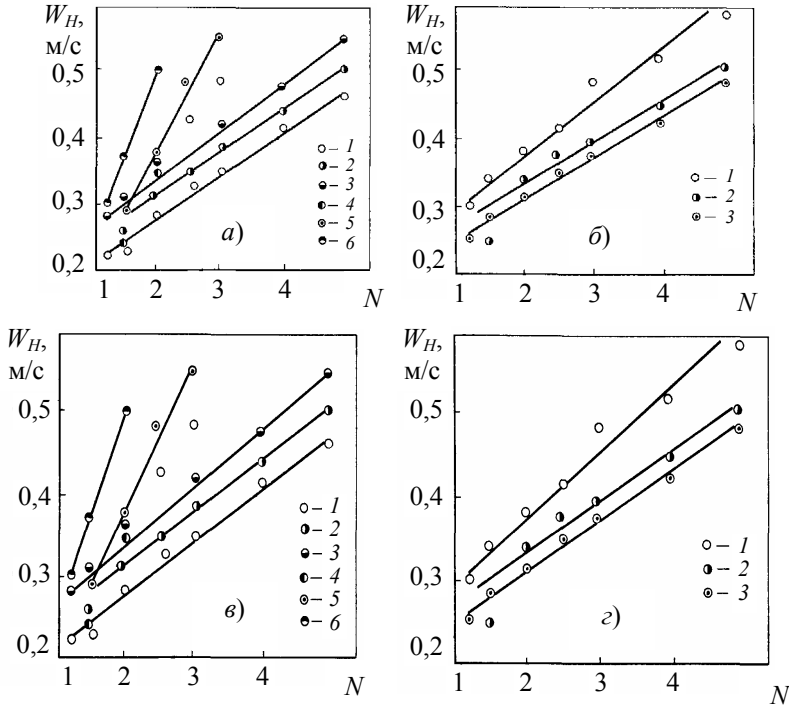


Рис. 3.9 Скорость и ускорение подъема газовых неоднородностей вдоль поверхности пластины в зависимости от N :

а, в: 1 – $d = 0,12$ мм; 2 – $0,18$; 3 – $0,25$; 4 – $0,32$; 5 – $0,40$; 6 – $0,50$;
 б, г: 1 – гелий; 2 – воздух; 3 – углекислый газ;
 б – слой частиц диаметром $0,18$ мм; г – $0,40$ мм

Обработка в критериальном виде результатов эксперимента позволила получить уравнения (коэффициент множественной корреляции $\sim 0,98$) для расчета средней скорости подъема газовых неоднородностей вдоль поверхности пластины в псевдооживленном слое частиц $d < 0,3$ мм

$$\text{Re}_d = 5,39N^{0,46}Ga^{0,47}, \quad N = 1,26 \dots 6; \quad Ga = 0,001 \dots 1,35 \quad (3.22)$$

и $d > 0,3$ мм

$$\text{Re}_d = 3,27N^{0,88}Ga^{0,47}, \quad N = 1,2 \dots 3; \quad Ga = 0,0044 \dots 12,460. \quad (3.23)$$

Анализ скорости перемещения газовых неоднородностей (по изменению координаты во времени их верхней границы) показал, что характер движения этих неоднородностей вдоль всей поверхности пластины был ускоренный.

Ускорение, так же как и скорость, росло с увеличением N , d (рис. 3.9, в) и уменьшением ρ (рис. 3.9, д). Так, для псевдооживленных слоев ($N = 2$) корунда с диаметром частиц $0,12$ и $0,5$ мм величина среднего значения ускорения была $0,25$ и $0,98$ м/с² соответственно.

Полученные экспериментальные результаты по среднему ускорению подъема газовых неоднородностей вдоль поверхности пластины аппроксимированы критериальными уравнениями степенного вида

(коэффициент корреляции 0,97) соответственно для частиц $d < 0,32$ мм, $N = 1,2 \dots 6,0$; $Ga = 0,001 \dots 1,14$, $\rho/\rho_{\text{воздух}} = 0,14 \dots 1,63$

$$a_H / g = 0,023 N^{1,58} Ga^{0,45} (\rho/\rho_{\text{воздух}})^{-1,26} \quad (3.24)$$

и $d > 0,32$ мм, $N = 1,2 \dots 3,0$, $Ga = 0,044 \dots 12,46$, $\rho/\rho_{\text{воздух}} = 0,14 \dots 1,63$

$$a_H / g = 0,015 N^{1,98} Ga^{0,20} (\rho/\rho_{\text{воздух}})^{-0,57} \quad (3.25)$$

Параметры пузырей, поднимавшихся под углом к боковой поверхности пластины, определялись с помощью скоростной киносъемки. Пространственно-временные измерения проводились по контрольным маркам, нанесенным на боковую поверхность тела, и отметчику времени кинокамеры. При покадровом проектировании кинограмм путем планиметрирования рассчитывалась фронтальная площадь пузыря, а по отметчику времени последовательно определялась средняя на участках вертикальная составляющая скорости перемещения относительно пластины центра газового пузыря. Точность расчета скорости пузыря по измерению координаты во времени его свода этим методом мала, так как в результате динамического взаимодействия с поверхностью тела границы газового образования претерпевали значительные изменения. За величину скорости \bar{W}_H на данном участке принималась средняя скорость движения не менее 20 различных газовых неоднородностей, зафиксированных на кинограмме.

Анализ полученных данных показал, что по мере подъема пузыря в пристенной зоне соотношение между максимальными размерами (L_H/B_H) пузыря в двух взаимно перпендикулярных направлениях изменялось. В слоях крупных частиц ($d > 0,32$ мм) величина L_H/B_H уменьшалась по экспоненте, приближаясь к единице при отрыве пузыря от поверхности пластины (рис. 3.10, а, кривая 2).

В псевдооживленных слоях частиц $d < 0,32$ мм значение L_H/B_H изменялось в меньшей степени (рис. 3.10, кривая 1), так что и при отходе пузыря от поверхности форма его оставалась вытянутой.

Объем газовых пузырей по мере подъема в пристенной зоне возрастал тем значительно, чем была больше скорость фильтрации (рис. 3.10, б), т.е. динамика увеличения объема пузыря, поднимавшегося вблизи тела, такая же, как и при его подъеме в свободном слое.

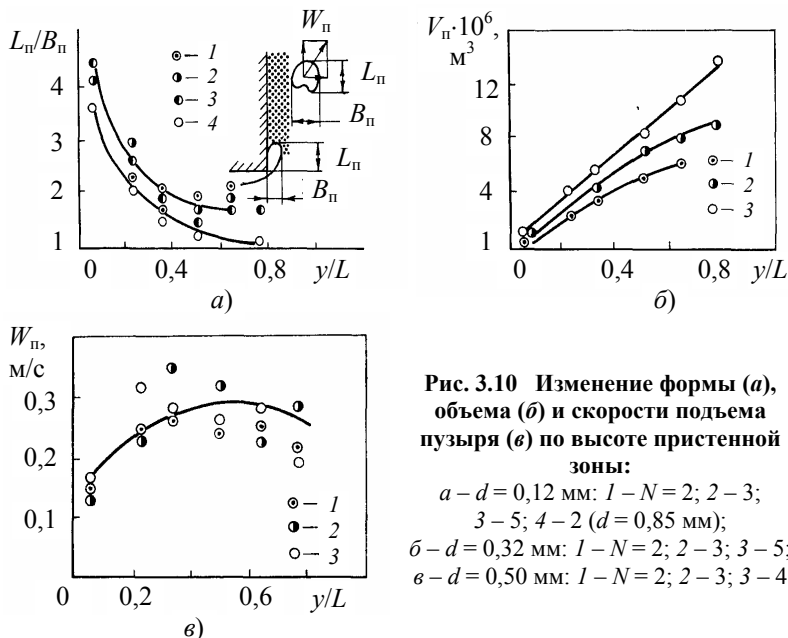


Рис. 3.10 Изменение формы (а), объема (б) и скорости подъема пузыря (в) по высоте пристенной зоны:
 а - $d = 0,12$ мм: 1 - $N = 2$; 2 - 3;
 3 - 5; 4 - 2 ($d = 0,85$ мм);
 б - $d = 0,32$ мм: 1 - $N = 2$; 2 - 3; 3 - 5;
 в - $d = 0,50$ мм: 1 - $N = 2$; 2 - 3; 3 - 4

По данным [85], в свободном слое можно было ожидать, что средняя скорость подъема пузыря по высоте пристенной зоны тоже будет возрастать. Однако результаты опытов показали, что пока газовая неоднородность не отходила от поверхности тела, она двигалась ускоренно (рис. 3.10, в), скорость же пузыря, сформировавшегося на высоте примерно $(0,3 \dots 0,5)L$ и отошедшего от поверхности пластины, оставалась постоянной или даже несколько уменьшалась.

С ростом W_{ϕ} , угол отклонения пузыря от боковой поверхности пластины и его диаметр увеличивались. При этом вертикальная составляющая скорости подъема центра пузырей различных по размеру в пристенной зоне пластины оставалась практически одинаковой, тогда как изменение координаты по времени верхней границы интенсивно растущего пузыря было заметно выше, чем изменение координаты его центра.

3.4 СКОРОСТЬ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

Распределение скоростей газа в незаторможенном псевдоожигенном слое. Непрерывный характер изменения структуры псевдоожигенного слоя и нестационарный, случайный процесс флуктуации скорости газовой фазы в системе являются взаимосвязанными.

Имеется сравнительно небольшое количество работ, посвященных исследованию распределения скоростей газа в неоднородном псевдоожигенном слое. Объясняется это, по-видимому, трудностями, связанными с выбором метода исследования. Датчики, которые вводятся в слой для измерения скорости газа, должны иметь небольшие геометрические размеры, обладать малой инерционностью, высокой чувствительностью, быть надежно протарированы и иметь линейную характеристику.

Хорошо зарекомендовавшие себя термоанемометрические датчики для исследования скорости среды в однофазных жидкостях, а также в неподвижном зернистом слое (на выходе из него), не могут с достаточной стабильностью работать ни внутри псевдоожигенного слоя, ни над ним. При измерениях в слое инерционность термоанеометра значительно возрастает по сравнению с инерционностью датчика, измеряющего пульсации в свободном газовом потоке. Одна из причин этого – осаждение пыли на чувствительном элементе в результате истирания частиц. Тем не менее авторы [83] применяли термоанемометрический датчик с защитной сеткой для измерения мгновенной скорости газа в псевдоожигенном слое крупных частиц ($d = 2,5$ мм).

Методы лазерной анемометрии и волоконно-оптические датчики могут использоваться для измерения скоростей газовых потоков только в очень разреженных дисперсных средах.

Также использовалась методика определения скорости оживающего агента путем измерения отрезка времени, за который трассирующая добавка (He и CO_2 и электропроводная жидкость проходит между двумя пробоотборниками, расположенными на фиксированном расстоянии L_x . Применялся датчик с тлеющим разрядом, работа которого основана на зависимости вольтамперной характеристики электрического разряда между двумя электродами от скорости газа, обтекающего их. Большинство исследователей для измерения скорости газа в псевдоожигенном слое использовали пневмометрические зонды различных конструкций.

Результаты исследований [114 – 116] показали, что распределение мгновенных скоростей газа по сечению псевдоожигенного слоя имеет сложную форму, не обладает осевой симметрией и носит явно выраженный нестационарный характер, что исключает возможность детального описания мгновенных распределений скоростей оживающего агента. Профили локальных скоростей газа по сечению псевдоожигенного слоя носят нестационарный характер и непрерывно изменяются вслед за изменением пространственного распределения порозности псевдоожигенного слоя. Характерной особенностью полученных распределений скоростей движения газа являлась положительная асимметрия, уменьшавшаяся по мере возрастания W_{ϕ} . Коэффициент асимметрии распределения локальных аксиальных скоростей газа возрастал с увеличением диаметра частиц слоя. По данным [114 – 116], отдельные элементы газа движутся с сильно отличающимися друг от друга скоростями, изменение которых в различных точках слоя носит случайный характер. Аксиальная скорость газа между твердыми частицами не является величиной постоянной и может превышать или быть меньше максимально возможных локальных скоростей, определяемых соотношением W_{ϕ}/ε .

Например, при $W_{\phi} = 0,3$ м/с скорость газа между частицами изменялась от 0,2 до 5 м/с. На рис. 3.11 приведены данные по средней во времени и по сечению слоя величине скорости газа (\bar{W}) и среднеквадратичным значением пульсационной составляющей скорости газа (W').

Методики исследования и распределения скорости газа у поверхности погруженного в псевдоожигенный слой тела. В основу проведенных нами исследований скорости газа в псевдоожигенном слое с размещенным в нем телом был положен метод зондирования слоя пневмометрическими трубками, конструкция которых учитывала недостатки, выявленные опытами. При использовании обычных коаксиальных трубок типа Пито-Прандтля источниками погрешностей могут быть частицы, особенно мелкие,

забивающие или перекрывающие отверстия датчиков, поперечные пульсации скорости, вызывающие искажение статистического давления, в конечном итоге – и динамического напора.

Наличие значительного гидростатического напора псевдооживленной среды, а также пульсации давления требует установки заборников полного и статического давлений на одном уровне. Трубки нарушают структуру слоя в месте замера. Излишняя миниатюризация трубок тоже

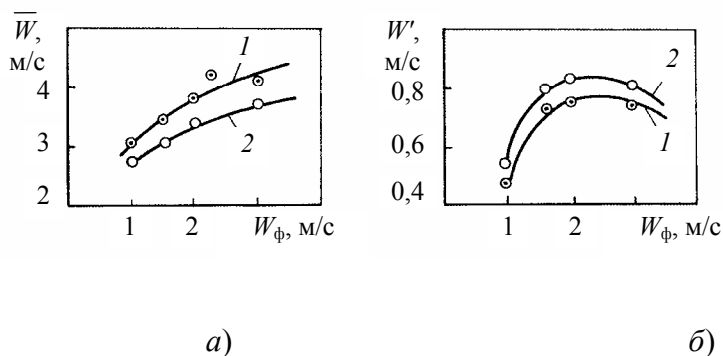


Рис. 3.11 Средняя скорость газа (а) и ее среднеквадратичная пульсационная составляющая (б) в псевдооживленном слое при различных скоростях фильтрации:

$1 - d = 4,3 \text{ мм}; 2 - 2,5$

имеет свои недостатки, связанные с тем, что скорость в пространстве между частицами не является постоянной как по величине, так и по направлению.

Анализ перечисленных источников погрешностей показывает, что часть из них можно устранить или уменьшить конструкторским путем, другую часть – за счет тарировки непосредственно в псевдооживленном слое.

С учетом поставленной цели – исследования профиля средней по времени и элементарному сечению аксиальной скорости газа вблизи поверхности, погруженной в слой, – нами была сконструирована пневмометрическая трубка щелевого типа.

Аппарат, в который засыпался зернистый слой, был квадратного сечения, размером $100 \times 100 \text{ мм}$. Пластины размером $70 \times 80 \text{ мм}$ и толщиной 10, 20, 30 мм устанавливались в середине аппарата на высоте 20 мм от газораспределительной решетки. Отдельные опыты проводились в аппарате $D = 150 \text{ мм}$, в центре которого вертикально крепились цилиндры высотой 70 и диаметром 20 и 30 мм.

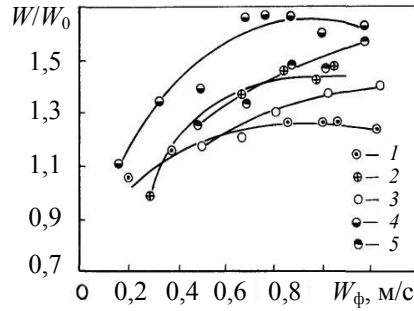
Пневмометрическая трубка присоединялась к мембранно-тензометрическому устройству, осуществлявшему преобразование динамического напора в электрический сигнал, который регистрировался и усиливался трехканальным электронным тензометром. Запись сигналов производилась многопредельным самопишущим милливольтметром, который подключался на выход тензометра. Тарировка пневмометрической трубки, включенной в измерительную схему, производилась на аэродинамической трубе, а также в неподвижном и псевдооживленном слоях по известным величинам локальной порозности слоя и расходу воздуха.

Опыты по определению локальных скоростей газа в псевдооживленном слое проводились следующим образом. Шесть трубок (три с одной и три с другой стороны пластины) выставлялись на нужном расстоянии от поверхности, устанавливался режим работы, и последовательно производилась запись динамического напора, показываемого каждой из шести трубок. Записывались показания трубки длительностью 30 с. В такой последовательности через каждые 5 мм (вблизи поверхности пластины через 1 мм) определялась скорость в данном сечении слоя. Планиметрированием определялось среднее значение динамического напора ($\Delta \bar{p}_k$) на каждой трубке. По формуле

$$W_i = \xi K (2\Delta \bar{p}_k \rho)^{0,5} \quad (3.26)$$

на основе данных одной трубки рассчитывалась скорость газа, а затем по показаниям шести трубок находилось среднее значение скорости на

Рис. 3.12 Относительная скорость газа w/w_0 у поверхности пластины при различных значениях w_ϕ :
 1 – 3 – частицы произвольной формы поверхности диаметром 0,32; 0,70 и 0,85 мм соответственно;
 4, 5 – частицы сферические диаметром 0,70 и 0,82 мм



данном расстоянии от пластины $W = \left(\sum_{i=1}^6 W_i \right) / 6$. В формуле (3.26) K, ξ – коэффициенты трубок, полученные соответственно при их тарировке в аэродинамической трубке и в псевдооживленном слое.

Экспериментально найдено, что коэффициент ξ , учитывающий влияние твердых частиц на показания пневмометрической трубки, не зависел от размера частиц, использованных в опытах ($d = 0,32 \dots 3,0$ мм), являлся функцией порозности слоя и определялся по формуле

$$\xi = 0,133 + 0,867 \exp[(1 - \varepsilon)/(1 - \varepsilon_0)].$$

Полученные в псевдооживленной среде значения скорости газа у пластины (на расстоянии 1 мм от ее поверхности), отнесенные к величине скорости W_0 , измеренной на расстоянии 25 мм от пластины (в ядре слоя), представлены на рис. 3.12. Как видно, скорость газа в псевдооживленном слое у поверхности больше, чем в ядре. С увеличением W_ϕ отношение W/W_0 проходит через максимум, имеющий место при $N \sim 5 \dots 8$ (в зависимости от диаметра частиц слоя). Эксперименты показали, что в псевдооживленных слоях сферических частиц значения W/W_0 были несколько выше (рис. 3.12, кривая 2), чем в слоях частиц того же диаметра, но неправильной формы поверхности (рис. 3.12, кривая 4).

3.5 ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ ПСЕВДООЖИВЕННОГО СЛОЯ ПРИ ПОГРУЖЕНИИ В НЕГО ПРОТЯЖЕННОГО ТЕЛА

Одной из основных причин возникновения неоднородности псевдооживленной среды является стремление газового потока к движению по пути наименьшего сопротивления. Для сохранения устойчивого равновесия системы необходимо, чтобы потери энергии потока оживающего агента были минимальными.

Исходили из вариационного принципа механики, согласно которому при погружении в псевдооживленный слой протяженного тела движение газа через слой частиц сопровождается таким перераспределением объемного расхода газа между ядром потока $V_{гяп}$ и пристенной зоной $V_{гпр}$, при которых суммарные энергетические затраты на псевдооживление в рассматриваемой системе стремились к минимуму. Это возможно при условии $V_{гпр}/V_{гяп} \rightarrow \text{opt}$, приводившем к $N_c \rightarrow \text{min}$. Здесь N_c – мощность сил сопротивления движению газа через слой частиц в аппарате.

Условно разделили сечение аппарата на две области (рис. 3.13):

– пристенную, имеющую сечение $F_{пр} = \pi (D_{пр2} - D_{т2})/4$. Скорость газа и порозность в этой области обозначили через $W_{гпр}$ и $\varepsilon_{пр}$, соответственно;

– ядро потока, для которого сечение $F^* = \pi (D_{а2} - D_{пр2})/4$, скорость газа W_r^* и порозность $\varepsilon_{сл}^*$.

Вследствие текучести псевдооживленного слоя его рабочая высота в указанных зонах неизменна и равна $H_{сл}^*$.

Распределение движения потоков $V_{гпр}$ и $V_{гяп}$ в псевдооживленном слое с погруженным в него протяженным телом оценивали с помощью коэффициента распределения потока газа ξ_N , равного отношению мощности сил сопротивления движению газа через слой частиц в пристенной области ($N_{пр}$) к мощности сил сопротивления движению газа через слой частиц ядра потока ($N_{яп}$), т.е. $\xi_N = N_{пр}/N_{яп}$. При $\xi_N < 1$ –

скорость газа в пристенной области выше, чем в ядре потока (рис. 3.14, а). При $\xi_N > 1$ – скорость газа в пристенной области ниже, чем в ядре потока (рис. 3.14, б).

Выразили мощности сопротивления движению газа через слой частиц в пристенной области

$$N_{\text{пр}} = \Delta p_{\text{пр}} W_{\text{гпр}} \varepsilon_{\text{пр}} F_{\text{пр}} = (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_{\text{пр}}) g H_{\text{сл}}^* W_{\text{гпр}} \varepsilon_{\text{пр}} \pi (D_{\text{пр}}^2 - D_{\text{г}}^2) / 4, \quad (3.27)$$

и в ядре потока ($N_{\text{яп}}^*$)

$$N_{\text{яп}}^* = \Delta p_{\text{яп}}^* W_{\text{г}}^* \varepsilon_{\text{сл}}^* F^* = (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*) g H_{\text{сл}}^* W_{\text{г}}^* \varepsilon_{\text{сл}}^* \pi (D_{\text{а}}^2 - D_{\text{пр}}^2) / 4, \quad (3.28)$$

где $\Delta p_{\text{пр}}$ и $\Delta p_{\text{сл}}^*$ – перепады давления на рассматриваемых участках в направлении движения газа.

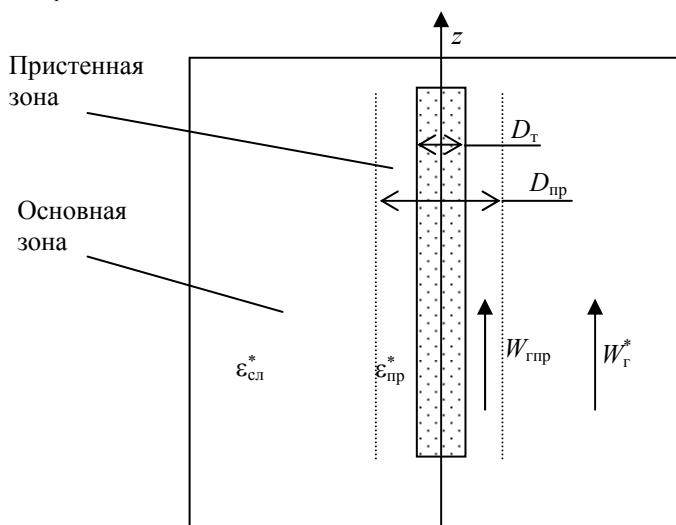


Рис. 3.13 Схема к определению закономерностей изменения скорости газовой фазы в псевдооживленной среде при погружении в нее протяженного вертикального тела

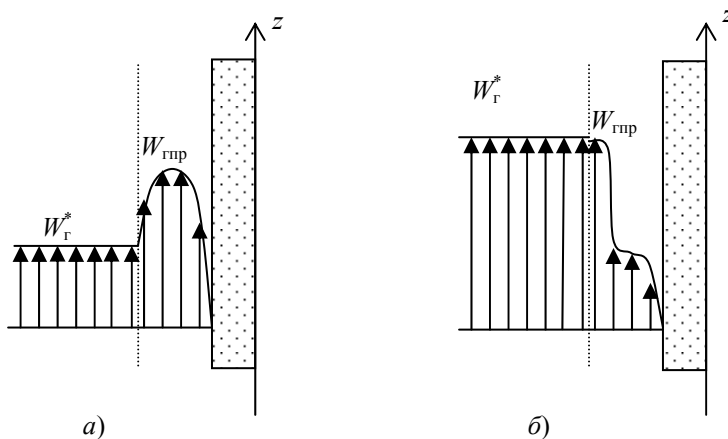


Рис. 3.14 Схема распределения скоростей газа в псевдооживленном слое с погруженным в него протяженным телом:
а – $\xi_N < 1$; б – $\xi_N > 1$)

Выражение для коэффициента распределения потока газа представили в виде

$$\xi_N = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{пр}})W_{\text{гпр}}\varepsilon_{\text{пр}}(D_{\text{пр}}^2 - D_{\text{т}}^2)}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)W_{\text{г}}^*\varepsilon_{\text{сл}}^*(D_{\text{а}}^2 - D_{\text{пр}}^2)}. \quad (3.29)$$

Поскольку скорость фильтрации газа в основной зоне $W_{\text{г}}^* = W_{\text{га}} / \varepsilon_{\text{сл}}^*$, где $W_{\text{га}}$ – средняя скорость газа, рассчитанная на все сечение аппарата, то (3.29) выразили в виде

$$\xi_N = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{пр}})W_{\text{гпр}}\varepsilon_{\text{пр}}(D_{\text{пр}}^2 - D_{\text{т}}^2)}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)W_{\text{га}}^*(D_{\text{а}}^2 - D_{\text{пр}}^2)}. \quad (3.30)$$

При погружении в псевдооживленный слой протяженного тела основное условие сохранения суммарного потока оживающего агента – балансовое уравнение распределения потоков газа, представили в виде

$$\begin{aligned} W_{\text{га}} = & W_{\text{н}}^*\varepsilon_{\text{н}}^*(1 - \varphi_{\text{п}}^*)(1 - D_{\text{пр}}^2 / D_{\text{а}}^2) + \varphi_{\text{п}}^* \left(1 - \frac{f_{\text{ш}}^*\varphi_{\text{п}}^*}{1 - \varphi_{\text{п}}^*} \right) W_{\text{но}}(1 - D_{\text{пр}}^2 / D_{\text{а}}^2) + \\ & + W_{\text{гпр}}\varepsilon_{\text{пр}}(1 - \varphi_{\text{п}}^*)(D_{\text{пр}}^2 - D_{\text{т}}^2)D_{\text{а}}^2. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Выразив из уравнения (3.31) величину $W_{\text{гпр}}\varepsilon_{\text{пр}}$ и подставив ее значение в выражение (3.30), получили

$$\begin{aligned} \xi_N = & \frac{(1 - \varepsilon_{\text{пр}})(D_{\text{пр}}^2 - D_{\text{т}}^2)}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)W_{\text{га}}} \times \\ & \times \left(W_{\text{га}} \frac{D_{\text{а}}^2}{(D_{\text{а}}^2 - D_{\text{пр}}^2)} - W_{\text{н}}^*\varepsilon_{\text{н}}^*(1 - \varphi_{\text{п}}^*) - \varphi_{\text{п}}^* \left(1 - \frac{f_{\text{ш}}^*\varphi_{\text{п}}^*}{1 - \varphi_{\text{п}}^*} \right) W_{\text{но}} \right). \end{aligned} \quad (3.32)$$

Анализ выражения (3.32) показал, что в начальной стадии псевдооживления (условно принимали $\varepsilon_{\text{пр}} \sim \varepsilon_{\text{сл}}^* \sim \varepsilon_{\text{н}}^* \sim \varepsilon_0$) числитель всегда меньше, чем знаменатель, т.е. $\xi_N < 1$ и скорость газа в пристенной зоне выше, чем в ядре потока неподвижного слоя. Это не противоречит известным литературным данным. В развитом псевдооживленном слое величина ξ_N в общем виде зависит от геометрических размеров системы «аппарат – протяженное тело» и режимных параметров слоя.

Таким образом, распределение потока газа в псевдооживленном слое с погруженным в него протяженным телом между пристенной зоной и ядром потока зависит не только от режимных параметров слоя, но и от геометрических размеров системы «аппарат – протяженное тело». При определенных значениях геометрических размеров звеньев указанной системы и режимных параметров слоя возможен прорыв оживающего агента вдоль поверхности протяженного тела. Поскольку в литературе имеются противоречивые сведения о влиянии геометрических размеров системы «аппарат – тело» на распределение скорости газа в слое, то необходима экспериментальная проверка выявленного теоретически прогноза поведения псевдооживленного слоя при погружении в него протяженного тела.

3.6 ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСШИРЕНИЯ ПСЕВДООЖИВЕННОГО СЛОЯ С ПОГРУЖЕННЫМ В НЕГО ПРОТЯЖЕННЫМ ТЕЛОМ

Определили расширение псевдооживленного слоя монодисперсных сферических частиц с погруженным в него протяженным телом. Псевдооживление проводили в цилиндрическом аппарате внутренним диаметром D_a . Направили ось $0z$ обратно вектору \mathbf{g} . Точку отсчета "0" расположили в центре газораспределителя ($z = 0, r = 0$). Погруженный (соосно стенкам аппарата) в псевдооживленный слой в вертикальном положении на глубину h цилиндр (с диаметром D_T и высотой H_T) имитировал протяженное тело. При этом $H_T \approx H_{сл}$. Кольцевой зазор между стенкой аппарата и протяженным телом был неизменным.

Сначала изменением порозности слоя до ($\epsilon_{сл}$) и после погружения ($\epsilon_{сл}^*$) пренебрегали ($\epsilon_{сл} \approx \epsilon_{сл}^*$). Вес частиц в псевдооживленном слое при любой скорости оживающего агента, не превышающей скорости уноса частиц, остается неизменным. Вес частиц в аппарате при первой критической $P_{ч1}$ (3.33) и любой другой $P_{ч2}$ (3.34) скорости газа с учетом архимедовой силы (при условии $h \leq H_0$) выразили в виде

$$P_{ч1} = (\rho_ч - \rho_г)(1 - \epsilon_0)(F_a - F_T)gH_0 + (\rho_ч - \rho_г)(1 - \epsilon_0)ghF_T, \quad (3.33)$$

и, соответственно,

$$P_{ч2} = (\rho_ч - \rho_г)(1 - \epsilon_{сл})(F_a - F_T)gH_{сл}^* + (\rho_ч - \rho_г)(1 - \epsilon_{сл})ghF_T, \quad (3.34)$$

при условии $h < H_{сл}^*$.

Поскольку $P_{ч1} = P_{ч2}$, то приравняв (3.33) и (3.34) и опуская промежуточные преобразования, получили соотношение для величины $H_{сл}^*$, характеризующей расширение псевдооживленного слоя с погруженным в него в вертикальном положении протяженным телом

$$H_{сл}^* = \frac{H_0(1 - \epsilon_0)(D_a^2 - D_T^2) + h(\epsilon_{сл} - \epsilon_0)D_T^2}{(1 - \epsilon_{сл})(D_a^2 - D_T^2)}. \quad (3.35)$$

Для практики наибольший интерес представляет не абсолютное значение $H_{сл}^*$, а относительное расширение $H_{сл}^*/H_{сл}$. Для этого представили выражение (3.35) в виде

$$H_{сл}^* = H_0 \frac{1 - \epsilon_0}{1 - \epsilon_{сл}} + \frac{h(\epsilon_{сл} - \epsilon_0)D_T^2}{(1 - \epsilon_{сл})(D_a^2 - D_T^2)}. \quad (3.36)$$

Разделив левую и правую части выражения (3.36) на $H_{сл} = H_0(1 - \epsilon_0) / (1 - \epsilon_{сл})$, после преобразований получим

$$\frac{H_{сл}^*}{H_{сл}} = 1 + \frac{\left(\frac{D_T}{D_a}\right)^2 (\epsilon_{сл} - \epsilon_0) \frac{h}{H_0}}{(1 - \epsilon_0) \left(1 - \left(\frac{D_T}{D_a}\right)^2\right)}. \quad (3.37)$$

Подставив в (3.37) выражение для порозности слоя $\epsilon_{сл}$, окончательно получим

$$\frac{H_{\text{сл}}^*}{H_{\text{сл}}} = 1 + \frac{\frac{h}{H_0} \left(\frac{D_T}{D_a} \right)^2}{(1 - \varepsilon_0) \left(1 - \left(\frac{D_T}{D_a} \right)^2 \right)} \times \left(\frac{1 + 2 \left(\varepsilon_H + (1 - \varepsilon_H)(1 - f_{\text{ш}}) \left(1 - \frac{W_{\text{га}} F_a - \omega_{\text{пл}}(1 - f_{\text{ш}}) v_{\text{по}}}{W_{\text{гн}} F_a \varepsilon_H} \right) \right)}{3} - \varepsilon_0 \right). \quad (3.38)$$

Выражение (3.38) показывает, что произойдет с высотой расширенного псевдооживленного слоя при погружении в него протяженного тела, т.е. характеризует отклик псевдооживленного слоя на погружение в него протяженного тела. Для различных значений отношений D_T/D_a и h/H_0 вычислены $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$ по (3.38), при $\varepsilon_0 = 0,4$; $\varepsilon_{\text{сл}} = 0,6$; $D_a = 0,172$ м и $H_0 = 0,2$ м. Результаты представлены на рис. 3.15.

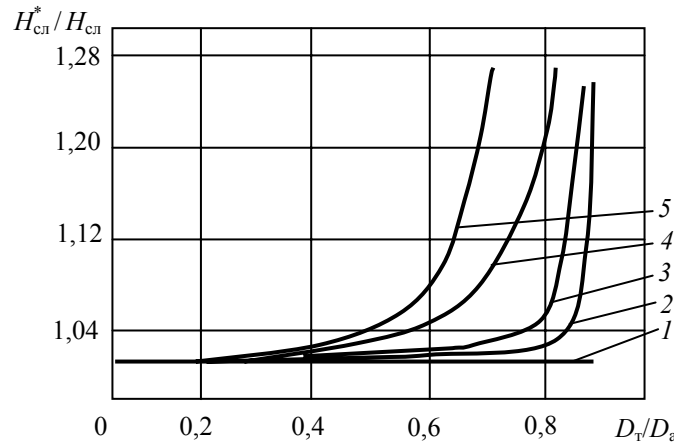


Рис. 3.15 Отклик псевдооживленного слоя на погружение в него протяженного тела:
1 – $h/H_0 = 0$; 2 – 0,05; 3 – 0,1; 4 – 0,5; 5 – 1

Из рис. 3.15 следует, что $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$ зависит прежде всего от отношений D_T/D_a и h/H_0 . Для протяженных тел, отношение D_T/D_a которых изменялось от 0 до 0,1, независимо от величины h/H_0 значение $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}} = 1$, т.е. погружение в псевдооживленную среду протяженного тела, имевшего малое поперечное сечение, не изменяло высоту расширения слоя.

При изменении D_T/D_a примерно от 0,1 до 0,65 значение $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$ зависело от h/H_0 . С уменьшением h/H_0 (т.е. с увеличением h) значение $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$ стремилось от некоторого максимума к единице.

В этом интервале изменения D_T/D_a погружение тела (начиная с уровня $z = H_0$, и по мере приближения к уровню газораспределителя $z = 0$) в псевдооживленную среду сопровождалось не увеличением, а снижением высоты расширения слоя, что, в свою очередь, свидетельствует об изменении структурно-гидродинамических параметров псевдооживленной среды.

При изменении D_T/D_a от 0,65 до 0,9 в зависимости от отношения h/H_0 скорость газа в кольцевом зазоре «боковая поверхность тела-стенка аппарата» увеличивалась, что сопровождалось ростом $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$, и в пределе при $D_T \rightarrow D_a$ независимо от h/H_0 относительное расширение слоя $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}} \rightarrow \infty$, т.е. наступал унос частиц из аппарата.

Из (3.38) следует, что при $h/H_0 = 0$ значение $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}} = 1$, т.е. протяженное тело, опирающееся нижним торцом на газораспределитель, вело себя как стенка аппарата – не изменяло структурно-гидродинамические параметры псевдооживленного слоя. При погружении протяженного тела в слой в

начальной стадии псевдооживления ($\varepsilon_{\text{сл}} \approx \varepsilon_0$) значение $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}} = 1$, т. е. погружение тела в слой не влияло на его структурно-гидродинамические параметры.

До сих пор рассматривали вариант, когда изменением величины $\varepsilon_{\text{сл}}$ после погружения протяженного тела в псевдооживленный слой пренебрегали, т.е. считали, что $\varepsilon_{\text{сл}} \approx \varepsilon_{\text{сл}}^*$. Проанализирован характер изменения высоты псевдооживленного слоя для случая, когда $\varepsilon_{\text{сл}} \neq \varepsilon_{\text{сл}}^*$. Определена закономерность расширения слоя при вышеуказанных допущениях.

При расходной скорости псевдооживления больше первой критической, но меньше скорости уноса погружали в слой цилиндр на глубину h ($0 < h < H_0$). Прекращали подачу воздуха в аппарат и находили высоту неподвижного слоя H_0^*

$$H_0^* = H_0 + (H_0 - h)D_T^2 / (D_a^2 - D_T^2). \quad (3.39)$$

Аналогично предыдущему приравнивали вес частиц в аппарате (с учетом архимедовой силы) при первой критической и рабочей скорости воздуха в аппарате

$$\begin{aligned} & (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_0)(\pi D_a^2 / 4 - \pi D_T^2 / 4)gH_0^* + (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_0)gh\pi D_T^2 / 4 = \\ & = (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_{\text{сл}})(\pi D_a^2 / 4 - \pi D_T^2 / 4)gH_{\text{сл}}^* + (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{г}})(1 - \varepsilon_{\text{сл}})gh\pi D_T^2 / 4, \end{aligned} \quad (3.40)$$

Левая часть (3.40) справедлива при $h \leq H_0$, правая – при $h < H_{\text{сл}}^*$. Опуская промежуточные преобразования, из (3.40) получили соотношение для определения высоты расширения псевдооживленного слоя $H_{\text{сл}}^*$ с погруженным в него протяженным телом

$$H_{\text{сл}}^* = \frac{1 - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*} H_0^* + \frac{(\varepsilon_{\text{сл}}^* - \varepsilon_0) \frac{h}{H_0} \frac{D_T^2}{D_a^2}}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)(1 - D_T^2 / D_a^2)}. \quad (3.41)$$

Основные выше установленные закономерности справедливы и в данном случае. При погружении цилиндра в слой до уровня, примерно, H_0 , значения $H_{\text{сл}}^*$ неуклонно возрастали и при $h \approx H_0$ достигали максимума. При дальнейшем погружении (с уменьшением h) величина $H_{\text{сл}}^*$ уменьшалась и при $h = 0$ значение $H_{\text{сл}}^*$

$$H_{\text{сл}}^* = H_{\text{сл}} \frac{1 - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*}. \quad (3.42)$$

Именно в этой разнице заключается отличие общего случая ($\varepsilon_{\text{сл}} \neq \varepsilon_{\text{сл}}^*$) от частного ($\varepsilon_{\text{сл}} \approx \varepsilon_{\text{сл}}^*$).

Помимо величины $H_{\text{сл}}^*$ практический интерес представляет определение относительного расширения слоя $H_{\text{сл}}^*/H_{\text{сл}}$, величину которого получили в виде

$$\frac{H_{\text{сл}}^*}{H_{\text{сл}}} = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{сл}})}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)} + \frac{(\varepsilon_{\text{сл}}^* - \varepsilon_0)(1 - \varepsilon_{\text{сл}}) \frac{h}{H_0} \frac{D_T^2}{D_a^2}}{(1 - \varepsilon_{\text{сл}}^*)(1 - \varepsilon_0) \left(1 - \frac{D_T^2}{D_a^2}\right)}. \quad (3.43)$$

Воспользовавшись выражением (1.15), окончательно получим

$$\frac{H_{\text{сл}}^*}{H_{\text{сл}}} = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{н}})(1 - \varphi_{\text{п}}(1 - f_{\text{ш}}))}{(1 - \varepsilon_{\text{н}}^*)(1 - \varphi_{\text{п}}^*(1 - f_{\text{ш}}^*))} +$$

$$\begin{aligned}
& \frac{(\varepsilon_n^*(1-\varphi_n^*(1-f_{ш}^*)) + \varphi_n^*(1-f_{ш}^*) - \varepsilon_o)(1-\varepsilon_n)(1-\varphi_n(1-f_{ш}))}{(1-\varepsilon_n^*)(1-\varphi_n^*(1-f_{ш}^*))} \frac{h}{H_o} \frac{D_r^2}{D_a^2} \\
& + \frac{1}{(1-\varepsilon_n^*)(1-\varphi_n^*(1-f_{ш}^*))} \left(1 - \frac{D_r^2}{D_a^2}\right)
\end{aligned}
\tag{3.44}$$

3.7 ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДЫ С ПОГРУЖЕННЫМ В НЕЕ ПРОТЯЖЕННЫМ ТЕЛОМ

Предварительно проведенные эксперименты позволили качественно выявить особенности поведения псевдооживленного слоя при погружении в него протяженного тела. Условно разделили объем псевдооживленного слоя на две области (рис. 3.16, а, б): нижнюю – 4 (основную, с незначительным изменением $\varepsilon_{сл}$) и верхнюю – 5 (надслоевую с очень низкой концентрацией частиц $\varphi_ч$).

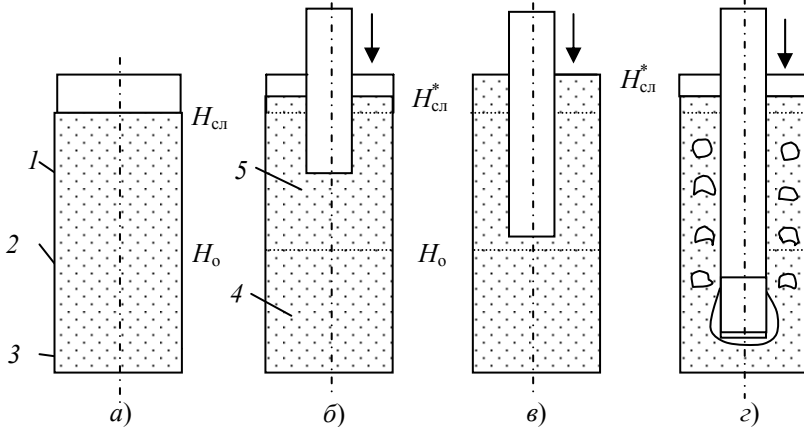


Рис. 3.16 Схема поведения псевдооживленной среды при погружении в нее протяженного вертикального тела:
области: 1 – надслоевая; 2 – основная; 3 – прирешеточная;
4 – нижняя; 5 – верхняя

Измерив значение статического давления $p_{сл}$ по высоте слоя, довольно отчетливо определяли границу между областями. Установили, что с увеличением N от 2 до 7 граница между зонами превышала H_o на 7...22%. При погружении в верхнюю область (рис. 3.16, б) тела с $D_r/D_a > 0,1$ горизонтальное сечение среды уменьшалось. По уравнению неразрывности сужение сечения увеличивает скорость газа в зазоре между стенками аппарата и телом, что и наблюдалось экспериментально.

Увеличение скорости газа при неизменном его расходе (примерно пропорциональное уменьшению сечения среды телом) приводило к выбросу частиц до $H_{сл}^*$, по сравнению с высотой свободной среды $H_{сл}$. Высота слоя $H_{сл}^*$ увеличивалась (рис. 3.16, б). Наибольшая $H_{сл}^*$ при погружении тела примерно до уровня H_o – верхней границы основной области среды (рис. 3.16, в).

Таким образом, верхняя область ведет себя как однофазная жидкость: при погружении тела ее уровень (высота $H_{сл}^*$) повышается, что совпадает с представлением об однородности псевдооживленной среды [135] при $\varepsilon_{сл} = 0,8...0,9$ наблюдаемых в верхней области.

В нижней области сосредоточено основное сопротивление движению потока газа (характер обтекания тела резко меняется). Непосредственно под нижним торцом (рис. 3.16, г) тела поток тормозится. По оси тела вертикальная составляющая скорости потока равна нулю, частицы опускаются, образуется газовая полость практически лишенная частиц. От нижней границы газовой полости к нижнему торцу тела давление газа по уравнению Бернулли возрастает, обеспечивая дополнительный приток газа в полость, прорыв избытка газа пузырями в среду и пульсирующий поток газа, направленный вдоль тела. Около боковой поверхности тела образуется слой повышенной порозности толщиной

(2...5)d. Сопротивление в пристенной области ниже, чем в основной из-за меньшей концентрации частиц в этой области слоя.

Из псевдооживленной среды между газораспределителем и нижним торцом тела, газ отбирается в газовую полость, часть отобранного газа поднимается в пристенной области тела и не участвует в псевдооживлении нижней области среды. Движение газа в области пониженной концентрации твердых частиц (пристенной области) энергетически выгоднее, чем в основной области с большим гидродинамическим сопротивлением. Другая часть газа поднимается цепочкой пузырей, оказывающих решающее влияние на движение и на время пребывания частиц в пристенной области. Для образования газовой полости под нижним торцом тела необходимо, чтобы размер тела намного превышал d , но при этом не сказывалось взаимное влияние стенок аппарата и тела. Экспериментально установлено, что этому требованию отвечает тело с $D_T/D_a = 0,1 \dots 0,65$.

Скорость газа в нижней области не меняется или даже уменьшается при постоянном расходе газа в аппарате. Снижение скорости газа сопровождалось уменьшением высоты неоднородной псевдооживленной среды.

Выражение (3.44) с учетом (1.25) и (1.33) дает исчерпывающее представление о поведении псевдооживленного слоя при погружении в него протяженного тела, характеризует в общем виде отклик (структурный эффект) псевдооживленного слоя на возмущения, вызываемые погружением в него протяженного тела. Таким образом, относительное расширение псевдооживленного слоя при погружении в него протяженного тела зависит от режимных параметров процесса, геометрических размеров аппарата и протяженного тела, их соотношения, первоначальной высоты засыпки слоя наряду с величиной погружения тела в слой, диаметра частиц теплоносителя.

Выражение (3.44) характеризует в общем виде отклик (гидродинамический эффект) псевдооживленного слоя на возмущения, вызываемые погружением в него протяженного тела.

Поскольку порозность псевдооживленного слоя и скорость газа взаимосвязаны, то зависимости (3.44), с учетом (1.25) и (1.33), (3.31) и (3.32) определяют поведение псевдооживленной среды при погружении в нее протяженного тела в вертикальном положении.

Влияние погруженного в псевдооживленный слой тела на радиальный профиль скорости газа. Хорошо известно, что погружение в поток однофазной жидкости тела, уменьшающего проходное сечение канала, приводит, при условии сохранения расхода среды, к возрастанию средней скорости в этом сечении, причем максимумы ее наблюдаются примерно посередине между поверхностями тела и стенками канала.

Как было показано нами ранее, в аппарате с псевдооживленным слоем без размещенных в нем тел распределение скорости по сечению слоя при $N < 2$ имеет плоский характер, а при $N \geq 2$ принимает параболический вид с максимумом по оси.

При погружении в псевдооживленный слой тела происходит перестройка полей скорости газа, при этом эпюра скорости имеет минимум в свободном объеме (ядре слоя) и максимум у поверхности тела. Локальные скорости газа в тождественно измеренных точках в ядре псевдооживленного слоя уменьшаются после внесения в слой тела [92].

Сравнивая профили распределения скоростей газа (рис. 3.17, а) и порозности в пограничной зоне (рис. 3.3, а), можно отметить, что они взаимосвязаны – имеется прямая корреляция между положениями максимумов и общим характером этих кривых. Максимумы скорости (рис. 3.17, а, б) наблюдаются на некотором расстоянии от поверхности пластины в области преимущественного подъема цепочки газовых пузырей. Конструкция трубок не позволяла измерить скорость на расстояниях менее 1 мм от поверхностей. Поэтому в опытах со сравнительно мелкодисперсными слоями (рис. 3.17, а) не удалось получить

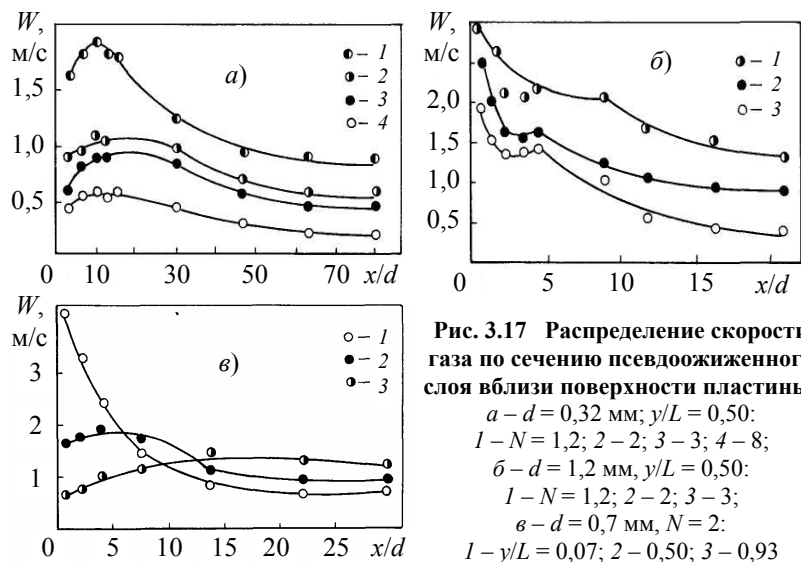


Рис. 3.17 Распределение скорости газа по сечению псевдоожигенного слоя вблизи поверхности пластины:
a – $d = 0,32$ мм; $y/L = 0,50$:
 1 – $N = 1,2$; 2 – 2; 3 – 3; 4 – 8;
б – $d = 1,2$ мм; $y/L = 0,50$:
 1 – $N = 1,2$; 2 – 2; 3 – 3;
в – $d = 0,7$ мм, $N = 2$:
 1 – $y/L = 0,07$; 2 – 0,50; 3 – 0,93

увеличение скорости газа в тонком приповерхностном слое. Однако последнее удалось зафиксировать для слоев крупных частиц $d > 1$ мм (рис. 3.17, б).

При увеличении режима ожигения профили скорости несколько выравнивались. Так, если при $N = 1,2$ для слоя частиц шамота $d = 0,32$ мм максимальная скорость газа вблизи пластины превышала скорость в ядре слоя в 2,5 раза (рис. 3.17, а), то при $N = 8$ – примерно в 1,5 раза.

Так же, как распределение порозности слоя, профиль скорости газа изменялся по мере продвижения вверх вдоль боковой поверхности. При этом максимумы на кривых монотонно смещались в направлении от поверхности, а их абсолютная величина уменьшалась (рис. 3.17, в). Скорость воздуха вблизи пластины (на расстоянии $2d$ от поверхности) на высоте $y = 0,07L$ от ее нижнего торца была примерно в 7 раз, а на высоте $y = 0,5L$ – в 3 раза больше скорости фильтрации, а у верхнего торца пластины ($y = 0,93L$) $W \approx W_\phi$, (рис. 3.17, в).

По величинам локальных скоростей W была рассчитана средняя скорость газа (W_n) для пристенного слоя толщиной $5d$. В качестве примера в табл. 3.2 приведены значения абсолютных (W_n) и относительных (W_n/W_ϕ) величин скорости газа, полученные в пристенном слое пластины толщиной 20 мм на высоте $y/L = 0,5$ от ее нижнего торца.

3.2 Значения абсолютных и относительных величин скорости газа в пристенном слое толщиной $5d$

Характеристика материала частиц	Диаметр частиц, мм	N	W_n , м/с	W_n/W_ϕ
Шамот	0,32	1,2	0,74	3,00
		2,0	0,72	2,76
		3,0	0,88	2,26
		5,0	1,27	1,96
		8,0	1,93	1,85
	0,7	1,2	1,14	2,50
		2,0	1,60	2,10
		3,0	2,28	2,00
		1,2	1,89	2,30
Полистирол	0,7	2,0	2,30	1,68
		3,0	3,05	1,50
		1,2	0,48	2,44
		2,0	0,73	2,24
		5,0	1,60	1,95

		8,0	2,37	1,81
Стекло	0,86	2,0 3,0	1,61 2,12	2,12 1,85

Анализ приведенных в табл. 3.2 данных показывает, что при одинаковых числах псевдооживления с уменьшением диаметра частиц величина W_n возрастает, а отношение W_n/W , при этом убывает. С увеличением N (для данного диаметра частиц) значение W_n увеличивается, а отношение W_n/W_ϕ уменьшается. По высоте пластины скорость газа в пристенном слое и отношение W_n/W_ϕ уменьшается.

Обработка в критериальном виде данных по W_n позволила получить формулу для расчета средней скорости газа в пристенном слое пластин, вертикально расположенных в псевдооживленном слое,

$$W_n/W_\phi = 4,10N^{-0,23}Ar^{-0,10}(y/L)^{-0,47}. \quad (3.45)$$

Формула (3.45) найдена при изменении величин в пределах: $N = 1,2 \dots 8$; $Ar = 2780 \dots 14\,700$; $0 < (y/L) < 1$; $\delta_{пл} = 10 \dots 50$ мм. Относительное среднеквадратичное отклонение значений W_n , рассчитанных по (3.45) от опытных составляет $\pm 20\%$.

3.8 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ГАЗА В ПСЕВДООЖИВЕННОЙ СРЕДЕ С ПОГРУЖЕННЫМ В НЕЕ ПРОТЯЖЕННЫМ ТЕЛОМ

Чтобы оценить отклик среды на погружение тела, необходимо в первую очередь знать изменение скоростей газа в основной зоне. По измеренным динамическим напорам определили скорости газа до и после погружения тела при идентичных расходах газа. Установлено, что изменение гидродинамики среды зависит прежде всего от D_T/D_a и h/H_0 . Для тел с $D_T/D_a \leq 0,1$ поля скоростей газа и расширение слоя не изменились.

Тела с $D_T/D_a > 0,1$ заметно изменяли гидродинамику всего объема среды. Погружение тела до уровня $\approx H_0$ незначительно увеличивало скорость газа в основной зоне. На рис. 3.18 показаны профили скоростей газа. Нижние торцы тел были плоские. Скорости газа в среде с телом увеличились примерно на 5...15% по сравнению со свободной средой. Примерно на столько же уменьшилось живое сечение аппарата. Аналогичные результаты получены и для z , примерно, от верхней границы $H_{сл}$ до H_0 . Погружение тела ниже H_0 снизило скорость газа. На рис. 3.19 показаны профили скорости газа в свободной среде и с погруженным телом. Аналогичные результаты получены и для других z основной зоны среды.

При замене обтекателя на сферический или конический, качественно обтекание тела не изменялось, но конический несколько увеличивал скорость газа в основной области на расстоянии от тела $\leq D_T$. По вертикали скорость увеличивалась на расстоянии от нижней точки обтекателя вверх до $\approx (2 \dots 2,5)D_T$. Наибольшее увеличение до 10% было при погружении тела в прирешеточную область.

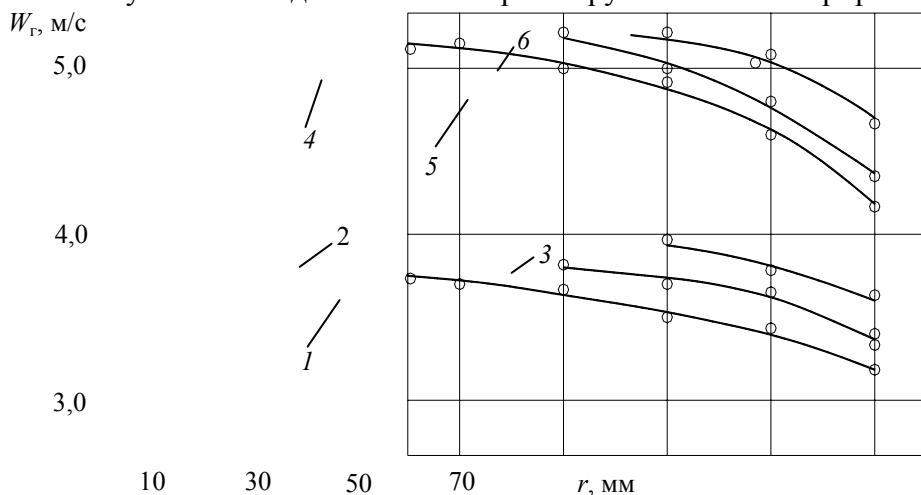


Рис. 3.18 Профили скоростей газа:

сечение $z = 0,26$ м; $h = 0,22$ м; 1, 4 – свободная; 2, 5 – цилиндр $D_H = 42$ мм;
3, 6 – цилиндр $D_H = 64,5$ мм; 1 – 3 – $N = 3$; 4 – 6 – $N = 4$

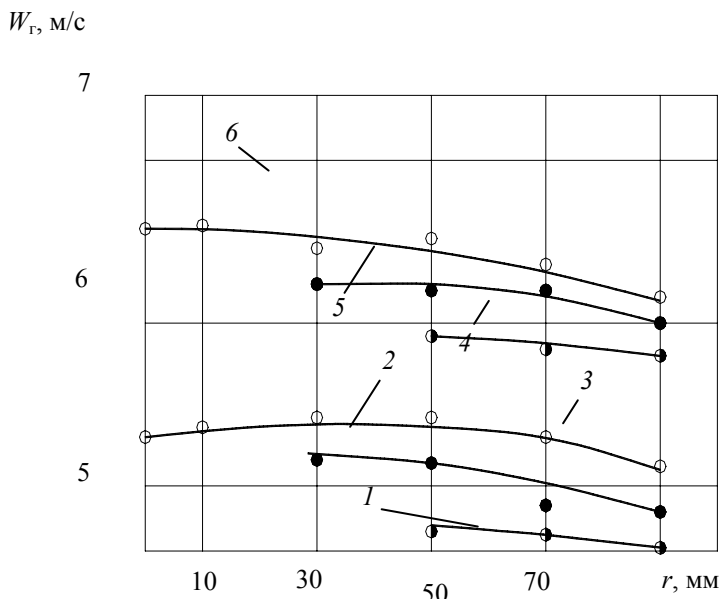


Рис. 3.19 Профили скоростей газа:

сечение $z = 0,1$ м; $h = 0,02$ м; 3, 6 – свободная; 2, 5 – цилиндр $D_H = 42$ мм;
1, 4 – цилиндр $D_H = 64,5$ мм; 1 – 3 – $N = 3$; 4 – 6 – $N = 4$

Напор сообщал газовому потоку энергию достаточную для преодоления сопротивления слоя частиц и прорыва газа на указанную высоту в основной области. Далее поток двигался по пути наименьшего сопротивления – к боковой поверхности тела и вдоль нее с большой скоростью. Чем ближе было тело к газораспределителю, тем заметнее снижалась скорость газа по сравнению со свободной средой независимо от формы обтекателя.

Когда нижний торец тела находился в прирешеточной области, скорость газа в основной зоне снижалась на 15...25 % по сравнению со свободной средой. Основной вывод – снижение скорости газа в сходственных точках среды при погружении в нее тела. Аналогичные результаты и с пластиной. Это явление названо профессором Н.Б. Кондуковым «гидродинамическим парадоксом».

Интегрируя локальные действительные скорости газа в сечении среды, находили средние скорости газа \bar{W}_z^u в этом сечении. За интервал интегрирования r брали отрезок радиуса аппарата на котором измеряли Δp_d , т.е. $D_a/2 - (D_T/2 + 0,01$ м). Известно, что

$$\Delta p_c = g(\rho_q - \rho_r)(1 - \varepsilon_n)\Delta h. \quad (3.46)$$

Порозность ε_n

$$\varepsilon_n = 1 - \frac{\Delta p_c}{g\Delta h(\rho_q - \rho_r)}, \quad (3.47)$$

где $\Delta h = \pm 0,01$ м – отрезок высоты, ограничивающий сверху и снизу рассматриваемое сечение.

Определяли расход газа через площадь кольца интегрирования F_r , шириной r^*

$$V_r = \int_{F_r} \bar{W}_z^u \varepsilon_n dF = \bar{W}_z^u \varepsilon_n F_r . \quad (3.48)$$

Расход газа в свободной среде

$$V_{га} = \int_{F_a} W_r dF = W_r F_a . \quad (3.49)$$

Окончательно

$$\Delta V = V_{га} - V_r = \int_{F_a} W_r dF - \int_{F_r} \bar{W}_z^u \varepsilon_n dF = \int_{F_{пр}} \bar{W}_{zn} \varepsilon_{пр} dF , \quad (3.50)$$

где $\varepsilon_{пр}$ и \bar{W}_{zn} – соответственно порозность и средняя скорость газа в пристенной зоне тела; $F_{пр}$ – площадь поперечного сечения кольцевой пристенной зоны тела.

На рис. 3.20 показано изменение относительного расхода газа $\Delta V/V_a$ по высоте пристенной зоны при $h = 0,03$ м. Основное влияние на $\Delta V/V_a$ оказало изменение D_T/D_a . С ростом H_0 от 100 до 300 мм и при переходе к частицам меньшего диаметра, но большей плотности (от частиц алюмосиликатного катализатора к частицам электрокорунда) относительный расход газа около тела увеличивался, что вызвано ростом сопротивления в основной области среды. При $h = 30$ мм h/H_0 снижалось с 0,3 до 0,1. Аналогично вела среда и при уменьшении h при $H_0 = idem$. Таким образом, при $D_T/D_a = idem$, уменьшение h/H_0 и d , и рост ρ_c увеличивали $\Delta V/V_a$. Следовательно, тело с $D_T/D_a > 0,1$ снижает: скорость газа в сходственных точках основной области по сравнению со свободной средой, количество пузырей, высоту $H_{сп}^*$. Очевидно, движение газа в пристенной области энергетически выгоднее, чем в основной области с бóльшим сопротивлением.

Опыты с телом $D_T = 42$ мм и соосной трубой ($D_a = 62$ мм, толщина стенки 2 мм) показали, что соосная труба-экран препятствует оттоку газа из пристенной области (рис. 3.21) в основную.

С увеличением N росла высота и частота выбросов частиц из зазора между телом и трубой. Экспериментально установлено, что влияние неравномерного входного профиля скоростей газа у основания слоя на поле скоростей газа среды вырождалось на уровне $(0,85 \dots 1,0)H_0$, т.е. профиль на входе заметно изменял гидродинамику только в основной области среды. В надслоевой области принципиальной разницы от применения способа газораспределения «А» или «Б» не обнаружено.

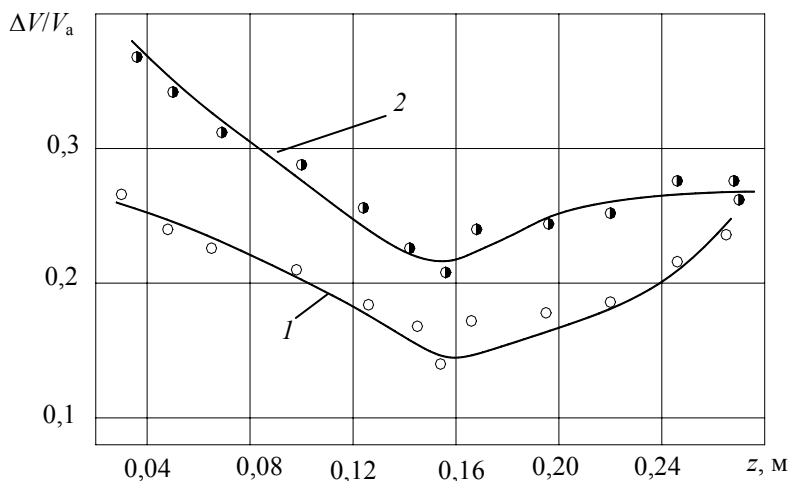


Рис. 3.20 Изменение относительного расхода газа $\Delta V/V_a$ в пристенной области:
 1 – $D_T = 42$ мм; 2 – $D_T = 64,5$ мм; $N = 3$

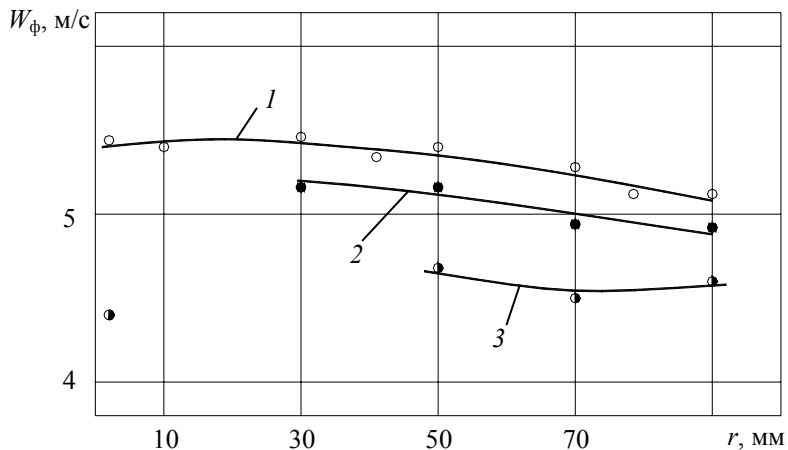


Рис. 3.21 Профили скоростей газа:

$z = 0,1$ м; $h = 0,02$ м; $N = 3$; 1 – свободная; 2 – $D_T = 42$ мм;
3 – цилиндр $D_T = 42$ мм в трубе-экране $D_a = 62$ мм

Визуальные наблюдения показали, что при $W_\phi < 0,5 W'_k$ обтекание горизонтального цилиндра в инфильтруемом (водой) зернистом слое соответствовало картине потенциального течения. При $W_\phi \sim 0,5 W'_k$ линии тока переставали плавно огибать препятствие, резко поворачивались к нему на всем протяжении лобовой части цилиндра. Происходило подсосывание потока к поверхности тела.

Данное явление имеет место в любом случае, когда в псевдооживленный слой, погружаются одиночные тела или группа тел, например пучок труб и особенно проявляется при низких числах псевдооживления. Оно позволяет понять некоторые особенности поведения псевдооживленного слоя, которые не могли быть объяснены ранее. Например, было обнаружено, что при погружении тела в неоднородный псевдооживленный слой его однородность возрастала. Боттерил [53] отмечает, что наличие в псевдооживленном слое лопастной мешалки приводило к дефлюидизации его при низких N вследствие отвода оживающего агента из ядра слоя к поверхностям лопастей. Это объясняется перераспределением потока газа в псевдооживленном слое, в результате которого скорость в пристенных зонах тела возрастает, а в промежутках между телами – уменьшается. Следовательно, данное явление указывает пути регулирования структуры и искусственной гомогенизации дисперсных потоков за счет размещения в них вставок с твердыми поверхностями. Преимущество такого метода регулирования структуры слоя состоит и в том, что он снижает тепловые напряжения на стенках аппарата при проведении высокотемпературных процессов.

Учет этого явления позволяет понять механизм влияния структуры псевдооживленного слоя на внешний теплообмен и предложить способы его интенсификации, например, за счет перераспределения потока оживающего агента и подачи его в область расположения теплообменной поверхности или путем уменьшения специальными вставками сопротивления слоя вблизи поверхности теплообмена.

Знание причин данного явления позволяет создать новые научные основания для рационального конструирования аппаратов и их элементов при проведении обменных процессов между псевдооживленными частицами и погруженными телами. Например, теплообменные поверхности следует располагать в псевдооживленном слое так, чтобы вертикальные их протяженности превышали горизонтальные. В случае обработки длиномерных изделий (вулканизация рукавов и ленточных изделий и т.п.) их следует пропустить через псевдооживленный слой, располагая вдоль высоты псевдооживленного слоя больший размер изделия, а навстречу потоку – меньший размер. Причем в обоих случаях тела целесообразно размещать так, чтобы их нижняя граница не касалась газораспределительной решетки, а верхняя – не заходила в зону выбросов.

3.9 АНАЛИЗ ПРИЧИН УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ ГАЗА В ПРИСТЕННОЙ ЗОНЕ ТЕЛ, ПОГРУЖЕННЫХ В ПСЕВДООЖИЖЕННЫЙ СЛОЙ

Как было показано ранее, под наклонными в сторону газораспределителя поверхностями тел образуется газовая полость. Поскольку плотность газа мала, градиенты давления в полости, обусловленные

ускорением объемов газа, искривлением его линий тока и т.п., малы по сравнению с градиентами давления на удалении от полости. Это позволяет считать давление в полости приближенно постоянным, равным давлению на некотором уровне I – I (рис. 3.22) вдали от пластины. Ниже этого уровня перепады давления в горизонтальных плоскостях между полостью и слоем приводят к искривлению линий тока фильтрующегося газа и его избыточному подтоку в полость. Выше этого уровня течение газа направлено из полости в слой.

Из условия сохранения объема газа ясно, что его поток, выходящий из полости через участки ее границы, примыкающие к пластине, равен потоку газа, втекающего в полость. Наличие избыточных объемов газа, проникающих в полость, приводит к тому, что на уровне нижнего торца пластины профиль скорости газа имеет вид эпюры, изображенной на рис. 3.22, а. В пограничной зоне непосредственно у боковой поверхности пластины вертикальная компонента скорости газа в несколько раз выше его скорости в невозмущенном слое в том же горизонтальном сечении. По мере удаления от пластины скорость газа

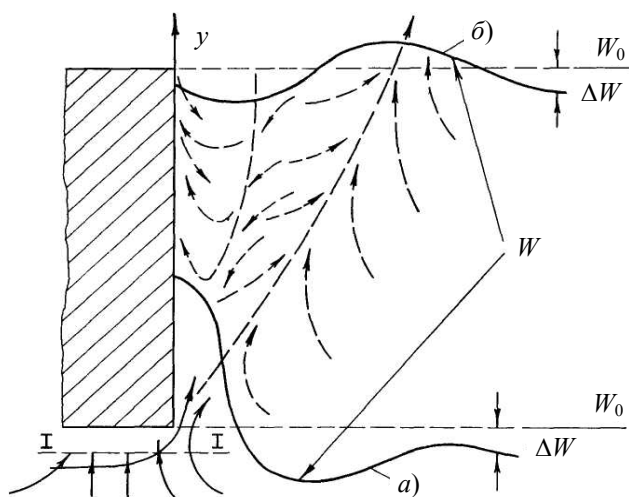


РИС. 3.22 СХЕМА ДВИЖЕНИЯ ФАЗ В ПРИСТЕННОЙ ЗОНЕ ПЛАСТИНЫ (СПЛОШНЫЕ СТРЕЛКИ ИЗОБРАЖАЮТ ЛИНИИ ТОКА ЦЕПОЧКИ ПУЗЫРЕЙ, ШТРИХОВЫЕ – ЧАСТИЦ. ЭПЮРЫ (А) И (Б) ХАРАКТЕРИЗУЮТ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ГАЗА НА УРОВНЯХ НИЖНЕГО И ВЕРХНЕГО ТОРЦОВ ПЛАСТИНЫ СООТВЕТСТВЕННО)

падает вначале быстро, а затем медленно, и на этом участке может достигаться слабый минимум из-за инерционности оттока газа. Наличие минимума обусловлено тем, что обедняются газом, главным образом, объемы плотной фазы, расположенные близко от газовой полости, а «дефицит» скорости ΔW в ядре слоя представляет собой естественное интегральное следствие оттока избыточного объема из центральной области в пограничную зону вблизи боковой поверхности тела. Дренирующее воздействие газовой полости должно усиливаться с ростом поперечного размера пластины, так как увеличивается количество газа под торцом на единицу продольного размера боковой ее поверхности.

Пузыри, поднимающиеся в пограничной зоне пластины, тоже оказывают дренирующее воздействие на плотную фазу, способствуя оттоку газа из нее в область средней траектории пузырей и приводя к появлению максимума скорости в этой области (характерный профиль скорости W на уровне верхнего торца пластины показан на рис. 3.22, б). Отток газа в газовую полость, струйную каверну и пузыри приводит к уменьшению средней скорости газа в центральных областях слоя на величину ΔW , которая должна быть обратно пропорциональна площади поперечного сечения аппарата.

Описанная выше качественная картина структуры пограничной зоны и ее влияние на распределение потоков газа в слое в целом находятся в соответствии со всем комплексом полученных экспериментальных данных. Подчеркнем, что начальной стадией, ответственной за последующее развитие этой зоны, является образование полости под обтекаемым телом, так как именно она порождает струю, генерирующую пузыри и обуславливающую структурирование слоя вблизи погруженного тела.

Интенсивные циркуляционные и пульсационные движения частиц в окрестности погруженных тел, обусловленные рассмотренной гидродинамической обстановкой вблизи их поверхностей, препятствуют формированию тепловых или диффузионных пограничных слоев обычного типа и в конечном итоге существенно интенсифицируют внешний тепло- и массообмен.

Полученные экспериментально картина обтекания тел высококонцентрированным дисперсным потоком, поля концентрации твердой фазы и распределения скорости газовой фазы в пограничных зонах тел, размещенных в псевдооживленном слое, а также изложенные физические представления позволяют правильно понять существо процессов, наблюдаемых при помещении в псевдооживленный слой твердых тел, а также порождающие их причины и зависимость этих процессов от различных физических и режимных факторов. Это дает возможность осознанно приступить к доработке и модернизации ранее существующих моделей и построению качественно новой аналитической теории указанных процессов и взаимодействия дисперсных потоков с твердыми телами в целом, позволяет на новом, более высоком уровне подойти к моделированию и расчету тепло- и массообменных процессов с учетом конвективного переноса тепла или массы сложными движениями непрерывной и диспергированной фаз в пограничных зонах тел, погруженных в псевдооживленную среду.

3.10 О ПУЛЬСАЦИЯХ СКОРОСТИ ГАЗА В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

Для оценки гидродинамической обстановки в псевдооживленном слое использовали среднее значение скорости газа. Однако скорость газа в разных точках слоя различна и не остается неизменной во времени, а колеблется в весьма широких пределах. При исследовании внешнего теплообмена полученная информация о локальных, но неизменных во времени характеристиках псевдооживленного слоя не может полностью раскрыть картину переноса тепла, так как интенсивность теплообмена неодинакова в потоках с постоянной и флуктуирующей скоростью газа.

Пульсации скорости газа, плотности существенно влияют на интенсивность процесса. Информация, полученная из известных литературных источников, не позволяет однозначно определить влияние пульсаций скорости газа на интенсивность внешнего теплообмена. Неизвестно, как меняются пульсации скорости газа при погружении в псевдооживленную среду тел разной формы. Поэтому были проведены экспериментальные исследования, позволившие определить влияние размеров и плотности частиц на флуктуации скорости газа.

При числах псевдооживления $N = 1,5$ и $3,0$ были записаны реализации случайного процесса флуктуаций скорости газа при статической высоте слоя $H_0 = 86$ мм. В экспериментах использовались частицы электрокорунда и кварцевого песка $0,32 \dots 0,38$ мм, стеклянные шарики $0,71 \dots 0,8$ мм и $1,5 \dots 2,0$ мм, карбамида $1,2 \dots 1,5$ мм и алюмосиликата $2,5 \dots 3,0$ мм и $4,5 \dots 5,0$ мм. Измерения пульсаций производились с помощью малоинерционного зонда Пито-Прандтля. Длительность получаемых реализаций случайного процесса составляла 40 секунд. Сигнал с зонда поступал на вход дифференциального электронно-механического микроанометра, далее преобразовывался и обрабатывался с помощью ПК. Быстродействие измерительной системы составляло 50 измерений в секунду.

Экспериментально установлено, что характер изменения статистических характеристик по объему слоя одинаков для частиц разных фракций. Вклад стохастической составляющей максимален в прирешеточной области и ослабевает по мере подъема. Доля периодической составляющей, наоборот, растет по высоте слоя. Во всех случаях величина дисперсии флуктуации скорости газа растет по мере увеличения расстояния от газораспределителя z (рис. 3.23).

Иными словами в прирешеточной области пульсации скорости газа наиболее случайны и имеют минимальную амплитуду. По мере подъема амплитуда флуктуаций скорости возрастает, а пульсации скорости становятся более упорядоченными. Такой характер развития флуктуаций сохраняется при различных соотношениях сопротивления слоя и газораспределителя. Однако при уменьшении сопротивления газораспределителя интенсивность флуктуаций скорости газа в прирешеточной области увеличивается. При этом увеличивается среднеобъемное значение дисперсии флуктуаций скорости газа.

Рост дисперсии по высоте слоя для частиц мелких фракций происходит медленнее, чем для крупных. Для частиц алюмосиликата $4,5 \dots 5,0$ мм, стекла $1,5 \dots 2,0$ мм, карбамида $1,2 \dots 1,5$ мм нормированные значения функции спектральной плотности были такими же, как и для алюмосиликата $2,5 \dots 3,0$ мм (рис. 3.23, кривая 1). Величины математического ожидания и среднеквадратичного отклонения для частиц этого класса изменяются примерно пропорционально изменению скорости

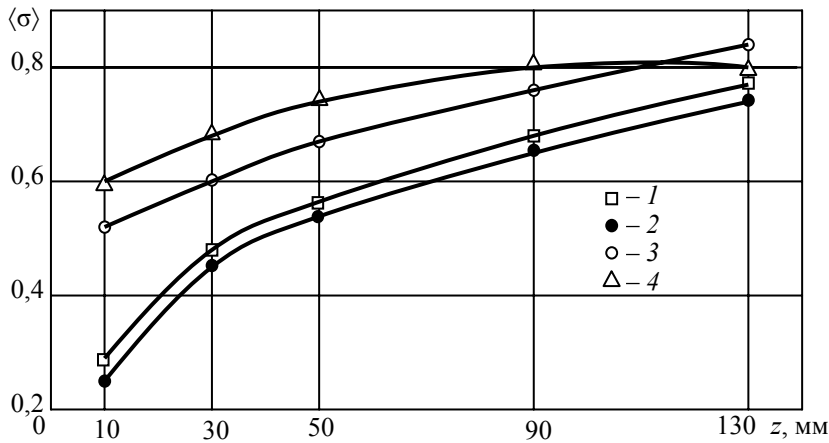


Рис. 3.23 Изменение дисперсии флуктуации скорости газа $\langle \sigma \rangle$ по высоте z :
 $N = 3$; $H_0 = 86$ мм; 1 – алюмосиликат 4,5...5,0 мм;
 2 – алюмосиликат 2,5...3,0 мм; 3 – стеклянные шарики 0,71...0,80 мм;
 4 – электрокорунд 0,32...0,38 мм

начала псевдооживления W_0 . Влияние плотности частиц сказывается в основном только на интенсивность флуктуаций скорости газа. Значения нормированного среднеквадратичного отклонения растут с увеличением W_0 , т.е. при этом увеличивается доля пульсационной составляющей скорости оживающего агента. Сравнение полученных данных для частиц карбамида 1,2...1,5 мм, стеклянных шариков 1,5...2,0 мм, частиц электрокорунда и кварцевого песка 0,32...0,38 мм показало, что спектральный состав флуктуаций в диапазоне наших экспериментов практически не менялся с изменением плотности твердых частиц.

Выявлен сдвиг частоты, на которую приходится максимум спектральной плотности для мелких частиц в сторону увеличения (рис. 3.24). При уменьшении размеров частиц спектры флуктуаций расширяются, распределение энергии флуктуаций по частотам становится более равномерным. При увеличении числа псевдооживления с 1,5 до 3 не наблюдалось резкого нарушения свойств флуктуационного движения газа, описанных выше. При числе псевдооживления 1,5 для всех крупных частиц (стеклянных шариков 1,5...2,0 мм, частиц карбамида 1,2...1,5 мм, алюмосиликата 2,5...3,0 мм и 4,5...5,0 мм) в прирешеточной области на кривой спектральной плотности появляется максимум при частотах $\omega = 1...2$ Гц. При этом визуально наблюдалось прохождение газовых образований в прирешеточной области с теми же частотами. С продвижением вверх по слою максимум смещается до частот $\omega = 2...3$ Гц.

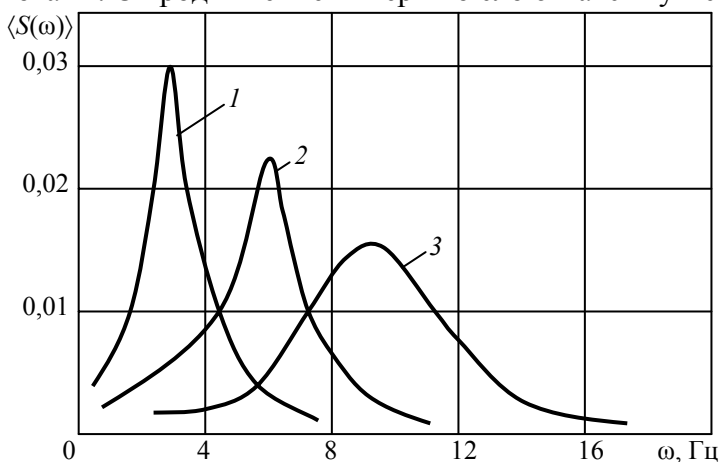


Рис. 3.24 Нормированные значения функций спектральной плотности флуктуаций скорости газа:
 $N = 3$; $H_0 = 86$ мм; 1 – алюмосиликат 2,5...3,0 мм;

Таким образом, проведенные исследования показали, что при уменьшении размера частиц промежуточного теплоносителя максимум функции спектральной плотности смещается в область более высоких частот, при этом ширина спектра флуктуаций увеличивается.

Интенсивность процессов обмена в псевдооживленной среде сильно зависит от конструктивных особенностей газораспределителя. Выбор типа и конструкции газораспределительного устройства должен проводиться с учетом требуемой гидродинамической обстановки в псевдооживленной среде. Конструкция газораспределителя [22] во многом определяет характер флуктуаций скорости оживляющего агента. Одним из параметров, характеризующих влияние конструкции газораспределителя на псевдооживление частиц промежуточного теплоносителя, является коэффициент газораспределения $k_r = \Delta P_p / (\Delta P_p + \Delta P_{сл})$. При увеличении скорости газа ΔP_p растет, а $\Delta P_{сл} = idem$.

Как показали эксперименты [22], проведенные для различных значений k_r , при всех режимах псевдооживления, теплообмен интенсивнее при меньших значениях этого коэффициента. При этом среднеобъемное значение дисперсии флуктуаций выше, что и приводит к увеличению интенсивности внешнего теплообмена в псевдооживленном слое. Следует заметить, что при очень малых значениях коэффициента k_r нормальный ход псевдооживления может нарушаться. Это особенно заметно при работе с тяжелыми частицами, когда наблюдается сильное каналобразование или псевдооживление в виде отдельных очагов.

Для малых значениях k_r интенсивность флуктуаций велика, начиная уже с прирешеточной области, и растет по высоте слоя. В верхней части слоя для различных k_r величина дисперсии одинакова. При малых k_r среднеобъемное значение дисперсии флуктуаций выше. Следовательно, увеличение амплитуды флуктуаций должно приводить к увеличению интенсивности внешнего теплообмена в псевдооживленном слое.

Рассмотрено влияние тела, погруженного в псевдооживленный слой, на статистические характеристики пульсаций скорости газа. В объеме псевдооживленного слоя, при отсутствии в нем посторонних тел, пульсации изменяются монотонно, дисперсии, например, плавно возрастают с увеличением расстояния до газораспределителя. Нет резких скачков величин статистических характеристик и по сечению псевдооживленного слоя. Погружение тела в псевдооживленный слой в корне меняет картину пульсаций. Наибольшая неравномерность пульсаций по сечению наблюдается в местах, соответствующих максимумам локального коэффициента теплоотдачи, причем пульсации наибольшей амплитуды происходят у стенки тела и резко уменьшаются до нуля в ядре слоя. В остальном объеме псевдооживленного слоя пульсации скорости имеют равномерное распределение по сечению.

4 ВНЕШНИЙ ТЕПЛООБМЕН В ПСЕВДООЖИВЛЕННОМ СЛОЕ

4.1 СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О МЕХАНИЗМЕ ВНЕШНЕГО ТЕПЛООБМЕНА

Рассмотрим, в какой мере существующие модели теплообмена основаны на особенностях структуры и гидродинамики псевдооживленного слоя около обтекаемого тела. Во многих работах исследована местная теплоотдача от горизонтальных труб. Гидродинамика пристенной зоны изучалась в основном оптическими методами или визуально. Иногда выводы о движении частиц и газа делались по изменениям температуры, измеренной термоанемометрическим датчиком, обусловленным пульсациями мгновенных $\alpha_{л}$.

Из сопоставления опытных данных локального теплопереноса и картины обтекания горизонтальной трубы псевдооживленным слоем следует, что закономерность изменения $\alpha_{л}$ по окружности трубы соответствует особенностям ее обтекания псевдооживленным слоем. Распределение $\alpha_{л}$ по окружности погруженной в псевдооживленный слой горизонтальной трубы с увеличением ее диаметра со 125 мм до 220 мм качественно не изменялось.

Конструкция высокоэффективных аппаратов с псевдооживленным слоем для различных технологических процессов, предопределяет в ряде случаев вертикальное расположение термообрабатываемых тел.

В последнее время использование вертикальных теплообменных труб стало актуальным, что и обусловило появления ряда работ [7, 12, 32]. Несмотря на определенные преимущества вертикальных труб, опытных работ по исследованию местной теплоотдачи между такими трубами и псевдооживленной средой мало. Исследование теплообмена в этих работах практически не связано с изучением влияния труб на структуру и гидродинамику псевдооживленного слоя, а иногда только проверяло «пакетную» модель, т.е. определяло τ_T и δ_T .

Неоднородный псевдооживленный слой согласно двухфазной теории [135] рассмотрен как пространственно-однородная система, состоящая из частиц («пакетов»), равномерно распределенных в газе с порозностью $\sim \epsilon_0$, и пузырей (дискретная фаза). Полагали, что структурно-гидродинамические характеристики псевдооживленной среды в пристенной зоне и вдали от нее совпадают. Более того, не учитывали возможные различия характера обтекания тела, опирающегося нижним торцом на газораспределитель или приподнятого над ним, что приводило к ошибкам.

При анализе изменения мгновенных α_T от смены фаз псевдооживленного слоя у поверхности вертикальной пластины установлено, что в развитом неоднородном псевдооживленном слое газ, вытекающий из газовой области лобовой части пластины, не сразу поднимался вдоль ее поверхности. Сначала образовывалась газовая прослойка (высотой 0,003...0,01 м), непосредственно связанная с газовой областью. В дальнейшем высота прослойки увеличивалась, и она трансформировалась в самостоятельный пузырь, который поднимался вверх по поверхности пластины. Пузырь чаще всего соприкасался с поверхностью пластины не своим ядром, а через слой обтекавших его частиц. На расстоянии от нижнего торца, примерно равном половине высоты пластины, заканчивалось формирование пузыря, и он отходил от пластины.

Высокая интенсивность теплообмена с газовым пузырем объяснена, в основном, нестационарным пограничным слоем. В момент подхода к датчику вершины газового пузыря начиналась перестройка пограничного слоя, но так как время контакта датчика с чистым газом мало, пограничный слой не успевал образоваться, и поэтому теплоотдача практически не снижалась. Действительно, во время контакта поверхности тела с газовым пузырем мгновенный α_T мало отличается от среднего $\bar{\alpha}$, т.е. нельзя принимать, что теплоотдача от поверхности к пузырю близка к нулю. Значение α_{\max} достигалось при $\epsilon_{\text{сл}} = 0,75...0,85$ и соответствовало моменту соприкосновения поверхности теплообмена с гидродинамическим следом пузыря. Во время контакта поверхности тела с малоподвижными плотными пакетами частиц α_T меньше α_{\max} .

Следовательно, высокая интенсивность теплообмена в неоднородном псевдооживленном слое обусловлена гидродинамической нестационарностью процесса, а не простым чередованием фаз с различной теплопроводностью, как это принято в двухфазной теории.

Систематически исследуется теплообмен между псевдооживленной средой и поверхностью нагрева с 50-х годов прошлого столетия. Накопленные к настоящему времени опытные данные исследований теплообмена позволили создать модели теплообмена, дать физическое толкование его механизма и понять сущность некоторых явлений, непосредственно характеризующих особенности теплопереноса в дисперсных системах. Модели внешнего теплообмена в псевдооживленной среде можно разделить на три основные группы. Перечислим эти группы, обращая внимание на структурно-гидродинамические характеристики, заложенные в известные модели механизмов теплообмена.

Пленочная модель Лева–Ричардсона–Левеншпиля, где весь температурный напор сосредоточен в тонкой пленке газа около поверхности теплообмена. Частицы разрушают пограничный слой в точках касания. За счет этого и происходит (по мнению авторов) усиление теплопереноса по сравнению с однородным потоком газа в пустом аппарате. При этом безразлично, движутся частицы или нет.

Модель Викке–Феттинга–Забродского, где наряду с пленкой рассматривался перенос теплоты в пограничной зоне частицами (или последовательными слоями частиц), соприкасавшимися с поверхностью теплообмена. Забродский С.С. предложил модель, по которой между стенкой и ближайшими к ней частицами существуют очень тонкие газовые прослойки. Толщина этих прослоек неодинакова в разных местах, их средний размер зависит от d и $\epsilon_{\text{сл}}$. Однако рассчитать значения α по формуле, предложенной Забродским С.С., трудно, поскольку в нее входят величины (нормальная к поверхности нагрева составляющая скорости движения частиц и толщина газовых прослоек), которые сложно определить.

Самая распространенная группа – «пакетная» модель Миклея–Фейрбенкса–Баскакова и ее различные модификации, по которой основная роль в теплообмене принадлежит «пакетам» согласованно дви-

жущихся частиц, кратковременно контактирующих с поверхностью нагрева. Тепло в «пакете» распространяется теплопроводностью, относительное движение частиц в нем отсутствует. Эрнст Р. и Баскаков А.П. установили, что при $\tau \rightarrow 0$ мгновенный $\alpha_\tau \rightarrow \infty$. Опытом определено, что, начиная с некоторого малого значения τ , значение α_τ практически не изменялось. Это привело Эрнста Р. к предположению, что между стенкой и «пакетом» частиц есть газовый слой толщиной $\delta_r \sim 10$ мкм. Полагали, что δ_r должна зависеть от размера d , но расчеты показали, что δ_r не зависит от d . Распространенное в литературе (согласно двухфазной теории псевдооживления) представление о «пакете» частиц, как о некотором образовании не продуваемых неподвижных частиц с порозностью $\approx \varepsilon_0$, не подтверждено опытами. По мнению Дж. Ботгерилла [53] упрощающее допущение, что «пакет» из газа и частиц можно считать однородной средой с тепловыми свойствами минимально псевдооживленного слоя, непригодно около поверхности теплообмена из-за ее влияния на упаковку частиц. Ошибка, вносимая этим допущением, будет тем больше, чем короче время пребывания «пакета» частиц у теплообменной поверхности.

Между частицами и поверхностью горизонтального цилиндра, погруженного в основную область слоя, имелись зазоры $(0,5 \dots 3,0)d$. Частицы медленно вращались вокруг своей оси. Скорость вращения уменьшалась с увеличением d . Порозность вблизи торца цилиндра $\varepsilon_{np} = 0,6 \dots 0,7$. Время пребывания частиц у торца цилиндра зависело от скорости газа, диаметра частиц, расстояния от торца цилиндра до стенки аппарата и колебалось от 0,04 с до 0,63 с ($d \leq 1,5$ мм). К такому образованию частиц в пристенной области цилиндра нельзя применить термин «пакет».

Анализ результатов опытов позволил Н.И. Сыромятникову представить следующий механизм внешнего теплообмена. В неоднородном псевдооживленном слое возникают автоколебания, приводящие к гидродинамической неустойчивости теплообмена и к образованию в пристенной области газовых слоев, местных дисперсных потоков и турбулентных вихрей (разбавленная фаза – по Н.И. Сыромятникову). В условиях неизотермичности это приводит к неустойчивости теплообмена и пульсации местных α_d . Максимальных значений α_d достигают, когда с элементарным участком поверхности соприкасается разбавленная фаза, характеризующаяся повышенной порозностью и развитой турбулентностью. Влияние разбавленной фазы на внешний теплообмен в псевдооживленном слое проявлялось через возмущения, внесенные частицами в вязкий подслой газа и через воздействие их на температурное поле в пристенной области, и на формирование теплового пограничного слоя около поверхности. Такое влияние разбавленной фазы на внешний теплообмен оказывалось решающим и определяющая роль в суммарном эффекте принадлежит конвекции. «Пакеты» из подвижных частиц, сравнительно редко проникавшие в пристенную область, контактировали с поверхностью непродолжительное время и неплотно. В этих условиях модель об основном теплопереносе «пакетами» частиц и существенном их влиянии на теплообмен, по мнению Н.И. Сыромятникова, ошибочна. Для расчета внешнего теплообмена в псевдооживленной среде Н.И. Сыромятников рекомендовал воспользоваться зависимостью для графито-воздушных потоков, которая в рассматриваемом случае приняла вид

$$\text{Nu} = 0,28 \text{Re}^{0,47} \left(\frac{W_{np}}{W_r} \right)^{0,47} \left(\frac{1 - \varepsilon_{np}}{\varepsilon_{np}} \right)^{0,3} \left(\frac{\rho_q}{\rho_r} \right)^{0,3} \left(\frac{d}{D_a} \right)^{0,18}. \quad (4.1)$$

Бувевич Ю.А. предложил модель теплообмена между развитой псевдооживленной средой и обтекаемым ею телом, когда среднее время пребывания частицы у поверхности тела мало, т.е. обмен частицами между пристенной областью и ядром среды достаточно быстр. Интенсивные пульсации частиц препятствуют формированию на поверхности тела, погруженного в псевдооживленную среду, обычного теплового пограничного слоя, постоянно разрушали последний и играли роль стоков тепла. При этом пренебрегли конвективным переносом тепла при касательном движении газа и частиц у поверхности тела. Так как перепад температур сосредоточен в тонком слое около поверхности тела, где нормальная средняя скорость обеих фаз нуль, авторы предложили не учитывать и нормальный средний конвективный перенос. Задача свелась к неустойчивой теплопроводности в газе в составе непрерывной фазы. Совершенно не существенно, подходят ли твердые частицы к поверхности нагрева группами в составе «пакетов» или поодиночке. Важно, что они проникают в пристенную зону слоя, прогреваются в ней, играя роль стоков тепла, а затем перемещаются в ядро слоя. Формула для определения α (для развитого псевдооживленного слоя)

$$\alpha \approx s \left(10\lambda_r + c_r \rho_r \frac{d}{2} (1 - \varepsilon_{\text{сл}})^{-\frac{1}{3}} W \right)^{\frac{1}{2}} \left(12 \frac{(1 - \varepsilon_{\text{сл}})}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{c_r \rho_r \lambda_r}{\pi \tau_q} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 + \sqrt{\frac{c_r \rho_r \lambda_r}{c_q \rho_q \lambda_q}} \right), \quad (4.2)$$

где s – доля площади поверхности тела в контакте с непрерывной фазой.

Рассмотренная модель применима, в основном, для тел, погружение которых в неоднородный псевдооживленный слой не вызывает заметных нарушений структурно-гидродинамических характеристик слоя (тонкие листы, проволоки, стенки аппарата).

Этот краткий анализ трех групп моделей внешнего теплообмена показал, что исследователи, в основном, мало уделяли внимания реальной гидродинамической обстановке вокруг погруженного в псевдооживленную среду тела, выбирая удобную структуру среды для своих моделей. Поэтому задача будет решена, когда можно будет достаточно точно определить механизм теплопереноса, либо рассчитать коэффициент теплоотдачи при конструировании новых аппаратов с псевдооживленной средой. Вопрос о целесообразности использования для целей сопоставления многочисленные опытные данные по теплообмену, известные из литературных источников, остается пока открытым. По мнению [7], отсутствие стандартной методики измерений, основанной на учете механизма переноса, привело к значительному разбросу опытных данных, полученных даже в сходных условиях. Это еще раз подчеркивает необходимость глубокого изучения структурно-гидродинамических характеристик, возникающих при обтекании неоднородным псевдооживленным слоем погруженных в него тел совместно с исследованием локальной теплоотдачи от этих тел к слою (или наоборот).

4.2 МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОТЫ В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

При разработке модели переноса теплоты исходили из того, что значения α_{max} близки по величине для вращающихся, псевдооживленных и движущихся, например, за счет гравитации, слоев твердых частиц одинакового размера и теплофизических характеристик. Это обусловлено общим физическим механизмом переноса теплоты, заложенным в основу интенсификации внешнего теплообмена указанных систем. Интенсивность теплоотдачи между наружной поверхностью изделия и частицами дисперсного теплоносителя в первую очередь определяется частотой смены частиц, находящихся у этой стенки, частицами из основного объема слоя, а способ генерации движения частиц с точки зрения теплопереноса, играет второстепенную роль. Кроме того, в развитом псевдооживленной среде крупные частицы первого ряда, непосредственно прилегающие к стенке, имеют только один контакт – с греющей поверхностью, а контактом друг с другом в первом приближении можно пренебречь, поскольку в этой области слоя $\varepsilon_{\text{пр}} = 0,6 \dots 0,7$.

Поэтому центральное место в моделировании внешнего теплообмена в дисперсных средах занял анализ единичного акта теплопередачи – от поверхности изделия к соударявшейся с ней одиночной частице, игравшей роль эффективного стока тепла, и конвективным переносом тепла в газе. Частицы и газ отбирали теплоту от изделия и уносили его в основную зону слоя. При высоких температурах нужно учитывать и радиационную составляющую. За основу приняли идею аддитивности общего теплового потока q , переданного от изделия к слою (или наоборот).

Из-за большей теплопроводности частицы λ_q по сравнению с теплопроводностью газа λ_r большая часть теплоты, перенесенной от изделия к частице, проходила через небольшую площадку теплового контакта F_r поверхности изделия, окружавшую пятно контакта (рис. 4.1) и основным термическим сопротивлением был газовый зазор толщиной δ между стенкой и частицей. Градиент температуры в этом зазоре был намного больше, чем в объеме частицы. Удельная мощность теплового потока q от поверхности к частице увеличивалась с уменьшением δ .

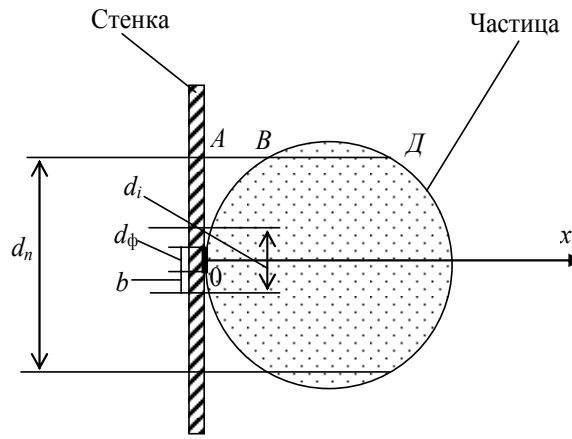


Рис. 4.1 К схеме определения контакта частицы со стенкой

В окрестности пятна контакта величина q оказывалась настолько большой, что появлялся градиент температуры и в частице. Из-за большого $\lambda_{\text{ч}}$ тепловой поток интенсивно распространялся по полусфере от точки контакта. Величина q при удалении от пятна контакта резко уменьшалась, что приводило к соответствующему снижению температуры. Таким образом, падение температуры сосредоточено в газовом зазоре и тонком поверхностном слое частицы. За пределами этого слоя температура частицы $T_{\text{ч}}$ одинакова.

Определим выражение для мощности полного теплового потока Q с учетом распределения температур в частице, находившейся в течение промежутка времени $\tau_{\text{к}} = 0,1 \dots 1,0$ с в контакте со стенкой. Считали, что пятно контакта имеет форму круга диаметром d_{ϕ} и площадью $F_{\phi} = \pi d_{\phi}^2/4$. Величину d_{ϕ} определяли по формуле

$$d_{\phi} = \sqrt{\left(\frac{1 - \mu_{\text{ст}}^2}{E_{\text{ст}}} - \frac{1 - \mu_{\text{ч}}^2}{E_{\text{ч}}} \right) P \frac{d}{2}}, \quad (4.3)$$

где $\mu_{\text{ст}}$ и $\mu_{\text{ч}}$, $E_{\text{ст}}$ и $E_{\text{ч}}$ – коэффициенты Пуассона и модули упругости изделия и частицы теплоносителя соответственно; P – наибольшее давление между контактирующими телами.

Эффективная площадь пятна контакта частиц с частицами и частиц со стенкой очень мала. Условно разбили систему «стенка – частица» на ряд коаксиальных цилиндров i (рис. 4.1), наружный диаметр которых $d_i = d_{\phi} + 2ib$, где b – радиальный зазор между двумя ближайшими цилиндрами; считали $b = \text{idem}$, $i = 1, 2, 3, \dots, n$, начиная с цилиндра, имевшего наружный диаметр d_{ϕ} и заканчивая цилиндром с наружным диаметром d_n , соосных с осью $0x$ и направленных по нормали к стенке.

Боковую поверхность шарового пояса $F_{\text{ш}}$ (газовой линзы), образованной поверхностями стенки и частицы и условно ограниченной цилиндрической поверхностью диаметром d_n , разделили цилиндрами на i шаровых поясов. Боковая поверхность каждого пояса равна $F_{\text{ши}} = \pi d h_i$, где h_i – высота шарового пояса.

Поскольку значение величины b мало, то рассмотрели теплоперенос к частице не через поверхность соответствующего шарового пояса $F_{\text{ши}}$, а через поверхность плоской стенки (т.е. торец цилиндра, ограниченного коаксиальными цилиндрами с диаметрами d_i и d_{i-1} и толщиной стенки b), площадь поперечного сечения которой

$$F_i = \pi [bd + (2i - 1)b^2].$$

Для каждой i -й площадки, включая F_i и F_{ϕ} , кондуктивный перенос теплоты считали одномерным (так как тепловой поток в зоне контакта F_{ϕ} , направленный по нормали к греющей стенке, намного больше теплового потока, параллельного стенке, и задачу можно считать одномерной как для тонких тел без сколько-нибудь серьезной потери точности расчета).

При этом излучением и конвекцией пренебрегали.

Тепловые потоки q_i для площадок рассматривались по отдельности, а общий (кондуктивный) тепловой поток q

$$q = \sum_{i=1}^n q_i + q_{\phi}, \quad (4.4)$$

Поскольку радиус частицы $d/2$ намного больше среднего радиуса площадки непосредственного контакта $d_{\phi}/2$, а τ_k меньше времени тепловой релаксации частицы, то контактирующие тела считали бесконечно протяженными по направлению теплового потока. Так как тепловой поток в зоне контакта, направленный по нормали к греющей стенке, намного больше теплового потока, параллельного стенке, то задачу можно считать одномерной как для тонких тел без сколько-нибудь серьезной потери точности расчета.

Кондуктивный тепловой поток определили совместным решением уравнений нестационарной теплопроводности в соприкасающихся телах при граничных условиях 4-го рода в поле температур двух соприкасающихся полупространств с тепловым контактом лишь в круге диаметром d_{ϕ} .

Предположили, что за время τ_k между частицей и стенкой на площади F_{ϕ} нет газовой прослойки. Задача упростилась и для частицы

$$\frac{\partial T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial \tau} = \alpha_{\text{ч}} \frac{\partial^2 T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad r > 0, \quad 0 < x < \infty, \quad (4.5)$$

где $\alpha_{\text{ч}}$ – коэффициент температуропроводности материала частицы, $\alpha_{\text{ч}} = \lambda_{\text{ч}}/c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}$.

Начальное условие: $T_{\text{ч}}(x, 0) = T_{\text{сл}}$.

Граничные условия:

– $T_{\text{ч}}(\infty, \tau) = T_{\text{сл}}$;

– $T_{\text{ч}}(0, \tau) = T_{\text{ст}}$;

– потоки тепла $-\lambda_{\text{ст}} \frac{\partial T_{\text{ст}}(0, \tau)}{\partial x} = -\lambda_{\text{ч}} \frac{\partial T_{\text{ч}}(0, \tau)}{\partial x}$.

Решение данной задачи с вышеприведенными краевыми условиями имеет вид

$$\frac{T_{\text{ч}}(x, \tau) - T_{\text{сл}}}{T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}} = \frac{\sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}} \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a_{\text{ч}}\tau}} \right), \quad (4.6)$$

где $\lambda_{\text{ст}}$, $c_{\text{ст}}$ и $\rho_{\text{ст}}$ – коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность материала изделия, соответственно.

Плотность кондуктивного теплового потока, передаваемого частице за время τ , нашли по закону Фурье на поверхности ($x = 0$)

$$\begin{aligned} q_{\phi} &= -\lambda_{\text{ч}} \frac{\partial T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial x} = -\frac{\lambda_{\text{ч}}(T_{\text{сл}} - T_{\text{ст}})}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a_{\text{ч}}\tau}} \right) = \\ &= \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\pi\tau}} \frac{(T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}})}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Среднее за τ_k количество теплоты, воспринимаемой одной частицей через площадку F_{ϕ} ,

$$Q_{\phi} = \int_0^{\tau_k} \int_{F_{\phi}} q_{\phi} dF d\tau = 2\sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}\tau_k}{\pi}} F_{\phi} \frac{(T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}})}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}}c_{\text{ч}}\rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{ст}}c_{\text{ст}}\rho_{\text{ст}}}}}. \quad (4.8)$$

Рассмотрим подвод теплоты к частице через газовую линзу и шаровой пояс. Температура поверхности частицы в этой зоне уже не была равна $T_{\text{ст}}$ из-за высокого контактного термического сопротивления. Градиент температуры в пленке газа намного больше, чем в объеме частицы. Необходимо знать падение температур в газовом зазоре толщиной δ .

Для i коаксиальных цилиндров с толщиной стенки b осталось в силе все вышесказанное для передачи теплоты через площадку F_{ϕ} . Основное отличие лишь в разной толщине газового зазора δ_i . Для каждого элемента системы «стенка – газовый зазор – частица» применили уравнения для системы ограни-

ченного (газовый зазор) и полуограниченного (частица) стержней с разными теплофизическими коэффициентами и теплоизолированными боковыми поверхностями.

Площадка теплового контакта условно ограничена цилиндрической поверхностью диаметром d_n , при котором $AB = BD$ (рис. 4.1).

В этом случае $\delta_n = d/3$, а предельный диаметр цилиндрической поверхности $d_n = d(2\sqrt{2}/3)$. Толщина газового зазора

$$\delta_i = \frac{d}{2} - \sqrt{\frac{d^2}{4} - \left[\frac{\sqrt{2}}{3}d - (n-i)b \right]^2}, \quad (4.9)$$

где $i = 1, 2, 3, \dots, n$.

Принимали $T_{\text{сл}}$ за начало отсчета температур, т.е. вводили температуры для газа $T_{\text{г}} = T_{\text{сл}} - T_{\text{сл}} = 0$ и для частицы $T_{\text{ч}} = T_{\text{сл}} - T_{\text{сл}} = 0$. Тогда:

$$\frac{\partial T_{\text{г}}(x, \tau)}{\partial \tau} = a_{\text{г}} \frac{\partial^2 T_{\text{г}}(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad r > 0, \quad 0 < x < \delta_i; \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial \tau} = a_{\text{ч}} \frac{\partial^2 T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial x^2}, \quad r > 0, \quad \delta_i < x < \infty, \quad (4.11)$$

с краевыми условиями: $T_{\text{г}}(x, 0) = T_{\text{ч}}(x, 0) = T_{\text{сл}} - T_{\text{сл}} = 0$;

$$T_{\text{г}}(\delta_i, \tau) = T_{\text{ч}}(\delta_i, \tau);$$

$$T_{\text{г}}(0, \tau) = T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}};$$

$$T_{\text{ч}}(\infty, \tau) = T_{\text{сл}} - T_{\text{сл}} = 0;$$

$$-\lambda_{\text{г}} \partial T_{\text{г}}(\delta_i, \tau) / \partial x = -\lambda_{\text{ч}} \partial T_{\text{ч}}(\delta_i, \tau) / \partial x,$$

где $a_{\text{г}}$ – коэффициент температуропроводности газа, $a_{\text{г}} = \lambda_{\text{г}} / c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}$.

Решение задачи для частицы имеет вид

$$T_{\text{ч}}(x, \tau) = (T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}) \times$$

$$\times \left\{ \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}}} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}} - \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}} + \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}} \right)^{k-1} \operatorname{erfc} \left[\frac{(x - \delta_i) + (2k-1)\delta_i \sqrt{\frac{a_{\text{ч}}}{a_{\text{г}}}}}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right] \right\}. \quad (4.12)$$

Исходя из равенства потоков тепла, плотность кондуктивного теплового потока q_i , передаваемого частице через газовый зазор толщиной δ_i за время τ_k ,

$$q_i = -\lambda_{\text{ч}} \left. \frac{\partial T_{\text{ч}}(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=\delta_i} = -\lambda_{\text{ч}} (T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}) \left. \frac{\partial}{\partial x} \right|_{x=\delta_i} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}}} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}} - \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{пч}} \rho_{\text{ч}}} + \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{пг}} \rho_{\text{г}}}} \right)^{k-1} \operatorname{erfc} \left[\frac{(x - \delta_i) + (2k-1)\delta_i \sqrt{\frac{a_{\text{ч}}}{a_{\text{г}}}}}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right] \right\} \Big|_{x=\delta_i} =$$

$$\begin{aligned}
&= \lambda_{\text{ч}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}) \times \\
&\times \left\{ \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} - \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} + \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}} \right)^{k-1} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{(2k-1)\delta_i \sqrt{\frac{a_{\text{ч}}}{a_{\text{г}}}}}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right]^2} \frac{1}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right\}.
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Среднее за время τ_k количества теплоты воспринятое i -м шаровым поясом частицы площадью F_i через газовый зазор толщиной δ_i ,

$$\begin{aligned}
Q_i &= \int_{\tau_0}^{\tau_k} q_i dF d\tau = F_i \int_{\tau_0}^{\tau_k} q_i d\tau = \pi [bd_{\phi} + (2i-1)b^2] \int_{\tau_0}^{\tau_k} \lambda_{\text{ч}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}) \times \\
&\times \left\{ \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} - \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} + \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}} \right)^{k-1} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{(2k-1)\delta_i \sqrt{\frac{a_{\text{ч}}}{a_{\text{г}}}}}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right]^2} \frac{1}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right\} = \\
&= \pi [bd_{\phi} + (2i-1)b^2] \lambda_{\text{ч}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{сл}}) \times \\
&\times \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}}{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} - \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}}{\sqrt{\lambda_{\text{ч}} c_{\text{ч}} \rho_{\text{ч}}} + \sqrt{\lambda_{\text{г}} c_{\text{г}} \rho_{\text{г}}}} \right)^{k-1} \frac{1}{\sqrt{\pi a_{\text{ч}}}} \int_{\tau_0}^{\tau_k} \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{\frac{B}{\tau}} d\tau e^{\frac{B}{\tau}} d\tau,
\end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\text{где } B = - \left[\frac{(2k-1)\delta_i \sqrt{\frac{a_{\text{ч}}}{a_{\text{г}}}}}{2\sqrt{a_{\text{ч}} \tau}} \right]^2 / 4a_{\text{ч}}.$$

Обозначив:

$$\tau = \frac{B}{t}; \quad \tau^2 = \frac{B^2}{t^2}; \quad dt = B(-1) \frac{1}{\tau^2} d\tau; \quad d\tau = -\tau^2 B dt = -\frac{B^3}{t^2} dt; \quad \sqrt{\tau} = \sqrt{\frac{B}{t}},$$

получим

$$\int_{\tau_0}^{\tau_k} \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{\frac{B}{\tau}} d\tau = \int -\frac{\sqrt{t}}{\sqrt{B}} e^t \frac{B^3}{t^2} dt = -B^2 \sqrt{B} \int \frac{e^t}{t\sqrt{t}} dt =$$

(используя разложение показательной функции в ряд, получим)

$$\begin{aligned}
&= -B^2 \sqrt{B} \left\{ \frac{1}{-\frac{3}{2}+1} \left(\frac{B}{t}\right)^{-\frac{3}{2}+1} + \frac{1}{1-\frac{3}{2}+1} \left(\frac{B}{t}\right)^{1-\frac{3}{2}+1} + \frac{1}{2!} \frac{1}{2-\frac{3}{2}+1} \left(\frac{B}{t}\right)^{2-\frac{3}{2}+1} + \right. \\
&+ \left. \frac{1}{3!} \frac{1}{3-\frac{3}{2}+1} \left(\frac{B}{t}\right)^{3-\frac{3}{2}+1} + \dots + \frac{1}{n!} \frac{1}{n_1-\frac{3}{2}+1} \left(\frac{B}{t}\right)^{n_1-\frac{3}{2}+1} \right\}_{\tau_0}^{\tau_k} = \\
&= -B^2 \sqrt{B} \sum_{K_1=0}^{\infty} \frac{1}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{B}{t}\right)^{K_1 - \frac{1}{2}} \Big|_{\tau_0}^{\tau_k} = \\
&= -B^2 \sqrt{B} \sum_{K_1=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{B}{\tau_k}\right)^{K_1 - \frac{1}{2}} - \frac{1}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{B}{\tau_0}\right)^{K_1 - \frac{1}{2}} \right\}.
\end{aligned}$$

Так как решения не определены при $\tau = 0$, то в нашем случае время контакта не должно равняться нулю, а изменяться от некоторого значения $\tau_0 \neq 0$, где $\tau_0 = \tau_k / n$ (здесь n – конечное число, например, $n = 10$). Задавались степенью точности вычислений $\varpi = 0,01$. Имели

$$\left| \frac{B^{K_1 - \frac{1}{2}}}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{1}{\tau_k^{K_1 - \frac{1}{2}}} - \frac{1}{\tau_0^{K_1 - \frac{1}{2}}} \right) \right| \leq \varpi = 0,01 \leq \varpi$$

$K_1 = 0 \dots \infty$. Получили некоторое значение K_1^* , удовлетворяющее этому условию. Найдя Σ с пределами от $K_1 = 0$ до $K_1 = K_1^*$ окончательно получили K_1 .

$$\begin{aligned}
Q_i &= \pi \left[b d_\phi + (2i-1)b^2 \right] \lambda_\phi \frac{2(T_{сг} - T_{сл})}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_\phi c_\phi \rho_\phi}{\lambda_\Gamma c_\Gamma \rho_\Gamma}}} \sum_{K=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{\lambda_\phi c_\phi \rho_\phi} - \sqrt{\lambda_\Gamma c_\Gamma \rho_\Gamma}}{\sqrt{\lambda_\phi c_\phi \rho_\phi} + \sqrt{\lambda_\Gamma c_\Gamma \rho_\Gamma}} \right)^{K_1 - \frac{1}{2}} \times \\
&\times \frac{1}{\sqrt{\pi a_\phi}} \left(-B^2 \sqrt{B} \right) \sum_{K_1=0}^{K_1=K_1^*} \left[\frac{1}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{B}{\tau_k}\right)^{K_1 - \frac{1}{2}} - \frac{1}{K_1! \left(K_1 - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{B}{\tau_0}\right)^{K_1 - \frac{1}{2}} \right].
\end{aligned}$$

(4.15)

Суммарное количество теплоты, поглощенное одной частицей за τ_k

$$Q = Q_\phi + \sum_{i=1}^n Q_i. \quad (4.16)$$

Чтобы перейти к количеству тепла, поглощаемого всеми частицами, нужно помножить (4.16) на числовую концентрацию частиц, равную частному от деления $(1 - \varepsilon_{пр})$ на объем частицы $V_\phi = \pi d^3/6$ и на частоту $\omega_{\phi j}$ смены частиц в пристенной зоне.

Суммарный вектор удельной плотности теплового потока \vec{q} представлял векторную сумму двух векторов: вектора удельной плотности теплового потока за счет теплопроводности (кондуктивного) \vec{q}_T и вектора плотности удельного теплового потока за счет конвекции \vec{q}_K

$$\vec{q} = \vec{q}_T + \vec{q}_K.$$

В скалярном виде модуль $|\vec{q}|$ определялся как сторона треугольника из равенства

$$q^2 = q_T^2 + q_K^2 - 2q_T q_K \cos(180 - \beta),$$

где β – угол между векторами \vec{q}_T и \vec{q}_K . Имели

$$q = \sqrt{q_T^2 + q_K^2 - 2q_T q_K \cos \beta}. \quad (4.17)$$

Плотность удельного теплового потока от стенки к частицам

$$q = \alpha (T_{CT} - T_{CL}),$$

где α – коэффициент теплоотдачи от изделия к слою частиц промежуточного теплоносителя. Окончательно

$$\alpha = \frac{\sqrt{q_T^2 + q_K^2 - 2q_T q_K \cos \beta}}{T_{CT} - T_{CL}}. \quad (4.18)$$

Формула (4.18) соответствует кондуктивно-конвективному механизму теплопереноса в неоднородных псевдооживленных и вибро-гравитационных циркуляционных средах.

Проверку разработанной модели кондуктивно-конвективного переноса теплоты в дисперсных средах проводили с использованием программы COMSOL FEMLAB 2.3.

На рис. 4.2 в качестве примера приведены картины прогрева частиц (стеклянный шарик $d = 0,69$ мм при скорости движения газа в пристенной области $W_\Gamma = 0,858$ м/с и частица алюмосиликатного катализатора $d = 1,34$ мм при скорости движения газа в пристенной области $W_\Gamma = 1,092$ м/с) в течение 1 с у нагретой стенки ($T_{CT} = 100$ °С).

Из рис. 4.2 следует, что с уменьшением диаметра частиц прогрев осуществляется быстрее, т.е. за одно и то же время τ_K частицы с меньшим диаметром аккумулируют большее количество тепла. Этим фактом обусловлена интенсификация переноса теплоты при уменьшении диаметра частиц промежуточного теплоносителя, поскольку при этом увеличивается и частота их смены в пристенной области.

Результаты расчета прогрева всего объема частицы (среднеинтегральные значения) за τ_K приведены в табл. 4.1.

Динамика прогрева центра частицы (стеклянный шарик $d = 0,69$ мм, $W_\Gamma = 0,858$ м/с, $T_{CT} = 100$ °С) показана на рис. 4.3.

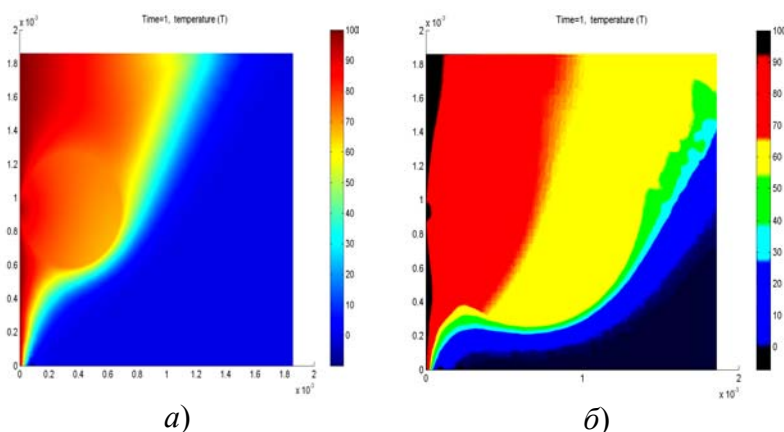


Рис. 4.2 Прогрев частицы у стенки:

a – стеклянный шарик $d = 0,69$ мм, $W_r = 0,858$ м/с;
 b – частица алюмосиликатного катализатора $d = 1,34$ мм,
 $W_r = 1,092$ м/с

4.1 Динамика прогрева частиц в пристенной области слоя

Время прогрева, τ_k , с	Частота смены частиц, $\omega_{\text{ч}} = 1/\tau_k$, с ⁻¹	Частица – стеклянный шарик ($d = 0,69$ мм, $W_r = 0,858$ м/с), °С	Частица алюмосиликатного катализатора ($d = 1,34$ мм, $W_r = 1,092$ м/с), °С
0,1	10	32,927	29,817
0,3	3,333	49,119	42,764
0,5	2	60,277	52,279
0,7	1,428	68,060	59,395
1,0	1	75,552	66,837

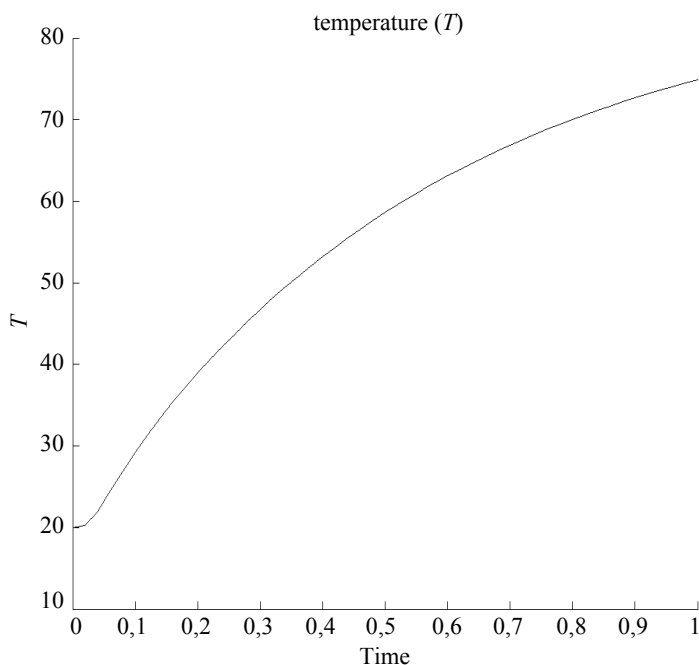


Рис. 4.3 Динамика прогрева центра частицы в пристенной области слоя

Анализ полученных данных показал, что температурный напор между поверхностью нагрева и частицами в пристенной области будет переменным в связи с изменением средней температуры этих частиц. Последняя будет высока при малой частоте смены фаз (табл. 4.1 и рис. 4.3). С ростом частоты смены фаз средняя температура контактирующих со стенкой частиц снижается, в пределе асимптотически приближаясь к $T_{\text{сл}}$. Тепловой поток на границе частицы с поверхностью нагрева (при малых числах $F_o < 0,01$) в основном передается теплопроводностью через газовую прослойку между стенкой и частицами. Газовая прослойка прерывается в каждой точке контакта частиц со стенкой и вновь формируется (рис. 4.2). Толщина этих прослоек неодинаковая в разных местах, их средний размер зависит от пульсаций скорости газа и частоты смены частиц, размера частиц d и порозности $\varepsilon_{\text{пр}}$, т.е. от параметров, которые обуславливают интенсивность процесса переноса теплоты.

Частицы обеспечивают эффективный сток тепла в местах контакта (рис. 4.2). Поэтому тепловой поток от стенки к псевдооживленной среде в первом приближении приняли пропорциональным числу контактов частиц на единицу теплообменной поверхности и частоте $\omega_{\text{ч}}$. При этом частицы с ростом частоты

смены фаз будут получать за единицу времени конечное количество теплоты, поскольку приняли, что $\tau_0 = \tau_{\min} \neq 0$.

Из рис. 4.2 следует, что температурный градиент между стенкой и частицей ограничен узкой зоной около теплоотдающей поверхности. Причем температурное поле в непосредственной близости с точкой контакта развивается с почти полусферическими концентрическими изотермами с центром в точке контакта.

При небольших числах псевдооживления около протяженных тел формируется зона повышенной порозности, обуславливающая наличие "проскока" газа. Прорывающийся около стенки газовый поток формирует пульсации скорости движения газа и частиц. Увеличение нестационарности движения газа в пристенной зоне слоя, характеризующееся ростом параметров флуктуаций его скорости $W_{\text{гпр}}$ и, в частности, возрастанием среднеобъемного значения дисперсии ее флуктуации, вызывает пульсации скорости движения частиц твердой фазы, оцененные временем пребывания τ_k или частотой $\omega_{\text{ч}}$ смены частиц в пристенной зоне тела.

С увеличением пульсаций скорости $W_{\text{гпр}}$ и с уменьшением времени пребывания τ_k (или с увеличением $\omega_{\text{ч}}$) интенсивность теплообмена возрастает и в пределе стремится к некоторому (постоянному) значению.

С ростом скорости фильтрации $W_{\text{г}}$ увеличивается порозность ядра слоя $\epsilon_{\text{сл}}$, что приводит к уменьшению «проскока» газа около стенки. При этом происходит уменьшение пульсаций скорости газа, частиц и их концентрации около теплообменной поверхности. В результате наблюдаем снижение интенсивности теплопереноса.

Полученные данные наглядно истолковывают известные экспериментальные данные по теплообмену поверхности с псевдооживленным слоем: малые значения d , $\epsilon_{\text{пр}}$, $\delta_{\text{г}}$ и τ_k наряду с большими значениями $\lambda_{\text{г}}$, $c_{\text{г}}$, $c_{\text{ч}} \cdot \rho_{\text{ч}}$ (объемной теплоемкости материала частиц) и $W_{\text{гпр}}$ соответствуют максимальным величинам коэффициента теплоотдачи от поверхности нагрева к псевдооживленному слою. Величина $\alpha_{\text{л}}$ по мере увеличения скорости оживающего агента проходит через максимум, поскольку при этом не только увеличивается частота смены фаз в пристенной области, но и растет порозность слоя.

Таким образом, проведенная проверка свидетельствует об удовлетворительной работоспособности разработанной модели кондуктивно-конвективного переноса теплоты в дисперсных средах, а результаты расчета не противоречат известным данным.

Несмотря на ряд упрощающих предпосылок, предложенный механизм внешнего теплообмена в дисперсных средах качественно правильно объясняет характер изменения α от физических и режимных параметров частиц и газа.

Наличие максимального коэффициента внешнего теплообмена в дисперсных средах свидетельствует о невозможности дальнейшей интенсификации переноса теплоты только за счет изменения скорости оживающего агента. Требуется поиск новых научно обоснованных способов усиления теплопереноса в системах, использующих дисперсный материал в качестве промежуточного теплоносителя.

5 ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРА ОБТЕКАНИЯ ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ ПЕРЕМЕЩАЮЩЕГОСЯ В НЕЙ ПРОТЯЖЕННОГО ТЕЛА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПЕРЕНОСА ТЕПЛОТЫ

5.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДОЛОГИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование влияния характера обтекания псевдооживленной средой перемещавшегося в ней протяженного тела на интенсивность переноса теплоты потребовало разработки специальных установок с приборами.

Схема установки и ее общий вид показаны на рис. 5.1 – 5.4. Установка включала аппарат для псевдооживления, нагнетатель 1 (рис. 5.1), трубопроводы с вентилями 2, 3 и измерительную аппаратуру. Аппарат для псевдооживления состоял из царги 5 высотой 1 м поперечным сечением $0,2 \times 0,2$ м, газорас-

пределителя 6 из двух пластин живым сечением 4,5 % с металлической сеткой между ними и основания 7, заполненного кольцами Рашига.

Резиновый ремень (рис. 5.1, 5.2) шириной 0,07 м и толщиной 8 мм имитировал перемещавшееся в вертикальной плоскости протяженное тело. В середине наружной поверхности ремня был завулканизирован нагревательный элемент 10. Нагревательный элемент изготовлен из нержавеющей стали шириной 3 мм и толщиной 0,2 мм. Расстояние между отдельными полосами 1 мм. Эти полосы соединялись последовательно такими же перемычками.

Нагреватель позволял осуществлять натяжение ремня. К одной из полос в средней ее части приварили спай хромель-копелевой термопары. Термоэлектродные провода термопар $\varnothing 0,2$ мм. К выводам нагревателя приваривались монтажные провода. Электрическая изоляция термоэлектродных и монтажных проводов обеспечивалась путем их покрытия тонким слоем резины при вулканизации ремня в сборе с нагревательным элементом и проводами в специальной пресс-форме.

Температура газа на входе и выходе из аппарата измерялась тарированными хромель-копелевыми термопарами 11 и 12 (рис. 5.2), температура псевдооживленной среды – термопарами 13. Предварительные измерения показали, что из-за низкой теплопроводности резины ($\lambda_p = 0,137$ Вт/м · К) и больших размеров участков «а» ремня (рис. 5.1), градиент температуры вдоль отдельных полос нагревательного элемента 10 практически отсутствовал (не превышал погрешности эксперимента), что свидетельствовало об изотермичности теплоотдававшей поверхности. Это позволяло определять температуру ремня одной термопарой, расположение которой указывалось выше.

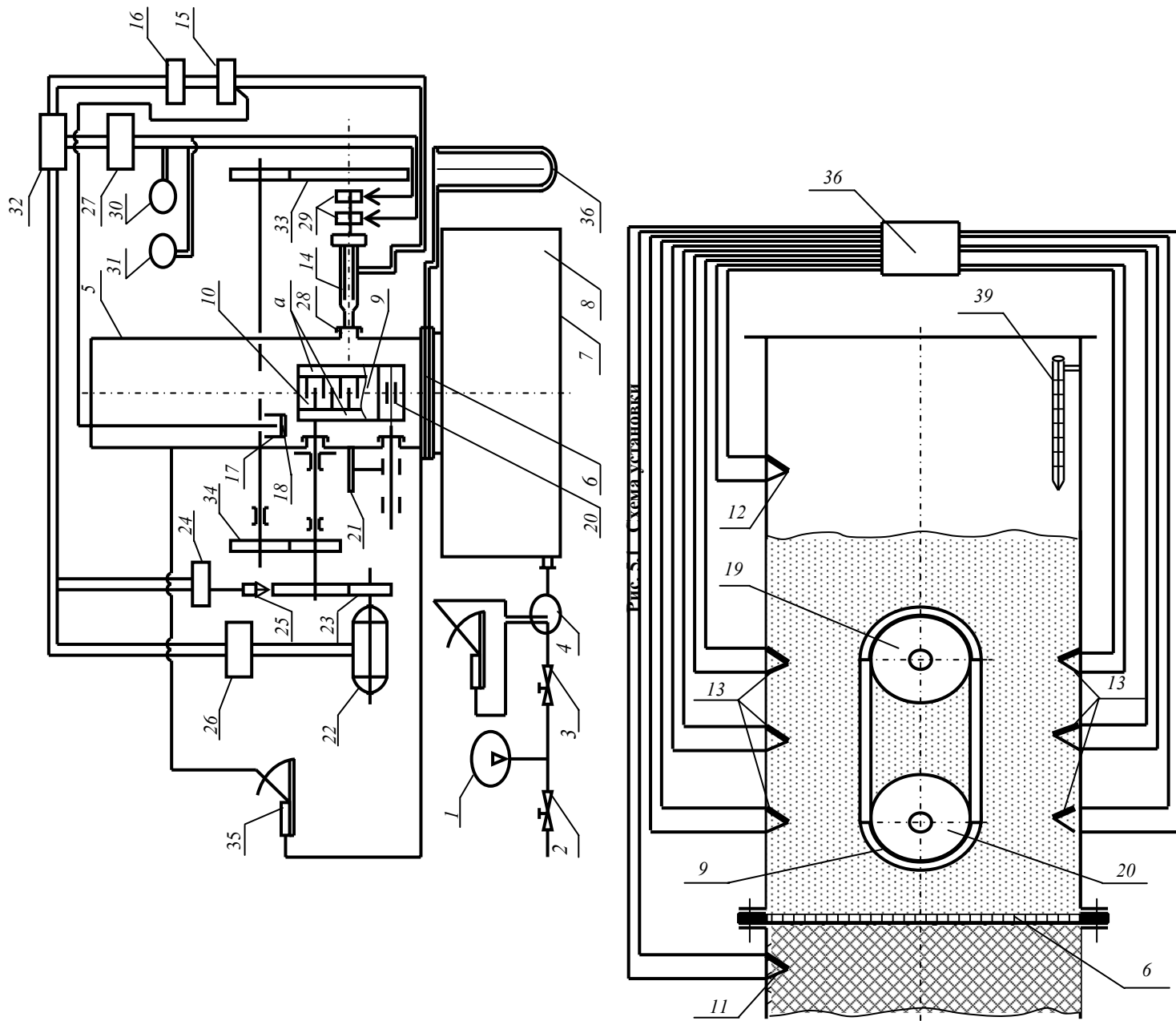


Рис. 5.2 Схема расположения термопар в аппарате

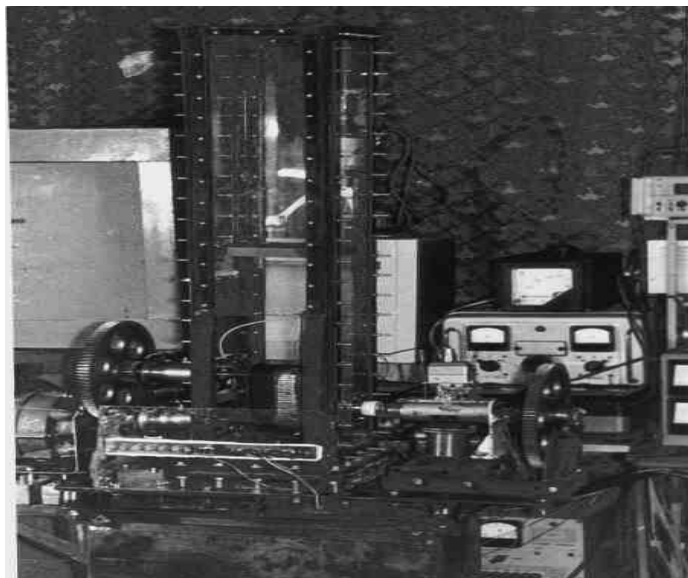


Рис. 5.3 Внешний вид экспериментальной установки

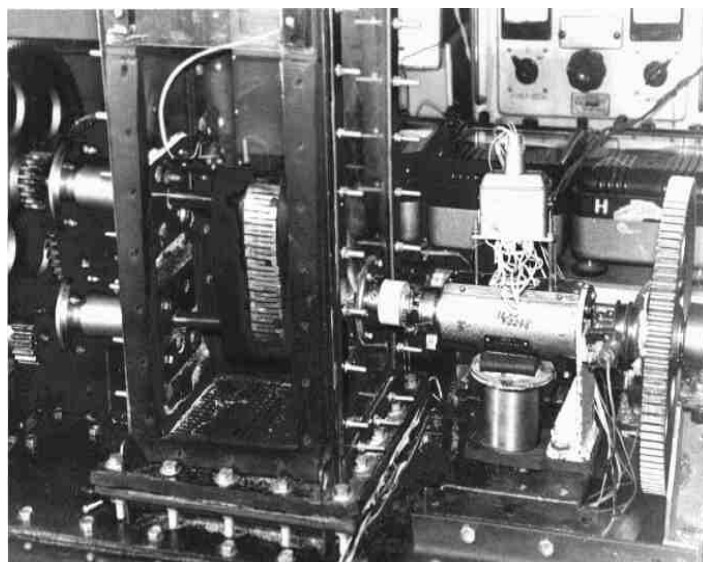


Рис. 5.4 Установка термоэлемента (крупный план)

Сигнал от термопары выводился через ртутный токосъемник *14* и записывался шлейфовым осциллографом *15* типа Н008М на фотобумагу. Использовали блок питания *16* типа П001. Одновременно на фотобумаге регистрировалось положение спая этой термопары в пространстве по магнитной метке *17* ремня. Катушка индуктивности *18* монтировалась на высоте верхней точки ремня. Ремень устанавливался по оси аппарата на двух шкивах: приводном *19* и натяжном *20*.

Межцентровое расстояние между шкивами изменялось от 100 до 200 мм (для двух размеров ремней). Натягивался ремень устройством *21*. Форма шкивов определена экспериментально (рис. 5.5). Ремень приводился в движение (с плавным регулированием скорости) электродвигателем *22* типа П12 (мощность 0,45 кВт, частота вращения 25 с^{-1}) через цилиндрическую передачу *23*.

Частота вращения шкива контролировалась с погрешностью $\pm 0,2 \%$ электронным тахометром *24* типа ТЭСА с первичным преобразователем *25* типа ППТ-26. Скорость движения ремня находилась и из числа пробегов ремня. Расхождения были менее 3 %.

Питание двигателя осуществлялось через автотрансформатор *26* и выпрямительный полупроводниковый мост с фильтром. Питание нагревательного элемента *10* осуществлялось от автотрансформатора *27* с выпрямителем.

Монтажные провода нагревательного элемента вместе с термоэлектродными проводами термопары вставлялись в поливинилхлоридную трубку и выводились из аппарата через лабиринтное уплотнение *28*.

Термоэлектродные провода припаивались к выводам ртутного токосъемника 14, а монтажные провода пропускались через отверстие в ртутном токосъемнике и припаивались к медным токоподводящим

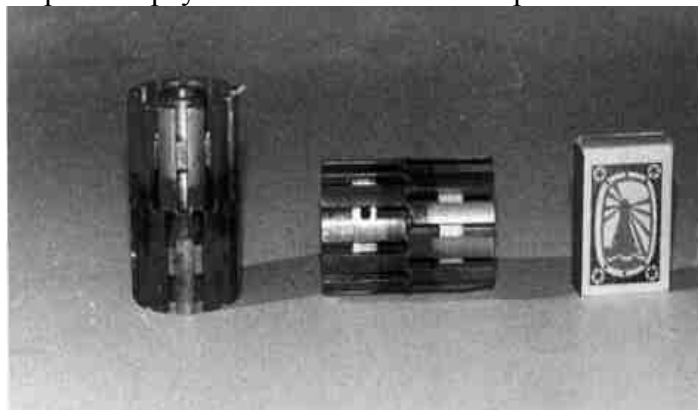


Рис. 5.5 Внешний вид шкивов ременной передачи

кольцам 29. От колец через щетки цепь подключалась к автотрансформатору 27 с приборами 30, 31. Автотрансформаторы 26, 27 и блок 16 питались от сети через стабилизатор напряжения.

Ртутный токосъемник вращался с помощью цилиндрической передачи 33 и 34 от вала приводного шкива 19. Валы уплотнялись фторопластовыми втулками и резиновыми прокладками между царгой 5 и крышками. ЭДС хромель-копелевых термопар 11, 12, 13 регистрировалась 12-точечным потенциометром 36 типа КСП 4 класса точности 0,25. Динамическая характеристика термопары на нагревательном элементе 10 определялась по стандартной методике [45] по реакции на ступенчатое возмущение. Охлажденный до 0 °С спай термопары вносился в кипящую дистиллированную воду при нормальных физических условиях. Переходная кривая регистрировалась шлейфовым осциллографом Н 008М. Обработка результатов показала, что время запаздывания – 0,03 с, постоянная времени – 0,22 с. Таким образом, достоверны показания термопары для процессов с длительностью более 0,15 с. В наших экспериментах линейная скорость ремня не превышала 0,3 м/с.

Изменение характера обтекания псевдооживленной средой перемещавшегося в ней тела наблюдалось в плоской (двухмерной) модели (рис. 5.6). Две царги из органического стекла имели поперечное сечение 0,4 × 0,04 м каждая.

Псевдооживлялись монодисперсные частицы электрокорунда белого с произвольной формой поверхности.

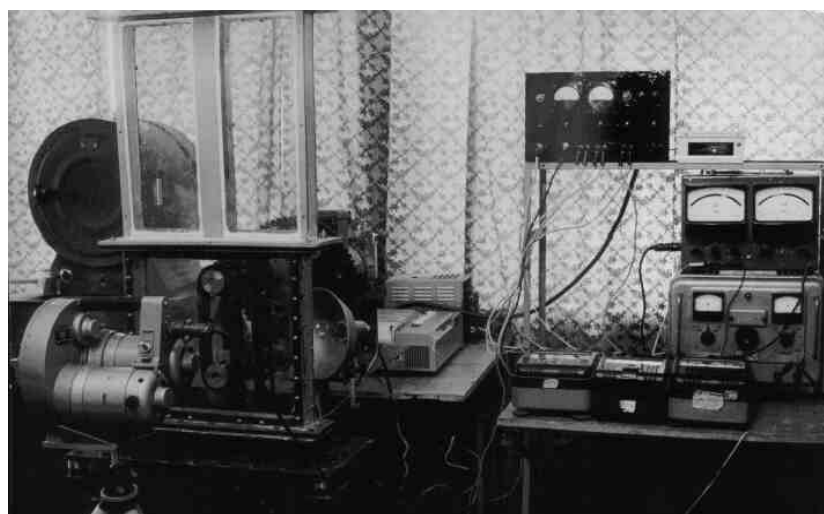


Рис. 5.6 Внешний вид плоской (двухмерной) установки
5.2 ВЫБОР МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ И
ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для выяснения роли перемещения тела в процессе внешнего теплообмена в неоднородной псевдооживленной среде необходимо знать не абсолютные значения α_d , а относительные α_d/α . Анализируя данные [4, 12, 32, 53], отметили, что в общем случае нужна зависимость

$$\alpha_d / \alpha = f(d, N, U_T, z). \quad (5.1)$$

Эксперименты проводили, используя матрицы ротатабельного равномер-планирования второго порядка. Согласно принятой величине «звездного» плеча $\alpha_{пл} = 2$ при выбранных диапазонах изменения факторов вещественные значения уровней факторов имели значения:

уровни d , мм: 0,18; 0,36; 0,54; 0,72; 0,89;
уровни U_T , м/с: 0,03; 0,098; 0,165; 0,233; 0,3;
уровни N : 2,0; 2,75; 3,5; 4,25; 5;
уровни z , мм: 45; 89; 133; 177; 221.

Экспериментально исследовали процесс внешнего теплообмена между псевдооживленной средой и перемещавшейся в ней (вверх и вниз) ветвью ремня.

В предварительной серии экспериментов установили, что измеренные величины параметра оптимизации при неизменных значениях факторов отвечали закону нормального распределения [132]. Последовательность экспериментов определяли по таблице случайных чисел.

Опытные данные обрабатывались на ЭВМ. При этом определялись коэффициенты уравнения регрессии, их дисперсии, доверительные интервалы, дисперсии параметра оптимизации, его доверительный интервал. Затем определялся F-критерий Фишера и сравнивался с табличным при 5%-ном уровне значимости. Делался вывод о принятии или отклонении гипотезы об адекватности, выбранной для описания влияния перемещения тела в неоднородной псевдооживленной среде на процесс теплообмена.

Приняли метод непосредственного измерения отдаваемого термозлементом тепла, а локальный коэффициент теплоотдачи α_d между неоднородной псевдооживленной средой и перемещавшимся в ней в вертикальной плоскости бесконечным телом определяли при квазистационарном режиме по удельному тепловому потоку q и местному температурному напору ($T_T - T_{cl}$)

$$\alpha_d = \frac{q}{T_T - T_{cl}} \pm \frac{\rho_T c_T \delta_T U_T}{T_T - T_{cl}} \frac{dT_T}{dz}, \quad (5.2)$$

где T_T и T_{cl} – температура нагревательного элемента и среды; ρ_T и c_T – плотность и теплоемкость материала нагревательного элемента; δ_T – толщина полосы нагревательного элемента; U_T – скорость перемещения протяженного тела в псевдооживленной среде; z – аксиальная координата; dT_T/dz – градиент температуры.

Для неподвижного тела использовалось только первое слагаемое правой части (5.2), а для перемещавшегося – вся правая часть. Знак (+) принимался при совпадении направления движения тела и газа, а знак (–) – для встречного.

Влияние перемещения тела на процесс внешнего теплообмена в псевдооживленной среде оценивалось по относительному изменению коэффициента теплоотдачи по сравнению с неподвижным телом в сходственных точках объема аппарата.

Отношение α_d/α определялось как функция четырех наиболее значимых параметров: N , U_T , d , z , где α_d и α – локальные коэффициенты теплоотдачи между перемещавшимся и неподвижным телом и псевдооживленной средой, соответственно.

Рассмотрели нестационарный теплообмен для бесконечного ремня (длина и ширина ремня гораздо больше его толщины) температура в котором изменялась только в направлении x (рис. 5.7), т.е. $\partial T/\partial y = \partial T/\partial z = 0$. Аналитическое описание процесса теплопроводности включало (при отсутствии внутренних источников теплоты) дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (5.3)$$

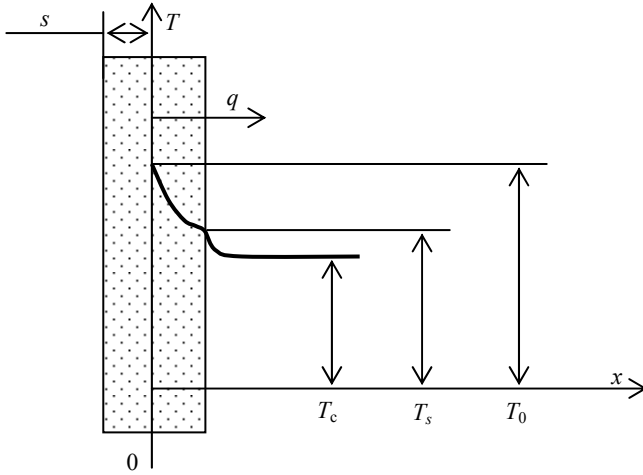


Рис. 5.7 Расчетная схема к определению коэффициента теплоотдачи

где $\tau > 0$, $0 < x < s$, и условия однозначности (считались заданными: теплоемкость c , плотность ρ , коэффициент теплопроводности материала λ , форма и размеры, температура пластины T_0 в начальный момент времени $\tau = 0$).

Зададим граничные условия 1-го рода:

$$x = 0 \quad T = T_0 = f_1(\tau);$$

$$x = s \quad T = T_s = f_2(\tau).$$

Считали, что значения $f_1(\tau)$ и $f_2(\tau)$ непрерывно измерялись. Необходимо было найти закон распределения температур по полутолщине ремня s . Использовали метод интегральных преобразований Фурье в декартовой системе координат для линейной области, имеющий преимущества по сравнению с методом разделения переменных: возможность непосредственного применения метода и к однородным, и к неоднородным краевым задачам, единообразие методики, значительное упрощение выкладок с более простой техникой вычислений.

Обозначили $\Theta = T - T_c$, уравнение (5.3) приняло вид

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \quad (5.4)$$

при $\tau = 0$, $\Theta = 0$;

$$x = 0, \quad \Theta = f_1(\tau) - T_c = f_1(\tau) - T_c;$$

$$x = s, \quad \Theta = f_2(\tau) - T_c = f_2(\tau) - T_c.$$

Сущность метода в том, что вместо непосредственного определения функции $\Theta(x, \tau)$ предварительно искали ее интегральное преобразование $\bar{\Theta}(n, \tau)$ уже независящее от x . Применили метод конечного интегрального преобразования синус-трансформанты Фурье. Нашли решение (5.4) преобразованием Фурье по переменной x , полагая

$$\bar{\Theta}(n, \tau) = \int_0^s \Theta(x, \tau) \sin\left(\frac{\pi n x}{s}\right) dx, \quad (5.5)$$

где $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$

Умножили обе части (5.5) на ядро преобразования $\sin \frac{\pi nx}{s}$ и проинтегрировали по x от 0 до s

$$\int_0^s \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} \sin \frac{\pi nx}{s} dx = a \int_0^s \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \sin \frac{\pi nx}{s} dx. \quad (5.6)$$

В левой части (5.6) дифференцирование и интегрирование велось по разным независимым переменным, так что

$$\int_0^s \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} \sin \frac{\pi nx}{s} dx = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^s \Theta(x, \tau) \sin \frac{\pi nx}{s} dx = \frac{d\bar{\Theta}(n, \tau)}{d\tau}.$$

В правой части (5.6) вычислили интеграл, дважды интегрируя по частям и используя граничные условия (5.4)

$$\begin{aligned} \int_0^s \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \sin \frac{\pi nx}{s} dx &= \frac{\partial \Theta}{\partial x} \sin \frac{\pi nx}{s} \Big|_0^s - \frac{\pi n}{s} \int_0^s \frac{\partial \Theta}{\partial x} \cos \frac{\pi nx}{s} dx = \\ &= -\frac{\pi n}{s} \Theta \cos \frac{\pi nx}{s} \Big|_0^s - \left(\frac{\pi n}{s}\right)^2 \int_0^s \Theta(x, \tau) \sin \left(\frac{\pi nx}{s}\right) dx = \\ &= \frac{\pi n}{s} [f_1(\tau) - (-1)^n f_2(\tau)] - \left(\frac{\pi n}{s}\right)^2 \bar{\Theta}(n, \tau). \end{aligned}$$

Из последнего равенства следовало, что вторая частная производная в пространстве изображений перешла в основную (искомую) функцию и уравнение теплопроводности существенно упростилось, так как перешло в обыкновенное неоднородное линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{d\bar{\Theta}(n, \tau)}{d\tau} + \frac{a\pi^2 n^2}{s^2} \bar{\Theta}(n, \tau) = \frac{a\pi n}{s} [f_1(\tau) - (-1)^n f_2(\tau)]. \quad (5.7)$$

Наряду с преобразованием (5.6) преобразовали и начальное условие (учитывая $\tau = 0, \Theta = 0$)

$$\bar{\Theta}(n, 0) = \int_0^s \Theta \sin \frac{\pi nx}{s} dx = 0.$$

Решение (5.6)

$$\bar{\Theta}(n, \tau) = \frac{a\pi n}{s} \int_0^\tau \exp \left[-a \left(\frac{\pi n}{s}\right)^2 (\tau - t) \right] [f_1(t) - (-1)^n f_2(t)] dt.$$

Окончательно получили выражение искомой функции, используя формулу обращения для преобразования

$$\Theta(x, \tau) = \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\Theta}(n, \tau) \sin \frac{\pi nx}{s} =$$

$$= \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{\pi n x}{s} \frac{a \pi n}{s} \exp \left(-\frac{a \pi^2 n^2}{s^2} \tau \right) \int_0^{\tau} \exp \left(\frac{a \pi^2 n^2}{s^2} t \right) [f_1(t) - (-1)^n f_2(t)] dt.$$

Конечные интегральные преобразования и формулы обращения для них вытекают из возможности разложения искомой функции $\Theta(x, \tau)$ в ряд Фурье (тригонометрический – в декартовой системе координат; Бесселя или Дини – в полярной) по системе ортогональных функций, найденной решением соответствующей однородной задачи методом Фурье. Существенный недостаток этого метода – неравномерная сходимость ряда в решении задачи на границе интервала применения переменной, по которой сделано соответствующее интегральное преобразование. Причина плохой сходимости рядов, представляющих решение краевых задач нестационарной теплопроводности с неоднородными граничными условиями, в том, что эти ряды не удовлетворяют неоднородным граничным условиям, в то время как отдельные члены этих рядов удовлетворяют однородным условиям. Поэтому в окрестностях границ указанного интервала полученные ряды сходятся неравномерно, и найденное решение нуждается в дополнительной доработке. В нашем случае

$$\Theta(x, \tau) = \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{\pi n x}{s} \frac{a \pi n}{s} \exp \left(-\frac{a \pi^2 n^2}{s^2} \tau \right) \int_0^{\tau} \exp \left(\frac{a \pi^2 n^2}{s^2} t \right);$$

$$\begin{aligned} & [f_1(\tau) - (-1)^n f_2(\tau)] d\tau - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} [f_1(\tau) - (-1)^n f_2(\tau)] \sin \frac{\pi n x}{s} + \\ & + f_1(\tau) \left(1 - \frac{x}{s} \right) + f_2(\tau) \frac{x}{s}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Определение коэффициентов теплоотдачи от перемещавшегося ремня к неоднородному псевдоожиженному слою. По закону сохранения энергии количество теплоты, отводимой от единицы поверхности в единицу времени теплоотдачей, т.е. $q = \alpha(T_s - T_c)$, равнялось количеству теплоты, подводимой к единице поверхности в единицу времени теплопроводностью из внутренних объемов ремня, т.е. $q = -\lambda dT/dn$.

$$\alpha(T_s - T_c) = -\lambda \frac{d\Theta}{dx}, \quad \text{откуда} \quad \alpha = \frac{-\lambda d\Theta/dx}{T_s - T_c}.$$

Продифференцировав (5.8), нашли $d\Theta/dx$ для $x = s$. Окончательное уравнение для определения коэффициентов теплоотдачи α от перемещавшегося ремня к неоднородному псевдоожиженному слою

$$\alpha = \frac{-\lambda \left\{ \frac{2a\pi^2}{s^3} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 (-1)^n \exp \left(-\frac{a\pi^2 n^2 \tau}{s^2} \right) \int_0^{\tau} \exp \left(\frac{a\pi^2 n^2 t}{s^2} \right) [f_1(t) - (-1)^n f_2(t)] dt \right.}{T_s - T_c}$$

$$\left. - \frac{\frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n [f_1(\tau) - (-1)^n f_2(\tau)] + \frac{f_1(\tau) - f_2(\tau)}{s}}{T_s - T_c} \right\}, \quad (5.9)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Таким образом, задача свелась к определению экспериментальных значений $f_1(\tau)$ и $f_2(\tau)$ и времени τ , вычислению по (5.9) значений коэффициентов теплоотдачи α и точного определения координаты точки замера температуры в пространстве.

Вначале перемещения теплообмен был нестационарный до момента τ^* . От $\tau = 0$ до $\tau = \tau^*$ коэффициент теплоотдачи изменялся по (5.9). Начиная с τ^* (определяли экспериментально), теплообмен стал стационарным. Значения $f_2(\tau)$ и $f_1(\tau)$ были постоянными для $\tau > \tau^*$.

В этом случае

$$\int_{\tau^*}^{\tau} \exp\left(a \frac{\pi^2 n^2}{s^2} t\right) [f_1(t) - f_2(t)(-1)^n] dt = [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] \times \\ \times \int_{\tau^*}^{\tau} \exp\frac{a\pi^2 n^2}{s^2} t dt = [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] \frac{s^2}{a\pi^2 n^2} \left[\exp\frac{a\pi^2 n^2}{s^2} \tau - \exp\frac{a\pi^2 n^2}{s^2} \tau^* \right].$$

Окончательно

$$\alpha^* = -\frac{\lambda}{f_2(\tau^*)} \left\{ \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left[1 - \exp\left[-a \frac{\pi^2 n^2}{s^2} (\tau^* + \tau)\right] \right] \times \right. \\ \left. \times [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] - \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] + \frac{f_1(\tau^*) - f_2(\tau^*)}{s} \right\}.$$

При $\tau \rightarrow \infty$

$$\alpha = -\frac{\lambda}{f_2(\tau^*)} \left\{ \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] - \right. \\ \left. - \frac{2}{s} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n [f_1(\tau^*) - (-1)^n f_2(\tau^*)] + \frac{f_2(\tau^*) - f_1(\tau^*)}{s} \right\} = \\ = -\frac{\lambda}{f_2(\tau^*)} \frac{f_2(\tau^*) - f_1(\tau^*)}{s} = \frac{\lambda}{s} \frac{T_0 - T_s}{T_s - T_c}.$$

Следовательно, для стационарного режима при $\tau \gg \tau^*$ (5.9) упростилось

$$\alpha = \frac{\lambda}{s} \frac{f_1(\tau) - f_2(\tau)}{f_2(\tau) - T_c}. \quad (5.10)$$

Для ускорения методов расчета экспериментальных данных применялся пакет расширения по нейронным сетям Neural Networks Toolbox.

Общая структура разработанной нейронной сети отображена на рис. 5.8.

Для разработанной нейронной сети использовались следующие функции активации (передаточные функции):

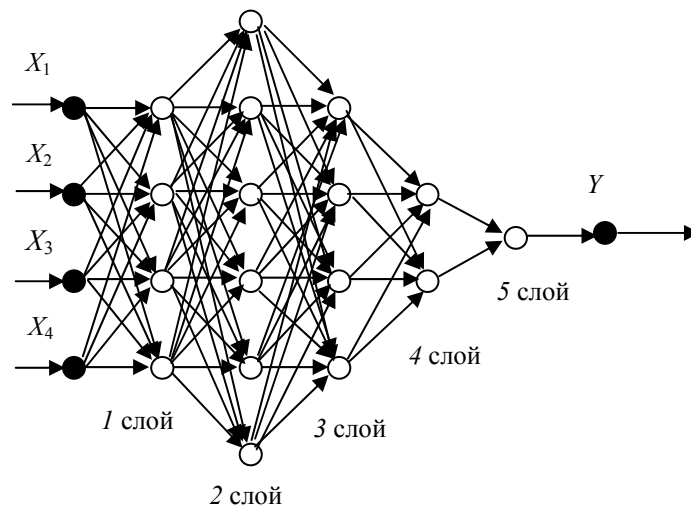


Рис. 5.8 Общая структура разработанной нейронной сети

1 слой – $\log \text{sig}(X)$ – сигмоидальная логистическая функция

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-s}}$$

2 слой – $\log \text{sig}(X)$ – сигмоидальная логистическая функция

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-s}}$$

3 слой – $\text{purelin}(X)$ – возвращает матрицу значений линейной функции активации

$$f(S) = S;$$

4 слой – $\text{purelin}(X)$ – возвращает матрицу значений линейной функции активации

$$f(S) = S;$$

5 слой – $\text{purelin}(X)$ – возвращает матрицу значений линейной функции активации

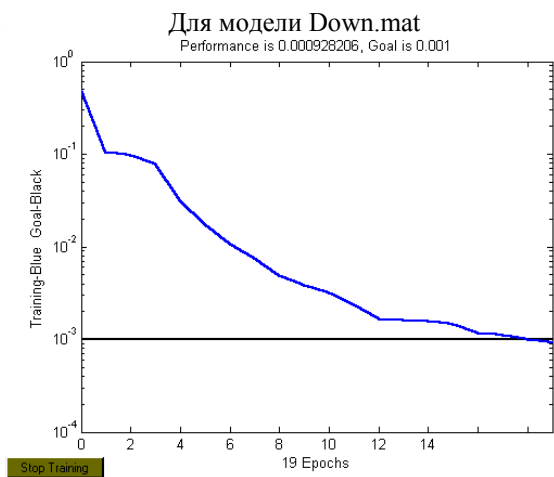
$$(f(S) = S).$$

В качестве обучающего алгоритма выбран алгоритм оптимизации Левенберга–Марквардта (`trainlm`). Указанная сеть формировалась с помощью процедуры: `net = newff(minmax(P),[4,6,4,2,1],{'logsig' 'logsig' 'purelin' 'purelin' 'purelin'},'trainlm')`. При этом использовалась функция создания «классической» многослойной нейронной сети с обучением методом обратного распространения ошибки. Процесс обучения сети иллюстрирует рис. 5.9.

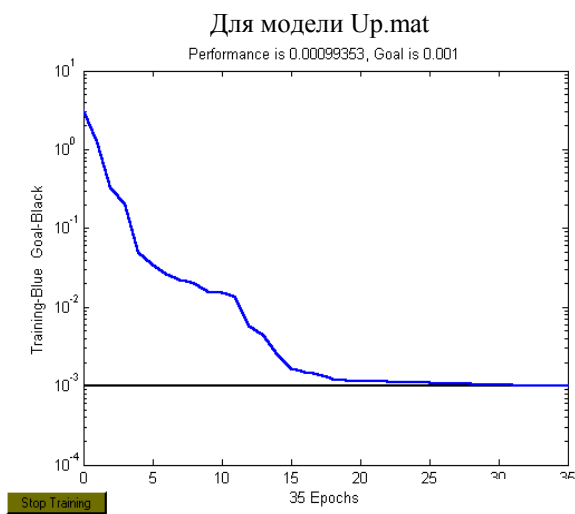
Оценку достоверности результатов работы сети производили по результатам регрессионного анализа, полученным при сравнении эталонных значений со значениями, полученными на выходе сети, когда на вход поданы входные векторы тестового массива (рис. 5.10).

После набора команды `>> celldisp(net.b) %` определяли величины смещения, `>> celldisp(net.LW) %` – величины весов и `>> celldisp(net.IW) %` – величины весов для входов (для каждого узла и слоя).

Из рис. 5.10 видно, что все точки легли на прямую линию. Это говорит о правильной работе сети на тестовом массиве: т.е. сеть удовлетворительно решает поставленные задачи для всех выходных параметров.



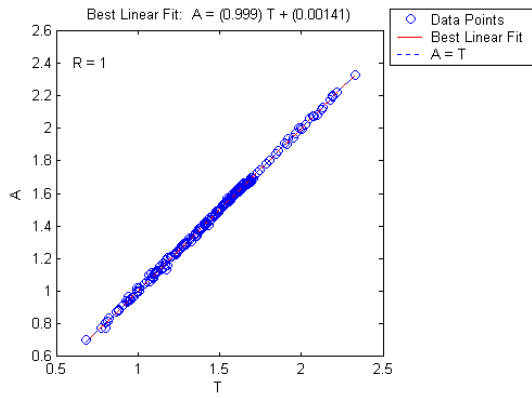
a)



b)

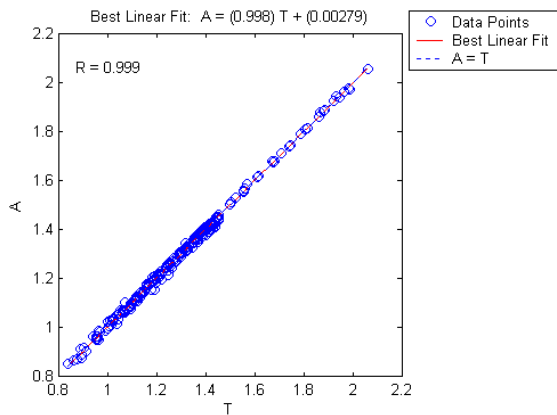
Рис. 5.9 График зависимости оценки функционирования от номера цикла обучения для перемещавшейся вниз (a) и вверх (b) ветви ремня

Для модели Down.mat



a)

Для модели Up.mat



Stop Training

б)

Рис. 5.10 Оценка достоверности результатов работы сети

Результаты вывода для программы Down.mat (для перемещавшейся вниз ветви ремня).

Значения весов

Номер слоя			
1/2	2/3	3/4	4/5
$w_{1,1} = 23,2713$	$w_{1,1} = 12,6710$	$w_{1,1} = 10,3347$	$w_{1,1} = 14,2507$
$w_{1,2} = 791,0924$	$w_{1,2} = 2,1572$	$w_{1,2} = 9,8150$	$w_{2,1} = 12,9893$
$w_{1,3} = 14,5901$	$w_{1,3} = 3,8786$	$w_{2,1} = 1,8818$	

$w_{1,4} = 24,3332$	$w_{1,4} = 10,5763$	$w_{2,2} = -2,5252$	
$w_{1,5} = -24,3717$	$w_{2,1} = 1,3801$	$w_{3,1} = -2,6781$	
$w_{1,6} = -46,1399$	$w_{2,2} = -0,6611$	$w_{3,2} = -2,9858$	
$w_{2,1} = 2,3360$	$w_{2,3} = -2,0272$	$w_{4,1} = -9,3122$	
$w_{2,2} = 49,3704$	$w_{2,4} = -0,7943$	$w_{4,2} = -7,5694$	
$w_{2,3} = -0,8301$	$w_{3,1} = 0,2786$		
$w_{2,4} = -30,2948$	$w_{3,2} = -0,7268$		
$w_{2,5} = 30,2416$	$w_{3,3} = -1,5452$		
$w_{2,6} = 6,4970$	$w_{3,4} = 0,3375$		
$w_{3,1} = -12,1832$	$w_{4,1} = 3,7814$		
$w_{3,2} = 208,0504$	$w_{4,2} = 0,5311$		
$w_{3,3} = 0,0173$	$w_{4,3} = -0,8384$		
$w_{3,4} = 6,5687$	$w_{4,4} = 4,0996$		
$w_{3,5} = -6,5892$	$w_{5,1} = 4,0122$		
$w_{3,6} = -16,3703$	$w_{5,2} = 2,4853$		
$w_{4,1} = -27,1808$	$w_{5,3} = 1,8955$		
$w_{4,2} = -685,9196$	$w_{5,4} = 2,4067$		
$w_{4,3} = 1,3480$	$w_{6,1} = -0,3608$		
$w_{4,4} = -0,9667$	$w_{6,2} = 0,2834$		
$w_{4,5} = 0,9640$	$w_{6,3} = -0,3167$		
$w_{4,6} = -10,4449$	$w_{6,4} = 0,4628$		

Значения смещения

Номер слоя				
1	2	3	4	5
	-4,8321			

-6,7293	- 195,8028	-3,6765		
-1,9884	1,5161	-1,2023	1,1178	0,8903
3,6243	-8,5326	-0,9345	0,8500	
-0,8426	8,5462	-3,3080		
	11,5183			

Значения весов для входов

Номер входа	Номер узла			
	1	2	3	4
1	0,1141	-1,1052	-0,1711	3,4189
2	-3,0666	12,7845	6,2689	- 16,5635
3	0,3149	-1,1749	-0,1436	-0,7715
4	0,0206	0,0139	-0,0252	0,0079

Результаты вывода для программы Ur.mat (для перемещавшейся вверх ветви ремня).

Значения весов для входов

Номер входа	Номер узла			
	1	2	3	4
1	0,0678	-0,6046	-0,1406	2,3929
2	0,0311	4,8333	1,6112	- 12,7469
3	0,3081	-0,4620	1,2295	-1,2341
4	0,0118	-0,0010	-0,0606	0,0093

Значения смещения

Номер слоя				
1	2	3	4	5
	-8,9099			
-7,0529	- 11,5879	- 3,3857		
0,2387	2,4986	- 1,1540	1,1145	0,8892
2,5006	-9,8558	- 0,8949	0,8454	
1,3004	9,8622	- 3,0817		
	4,9617			

Значения весов

Номер слоя			
1/2	2/3	3/4	4/5
$w_{1,1} = 91,7945$	$w_{1,1} =$ 0,3651	$w_{1,1} = -$ 4,3319	$w_{1,1} = -$ 6,2397
$w_{1,2} =$ 267,5840	$w_{1,2} = -$ 1,1072	$w_{1,2} = -$ 4,3243	$w_{2,1} = -$ 5,7615

$w_{1,3} = 61,6482$	$w_{1,3} = 0,8893$	$w_{2,1} = -1,3649$	
$w_{1,4} = 269,4359$	$w_{1,4} = 0,2660$	$w_{2,2} = -2,0547$	
$w_{1,5} = -269,4057$	$w_{2,1} = 1,3704$	$w_{3,1} = -0,5786$	
$w_{1,6} = -148,2257$	$w_{2,4} = -0,7549$	$w_{3,2} = -1,0670$	
$w_{2,1} = 3,8841$	$w_{2,3} = -2,0142$	$w_{4,1} = -4,3731$	
$w_{2,2} = -2,8788$	$w_{2,4} = -0,8026$	$w_{4,2} = -3,0536$	
$w_{2,3} = -6,7085$	$w_{3,1} = 0,2293$		
$w_{2,4} = -21,3372$	$w_{3,2} = -0,7022$		
$w_{2,5} = 21,3013$	$w_{3,3} = -1,5226$		
$w_{2,6} = 6,9744$	$w_{3,4} = 0,3422$		
$w_{3,1} = -17,6304$	$w_{4,1} = 3,5488$		
$w_{3,2} = 16,7634$	$w_{4,2} = 0,4644$		
$w_{3,3} = 0,7558$	$w_{4,3} = -0,9121$		
$w_{3,4} = 14,4661$	$w_{4,4} = 3,8883$		
$w_{3,5} = -14,4658$	$w_{5,1} = 3,7453$		
$w_{3,6} = -1,6711$	$w_{5,2} = 2,4115$		
$w_{4,1} = 2,6764$	$w_{5,3} = 1,8243$		
$w_{4,2} = -77,0679$	$w_{5,4} = 2,1875$		
$w_{4,3} = 2,2600$	$w_{6,1} = -0,4012$		
$w_{4,4} = 1,1391$	$w_{6,2} = 0,2713$		
$w_{4,5} = -1,1363$	$w_{6,3} = -0,3255$		
$w_{4,6} = -5,9372$	$w_{6,4} = 0,4283$		

5.3 ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ТЕЛ В ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДЕ, ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЕ ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Нами установлено, что немонотонное распределение α_d вдоль поверхности вертикального неподвижного протяженного тела вызвано характером обтекания этого тела псевдоожигенной средой. По-видимому, особенности обтекания псевдоожигенной средой перемещавшегося в ней тела также должны влиять на интенсивность переноса теплоты в этой системе.

Обтекание перемещавшегося протяженного тела псевдоожигенной средой изучали визуально на плоской модели с прозрачными стенками. Установили, что газовый поток равномерно обтекал неподвижное тело. Газовые неоднородности, генерировавшиеся полостью в нижней части тела, практически равномерно поднимались вдоль обеих ветвей тела. Очертания газовых неоднородностей непрерывно изменялись от тонких вытянутых прослоек разной длины и каверн до грибовидных пузырей. Из-за взаимодействия этих образований с поверхностью тела они заполнялись частицами больше, чем пузыри, поднимавшиеся свободно. В верхней части тела наблюдалась область неподвижных частиц.

При перемещении тела нарушались: неподвижность частиц на его верхней части, равномерность подъема газовых неоднородностей по опускавшейся и поднимавшейся ветви тела. При скорости перемещения тела $U_T \leq W_T$ основное количество газовых неоднородностей поднималось около перемещавшейся вверх ветви тела, а количество неоднородностей около опускавшейся ветви тела было заметно меньше. Частицы в пристенной зоне двигались интенсивнее, чем частицы в ядре слоя.

При $U_T > W_T$ газовая полость в нижней части тела увлекалась поднимавшейся ветвью, ее толщина была меньше, протяженность по ветви больше и концентрация частиц выше, она не успевала трансформироваться в самостоятельный пузырь, транспортируя впереди себя малоподвижные частицы, а за собой – шлейф среды с развитой турбулентностью. Таким образом, в пристенной зоне неподвижного тела, обтекавшегося псевдоожигенной средой, выделялись три характерные области, отличавшиеся структурно-гидродинамическими параметрами: периодически схлопывавшаяся воздушная полость снизу, зона неподвижно лежавших частиц сверху и хаотически перемещавшаяся дисперсная среда сбоку. При его перемещении (вращении) – только две: снизу пульсировавшая газовая полость, заполненная частицами, а остальная часть тела омывалась интенсивно двигавшимся двухфазным потоком. Наибольшая неравномерность структуры у перемещавшегося тела была при $N = 1,5 \dots 2,0$. Влияние перемещения тела на расширение слоя не обнаружили.

Оценивали влияние перемещения тела на теплообмен по величине относительного коэффициента теплоотдачи α_d/α . По табл. 5.1 для восходившей ветви и в табл. 5.2 – для нисходившей ветви при различных значениях кодированных факторов получили уравнения регрессии.

Уравнения регрессии в кодированных факторах

– для восходившей ветви:

$$Y_B = 1,308 - 0,0645X_1 - 0,1243X_2 + 0,1627X_3 - 0,0458X_4 + 0,0204X_1X_2 - 0,0766X_2X_3 - 0,0076X_3X_4 + 0,0235X_1^2 + 0,0064X_2^2 + 0,017X_3^2 - 0,036X_4^2; \quad (5.10)$$

– для нисходившей ветви:

$$Y_H = 1,618 - 0,0768X_1 - 0,147X_2 + 0,193X_3 - 0,062X_4 + 0,026X_1X_2 - 0,09X_2X_3 + 0,028X_1^2 + 0,01X_2^2 + 0,016X_3^2 - 0,09X_4^2. \quad (5.11)$$

Значения F-критериев для восходившей ветви $F_{рв} = 2,05 < F_{табл} = 3,4$; для нисходившей ветви – $F_{рн} = 2,14 < F_{табл} = 3,3$.

Отклонение рассчитанных по (5.10) и (5.11) Y_B и Y_H от экспериментальных не выше 10 %. Гипотеза об адекватности моделей не отвергалась.

Перевели (5.10) и (5.11) из кодированной формы в вещественную, подставив значения X_1, X_2, X_3, X_4 и упростив, получили

– для восходившей ветви:

$$\begin{aligned}
(\alpha_d / \alpha)_в = & 1,306 - 1,670d - 0,0791N + 6,7723U_T + 0,0047z + \\
& + 0,1511Nd - 1,5019NU_T - 0,0025U_T z + 0,7253d^2 + \\
& + 0,0114N^2 + 3,6765U_T^2 - 0,00002z^2,
\end{aligned} \quad (5.12)$$

– для нисходящей ветви:

$$\begin{aligned}
(\alpha_d / \alpha)_н = & 1,334 - 2,045d - 0,138N + 7,865U_T + 0,011z + 0,195Nd - \\
& - 1,765NU_T + 0,868d^2 + 0,018N^2 + 3,84U_T^2 - 0,00005z^2,
\end{aligned} \quad (5.13)$$

Графики зависимостей $(\alpha_d/\alpha)_в$ и $(\alpha_d/\alpha)_н$ от изменения переменных факторов на рис. 5.11, *a* – 5.16, *a* (при попутном движения тела и газа), на рис. 5.11, *б* – 5.16, *б* (при встречном). Семейства кривых на этих рисунках получили при изменении одного из трех факторов при фиксированных двух других в границах наших экспериментов. На рис. 5.11 – 5.13 характерно нелинейное снижение α_d/α с ростом d от 0,18 до 0,72 мм. Увеличение d с 0,72 до 0,89 мм практически не влияло на α_d/α . Это вызвано разным вкладом частиц в теплоперенос, начиная с $d \approx 0,8$ мм, увеличивалась конвективная составляющая α .

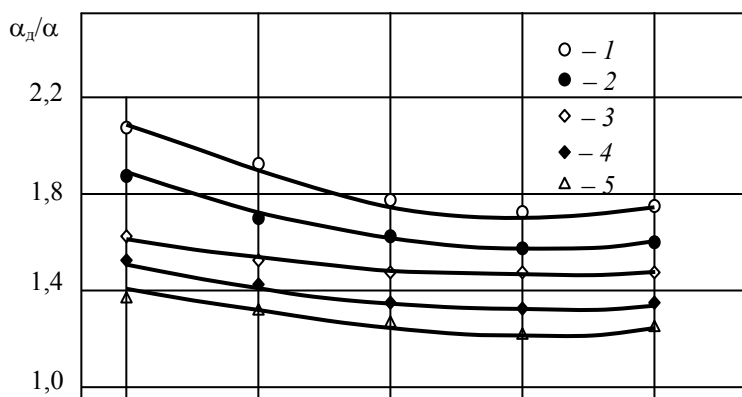
5.1 Данные для уравнения регрессии и результаты

№	X_1	X_2	X_3	X_4	Значение $Y_в$, эксперимент	Значение $Y_в$, расчет
1	-1	-1	-1	-1	1,342	1,322
2	+1	-1	-1	-1	1,172	1,152
3	-1	+1	-1	-1	1,190	1,184
4	+1	+1	-1	-1	1,110	1,096
5	-1	-1	+1	-1	1,845	1,825
6	+1	-1	+1	-1	1,670	1,643
7	-1	+1	+1	-1	1,373	1,377
8	+1	+1	+1	-1	1,290	1,282
9	-1	-1	-1	+1	1,242	1,250
10	+1	-1	-1	+1	1,082	1,081
11	-1	+1	-1	+1	1,124	1,082
12	+1	+1	-1	+1	1,015	1,025
13	-1	-1	+1	+1	1,705	1,681
14	+1	-1	+1	+1	1,534	1,511
15	-1	+1	+1	+1	1,272	1,239
16	+1	+1	+1	+1	1,195	1,150
17	+2	0	0	0	1,263	1,254
18	-2	0	0	0	1,524	1,513
19	0	+2	0	0	1,085	1,068
20	0	-2	0	0	1,565	1,564
21	0	0	+2	0	1,692	1,680
22	0	0	-2	0	1,043	1,034
23	0	0	0	+2	1,084	1,018
24	0	0	0	-2	1,223	1,252
25	0	0	0	0	1,293	1,298
26	0	0	0	0	1,315	1,298
27	0	0	0	0	1,312	1,298
28	0	0	0	0	1,297	1,298

29	0	0	0	0	1,297	1,298
30	0	0	0	0	1,321	1,298
31	0	0	0	0	1,321	1,298

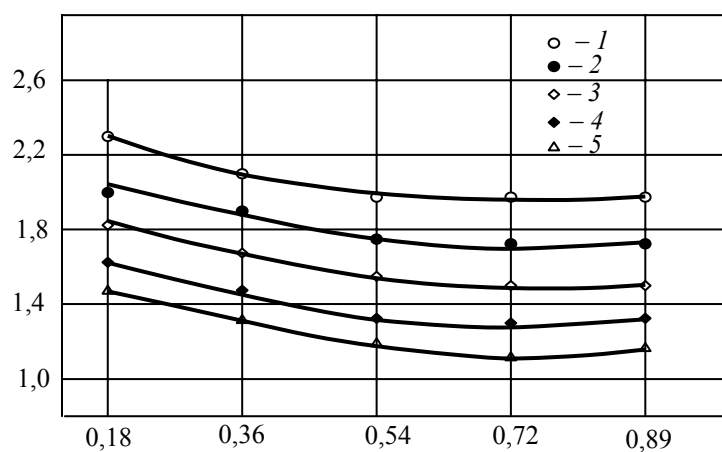
5.2 Данные для уравнения регрессии и результаты

№	X_1	X_2	X_3	X_4	Значение Y_n , эксперимент	Значение Y_n , расчет
1	-1	-1	-1	-1	1,608	1,571
2	+1	-1	-1	-1	1,407	1,366
3	-1	+1	-1	-1	1,444	1,399
4	+1	+1	-1	-1	1,342	1,299
5	-1	-1	+1	-1	2,170	2,134
6	+1	-1	+1	-1	1,981	1,928
7	-1	+1	+1	-1	1,644	1,604
8	+1	+1	+1	-1	1,568	1,504
9	-1	-1	-1	+1	1,484	1,369
10	+1	-1	-1	+1	1,284	1,163
11	-1	+1	-1	+1	1,309	1,197
12	+1	+1	-1	+1	1,222	1,096
13	+1	-1	+1	+1	2,063	1,931
14	+1	-1	+1	+1	1,852	1,726
15	-1	+1	+1	+1	1,531	1,402
16	+1	+1	+1	+1	1,417	1,301
17	+2	0	0	0	1,562	1,498
18	-2	0	0	0	1,889	1,806
19	0	+2	0	0	1,362	1,284
20	0	-2	0	0	1,946	1,878
21	0	0	+2	0	2,054	1,987
22	0	0	-2	0	1,301	1,221
23	0	0	0	+2	1,126	1,011
24	0	0	0	-2	1,364	1,356
25	0	0	0	0	1,606	1,541
26	0	0	0	0	1,623	1,541
27	0	0	0	0	1,621	1,541
28	0	0	0	0	1,613	1,541
29	0	0	0	0	1,613	1,541
30	0	0	0	0	1,625	1,541
31	0	0	0	0	1,625	1,541



α_d/α

а)



б)

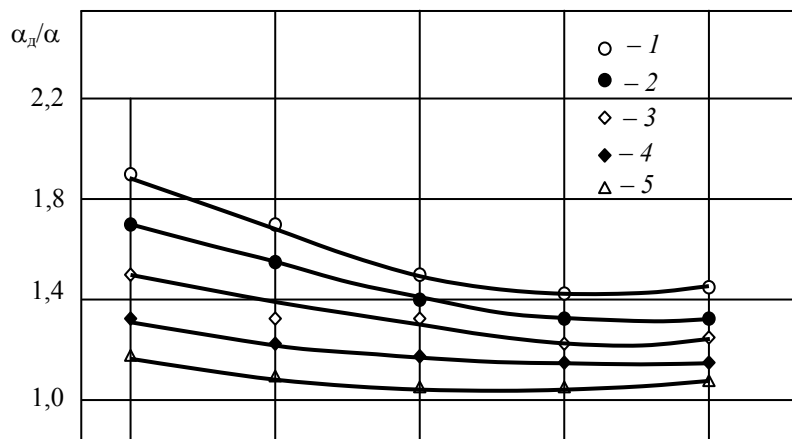
Рис. 5.11 Зависимость α_d/α от d при различных U_T и фиксированных N и z :

а – перемещение тела и газа попутные;

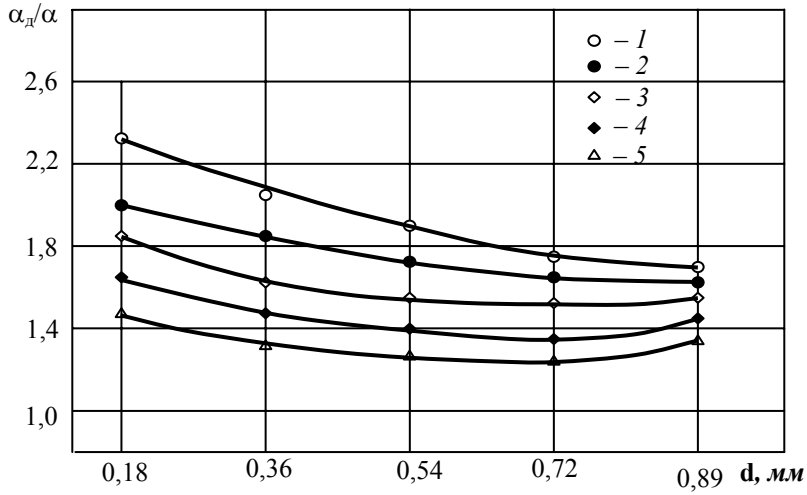
б – перемещение тела и газа встречные;

$N = 3,5; z = 0,133$ м;

1 – $U_T = 0,03$ м/с; 2 – $0,098$ м/с; 3 – $0,165$ м/с; 4 – $0,233$ м/с; 5 – $0,3$ м/с



a)



б)

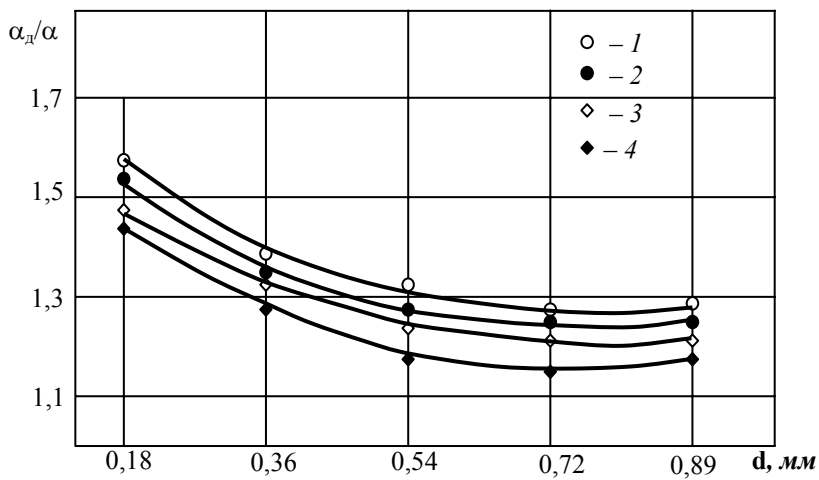
Рис. 5.12 Зависимость α_d/α от d при различных N и фиксированных U_T и z :

a – движения тела и газа попутные;

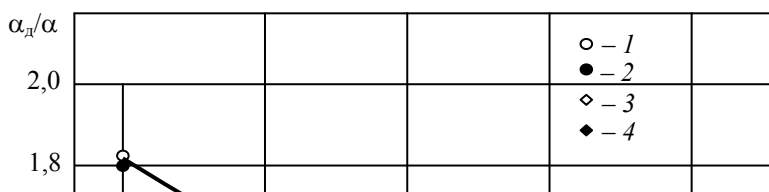
$б$ – движения тела и газа встречные;

$U_T = 0,165$ м/с; $z = 0,133$ м;

$1 - N = 2$; $2 - 2,75$; $3 - 3,5$; $4 - 4,25$; $5 - 5$



a)



б)

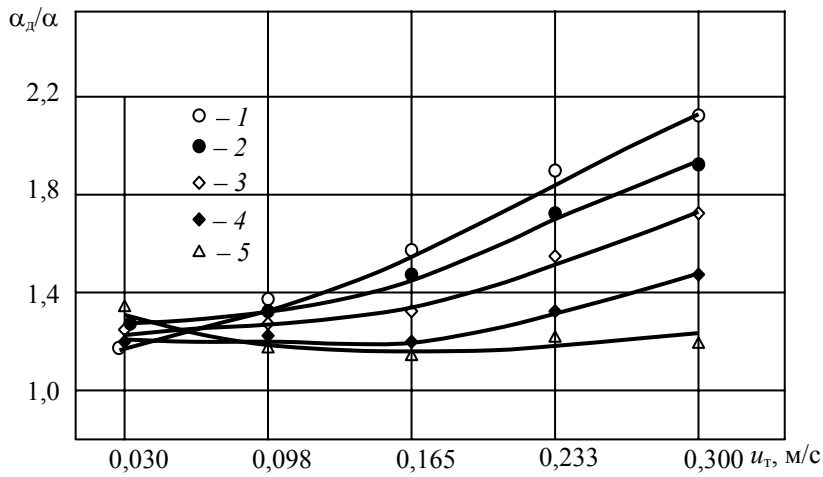
Рис. 5.13 Зависимость α_d/α от d при различных z и фиксированных U_T и N :

a – движения тела и газа попутные;

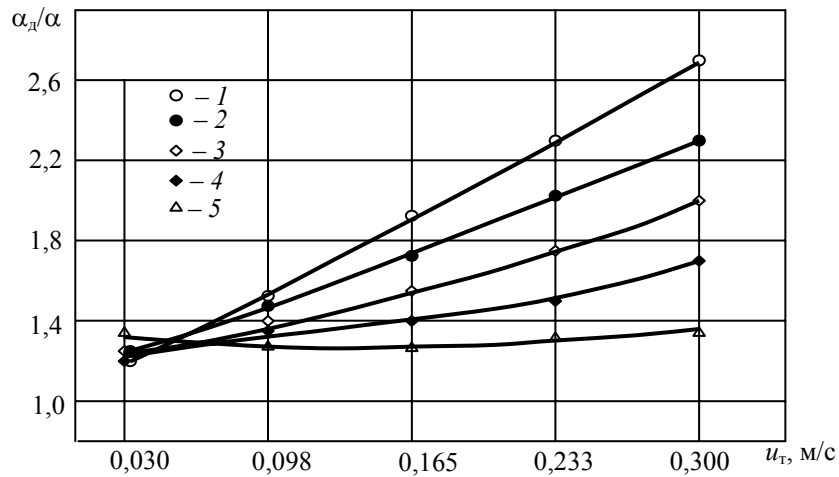
\bar{b} – движения тела и газа встречные;

$U_T = 0,165$ м/с; $N = 3,5$;

$1 - z = 45$ мм; $2 - 89$ мм; $3 - 133$ мм; $4 - 177$ мм



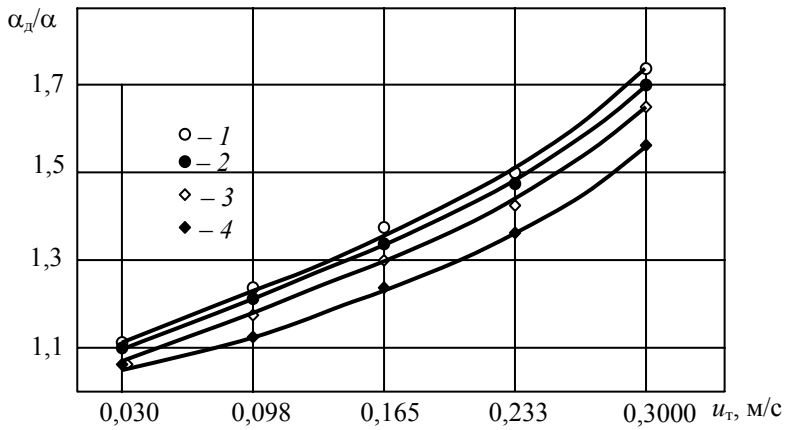
а)



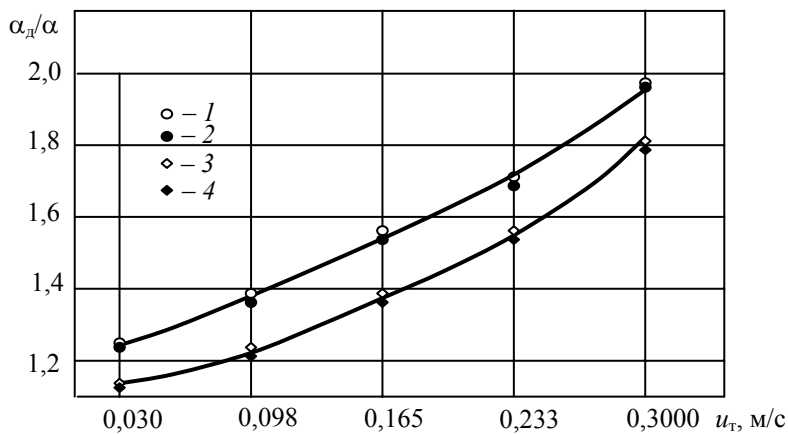
б)

Рис. 5.14 Зависимость α_d/α от U_T при различных N и фиксированных d и z :

a – движения тела и газа попутные;
 \bar{b} – движения тела и газа встречные;
 $d = 0,54$ мм; $z = 133$ мм;
 $1 - N = 2$; $2 - 2,75$; $3 - 3,5$; $4 - 4,25$; $5 - 5$



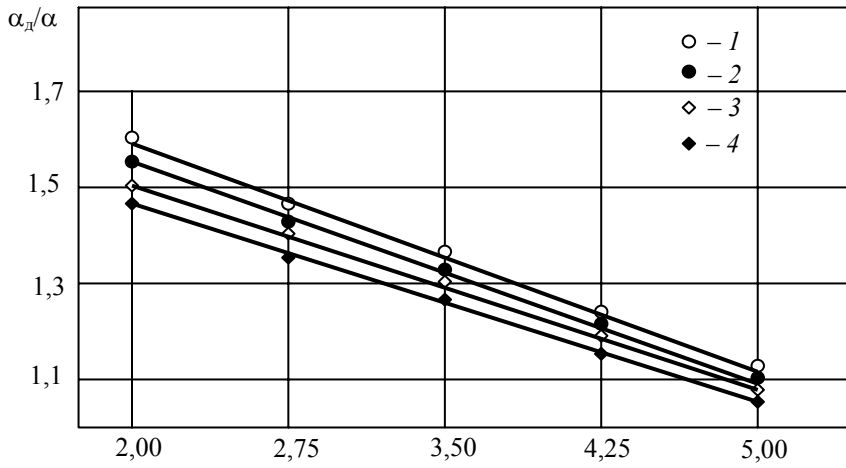
а)



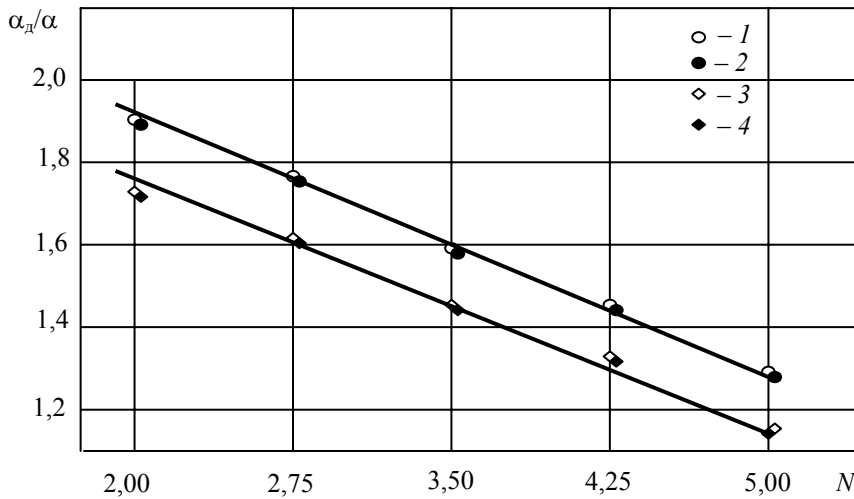
б)

Рис. 5.15 Зависимость α_d/α от U_T при различных z и фиксированных d и N :

a – движения тела и газа попутные;
 \bar{b} – движения тела и газа встречные;
 $d = 0,54$ м/с; $N = 3,5$;
 $1 - z = 45$ мм; $2 - 89$ мм; $3 - 133$ мм; $4 - 177$ мм



a)



б)

Рис. 5.16 Зависимость α_d/α от N при различных z и фиксированных d и U_T :

a – движения тела и газа попутные;

$б$ – движения тела и газа встречные;

$d = 0,54$ м/с; $U_T = 0,165$ м/с;

$1 - z = 45$ мм; $2 - 89$ мм; $3 - 133$ мм; $4 - 177$ мм

Влияние скорости перемещения тела на внешний теплообмен показано на рис. 5.14 – 5.15. Характерен близкий к линейному рост α_d/α с увеличением U_T (рис. 5.15). При этом в прирешеточной и надслоевой областях α_d/α ниже на 8...10 % по сравнению с основной областью при неизменных остальных условиях.

Увеличение U_T от 0,03 до 0,30 м/с при $N = 2$ увеличивало α_d/α в 1,3...2,7 раза по сравнению с неподвижным телом в сходственных точках (рис. 5.16).

Это вызвано повышением разрыхленности среды в пристенной области, уменьшением гидродинамического сопротивления дополнительным притоком газа из объема среды, увеличением скоростей поступательного и пульсационного движений частиц около тела. Рост N от 2 до 5 при неизменных U_T практически линейно снижал α_d/α (рис. 5.14, 5.16), что вызвано уменьшением концентрацией частиц в объеме среды. При $N = 5$ и прежних остальных условий (рис. 5.14) увеличение U_T от 0,03 до 0,30 м/с практически не изменяло α_d/α (колебания не превышали погрешности измерений). Это вызвано струк-

турными неоднородностями, возникшими из-за частого появления около пристенной области тела больших пузырей. С увеличением N росли крупномасштабные пульсации слоя из-за появления больших пузырей около тела, уменьшавшие влияние перемещения тела на интенсивность теплоотдачи (рис. 5.16). Теплообмен тела, перемещавшегося навстречу потоку газа, был интенсивнее, чем при попутном перемещении тела и движении газа (рис. 5.11 – 5.16).

Структура среды, ее эффективная плотность, подвижность частиц, частота их соударений с телом по его высоте неодинаковы, поэтому интенсивность теплоотдачи по высоте тела также изменялась (рис. 5.17).

Максимум α_d/α был в зоне отрыва пузырей от тела на высоте $z/H \sim 0,5$, где турбулентность среды и частота соударений частиц с телом максимальны (рис. 5.17).

Таким образом, интенсивность внешнего теплообмена в псевдооживленной среде проявлялась возмущениями, вносимыми частицами или группами частиц подвижных относительно друг друга в пределы пограничного слоя, поэтому перемещение тела интенсифицировало теплоперенос.

При встречном перемещении тела и газа частота смены частиц и их подвижность в пристенной зоне выше, чем при попутном, поэтому α_d/α больше (рис. 5.11, б – 5.16, б, 5.17).

Перемещение тела в псевдооживленном слое не только интенсифицировало теплообмен, но и повышало качество термообрабатываемого изделия, улучшая равномерность нагрева тела по периметру.

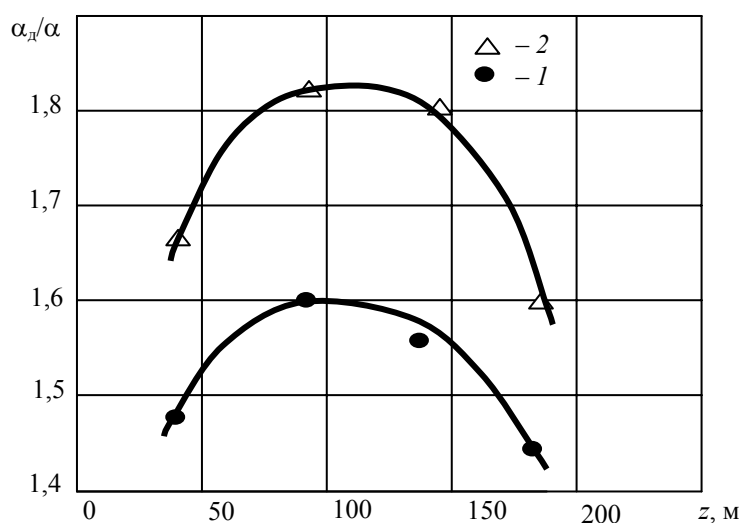


Рис. 5.17 Зависимость α_d/α от z при фиксированных значениях $d = 0,18$ мм, $U_T = 0,165$ м/с и $N = 3,5$:

1 – движения тела и газа попутные; 2 – движения тела и газа встречные

5.4 ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА И ФОРМЫ ПЕРЕМЕЩАВШЕГОСЯ В ПСЕВДОЖИВЕННОЙ СРЕДЕ ТЕЛА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Исследовали интенсивность теплообмена тел, вращавшихся в псевдооживленной среде. Использованы вращавшийся в горизонтальной плоскости цилиндр диаметром 35 мм и протяженные тела, перемещавшиеся вертикально.

Структурно-гидродинамические образования, возникавшие при обтекании тела псевдооживленной средой, однозначно определяли характер пульсаций температуры различных участков поверхности неподвижного цилиндра. Были измерены пульсации температуры поверхности неподвижного и вращавшегося в псевдооживленной среде цилиндров. Термоанемометрические датчики располагались в точках, определяемых углом ψ (между набегающим потоком и точкой размещения датчика): $\psi = 0, 30, 60, 90, 120, 150, 180^\circ$.

На рис. 5.18, а приведены характерные кривые пульсаций температуры поверхности неподвижного цилиндра в точках набегания потока $\psi = 0, \psi = 90$ и $\psi = 180^\circ$ (в зонах пульсировавшей газовой полости, отрыва от цилиндра сформировавшихся пузырей и преимущественно неподвижного плотного слоя частиц).

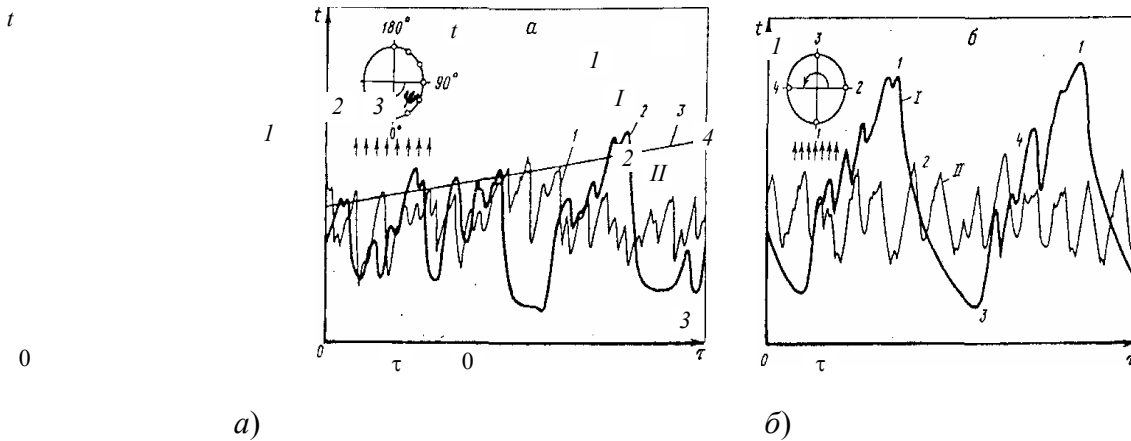


Рис. 5.18 Характерные пульсации температуры неподвижного (а) и вращающегося (б) цилиндров в псевдооживленной среде:

$N = 2$; $d = 0,25$ мм; а: 1 – $\psi = 0^\circ$; 2 – $\psi = 90^\circ$; 3 – $\psi = 180^\circ$;

б: I – $n = 1,5$ об/с; II – 5 об/с

При перемещении датчика от точки $\psi = 0^\circ$ до $\psi = 90^\circ$ частота пульсаций температуры уменьшалась, а средний размах пульсаций ($\Delta T'$) увеличивался. Например, для $N = 2$ и слоя частиц $d = 0,25$ мм частота пульсаций температуры в точке набегания потока (рис. 5.18, а, кривая 1) была в 2 раза выше, а $\Delta T'$ в 1,7 раза ниже, чем в экваториальной зоне $\psi = 90^\circ$ цилиндра (рис. 5.18, а, кривая 2).

Анализ результатов скоростной киносъемки формирования структуры в пристенной зоне неподвижного цилиндра показал, что в нижней части цилиндра ($0 < \psi \leq 90^\circ$) есть подвижные структурные образования: запыленные частицами газовые неоднородности, турбулентные следы пузырей, крупномасштабные вихри частиц. Верхняя часть тела ($90^\circ < \psi \leq 180^\circ$) соприкасалась с медленно движущимся плотным слоем частиц. Непосредственно в кормовой зоне тела ($\psi = 180^\circ$) флуктуации температуры практически отсутствуют (рис. 5.18, а, кривая 3). Температура монотонно возрастала по мере прогрева слоя неподвижно лежащих частиц до тех пор, пока случайно не сбрасывалась частично или полностью шапка дисперсного материала газовым пузырем.

Таким образом, неподвижно размещенное в псевдооживленной среде тело формировало неодинаковую по своему периметру структурно-гидродинамическую обстановку, которая значительно влияла на характер локальных пульсаций температуры, а следовательно, и на интенсивность теплопереноса для различных участков поверхности тела.

Основная особенность при вращении цилиндра в псевдооживленной среде – прослойка частиц, перемещавшаяся по ходу вращения цилиндра. Толщина прослойки и концентрация частиц в ней неодинаковы по периметру тела и зависели от режима псевдооживления и скорости вращения тела.

В нижней части цилиндра образовывалась газовая полость, размер которой был меньше, а протяженность по образующей цилиндра больше и концентрация частиц в ней значительно выше, чем у неподвижного цилиндра. Последний фактор вызван забросом частиц, перемещавшихся по ходу вращения цилиндра, в газовую полость. При ее схлопывании соприкасавшиеся с поверхностью частицы получали импульс на движение с телом.

При вращении цилиндра температура плавно уменьшалась на участке 1 – 2 – 3 (рис. 5.18, б, кривая I, ветвь 1 – 2 – 3), когда направление перемещения датчика совпадало с вертикальной составляющей скорости газа. На участке 3 – 4 – 1 направления движения датчика и потока были встречными и регистрировались крупномасштабные пульсации температуры поверхности цилиндра (рис. 5.18, б, кривая I, ветвь 3 – 4 – 1).

С увеличением числа оборотов цилиндра частота пульсаций температуры увеличивалась (рис. 5.18, б, кривая II), а их размах уменьшался.

Если общие закономерности обтекания тел любой формы и размеров (кроме тел, размер которых соизмерим с d), неподвижных в псевдооживленной среде, соблюдаются, то при движении тел их размер, форма, направление векторов скорости газа W_T и тела U_T , соотношения между W_T и U_T оказывают влияние на структуру среды около поверхности тела.

Чем протяженнее перемещавшееся тело, тем неоднороднее структура среды по высоте тела и неодинаковая локальная и средняя по поверхности интенсивность теплопереноса. На рис. 5.19 приведены средние по поверхности тел зависимости α_d/α от U_T .

Чем меньше размер тела, тем больше средний по его поверхности коэффициент теплоотдачи. Средняя теплоотдача от поверхности тела с межцентровым расстоянием шкивов 0,2 м по сравнению с такой при расстоянии 0,1 м была примерно на 15 % меньше. С увеличением скорости перемещения в среде α_d увеличивается и его значение проходит через максимум, имеющий место при определенной скорости U_T .

Максимальная теплоотдача при $N \sim 1,5 \dots 2,0$, так как при этих N наибольшая равномерность структуры среды около поверхности тел, поскольку крупномасштабные пульсации из-за поднимающихся пузырей отсутствуют.

С позиций системного подхода был проведен комплекс исследований структурно-гидродинамических и теплообменных характеристик при вращении дисперсной среды вокруг вертикально расположенного в

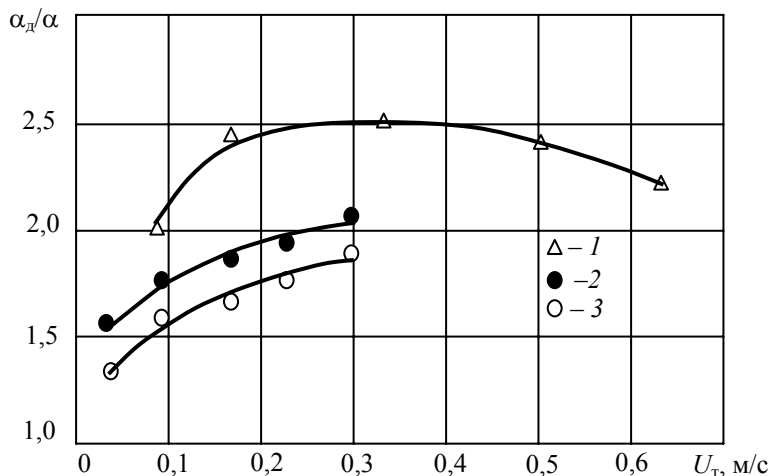


Рис. 5.19 Зависимость α_d/α от U_T тела в псевдооживленной среде частиц $d = 0,18$ мм ($N = 2$):

1 – вращающийся цилиндр $D_T = 35$ мм;

2 – движущееся тело с межцентровым расстоянием шкивов 0,1 м;

3 – движущееся тело с межцентровым расстоянием шкивов 0,2 м

ней цилиндра. Аппарат цилиндрической формы с двумя перфорированными газораспределительными решетками, одна из которых была неподвижной, а вторая вращалась. Дисперсный материал загружался на неподвижную решетку. Вращавшаяся решетка создавала пульсирующую подачу газа. Поток газа, фильтруясь через ограниченный участок среды, приобретал вид газовой волны, перемещавшейся по кругу с заданной частотой и динамически воздействующей на среду.

Частота вращения решетки от 0 до 20 Гц. Внешний теплообмен исследовался по стационарной методике. Температура поверхности вертикального медного цилиндра с электронагревателем измерялась термопарами. Гидродинамика и структура пристенного слоя цилиндра исследовалась визуально и фотографированием треков частиц. Дисперсная среда – монофракции корунда, стекла и шамота размерами 0,18; 0,32; 0,44; 0,55 и 0,74 мм.

Основные особенности вращавшейся среды – отсутствие в среде крупных газовых неоднородностей и выброса частиц в надслоевое пространство. Структура вращавшейся среды однородна, движение частиц в ней упорядоченное. С увеличением N вращавшаяся среда набухает и равномерно увеличивается ее порозность. При $N > 2$ динамическое воздействие газовой волны на среду минимально: вращавшаяся среда переходит в псевдооживленный слой с пузырями.

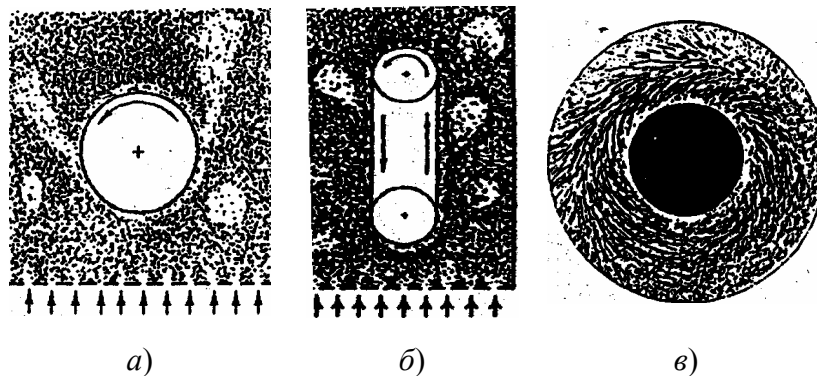


Рис. 5.20 Картина обтекания псевдооживленным слоем вращавшегося цилиндра (а), перемещавшегося протяженного тела (б) и неподвижного цилиндра (вид сверху) вращавшейся дисперсной средой (в)

Качественная картина обтекания средой вращавшегося цилиндра, перемещавшегося в вертикальном направлении протяженного тела, и неподвижного цилиндра вращавшейся дисперсной средой показана на рис. 5.20.

Треки частиц при экспозиции 1/15 с свидетельствовали о сложном движении. У поверхности цилиндра образовывался тонкий (4...6) d слой с большей по сравнению с прилегавшей зоной опускного движения частиц порозностью, что свидетельствовало о дополнительном притоке газа в пристенную область. В отличие от неоднородного псевдооживления при вращении слоя отсутствовал проскок пузырей вблизи поверхности цилиндра. Пристенная зона имела равномерную структуру и стабильную толщину. Наибольшая равномерность структуры пристенной зоны при максимальной концентрации в ней двигающихся частиц наблюдалось при $W_{го}$ (около начала псевдооживления), когда цилиндр окружала плотная дисперсная среда. Оценивали роль движения тела в теплообмене с дисперсной средой по α_d/α (рис. 5.21).

Влияние скорости движения тела или вращения среды около неподвижного цилиндра особенно значительно при $N \approx 1,2...2,0$. Это вызвано повышением разрыхленности в пристенной зоне, уменьшившим гидродинамическое сопротивление дополнительным притоком газа из объема среды, увеличением скорости поступательного и пульсационного движения частиц около поверхности теплообмена.

Сравнение данных по теплообмену, гидродинамике и структуре пристенной зоны показало существенное сходство этих способов интенсификации теплообмена, несмотря на различия в технической реализации каждого из них.

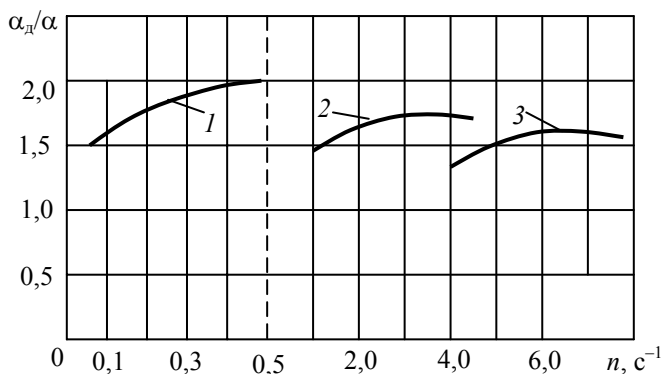


Рис. 5.21 Зависимость α_d/α от частоты вращения:

1 – перемещающееся протяженное тело, $d = 0,18$ мм, $N = 2$;

2 – вращающийся цилиндр, $d = 0,18$ мм, $N = 1,5$;

3 – вращение среды вокруг неподвижного цилиндра, $d = 0,49$ мм, $N = 1,5$

5.5 АНАЛИЗ СПОСОБОВ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПСЕВДООЖИЖЕННЫХ СРЕДАХ

И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Существующие и перспективные способы интенсификации теплопереноса должны быть экономичными, технологичными в производстве, удобными в эксплуатации. Их можно разделить на пять (табл. 5.3). Первую группу способов рассматривать не будем, так как они проанализированы во всех известных монографиях.

Пятую группу способов тоже не будем рассматривать, так как изменение шероховатости поверхности тела, увеличение площади поверхности ребрами, деформация тела проанализированы подробно в [12] и для сушки, вулканизации, термообработки и других процессов часто недопустимы.

Анализ второй группы способов. Подгруппа 2.1.

Самый распространенный способ – увеличение скорости движения теплоносителя, но при этом растут энергозатраты.

В псевдооживленной среде на перенос теплоты существенное влияние оказывает скорость движения газа W_r . Установлено, что при переходе неподвижного слоя в псевдооживленное состояние резко увеличивается α (почти на два порядка по сравнению с течением этого же газа в пустой трубе). При дальнейшем росте W_r значение α медленно растет до α_{\max} , а затем снижается. Максимум $\alpha = f(W_r)$ обусловлен одновременным и противоположным действием на теплоперенос усиления мелкомасштабного псевдотурбулентного пульсационного движения частиц вблизи поверхности теплообмена и возрастания порозности

5.3 Классификация способов интенсификации теплопереноса в неоднородных псевдооживленных средах

Группа	Способ интенсификации переноса теплоты в псевдооживленных средах
1 Традиционные	1.1 Уменьшение размера частиц. 1.2 Использование газа с высокой теплопроводностью. Другие
2 Гидродинамические	2.1 Изменение режима псевдооживления: 2.1.1 Увеличение скорости газа. 2.1.2 Изменение входного профиля скорости газа. 2.1.3 Изменение сопротивления газораспределителя. 2.2 Изменение обстановки около тела: 2.2.1 Подача газа вдоль поверхности тела. 2.2.2 Подача газа сменноциклическая. 2.2.3 Подача гетерогенных струй на тело. 2.2.4 Импульсная подача гетерогенных струй на тело. 2.2.5 Впрыск жидкости на тело

Группа	Способ интенсификации переноса теплоты в псевдооживенных средах
3 Механические	3.1 На газораспределитель: 3.1.1 Вибрация. 3.1.2 Вращение. 3.2 На поверхность тела: 3.2.1 Соскребание пограничного слоя. 3.2.2 Перемещение тела в среде. 3.2.3 Вращение тела в среде. 3.2.4 Перемещение с вращением тела
4 Комбинированные	4.1 Гидродинамические совместно с механическими
5 Изменение теплообменной поверхности	5.1 Изменение шероховатости тела. 5.2 Увеличение площади тела ребрами. 5.3 Деформация тела

среды при увеличении W_r . Первое усиливает внешний теплообмен, а второе снижает α уменьшением концентрации частиц в пристенной зоне и удельной (на единицу объема) энергии псевдооживенного слоя, обусловленной ростом его высоты (так как W_r и $\epsilon_{сл}$ взаимосвязаны и взаимозависимы).

Следовательно, возможности управления теплопереносом в псевдооживенных средах только за счет увеличения W_r ограничены. Но этот способ наиболее технологичен и удобен в эксплуатации. Многие исследователи неоднократно возвращались к нему, пытаясь несколько расширить пределы управления использованием структур псевдооживенной среды организацией потока газа в аппарате. Изменяя входной профиль скорости газа у основания псевдооживенного слоя при неизменном общем расходе, можно получить меньшую высоту слоя и снизить величину $\epsilon_{сл}$.

Для определения влияния граничных условий газораспределения на теплоперенос был исследован внешний теплообмен при различных входных профилях скорости газа. В опытах использованы беспровальные слоевые газораспределители из секций, закрытых сверху и снизу металлической сеткой с коаксиальными металлическими кольцами и дробью. Изменяя размеры дроби на выходе из каждой секции получали практически любое распределение скорости газа, не допускались застойные зоны в псевдооживенной среде, т.е. на выходе из каждой секции $W_r^{\min} > W_{го}$ всегда. Оценивалась гидродинамическая обстановка достижения α_{\max} по изменению среднеобъемной порозности. Теоретической основой было предположение, что изменение гидродинамической обстановки около теплообменной поверхности, обтекаемой псевдооживенным слоем, зависит от гидродинамики слоя в целом. Поэтому стремились изменением граничных условий газораспределения добиться оптимальной среднеобъемной порозности. Однако, для интенсификации теплопереноса в псевдооживенной среде, прежде всего, необходимо знать структурно-гидродинамические эффекты, возникающие при обтекании поверхности теплообмена средой, и степень их воздействия на теплоперенос. Игнорирование этого не приводит к достижению желаемых результатов.

Способ управления теплопереносом неравномерным профилем скорости газа в основании слоя может быть использован на практике только при небольших статических высотах (при $H_0/D_a \leq 0,5$), так как эффект заметно убывает при $H_0/D_a \rightarrow 1$.

К подгруппе 2.1 также отнесен способ управления теплопереносом изменением сопротивления газораспределителя, влияющего на размеры и количество газовых пузырей, перемешивающих частицы в псевдооживенной среде.

Известно, что внешний теплообмен увеличивается при снижении живого сечения газораспределителя уменьшением, как числа отверстий, так и их размера. Это наиболее сильно проявляется во всем

объеме слоя при небольших N . С последующим увеличением скорости газа (при $W_T > W_T^{opt}$) влияние изменения относительной площади живого сечения с 4,1 до 1,0 % на теплообмен практически не влияет. Так как проблема выбора сопротивления газораспределителя одна из центральных в псевдооживлении, то соответствующие рекомендации можно найти во многих обзорах. Однако проблема выбора оптимального газораспределителя еще далека до решения.

Подгруппа 2.2 объединила способы управления теплопереносом изменением структурно-гидродинамической обстановки вблизи поверхности нагрева (охлаждения). Физическая сущность способов этой подгруппы – подвод энергии в пристенную зону слоя для усиления местных движений частиц и газа у теплоотдающей (или воспринимающей) поверхности, где сосредоточено основное термическое сопротивление теплообмену, направлением струи газа или частиц непосредственно вдоль поверхности.

До сих пор рассмотрены работы, в которых исследован теплоперенос между псевдооживленной средой и помещенной в нее теплообменной поверхностью. Однако в ряде технологических процессов нужно увеличить теплоотдачу к стенкам аппарата. Интенсивность теплопереноса с ограничивающими слой поверхностями обычно значительно ниже, чем к поверхностям тел в ядре слоя, что обусловлено принципиальными различиями в обтекании средой этих поверхностей. Из-за застойных зон в пристенной области и одновременном отходе газовых пузырей в ядро слоя малоподвижные в этой зоне частицы изолируют стенку аппарата от основного объема.

Для увеличения теплопереноса между псевдооживленной средой и вертикальной стенкой в пристенную область вводился избыточный газовый поток (вогнутый входной профиль скоростей газа).

Для усиления перемешивания частиц в аппарате с низким псевдооживленным слоем ($H_0/D_a < 0,41$) предложено отдельно подавать большое количество газа в пристенную зону. В результате изменены потоки циркуляции частиц: в пристенной зоне частицы движутся вверх, а в центральной зоне аппарата – вниз.

В указанных способах использованы слоевые газораспределители (факельные, фонтанные, щелевые), в которых изменялся профиль скорости газа, но сохранялось основное направление движения среды в аппарате.

Изменение общего газодинамического режима псевдооживления можно достигнуть, заменив осевое движение газа на выходе из газораспределителя на радиальное. Основной поток закручивается, создает неоднородные вихри твердой фазы в пристенной зоне. Вертикальная составляющая скорости газа в этой зоне достигает максимума, и снижается до нуля, приближаясь к оси аппарата (на стенке внутреннего конуса). Устойчивая циркуляция частиц и газа в пристенной зоне увеличила теплоотдачу в 1,5 раза по сравнению с плоским входным профилем скорости.

Для ликвидации малоподвижных частиц (кварцевого песка $d = 0,27$ мм) в пристенной зоне газораспределитель перекрывался на 95,5 %, а газ подавался в аппарат (при $H_0/D_a = 1,4$) только через оставшиеся три ряда отверстий в непосредственной близости от стенки. В пристенной зоне возникало фонтанирование, а оставшаяся часть слоя оставалась практически неподвижной, т.е. терялись многие преимущества псевдооживления. Увеличения α не было. В обоих случаях $\alpha_{max} = 405$ Вт/м² · °С. С ростом скорости газа уменьшалась концентрация частиц в этой зоне быстро монотонно снижая α . Полагали, что при такой подаче газа усиливается теплоперенос, так как одинаковые α_{max} при частично заглушенном газораспределителе достигаются при меньшем массовом расходе воздуха (220 г/мин и 55 г/мин соответственно). Но при подаче воздуха по всему газораспределителю α_{max} достигался при $W_{\phi} = 0,25$ м/с, а при факельном подводе при $W_{\phi} = 1,0$ м/с. Затраты энергии на прокачивание газа не определены. Поэтому вывода об эффективности способа увеличения внешнего теплообмена пока сделать нельзя.

Для ликвидации малоподвижных частиц около стенки аппарата и усиления внешнего теплообмена авторы использовали жалюзийную решетку-турбулизатор из наклоненных под 45° пластин, установленных на расстоянии друг от друга по высоте стенки аппарата. Решетка-турбулизатор организовала направленный потока газа в пристенную зону из ядра слоя, местные области интенсивного движения частиц около стенки, ликвидировала малоподвижные зоны частиц, резко увеличила α . При зазоре между стенкой и решеткой 0,9 мм в псевдооживленном слое частиц корунда $d = 0,12$ мм, $\alpha = 539, 572$ и 615 Вт/м² · К при $N = 3,5; 6,0; 8,0$ соответственно, т.е. α (благодаря воздействию гетерогенных струй) были такими же, как и для теплообменной поверхности, размещенной в слое.

При этом существенно уменьшили застойную зону на поверхности горизонтально расположенной в псевдооживленном слое трубы размещением над трубой специального козырька. Пульсации газовой полости, периодически образующейся под козырьком, не дали образоваться шапке неподвижных частиц на трубе, и в зазоре между трубой и козырьком возник поршневой режим псевдооживления. Установлено, для улучшения теплообмена козырек целесообразно размещать на (20...40) мм выше трубы ($D_{тр} = 220$ мм). Для корундовых частиц $d = 0,25$ мм при $N = 3$ коэффициент теплоотдачи от тыльной по-

верхности трубы увеличился примерно в три раза. При высоте расположения козырька над трубой более 60 мм его влияние на теплообмен практически исчезло. Козырек снижает скорость псевдооживления, существенно уменьшает высоту отстойной зоны печи и потери тепла с уходящими газами, увеличивает равномерность нагрева цилиндрических заготовок и труб в псевдооживленной среде.

Иногда вместо козырьков располагают трубы с вертикальным шагом $s = 1,2D_{тр}$. Газовая полость под вышележащей трубой разрушает или значительно уменьшает слой неподвижно лежащих частиц на верхней части нижележащей трубы. При шахматном расположении труб можно достичь такого же эффекта отклонением соседними трубами потока пузырей газа.

Установлено, что введение в поток частиц и турбулентной струи повышает турбулизацию пристенной зоны, увеличивает в три-четыре раза теплоперенос от стенки. Так как около газораспределителя теплоотдача гораздо выше участка стабильного теплообмена, то для достижения большего эффекта вводили струю на высоте, где до того был стабильный теплообмен, что усилило теплоотдачу к жидкостному кипящему слою. Впрыск дополнительной жидкости с большой скоростью неизбежно увеличивал энергозатраты, последнее, возможно, вполне компенсировалось увеличением теплопереноса. В рассмотренных способах пластина или цилиндр опирались нижним торцом на решетку, и их поверхности влияли на потоки частиц и оживающего агента как стенки аппарата. Поэтому предлагаемые способы усиления теплопереноса целесообразнее применять для вертикальных стенок аппарата. Если приподнять пластину или цилиндр над решеткой, то обтекание будет совершенно иным.

К подгруппе 2.2 отнесены способы усиления теплопереноса изменением теплопроводности подаваемой в пристенную зону направленной струи газа. Направленной подачей струи более теплопроводного газа (гелия) при скорости 15 м/с в псевдооживленный воздухом слой песка ($d = 0,7$ мм) получено резкое (в два раза) увеличение α .

К подгруппе 3.1 отнесены способы механического воздействия на газораспределитель для повышения качества псевдооживления. Исключаются возможные застойные зоны или каналы, приводящие к разбросу времени пребывания в псевдооживленной среде газа, и предотвращается возможный быстрый проскок частиц. Для улучшения структурно-гидродинамических характеристик псевдооживленной среды накладывают вибрацию или вращают газораспределитель, подают импульсно или сменно-циклически газ в основание слоя. Эти способы создают благоприятные условия для усиления теплообмена.

Влияние вертикальных вибраций газораспределителя на однородность псевдооживленной среды и α от поверхности к слою. Установлено, вибрация газораспределителя частотой (30...60) Гц придает среде однородность равномерным распределением газа по сечению аппарата и предотвращением образования крупных газовых пузырей. Отметим только положительное влияние вибрации газораспределителя на гидродинамику и внешний теплообмен в псевдооживленной среде.

Вращающийся газораспределитель значительно повышает качество псевдооживления предотвращением радиальной неоднородности и равномерным образованием газовых пузырей. По сравнению с неподвижным газораспределителем снижается время формирования пузырей и увеличивается их количество. При вращении газораспределителя и развитии псевдооживления (большой скорости фильтрации) наблюдалось разделение среды на несколько концентрических цилиндрических зон. При неподвижном газораспределителе отверстия работают в обычном режиме, а при вращающимся – как щели. С ростом скорости вращения газораспределителя увеличивается перепад давления на нем, и возрастают энергозатраты.

К подгруппе 3.2 относятся способы усиления теплопереноса механическим воздействием на поверхность теплообмена (или около нее), например, лопастными мешалками около поверхности тела. Увеличение теплопереноса достигается не столько прямым механическим действием лопастей на частицы слоя, сколько пузырями газа за задними кромками лопастей подходящими к телу и регулярно «сметавшими» с него частицы. Мешалки особенно эффективны при режиме псевдооживления, близком к минимальному. Например, мешалка с частотой вращения 1,7 об/с увеличивает α в псевдооживленной среде в 7 – 10 раз. К этой же подгруппе отнесены способы усиления внешнего теплообмена перемещением тела в псевдооживленной среде. Структура псевдооживленной среды выравнивается по периметру тела, т.е. ликвидируются застойные зоны.

Баскаков А.П. полагал, что термообработка вращающейся трубы в печи с псевдооживленным слоем обеспечивает равномерность теплообмена по окружности трубы и предотвращает ее коробление, но вращать горизонтальную трубу в псевдооживленном слое для исследования теплообмена не удалось.

По мнению Дж. Боттерилла, значение коэффициента теплоотдачи «слой – неподвижное тело» выше, чем от слоя к телу (например, кусочку угля), движущемуся в псевдооживленной среде.

Пальченко Г.И. и Тамарин А.И. установили, что увеличение скорости газа увеличивало подвижность датчика и мало изменяло теплообмен, а интенсивность теплообмена росла с уменьшением размера датчика. При неизменном размере датчика теплообмен уменьшался с ростом d , при $d = (1...2)$ мм стабилизировался, затем рос. Такое изменение α от d при неизменном D_T авторы объяснили двумя механизмами теплопереноса: частицами и движущимся газом.

Берг Б.В. и Баскаков А.П. исследовали теплоотдачу от вертикального, двигавшегося перпендикулярно к оси вращения, цилиндра ($D_T = 10$ мм, $H_T = 130$ мм) к псевдоожигенному слою с частицами электрокорунда ($d = 0,06; 0,12$ и $0,32$ мм). Скорость движения цилиндра U_T изменялась от 0 до 3 м/с. Авторы установили, что при $U_T = (0...0,7)$ м/с α_d уменьшался, при $U_T = (0,8...2,0)$ м/с рос (до 168 % от α при неподвижном цилиндре), при $U_T > 2$ м/с оставался неизменным. Уменьшение α_d авторы связали с уменьшением концентрации частиц в кормовой зоне цилиндра, а в лобовой – плотным слоем частиц на цилиндре, уменьшавших α_d и средний α в этих зонах.

Антонишин Н.В. наблюдал четкий «след» без частиц за вертикальной трубой при перемещении ее от оси аппарата к стенке.

Берг Б.В. изучал влияние на α_d скоростей движения вертикальных цилиндров ($D_T = 3,5$ и $19,8$ мм), горизонтального тора диаметром 140 мм (из медной трубки $D_T = 9$ мм) и клина острием вперед. Коэффициент теплоотдачи увеличивался с ростом скорости. При больших скоростях тела при расходах газа несколько выше скорости начала псевдоожигения α_d был значительно выше, чем при больших расходах газа. Рост α_d в слабо ожигенном слое вызывался поперечным биением тора и перемешиванием частиц непосредственно у поверхности тора от трения о тор.

Баскаков А.П. определил α_d от псевдоожигенного слоя частиц корунда № 12 к тонкой проволоке. При скорости газа несколько выше скорости начала псевдоожигения, с ростом скорости проволоки от 0 до 0,6 м/с α_d увеличивался от $(200...250)$ Вт/м² · К до $(400...420)$ Вт/м² · К. При скорости газа меньше начала псевдоожигения увеличение α_d было не более 10 %.

Гельперин Н.И. с сотрудниками предложили модель теплообмена между псевдоожигенным слоем и двигавшейся в нем тонкой нитью. Тепло от нити к частицам передавалось через газовую прослойку толщиной δ . За время контакта τ_T температурная волна не распространялась по всей частице при $d = (0,5...1,5)$ мм. Авторы определяли интенсивность теплообмена нестационарным методом. Тонким телом была термopара $d = 0,5$ мм. По утверждению авторов расхождение расчета с экспериментом не более 10 %.

В 4-ю группу включены комбинированные способы (как наиболее перспективные): совместное гидродинамическое и механическое воздействие на псевдоожигенную среду и на поверхность теплообмена.

Наибольшая интенсивность внешнего теплообмена у вертикальных трубных пучков. Несколько меньше – у горизонтальных трубных пучков и низкая – у змеевиков. Нужно применять комбинированные способы интенсификации, например, дополнительно использовать низкочастотные колебания аппарата от псевдоожигенной среды. Тогда создадутся оптимальные условия для разрушения застойных зон, движения частиц и насыщения ими газовых образований, контактирующих со змеевиком.

Таким образом, наиболее перспективны комбинированные способы управления теплопереносом в неоднородной псевдоожигенной среде. Однако в настоящее время известных работ, в которых бы рассматривались комбинированные способы усиления теплообмена ни в нашей стране, ни за рубежом не найдено.

5.6 АНАЛИЗ И ОБОБЩЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ОБТЕКАНИЯ НЕПОДВИЖНОГО ТЕЛА ПСЕВДООЖИЖЕННОЙ СРЕДОЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ВНЕШНЕГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Рассмотрели основные факторы, влияющие на интенсивность теплопереноса в псевдоожигенных средах. Один из таких факторов – флуктуации скорости газа. Необходимость рассмотрения флуктуаций скорости газа вызвана неодинаковой интенсивностью теплообмена в потоках с постоянной и флуктуирующей скоростями газа, что подтверждено теоретическими и экспериментальными исследованиями гомогенных систем.

Априори это действительно и для нестационарных дисперсных систем, в частности, наличие частиц и пузырей в системе чрезвычайно усложняет механизм теплопереноса, а ламинарный режим в неоднородных псевдоожигенных средах, по-видимому, невозможен.

В подавляющем большинстве работ этой проблеме не уделялось внимания. Известна также точка зрения, согласно которой эффекты влияния флуктуаций скорости газа на α заведомо малы. Все это объективно затрудняет накопление, систематизацию и анализ экспериментальных данных, касающихся теплопереноса.

Теоретический анализ взаимосвязи пульсаций скоростей газа и частиц, давления, плотности, порозности и т.д., с теплообменом вызывает серьезные математические и принципиальные затруднения. Неизвестно, как изменяются эти пульсации, например, при погружении в неоднородную псевдооживленную среду тел различной формы.

Необходимы детальные дальнейшие экспериментальные исследования гидродинамики псевдооживленной среды во взаимосвязи с теплопереносом, что и сделано в настоящей работе – экспериментально определена роль флуктуаций скоростей газа и частиц во внешнем теплообмене псевдооживленной среды с погруженными телами.

Необходимо найти такую псевдооживленную среду, которая позволила бы изменять параметры этих флуктуаций при равных прочих условиях. Строго говоря, отыскать такую среду невозможно, так как изменение одного ее параметра неминуемо изменяло другие ее параметры. Мы выбрали для исследования псевдооживленную среду с различным сопротивлением газораспределителя. Анализ экспериментальных данных измерения флуктуаций скорости газа в псевдооживленной среде показал, что среднеобъемная дисперсия флуктуаций скорости увеличивается при уменьшении сопротивления газораспределителя при равных прочих условиях. Сопротивление оценивалось параметром Π_{ϕ}

$$\Pi_{\phi} = \frac{\Delta P_p}{\Delta P_p + \Delta P_{сл}} . \quad (5.14)$$

Неоднородная псевдооживленная среда существенно диссипативная система, существование которой возможно только при затрате внешней энергии. Поэтому псевдооживленная среда должна рассматриваться с факторами ее порождающими. Увеличение дисперсии флуктуаций скорости газа при уменьшении сопротивления газораспределителя объясняется нами наложением на мелкомасштабные псевдотурбулентные пульсации газа и частиц в основной зоне среды дополнительных пульсаций, которые связаны с неравномерностью частоты вращения ротора газодувки, «проникающей» в среду через газораспределитель и с попаданием пузырей в окрестности рассматриваемой точки, этот эффект усиливается по мере роста начальных размеров и скорости пузырей, зависящих в основном от газораспределителя.

Если в аппарате нет частиц, то при однократном изменении расхода газа через газораспределитель или коэффициента сопротивления последнего пульсации перепада давления должны отсутствовать, т.е. газораспределитель не порождает пульсаций перепада давления. Но пульсации наблюдаются и в пустом аппарате, при отсутствии ресивера достаточного объема, вследствие неравномерности работы газодувки.

При наличии в аппарате фиксированной массы частиц одного размера и формы с изменением коэффициента сопротивления газораспределителя (при постоянном расходе газа), характеристики пульсаций перепада давления на нем и пульсаций параметров в слое, включая пульсации высоты слоя и перепада давления в нем, также изменяются, т.е. газораспределитель и частицы взаимно влияют друг на друга.

Безусловно сохраняется и влияние колебаний расхода и напора газа. Эти колебания связаны с обратным влиянием режима псевдооживления на режим работы газодувки.

Таким образом, пульсации гидродинамических параметров, экспериментально наблюдаемые в псевдооживленной среде и вызывающие колебания процессов теплопереноса, порождаются сложной интерференцией разных колебаний в системе газодувка, трубопроводы с емкостями, газораспределитель и непосредственно псевдооживленная среда, наиболее сложный элемент из-за ее структурной неоднородности.

После установления зависимости флуктуаций скорости газа от сопротивления газораспределителя для оценки влияния флуктуаций на внешний теплообмен неоднородной псевдооживленной среды с погруженными в нее телами исследована теплоотдача от горизонтального электрообогреваемого цилиндра $D_n = 12$ мм к слою частиц алюмосиликата $d = 2,5 \dots 3,0$ мм в тех же условиях, что и при измерении флуктуаций скорости газа.

На рис. 5.22 представлено характерное изменение интенсивности теплоотдачи для двух газораспределителей с различными Π_{ϕ} ($\Pi_{\phi 1} / \Pi_{\phi 2} \approx 1,2$) в зависимости от N . Сопоставление полученных измене-

ний пульсаций скорости газа и τ_j в пристенной зоне с распределением α_d вдоль погруженного в псевдоожиженную среду протяженного вертикального тела приведено на рис. 5.23.

Из рис. 5.22 следует, что меньшему Π_ϕ соответствуют бóльшие α (средние по поверхности тела), т.е. возрастание флуктуаций скорости газа из-за ослабления «детектирующего» влияния газораспределителя на колебания расхода, напора и роста параметров пузырей интенсифицирует внешний теплоперенос в псевдоожиженном слое, увеличивает α/α_0 на 40 % при росте N от 1,5 до 5,0.

Таким образом, увеличение нестационарности движения газа в неоднородной псевдоожиженной среде, характеризующееся ростом параметров флуктуаций ее скорости и, в частности, возрастанием среднеобъемного значения дисперсии ее флуктуации, вызывает интенсификацию теплоотдачи от погруженного в псевдоожиженную среду тела.

Гидродинамика неоднородной псевдоожиженной среды, в частности, пульсации скорости газа и частиц твердой фазы в пристенной зоне тела, отличается от свободной среды. Поэтому проверены соответствия интегральных характеристик среды и теплообмена, взаимосвязи локальных значений исследуемых величин в присутствии тела, включая пульсации скорости частиц твердой фазы, оцененные по времени пребывания или по частоте смены магнитомеченных частиц в пристенной области слоя.

Из рис. 5.23 видно, что минимум (точка a) на кривой времени пребывания частиц соответствует максимуму (точка b) на кривой теплообмена. Увеличение интенсивности внешнего теплообмена существенно связано с увеличением дисперсии флуктуаций скорости газа (точка c), уменьшающей время пребывания частиц около погруженного в среду тела. Около нижней части теплообменника газ вовлекает частицы в упорядоченное движение вверх, газовая прослойка трансформируется в пузырь, поднимающийся вдоль тела и перемещающий частицы, дисперсия флуктуаций скорости газа увеличивается незначительно (отрезок de), подвижность частиц уменьшается, время пребывания их растет (отрезок fg), и резко уменьшается α (точка l).

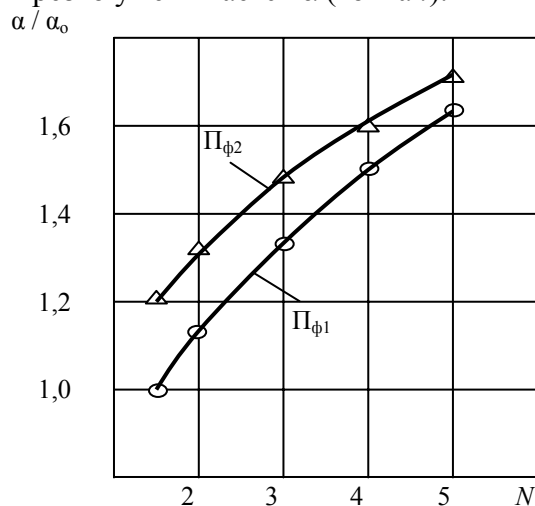


Рис. 5.22 Зависимость α/α_0 от N для различных газораспределителей (α_0 – коэффициент теплоотдачи для газораспределителя с параметром $\Pi_{\phi 1}$ при $N = 1,5$)

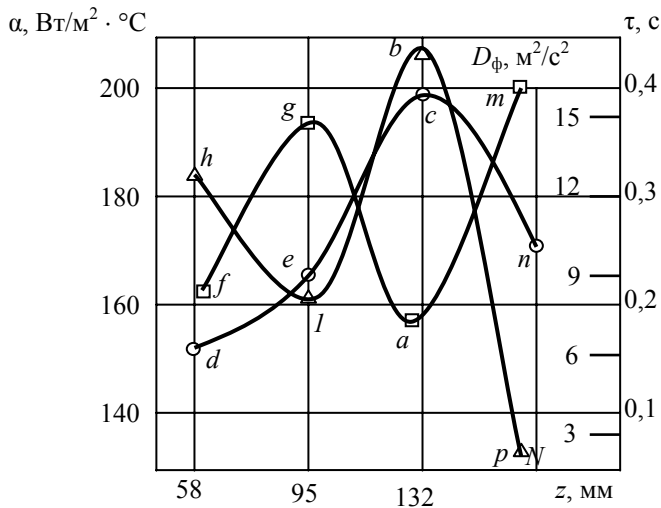


Рис. 5.23 Зависимость $\alpha_{\text{л}}$ от D_{ϕ} и $\tau_{\text{г}}$ по высоте погруженного в псевдооживленную среду вертикального протяженного тела

(частицы алюмосиликатного катализатора $d = 2,74$ мм; $N = 3$; $\Pi = 3$; $h/H_0 = 0,1$)

С ростом пузыря растет скорость его подъема, растет крутизна кривой дисперсии флуктуаций скорости газа (отрезок ec) и уменьшается время пребывания частиц (отрезок ga), пузырь увлекает частицы. Образование пузыря заканчивается на уровне $z \sim 0,5H^*$, он отходит от тела. В нижней части пузыря в этот момент интенсивное движение частиц. В этой области тела максимальная дисперсия флуктуаций скорости газа и минимальное время пребывания частиц, т.е. частицы вовлечены в интенсивное мелкомасштабное псевдотурбулентное пульсационное движение. Наибольший $\alpha_{\text{л}}$ в месте отрыва поднимающегося газового пузыря от тела. При дальнейшем подъеме был резкий спад активности движения частиц – быстро увеличивалось время их пребывания вызванное уменьшением дисперсии флуктуаций скорости газа. Это привело к резкому снижению коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{л}}$. Следовательно, создавая такие гидродинамические условия у поверхности теплообмена, когда максимальное количество частиц и газ вовлечены в интенсивное мелкомасштабное пульсационное движение, которое возмущает пограничный слой, окружающий эту поверхность, можно добиться высоких значений коэффициентов теплоотдачи. Рассмотренный механизм переноса теплоты между протяженным телом и псевдооживленным слоем является основой для разработки комбинированных способов интенсификации внешнего теплообмена в дисперсных системах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены комплексные теоретические и экспериментальные исследования структуры и гидродинамики псевдооживленного слоя при погружении в него тел различной формы и объема. Впервые показано, что процесс псевдооживления начинается с образования газовой полости под наклоненными в сторону газораспределителя участками поверхности тела. Установлено, что газовая полость является генератором газовых макронеоднородностей, которые, поднимаясь, оказывают дренирующее воздействие на структуру слоя около боковых поверхностей тела и формируют пограничную зону, толщина которой возрастает по мере продвижения вдоль его поверхности. Существует прямая корреляция между частотой крупномасштабных колебаний газовой полости и пульсациями слоя в пограничной зоне.

Исследована картина обтекания протяженных и непротяженных тел псевдооживленным слоем. Объяснена физическая природа образования газовой полости и пограничной зоны. Подробно исследован процесс образования газовых пузырей, поднимающихся в пограничной зоне тела. Получены закономерности для определения расширения слоя, скорости движения газа в непрерывной фазе и распределения

времени пребывания частиц в пристенной зоне протяженного тела в зависимости от режимных и геометрических характеристик слоя.

Выявлены закономерности изменения относительной высоты слоя (структурный эффект) и скоростей газа (гидродинамический эффект) при погружении тел в псевдооживленный слой в зависимости от конструктивных параметров аппарата и режимных характеристик слоя. Разработана гидродинамическая модель псевдооживленной среды, в которой впервые получено условие сохранения суммарного потока оживляющего агента (балансовое уравнение распределения потоков газа) в псевдооживленном слое при погружении в него протяженного тела, необходимое для практического использования техники псевдооживления. Впервые установлено, что при погружении в псевдооживленный слой тела происходит перестройка полей скоростей газа так, что максимальное значение скорости имеет место в пристенной зоне тела, а минимальное – в ядре слой. Детальные исследования распределения скоростей газа в пограничной зоне тела показали, что поля порозности слоя и скорости газа взаимосвязаны – имеется прямая корреляция между положениями максимумов и характером этих полей.

Впервые выявлено, что в пристенном слое около перемещающегося в псевдооживленной среде протяженного тела наблюдаются две части: лобовая – с пульсирующей газовой полостью, заполненной частицами, и боковая – с интенсивно движущимся двухфазным потоком. Научно обоснована их роль в процессе переноса теплоты. Показано, что перемещение (включая вращение) протяженного тела в псевдооживленном слое и интенсифицирует теплоперенос, и улучшает равномерность нагрева по поверхности тела, что повышает качество его термообработки. Влияние скорости перемещения тела на интенсивность переноса тепла особенно значительно при небольших числах псевдооживления (меньше двух). На этой основе разработаны и обоснованы новые способы интенсификации теплопереноса при термообработке круглых длинномерных изделий (резиновых рукавов на дорне и стальных труб): за счет вращения вокруг своей оси и одновременном перемещении вокруг оси ванны по замкнутому контуру.

Разработана модель переноса теплоты с учетом структурных и гидродинамических эффектов, реализуемых у тела, погруженного в псевдооживленный слой. В основу модели положено экспериментально определенное влияние пульсаций газа и частоты смены частиц (обусловленных этими эффектами) в пристенной области протяженного тела, погруженного в псевдооживленный слой, на распределение локальных коэффициентов теплоотдачи от этого тела к слою. Разработаны комбинированные способы интенсификации внешнего теплообмена в псевдооживленных средах, которые приводят не только к улучшению условий внешнего теплообмена и выравниванию локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности термообрабатываемых изделий, но и формируют предпосылки для эффективного управления и автоматизации рассматриваемых процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Филиппов, В.И. Разработка основ для создания региональных центров термической обработки / В.И. Филиппов, Н.Ф. Шур // *Металловедение и термическая обработка металлов*. 1989. № 1. С. 2 – 6.
- 2 Кащенко, Г.А. Основы металловедения. М.–Л.: Машгиз, 1959. 395 с.
- 3 Nagornov, S.A. Fluidized bed heat exchange with a submerged heated surface / S.A. Nagornov, G.G. Serebrennikov // *Heat Transfer-Sov. Rec.* 1986. V. 18, No. 2. P. 81 – 84.
- 4 Радованович, М. Сжигание топлива в псевдооживленном слое / М. Радованович. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
- 5 Теплицкий, Ю.С. Кондуктивно-конвективный теплообмен в дисперсных системах со взвешенными частицами / Ю.С. Теплицкий // *Тепломассообмен ММФ-2000* : тр. IV Минского междунар. форума. Т. 6 : Теплообмен в дисперсных системах. Минск : АНК «Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова» НАНБ, 2000. С. 125 – 130.
- 6 Теплицкий, Ю.С. Подобие процессов переноса в неоднородных псевдооживленных слоях / Ю.С. Теплицкий // *Инженерно-физический журнал*. 1994. Т. 66, № 1. С. 38 – 45.
- 7 Процессы тепло- и массопереноса в кипящем слое / А.П. Баскаков, Б.В. Берг, А.В. Рыжков, Н.Ф. Филипповский. М. : Металлургия, 1978. 248 с.
- 8 Обрядчиков, С.М. Исследование процесса с подвижным катализатором / С.М. Обрядчиков, Б.К. Марушкин // *Нефтяное хоз-во*. 1946. Т. 24, № 11. С. 36 – 45.
- 9 Орочко, Д.И. Теоретические основы ведения синтезов жидких топлив / Д.И. Орочко. М. : Гостоп-

техиздат, 1951. 218 с.

10 Morse, R.D. Fluidization of granular solids-fluid mechanics and quality / R.D. Morse // *Ind. Eng. Chem.* 1949. V. 41. P. 1117 – 1124.

11 Toomey, R.D. Gaseous fluidization of small particles / R.D. Toomey, H.F. Johnstone // *Chem. Engng. Progr.* 1952. V. 48, № 5. P. 220 – 226.

12 Баскаков, А.П. Скоростной безокислительный нагрев и термическая обработка в кипящем слое / А.П. Баскаков. М. : Металлургия, 1968. 223 с.

13 Turner, J.C. On bubble flow in liquids and fluidized beds / J.C. Turner // *Chem. Eng. Sci.* 1966. V. 21. P. 971 – 974.

14 Abrahamsen, A.R. Behavior of gas fluidized beds of fine powders. Part II. Voidage of the dense phase in bubbling beds / A.R. Abrahamsen, D. Geldart // *Powder Technol.* 1980. V. 26, № 1. P. 45 – 47.

15 Godard, K.E. Distribution of gas flow in fluidized bed / K.E. Godard, J.F. Richardson // *Chem. Eng. Sci.* 1968. V. 23. P. 660 – 661.

16 Pule, D.L. An experimental investigation of the two-phase theory of fluidization / D.L. Pule, D. Harrison // *Chem. Eng. Sci.* 1967. V. 22. P. 1199 – 1207.

17 Rowe, P.N. Fluidized bed bubbles viewed by X-rays. Part III / P.N. Rowe, D.J. Everett // *Trans. Instn. Chem. Engrs.* 1972. V. 50. P. T55 – T60.

18 Буевич, Ю.А. Механика струйных течений в зернистых слоях. Эволюция единичных струй и механизм образования пузырей / Ю.А. Буевич, Г.А. Минаев // *Инженерно-физический журнал.* 1976. Т. 30, № 5. С. 825 – 833.

19 Nguen, X.T. A note on bubble formation at an orifice in fluidized bed / X.T. Nguen, L.S. Leung // *Chem. Eng. Sci.* 1972. V. 27. P. 1748 – 1750.

20 Нагорнов, С.А. Влияние деформации профиля скорости воздуха в основании псевдооживленного слоя на теплообмен с погруженной в слой поверхностью нагрева / С.А. Нагорнов, Г.Г. Серебренников // *Теплообмен и теплофизические свойства веществ : сб. науч. тр. / Ин-т техн. теплофизики АН УССР. Киев, 1984. С. 95 – 100.*

21 Нагорнов, С.А. К вопросу об интенсификации внешнего теплообмена в неоднородном псевдооживленном слое / С.А. Нагорнов, И.М. Цырульников, Б.В. Панков // *Тепломассообмен-VII : матер. VII Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Т. V: Теплообмен в реологических и дисперсных системах. Ч. 1: Тепломассообмен в дисперсных системах. Минск : ИТМО им. А.В. Лыкова, 1984. С. 87 – 92.*

22 Нагорнов, С.А. О взаимосвязи внешнего теплообмена с пульсационными значениями параметров в неоднородном псевдооживленном слое / С.А. Нагорнов, И.М. Цырульников, Б.В. Панков // *Физико-химическая гидродинамика : сб. науч. тр. / УрГУ им. А.М. Горького. Свердловск: Изд-во УрГУ, 1988. С. 92 – 98.*

23 Buyevich, Yu.A. Statistical hydromechanics of disperse system. Part I: Physical background and general equations / Yu.A. Buyevich // *J.Fluid.Mech.* 1971. V. 49, № 3. P. 489 – 507. Part II: Solution of the kinetic equation for suspended particles // *J. Fluid. Mech.* 1972. V. 52, № 2. P. 345 – 355. Part III: Pseudo-turbulent structure homogeneous suspensions // *J. Fluid. Mech.* 1972. V. 56, № 2. P. 313 – 336.

24 Grace, J.R. The behaviour of freely bubbling fluidized beds / J.R. Grace, D. Harrison // *Chem. Eng. Sci.* 1969. V. 24, № 3. P. 497 – 508.

25 Grace, J.R. On the two-phase theory of fluidization / J.R. Grace, R. Clift // *Chem. Eng. Sci.* 1974. V. 29, № 2. P. 327 – 334.

26 Yacono, C. An analysis of the distribution of flow between phases in a gas fluidized bed / C. Yacono, P.N. Rowe, H. Angelino // *Chem. Eng. Sci.* 1979. V. 34, № 6. P. 789 – 800.

27 Дэвидсон, И. Псевдооживление твердых частиц / И. Дэвидсон, Д. Харрисон. М. : Химия, 1965. 184 с.

28 Murray, J.D. On the mathematics of fluidization. Part I: Fundamental equations and wave propagation / J.D. Murray // *J. Fluid. Mech.* 1965. V. 21. P. 57 – 81.

29 Бородуля, В.А. К вопросу о двухфазной теории псевдооживления / В.А. Бородуля, Ю.С. Теплицкий, Ю.Е. Лившиц // *Инженерно-физический журнал.* 1981. Т. 41, № 2. С. 245 – 250.

30 Буевич, Ю.А. Об установлении неоднородного режима псевдооживления при равномерном рас-

пределении потока оживающей среды / Ю.А. Буевич, А.Н. Дерябин // Инженерно-физический журнал. 1979. Т. 36, № 3. С. 416 – 425.

31 Davidson, J.F. The behaviour of continuously bubbling fluidized bed / J.F. Davidson, D. Harrison // Chem. Eng. Sci. 1966. V. 21. P. 731 – 738.

32 Кунии, Д. Промышленное псевдооживение / Д. Кунии, О. Левеншпиль. М. : Химия, 1976. 448 с.

33 Kunii, D. Bubbling bed model for kinetic processes in fluidized bed / D. Kunii, O. Levenspiel // Industr. and Engng. Chem. Process Design and Developm. 1968. V. 7, № 4. P. 481 – 492.

34 Kunii, D. Fluidized reactor models. 1. For bubbling beds of fine, intermediute and large particles. 2. For the lean phase: freeboard and fast fluidization / D. Kunii, O. Levenspiel // Ind. Eng. Chem. Res. 1990. V. 29, № 7. P. 1226 – 1234.

35 Буевич, Ю.А. Взаимодействие пузырей в псевдооживенном слое и двухфазная теория псевдооживения / Ю.А. Буевич // Проблемы тепло- и массообмена: современное состояние и перспективы : сб. науч. ст. Минск, 1985. С. 122 – 139.

36 Буевич, Ю.А. Влияние начального распределения оживающей среды на крупномасштабные движения в однородном псевдооживенном слое / Ю.А. Буевич, И.М. Цырульников // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41, № 2. С. 251 – 259.

37 Буевич, Ю.А. О движении пузырей в псевдооживенном слое / Ю.А. Буевич // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1975. № 3. С. 43 – 51.

38 Буевич, Ю.А. Реологические свойства однородных мелкодисперсных суспензий. Стационарные течения / Ю.А. Буевич, И.Н. Щелчкова // Инженерно-физический журнал. 1977. Т. 33, № 5. С. 872 – 879.

39 Гупало, Ю.П. Рост пузырей во взвешенном слое при нелинейном межфазном взаимодействии / Ю.П. Гупало, Ю.С. Рязанцев, Ю.А. Сергеев // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1977. № 6. С. 66 – 73.

40 Джексон, Р. Теоретическая механика псевдооживенных систем // Псевдооживение / Р. Джексон ; под ред. И.Ф. Дэвидсона и Д. Харрисона. М. : Химия, 1974. С. 74 – 121.

41 Сергеев, Ю.А. Эволюция сферической неоднородности в бидисперсном псевдооживенном слое / Ю.А. Сергеев // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. № 6. С. 45 – 52.

42 Гельперин, Н.И. Об аналогии между псевдооживенным слоем зернистого материала и капельной жидкостью / Н.И. Гельперин, В.Г. Айнштейн // Химическая промышленность. 1961. № 11. С. 8 – 14.

43 Бородуля, В.А. Исследование движения и массообмена пузырей в псевдооживенном слое / В.А. Бородуля, Ю.А. Буевич, В.И. Дикаленко // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41, № 4. С. 678 – 689.

44 Бэтчелор, Дж. Введение в динамику жидкости / Дж. Бэтчелор. М. : Мир, 1973. 758 с.

45 О формировании области стабилизации параметров фаз в развитом кипящем слое / Ю.П. Гупало, А.А. Ойгенблик, Ю.С. Рязанцев, Ю.А. Сергеев // Инженерно-физический журнал. 1984. Т. 47, № 5. С. 783 – 789.

46 Шахова, Н.А. О механизме движения оживающего агента в псевдооживенном слое / Н.А. Шахова // Тепломассообмен. 1968. Т. 5. С. 214 – 223.

47 Шахова, Н.А. Струйная модель псевдооживения / Н.А. Шахова // Химическое машиностроение : сб. науч. тр. / МИХМ. М., 1976. Вып. 6. С. 5 – 17.

48 О контакте газа и твердых частиц в псевдооживенных слоях малой высоты / А.А. Ойгенблик, Э.А. Гельман, В.Е. Сороко, А.С. Андреев // Гетерогенные каталитические процессы : межвуз. сб. науч. тр. Л., 1980. С. 44 – 50.

49 Теплицкий, Ю.С. Некоторые закономерности движения газовых пузырей в псевдооживенном слое / Ю.С. Теплицкий, А.И. Тамарин // Инженерно-физический журнал. 1978. Т. 34, № 3. С. 409 – 416.

50 Катасонов, И.В. Высота прирешеточной зоны кипящего слоя зернистого материала при использовании колпачковых газораспределителей / И.В. Катасонов, В.И. Морозов, В.Н. Анохин, А.Я. Юлис // Гетерогенные каталитические процессы : межвуз. сб. науч. тр. Л., 1980. С. 51 – 54.

51 Rice, W.J. Surface dynamics of fluidized beds and quality of fluidization / W.J. Rice, R.H. Wilhelm // A.I.Ch.E. Journ. 1958. V. 4, № 4. P. 423 – 429.

52 Гухман, А.А. О движении твердой фазы в псевдооживенном слое / А.А. Гухман, Н.Б. Кондуков,

Н.Н. Прохоренко // Теоретические основы химической технологии. 1973. Т. 7, № 3. С. 401 – 406.

53 Боттерилл, Дж. Теплообмен в псевдооживленном слое: Гидродинамические характеристики псевдооживленного газом слоя и их влияние на его теплообменные свойства / Дж. Боттерилл. М. : Энергия, 1980. 344 с.

54 Вахрушев, И.А. Развитие двухфазной теории неоднородного псевдооживления / И.А. Вахрушев, В.А. Басов // Теоретические основы химической технологии. 1974. Т. 8, № 4. С. 563 – 571.

55 Kramers, H. The viscosity of a bed of fluidized solids / H. Kramers // Chem. Eng. Sci. 1951. V. 1, No. 1. P. 35 – 37.

56 Liu, F.F. Apparent viscosity of gas-solid fluidized systems / F.F. Liu, C.Jr. Orr // J. Chem. Engng. Data. 1960. Vol. 5, No. 4. P. 430 – 432.

57 Гельперин, Н.И. Основы техники псевдооживления / Н.И. Гельперин, В.Г. Айнштейн, В.Б. Кваша. М. : Химия, 1967. 664 с.

58 Shuster, W.W. Point viscosity measurements in a fluidized bed / W.W. Shuster, F.C. Haas // J. Chem. and Engng. Data. 1960. Vol. 5, No. 4. P. 525 – 530.

59 Molerus, O. Vorausberechnung der Blasengrobenverteilung in Wirbel-schichten / O. Molerus, J. Werther // Chem. Techn. 1982. Vol. 34, No. 10. P. 511 – 516.

60 Теплицкий, Ю.С. Подobie процессов переноса в неоднородных псевдооживленных слоях / Ю.С. Теплицкий // Инженерно-физический журнал. 1994. Т. 66, № 1. С. 38 – 45.

61 Дойчев, К.Г. Аэродинамические аспекты процессов переноса в неоднородных флюидизированных системах / К.Г. Дойчев / Препринт – ИТМО им. А.В. Лыкова. Минск, 1976. 22 с.

62 Sitnai, O. Bubble measurement in gas-solid fluidized beds / O. Sitnai, D.C. Dent, A.B. Whitehead // Chem. Engng. Sci. 1981. Vol. 36, No. 9. P. 1583 – 1588.

63 Kato, K. Bubble assemblage model for fluidized bed catalytic reaction / K. Kato, C.Y. Wen // Chem. Eng. Science. 1969. V. 24, No. 8. P. 1351 – 1367.

64 Kobayashi, H. Behaviour of bubbles in a gas-solid fluidized bed / H. Kobayashi, F. Arai, T. Chiba // Kagaku-kogaku (abr.ed). 1966. Vol. 4, No. 1. P. 147 – 150.

65 Гольдштик, М.А. Элементарная теория кипящего слоя / М.А. Гольдштик // Прикладная математика и теоретическая физика. 1972. № 6. С. 106 – 112.

66 Черняев, Ю.И. К вопросу об однородном и неоднородном режимах псевдооживления / Ю. А. Черняев // Инженерно-физический журнал. 1984. Т. 47, № 3. С. 402 – 407.

67 Черняев, Ю.А. О расчете параметров виброкипящего слоя / Ю. А. Черняев, А.С. Парфенов // Инженерно-физический журнал. 1987. Т. 52, № 2. С. 260 – 264.

68 Кувшинов, Г.Г. Скорость подъема газовых пузырей в развитом псевдооживленном слое / Г.Г. Кувшинов, Ю.И. Могильных // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 4. С. 88 – 95.

69 Fan, L.T. Measurements of the rise velocities of bubbles, slugs and pressure waves in a gas-solid fluidized bed using pressure fluctuation signals / L.T. Fan, H. Tho-Ching, W.P. Walawerder // AIChE j. 1983. Vol. 29, No. 1. P. 41 – 48.

70 Werner, A.W. Impoved bubble velocity equation for bubbling fluidized beds / A.W. Werner, D.E. Chough // AIChE j. 1983. Vol. 29, No. 3. P. 68 – 74.

71 Kmiec, An. Equilibrium of Forces in a Fluidized Bed – Experimental Verification / An. Kmiec // The Chem. Eng. J. 1983. V. 23, No. 2. P. 133 – 136.

72 Тупоногов, В.Г. Равномерность псевдооживления и пульсации давления в аппарате с колпачковыми решетками : автореф. дис. ... канд. техн. наук / В.Г. Тупоногов. Свердловск, 1983. 21 с.

73 Исследование взаимосвязи локальной скорости и локальной порозности неоднородного псевдооживленного слоя / Н.Б. Кондуков, Г.Г. Нестеренко, Е.И. Мартюшин, Б.Г. Балдин // Химическая промышленность. 1969. № 12. С. 44 – 47.

74 Ergun, S. Fluid flow through packed columns / S. Ergun // Chem. Engng. Progr. 1952. Vol. 48, No. 2. P. 89 – 94.

75 Бувевич, Ю.А. Мелкомасштабное перемешивание в слое мелких частиц, оживленных газом / Ю.А. Бувевич, В.Н. Варыгин, Е.Н. Прозоров // Инженерно-физический журнал. 1980. Т. 38, № 5. С. 836 – 846.

76 Горошко, В.Д. Приближенные закономерности гидравлики взвешенного слоя и стесненного падения / В.Д. Горошко, Р.Б. Розенбаум, О.М. Тодес // Изв. вузов. Нефть и газ. 1958. № 1. С. 125 – 131.

- 77 Баскаков, А.П. Гидродинамика пульсационных движений кипящего слоя и проблема выбора высоты отстойной зоны / А.П. Баскаков // Препринт: материалы междунар. школы по процессам переноса в неподвиж. и псевдоожиж. зернистых слоях. Минск : ИТМО АН БССР, 1976. 38 с.
- 78 Баскаков, А.П. Механизм пульсаций давления в неоднородном кипящем слое / А.П. Баскаков, В.Г. Тупогонов, Н.Ф. Филипповский // Инженерно-физический журнал. 1983. Т. 45, № 3. С. 423 – 426.
- 79 Айнштейн, В.Г. О расчете порозности неоднородного псевдоожигенного слоя / В.Г. Айнштейн // Теоретические основы химической технологии. 1980. Т. 14, № 2. С. 314.
- 80 Аэров, М.Э. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем / М.Э. Аэров, О.М. Тодес. Л. : Химия, 1968. 512 с.
- 81 Кац, В.Е. Исследование расширения и структуры неоднородного псевдоожигенного слоя : автореф. дис. ... канд. техн. наук / В.Е. Кац. М., 1971. 21 с.
- 82 Тамарин, А.И. Исследование расширения неоднородного псевдоожигенного слоя / А.И. Тамарин, Ю.С. Теплицкий // Инженерно-физический журнал. 1977. Т. 32, № 3. С. 469 – 473.
- 83 Варыгин, Н.Н. Исследование локальной порозности монодисперсного псевдоожигенного слоя / Н.Н. Варыгин, Е.Я. Ольшанов // Теоретические основы химической технологии. 1976. Т. 7, № 1. С. 70 – 79.
- 84 Розенбаум, Р.Б. Движение тел в псевдоожигенном слое / Р.Б. Розенбаум, О.М. Тодес. Л. : Изд-во Ленингр. ун-та, 1980. 164 с.
- 85 Роу, П.Н. Исследования в области псевдоожигенного, проводимые в лондонском университетском колледже // МЖГ. 1971. № 6. С. 50 – 60.
- 86 Кульбачный, В.Г. Исследования движения одиноких газовых пузырей в псевдоожигенном слое // Химическая промышленность. 1971. № 12. С. 920 – 922.
- 87 Бартов, А.Т. О структуре неоднородного псевдоожигенного слоя. Рост, движение и количество пузырей в слое / А.Т. Бартов, И.П. Мухленов, М.Ф. Михалев // ТОХТ. 1970. Т. 4, № 2. С. 245 – 252.
- 88 Баскаков, А.П. Новый метод исследования гидродинамической обстановки вблизи тел, погруженных в псевдоожигенный слой электропроводных частиц / А.П. Баскаков, Г.Я. Захарченко, А.М. Дубинин // Докл. АН СССР. 1975. Т. 225, № 1. С. 78 – 80.
- 89 Глинских, В.А. Экспериментальные исследования крупномасштабных пульсаций псевдоожигенного слоя / В.А. Глинских, И.О. Протодянов, Ю.Г. Чесноков // Журнал прикладной химии. 1980. Т. 53, № 11. С. 2466 – 2471.
- 90 Тензометрия в машиностроении / Под ред. Р.А. Макарова. М. : Машиностроение, 1975. 315 с.
- 91 Федяков, Е.М. Измерение переменных давлений / Е.М. Федяков, В.К. Колтанов, Е.Е. Богдатыев. М. : Изд-во стандартов, 1982. 216 с.
- 92 Повх, И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Л. : Машиностроение, 1974. 480 с.
- 93 Morales, M. Velocities and effective thermal conductivities in packed beds / M. Morales, C.W. Spinn, J.M. Smith // Industrial and Engineering Chemistry. 1951. V. 43, № 1. P. 225 – 232.
- 94 Королев, В.Н. Гидродинамика псевдоожигенного слоя в межтрубном пространстве шахматного и коридорного пучков труб / В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Инженерно-физический журнал. Т. 38, № 5. 1980. С. 829 – 835.
- 95 Сыромятников, Н.И. Процессы в кипящем слое / Н.И. Сыромятников, В.Ф. Волков. Свердловск : Металлургия, 1959. 247 с.
- 96 Бувевич, Ю.А. Струйное псевдоожигенное / Ю.А. Бувевич, Г.А. Минаев. М. : Химия, 1984. 132 с.
- 97 Чечеткин, А.В. Высокотемпературные теплоносители. М. : Энергия, 1971. 476 с.
- 98 Иванютенко, В.Н. Расширение и порозность неоднородного псевдоожигенного слоя / В.Н. Иванютенко, Н.В. Антонишин, В.С. Никитин // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41, № 3. С. 470 – 475.
- 99 Калягин, А.Д. Исследование распределения концентрации частиц в псевдоожигенном слое методом внешней фильтрации / А.Д. Калягин // Химия и химическая технология. 1968. № 44. С. 141 – 145.
- 100 Донат, Е.В. Распределение концентрации частиц по высоте аппарата с кипящим слоем / Е.В. Донат // Журнал прикладной химии. 1962. Т. 35, № 7. С. 1516 – 1526.

- 101 Сыромятников, Н.И. Статистическая теория образования взвешенного слоя / Н.И. Сыромятников // ДАН СССР. 1953. Т. 93, № 3, С. 421 – 424.
- 102 Кислых, В.И. Распределение вероятности флуктуации числа частиц твердой фазы по высоте псевдооживленного слоя / В.И. Кислых, Ю.С. Чирков // Химическая промышленность. 1966. № 6. С. 14 – 20.
- 103 Schilman, G. Einige untersuchungen uber die schwankungen der Feststoffkonzentration und uber rheologische eigenschaften von Gaswirbelschichten / G. Schilman, K. Schugerl, F. Fetting // Chem.-Ing. Techn. 1961. V. 33, № 11. S. 725 – 738.
- 104 Bartolomew, R.H. Measuring solids concentration in fluidized beds / R.H. Bartolomew, R.M. Gasagrande // Ind. Eng. Chem. 1961. V. 53, № 7. P. 567 – 569.
- 105 Bailie, R.C. Uniforming and stability of fluidized beds / R.C. Bailie, Liang-Tsend-Fan, J.J. Sterwart // Ing. Chem. 1961. V. 53, № 7. P. 567 – 569.
- 106 Ахроменков, А.А. Исследование структуры кипящего слоя радиоактивным методом / А.А. Ахроменков, А.С. Круглов // Химия и технология топлив и масел. 1964. № 4. С. 61 – 64.
- 107 Махревка, В.И. Исследование структуры прирешеточной и основной зон псевдооживленного слоя / В.И. Махревка, В.А. Басов, Т.Х. Мелик-Ахназаров, Д.И. Орочко // ТОХТ. 1976. Т. 10, № 4. С. 630 – 633.
- 108 Dotson, J.M. New method measures the solid-gas ratio in high-solid / J.M. Dotson, J.H. Holden, C.B. Scibert at al. // Chem. Eng. 1949. V. 56, № 10. P. 129 – 130.
- 109 Shuster, W. The measurement of fluidization quality / W. Shuster, P. Kisliak // Chem. Eng. Progr. 1952. V. 48, № 9. P. 455 – 458.
- 110 Bakker, P.J. Porosity distributions in a fluidized bed / P.J. Bakker, P.M. Heertjes // Chem. Eng. Sci. 1960. V. 12, № 4. P. 260 – 271.
- 111 Глупало, Ю.П. Измерение пульсаций плотности в кипящем слое / Ю.П. Глупало, И.И. Петренко, Р.Б. Розенбаум, О.М. Годес // Изв. АН СССР: Metallургия и топливо. 1961. № 4. С. 123 – 127.
- 112 Баскаков, А.П. Исследование пульсаций плотности в псевдооживленном слое / А.П. Баскаков, Б.В. Берг, О.К. Витт и др. // Химическая промышленность. 1967. № 6. С. 17 – 19.
- 113 Грек, Ф.З. Определение порозности псевдооживленных систем акустическим методом / Ф.З. Грек, В.Н. Кисельников // Применение кипящего слоя в народном хозяйстве СССР. М., 1965. С. 46 – 53.
- 114 Таганов, И.Н. Метод исследования параметров движения частиц в псевдооживленном слое при помощи киносъемки в рентгеновских лучах / И.Н. Таганов, Л.Г. Малхасян, П.Г. Романков // ТОХТ. 1967. Т. 1, № 2. С. 259 – 263.
- 115 Таганов, И.Н. Экспериментальное исследование геометрии и устойчивости циркуляционных течений твердой фазы в псевдооживленном слое / И.Н. Таганов, Л.Г. Малхасян, П.Г. Романков // ТОХТ. 1967. Т. 1, № 3. С. 397 – 401.
- 116 Таганов, И.Н. Исследование статистических характеристик случайного процесса движения частицы в псевдооживленном слое / И.Н. Таганов, Л.Г. Малхасян, П.Г. Романков // ТОХТ. 1967. Т. 1, № 4. С. 509 – 514.
- 117 Прохоренко, Н.Н. Экспериментальное определение поля порозности в псевдооживленном слое радиоизотопным методом / Н.Н. Прохоренко, С.А. Тихомиров // Инженерно-физический журнал. 1984. Т. 47, № 5. С. 796 – 799.
- 118 Аэров, М.Э. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем / М.Э. Аэров, О.М. Годес. Л.: Химия, 1986. 512 с.
- 119 Королев, В.Н. Структура неподвижного и псевдооживленного слоя зернистого материала вблизи погруженной в него поверхности (стенки) / В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников, Е.М. Толмачев // Инженерно-физический журнал. 1971. Т. 21, № 6. С. 973 – 978.
- 120 Татотченко, Л.К. Радиоактивные изотопы в приборостроении. М.: Атомиздат, 1960. 366 с.
- 121 Королев, В.Н. Структура псевдооживленного слоя вблизи погруженной в него поверхности / В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Журнал прикладной химии. 1973. Т. 46, № 9. С. 1956 – 1960.

- 122 Сыромятников, Н.И. Распределение порозности по высоте псевдоожигенного слоя около погруженной в него пластины / Н.И. Сыромятников, В.Н. Королев // ТОХТ. 1974. Т. 8, № 6. С. 930 – 933.
- 123 Сыромятников, Н.И. Проблемы использование псевдоожигенных сред в теплоэнергетике / Н.И. Сыромятников, В.Н. Королев, Б.Г. Сапожников // Изв. вузов. Энергетика. 1979. № 2. С. 41 – 50.
- 124 Протодьяконов, И.О. Математическая модель пульсаций порозности псевдоожигенного слоя / И.О. Протодьяконов, О.В. Муратов, В.И. Сарже // ТОХТ. 1973. Т. 7, № 5. С. 784 – 788.
- 125 Гольдштик, М.А. Процессы переноса в зернистом слое / М.А. Гольдштик // Институт теплофизики. Новосибирск, 1984. 162 с.
- 126 Варьгин, Н.И. Исследование локальной порозности монодисперсного псевдоожигенного слоя / Н.И. Варьгин, Е.Я. Ольшанов // ТОХТ. 1971. Т. 7, № 1. С. 70 – 79.
- 127 Белоусов, В.С. Термодинамическое исследование процессов переноса тепла и импульса в однофазных и дисперсных системах : дис. ... канд. техн. наук. Свердловск, 1979. 170 с.
- 128 Королев, В.Н. Экспериментальное исследование организованных псевдоожигенных систем магнитометрическим методом / В.Н. Королев, С.А. Нагорнов, И.М. Цырульников // Физико-химическая гидродинамика. Свердловск, 1986. С. 60 – 65.
- 129 Куликов, В.М. Исследование механизма внешнего теплообмена в неоднородном псевдоожигенном слое / В.М. Куликов, В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Инженерно-физический журнал. 1975. Т. 29, № 2. С. 220 – 224.
- 130 Куликов, В.М. Исследование флуктуаций порозности и интенсивности внешнего теплообмена в псевдоожигенном слое / В.М. Куликов, В.С. Носов, В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Инженерно-физический журнал. 1976. Т. 30, № 6. С. 986 – 995.
- 131 Куликов, В.М. Закономерности смены фаз в пристенной области неоднородного кипящего слоя / В.М. Куликов, Н.И. Сыромятников // Тепло- и массоперенос и неравновесная термодинамика дисперсных систем. 1974. № 227. С. 91 – 95.
- 132 Пугачев, В.С. Введение в теорию вероятностей / В.С. Пугачев. М. : Наука, 1968. 327 с.
- 133 Сыромятников, Н.И. Исследование физических условий внешнего теплообмена в псевдоожигенных средах / Н.И. Сыромятников, В.Н. Королев, В.М. Куликов // ДАН СССР. 1974. Т. 219, № 4. С. 853 – 855.
- 134 Koppel, L.B. Statistical models for surface renewal in heat and mass transfer / L.B. Koppel, R.D. Patel, J.I. Holmes // AIChE Journal. 1966. V. 12, № 5. P. 941 – 955.
- 135 Mickley, H.S. Mechanism of heat transfer to fluidized beds / H.S. Mickley, D.F. Fairbanks // AIChE Journal. 1955. V. 1, № 3. P. 374 – 386.
- 136 Бартов, А.Т. О движении газовых пузырей в неоднородном псевдоожигенном слое / А.Т. Бартов, И.П. Мухленов, Н.Ф. Михалев и др. // ТОХТ. 1969. Т. 3, № 2. С. 314 – 320.
- 137 Королев, В.Н. Элементы нестационарности при термоциклической обработке размещенного в псевдоожигенном слое тела / В.Н. Королев, В.М. Куликов, В.С. Носов, Б.Г. Сапожников // Физико-химическая гидродинамика. Свердловск, 1988. С. 45 – 55.
- 138 Роу, П.Н. Экспериментальные исследования свойств газовых пузырей / П.Н. Роу // Псевдоожигение. 1974. С. 122 – 167.
- 139 Глинский, В.А. Экспериментальное исследование скорости подъема и скорости увеличения размеров пузыря в псевдоожигенном слое с помощью метода рентгеносъемки / В.А. Глинский, И.О. Протодьяконов, Ю.Г. Чесноков // Журнал прикладной химии. 1981. Т. 54, № 3. С. 183 – 184.
- 140 Тамарин, А.И. О закономерности движения газовых пузырей в псевдоожигенном слое / А.И. Тамарин, Ю.С. Теплицкий, Ю.Е. Лифшиц // Инженерно-физический журнал. 1976. Т. 31, № 2. С. 323 – 327.
- 141 Gairns, E.J. Velocity profiles in packed and fluidized beds / E.J. Gairns, J.M. Prausnitz // Industrial Eng. Chem. 1959. V. 51, № 12. P. 1441 – 1444.
- 142 Таганов, И.Н. Статистические характеристики пульсационных составляющих скоростей движения фаз в псевдоожигенном слое / И.Н. Таганов, П.Г. Романков // ТОХТ. 1969. Т. 3, № 2. С. 253 – 258.

- 143 Таганов, И.Н. Об уравнениях движения фаз в псевдоожигенном слое / И.Н. Таганов, П.Г. Романков // ТОХТ. 1968. Т. 2, № 5. С. 778 – 785.
- 144 Мартюшин, И.Г. Стохастические исследования скоростей движения газовой фазы в неоднородном псевдоожигенном слое / И.Г. Мартюшин, Б.Г. Баландин, Е.И. Матюшин, И.М. Масленников // ТОХТ. 1968. Т. 2, № 5. С. 786 – 792.
- 145 Кондуков, Н.Б. Анализ поля скоростей газа в псевдоожигенном слое и расчет профиля скорости в факеле / Н.Б. Кондуков, Л.И. Френкель, Н.Я. Романенко // Химическая промышленность. 1967. № 6. С. 9 – 13.
- 146 Кондуков, Н.Б. Измерение средних локальных скоростей ожигающего агента в псевдоожигенном слое пневмометрическими зондами / Н.Б. Кондуков, Л.И. Френкель, Б.В. Панков, Н.Я. Романенко // Химическая промышленность. 1973. № 4. С. 67 – 69.
- 147 Тамарин, А.И. Исследование локальных характеристик движения газа в псевдоожигенном слое крупных частиц / А.И. Тамарин, Ю.Е. Лифшиц // Изв. АН БССР. Сер. Физ.-энерг. наук. Минск, 1976. Деп. в ВИНТИ, 1976.
- 148 Барилл, Г.А. Вопросы теории и практического использования лазерных доплеровских измерителей скорости при исследовании турбулентных потоков / Г.А. Барилл, Ю.Н. Дубнищев, В.П. Коронкевич и др. // ПМФ. 1973. № 1. С. 110 – 120.
- 149 Nosseir, N.S. Tests of fiber-optic velocity transducer / N.S. Nosseir, B. Dagan // Exp. Fluids. 1985. V. 3, № 4. P. 239 – 243.
- 150 Королев, В.Н. Исследование скоростей газа в кипящем слое с погруженной в него пластиной / В.Н. Королев // Тепло- и массоперенос и неравновесная термодинамика дисперсных систем. 1974. № 227. С. 85 – 90.
- 151 Королев, В.Н. О теплообмене поверхности с кипящим слоем / В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1970. № 6. С. 119 – 122.
- 152 Merwe, D.F. Pressure drag measurements for turbulent air flow through a packed bed / D.F. Merwe, W.H. Gauvin // AIChE. 1971. V. 17, № 2. P. 402 – 409.
- 153 Волков, В.И. Исследование структуры течения в пористой среде / В.И. Волков, В.А. Мухин, В.Е. Накоряков // Журнал прикладной химии. 1981. Т. 54, № 4. С. 838 – 842.
- 154 Королев, В.Н. О концентрации твердых частиц и скорости газа у поверхности пластины, погруженной в псевдоожигенный слой / В.Н. Королев, Н.И. Сыромятников // Журнал ВХО им. Д.И. Менделеева. 1970. Т. 15, № 5. С. 585 – 586.
- 155 Сыромятников, Н.И. Вопросы внешнего тепло- и массообмена в кипящем и виброкипящем слоях / Н.И. Сыромятников, Л.К. Васанова, В.Н. Королев и др. // Материалы II Всесоюз. совещания по псевдоожигенному слою. Иваново, 1969. С. 184 – 196.