

УДК 665.7.032.5

## АНАЛИЗ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ ПОГРУЖЕННОЙ В КИПЯЩИЙ СЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА

© 2021 г. О. Ю. Милованов<sup>а, \*</sup>, Р. Л. Исьемин<sup>а</sup>, Д. В. Климов<sup>а</sup>,  
В. С. Кох-Татаренко<sup>а</sup>, О. М. Ларина<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Тамбовский государственный технический университет, Тамбов, Россия

<sup>б</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

\*e-mail: penergy@list.ru

Поступила в редакцию 30.03.2020 г.

После доработки 15.06.2020 г.

Принята к публикации 18.06.2020 г.

Погружение в кипящий слой теплообменника изменяет гидродинамическую структуру слоя, которая, как показывает настоящее исследование, оказывает определяющее влияние на процесс переноса тепла. Вблизи погруженного тела с ростом скорости газа, продуваемого через слой, образуется приповерхностная зона с локальной вертикальной циркуляцией частиц и более высокой порозностью, чем в остальном объеме слоя. В настоящей работе показано, что ухудшение обмена частицами между этой зоной и остальным объемом слоя приводит к снижению интенсивности внешнего теплообмена с ростом скорости газа. Предложена модель, позволяющая рассчитать ширину приповерхностной зоны и время пребывания в ней частиц кипящего слоя.

*Ключевые слова:* кипящий слой, поверхность теплообмена, движение частиц, приповерхностная зона, время пребывания частиц в приповерхностной зоне

DOI: 10.31857/S0040357120060172

### ВВЕДЕНИЕ

Время пребывания частицы вблизи погруженной в кипящий слой поверхности теплообмена необходимо определять для расчёта интенсивности внешнего теплообмена в кипящем слое с использованием всех предложенных моделей теплообмена [1–9].

В табл. 1 представлены методы определения и полученные значения времени нахождения частиц у поверхности теплообмена в предыдущих исследованиях.

Обращает на себя внимание разброс значений времени пребывания частиц у поверхности теплообмена, определенного различными методами (таб. 1). С другой стороны, важность правильного определения этого параметра велика.

Это обусловлено, в частности, тем, что по-прежнему широко используемая “пакетная” модель теплообмена [4, 5] дает нереалистичную взаимосвязь между коэффициентом теплообмена и теплоемкостью твердых частиц [11, 19], а предсказанный “пакетной” моделью коэффициент теплообмена возрастает до бесконечности при уменьшении времени частиц у поверхности теплообмена [6, 11]. Чтобы преодолеть недостатки “пакетной” мо-

дели вводится дополнительное термическое сопротивление между кипящим слоем и поверхностью теплообмена (“газовая пленка”) [20–23], что порождает дополнительные неопределенности “пакетной” модели. С одной стороны, толщины “газовой пленки”, определенные в различных моделях для, по-видимому, схожих условий, сильно отличаются [24]. С другой стороны, было доказано, что существование такой “газовой пленки” противоречит физическим реалиям [1, 25].

Альтернативная “модель частиц” свободна от недостатков “пакетной” модели, так как не связана с моделированием свойств мифических “пакетов” и введением не существующего термического сопротивления в виде “газовой пленки” [10, 24].

Однако, отсутствие подробной информации в открытой литературе о движении отдельных частиц возле стенки, однако, препятствует дальнейшему развитию этой модели.

С другой стороны, экспериментально доказано, что размещение в кипящем слое теплообменных труб изменяет гидродинамическую структуру слоя. Под вертикально погруженным телом образуется прецессирующая газовая полость, которая периодически формирует газовые пузыри, под-

**Таблица 1.** Применяемые методы и результаты определения времени нахождения частиц у поверхности теплообмена

Метод определения	Время нахождения частиц у поверхности теплообмена	Источник информации
Наблюдения за колебаниями температуры в платиновой фольге	0.15–1.0 с	[5]
	0.1–0.5 с	[14]
Экстраполяция от времени пребывания частиц в перемешиваемых слоях	1–1.6 с	[10]
	≈3 с	[11]
Киносъемка меченных частиц	0.02–0.36 с	[12]
	1.5–6.0 с	[13]
Анализ киносъемки движения частиц	0.04–0.08 с	[16]
	0.5–5 с	[1]
Анализ сигналов емкостных датчиков быстрого отклика	0.07–1.13 с	[15]
Обнаружение излучения частиц с помощью инфракрасной камеры	0.35–0.5 с	[18]

нимающиеся как вдоль погруженного тела, так и под некоторым углом к нему. В результате у погруженного тела или поверхности теплообмена образуется некоторая зона слоя, шириной равной нескольким диаметрам частиц, имеющую повышенную порозность и с локальной циркуляцией в ней частиц [26, 27]. Эту область слоя будем далее называть “приповерхностной зоной”; из-за более высокой порозности в эту зону устремляется часть газа, что приводит к снижению скорости газа в остальной части слоя [28]. Очевидно, что интенсивность обмена частицами между “приповерхностной зоной” и остальной частью слоя должен влиять на интенсивность переноса теплообмена между погруженной поверхностью и кипящим слоем.

Целью настоящей работы является исследование процесса формирования “приповерхностной зоны”, обмена частицами между этой зоной с остальным слоем, а также разработка модели для расчета времени пребывания частиц в “приповерхностной зоне”.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

**Проведение эксперимента.** Нами исследовалось движение частиц алюмосиликатного катализатора (диаметр частиц 2.5–3.0 мм, критическая скорость псевдооживления  $v_{mf} = 0.86$  м/с) в аппарате внутренним диаметром  $D = 172$  мм. Слой частиц алюмосиликатного катализатора псевдооживался воздухом при комнатной температуре.

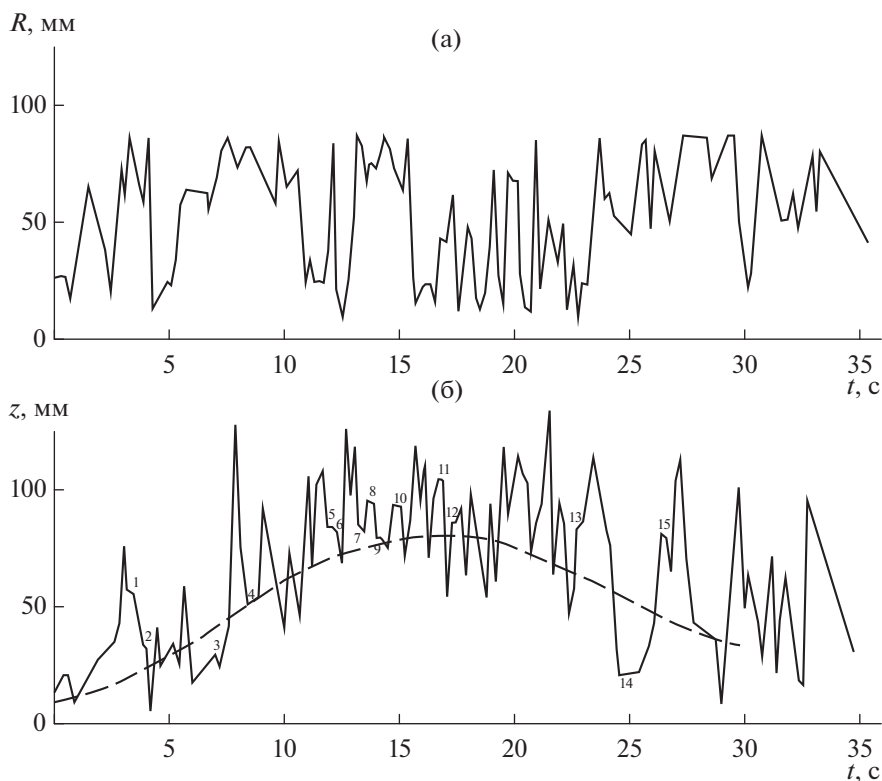
Для выяснения влияния погруженного тела на движение частиц в кипящем слое были проведены сравнительные исследования движения частиц в свободном кипящем слое и в кипящем слое, содержащем погруженное тело, которое имитировало поверхность теплообмена.

В последнем случае в аппарат по продольной оси погружался цилиндр диаметром  $d = 40$  мм, выполненный из нержавеющей стали. Цилиндр имел скругленный нижний торец; расстояние от этого торца до воздухораспределительной решетки составляло 10 мм.

Движение частиц слоя анализировалось по результатам слежения за вводимой в слой магнитомеченной частицы, полученной при спекании ферромагнитного порошка и полипропилена. Эта магнитомеченная частица имела такие размеры и массу, как и остальные частицы слоя. После намагничивания частицы в постоянном магнитном поле магнитный момент составлял 0.39 А/м. Магнитометры, непрерывно измеряющие изменение напряженности магнитного поля, что позволяло в дальнейшем рассчитать координаты частицы, были установлены вне аппарата. Магнитометры снабжались блоками магниточувствительных датчиков, которые представляли собой двухстержневые дифференциальные феррозонды. Каждый измерительный канал имел следующие характеристики: диапазон измерений –  $\pm 500 \times 10^{-4}$  Эрстед; чувствительность –  $0.02$  В/500  $\times 10^{-4}$  Эрстед; нелинейность – 5%; напряжение питания – 10 В. Выходные сигналы магнитометров регистрировались на компьютере, с помощью которого определялись в составляющие вектора перемещения частицы в кипящем слое.

Эксперименты проводились при значениях высоты неподвижного слоя равной  $H_0 = 0.25D$ ,  $H_0 = 0.5D$  и  $H_0 = 1.0D$  и скоростях воздуха равных  $1.5v_{mf}$ ,  $2.5v_{mf}$  и  $3.5v_{mf}$ . Погрешность определения координат меченой частицы составляла  $\pm 10\%$ .

Исследовалось перемещение частицы по вертикали  $Z(t)$  и по радиусу  $R(t)$ , считая от центра от аппарата. Затем траектории движения частицы по вертикали и радиусу разбивались на отдельные



**Рис. 1.** Участки проекций траектории движения частицы в свободном слое на горизонтальную (а) и вертикальную (б) плоскость ( $H_0 = 0.5D$  и  $v = 1.5v_{mf}$ ).

участки через каждые 0.2 с. Это позволяло методом численного дифференцирования определить значения вектора скорости частицы  $v_Z$  и  $v_R$ .

Чтобы определить вероятность нахождения частицы в разных точках слоя весь объем слоя разбивался на ячейки размером  $10 \times 10$  мм и подсчитывалось количество “попаданий” частицы в каждую ячейку. По этим данным строились гистограммы распределения вероятности нахождения частиц в любой точке слоя.

Для того чтобы полученные результаты по слежению за движением одной частицы можно было распространить на движение всех частиц слоя, необходимо, чтобы длительность наблюдения за отдельной частицей была в два раза больше эффективного времени корреляции, численно равного площади под кривой нормированной корреляционной функции случайного процесса  $R(t)$  или  $Z(t)$ . В ходе предварительных опытов выяснилось, что эта площадь максимальна для случайного процесса  $R(t)$  при  $H_0 = 1.0D$  и  $V = 1.5v_{mf}$ .

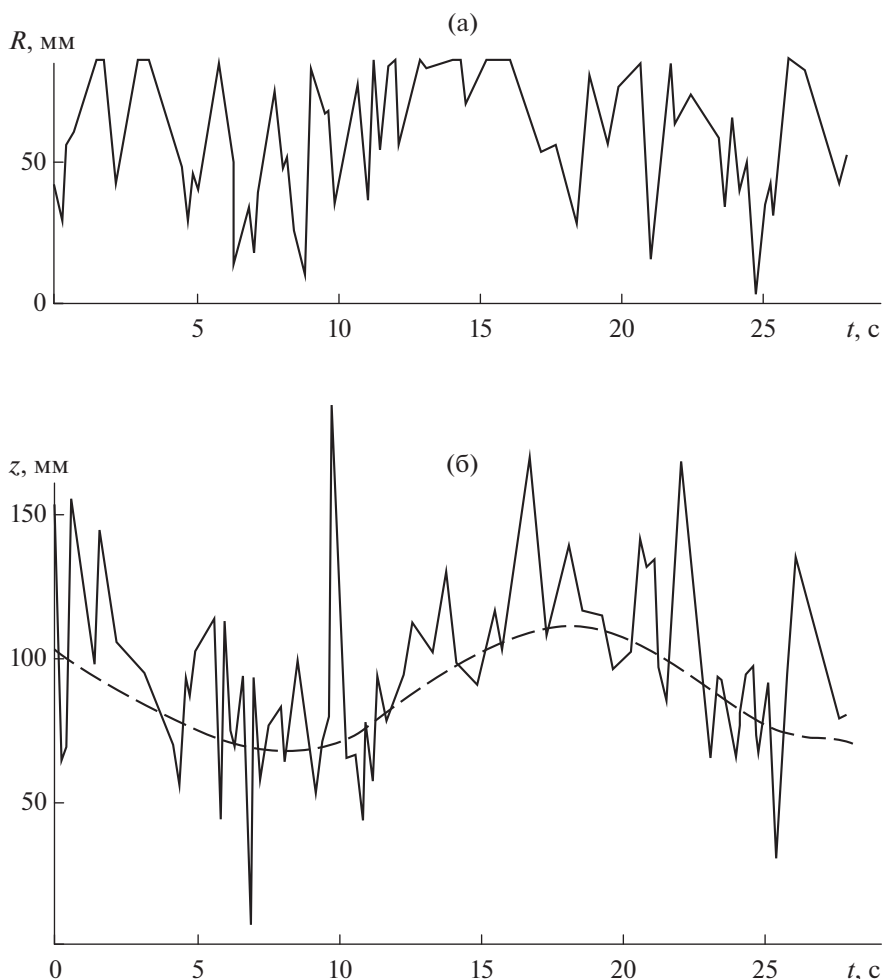
Было установлено, что время наблюдения за магнитомеченной частицей в каждом опыте должна быть не менее 78 с; фактическое время наблюдения было 100 с. При такой длительности наблюдения не имеет значения место ввода меченной частицы в слой и способ ее ввода в слой.

**Анализ полученных данных.** Анализ движения частиц как в свободном кипящем слое показал, что на этот процесс в свободном слое влияет перестройка профиля скорости воздуха на поперечных сечениях слоя по мере удаления от воздухо-распределительной решетки.

Действительно, как это было показано в работе [29], в свободном кипящем слое изначально “плоский” профиль скорости воздуха на небольшой высоте на воздухо-распределительной решетке по мере удаления от последней трансформируется в “выпуклый” профиль скорости с максимумом вблизи центра аппарата. Причем, чем выше скорость воздуха, отнесенная к сечению пустого аппарата, тем быстрее происходит эта трансформация. Это привело авторов работы [29] к утверждению, что в кипящем слое самопроизвольно формируется “очаг кипения” с локальной вертикальной циркуляцией частиц твердой фазы.

Исследование движения частиц в свободном кипящем слое подтвердило это предположение.

На рис. 1–3 представлены участки траектории движения меченной частицы в свободном слое в проекции на горизонтальную плоскость (а) и на вертикальную плоскость (б) при скорости воздуха  $v = 1.5, 2.5$  и  $3.5v_{mf}$  и начальной высоте слоя  $H_0 = 0.5D$ .



**Рис. 2.** Участки проекций траектории движения частицы в свободном слое на горизонтальную (а) и вертикальную (б) плоскость ( $H_0 = 0.5D$  и  $v = 2.5v_{mf}$ ).

Видно, что при скорости воздуха  $v = 1.5v_{mf}$  частица совершает медленное циркуляционное движение по высоте слоя с периодом примерно равным 22 с. На это движение накладываются резкие флуктуации в траектории движения частиц вблизи верхней границы слоя, вызванные, очевидно, с выходом на поверхность слоя и разрушением воздушных пузырей. С ростом скорости воздуха до  $v = 2.5v_{mf}$  период в циркуляции частиц по вертикали сокращается до 15 с, а при скорости  $v = 3.5v_{mf}$  этот период уменьшается до 4.2 с.

При скорости воздуха  $v = 1.5v_{mf}$  нахождение частицы примерно равновероятно в любой точке радиуса аппарата.

При скорости воздуха  $v = 2.5v_{mf}$  повышается вероятность нахождения частиц в кольце с радиусами  $R = 30$  и  $60$  мм.

При скорости воздуха  $v = 3.5v_{mf}$  это кольцо сужается и ограничивается радиусами  $R = 20$  и  $40$  мм.

При этом с ростом скорости воздуха повышается вероятность сообщения частицам радиальной составляющей скорости близкой к нулю.

Такой характер движения частиц подтверждает, что с ростом скорости воздуха в свободном кипящем слое возникает режим очагового кипения с локальной вертикальной циркуляцией частиц в узком кольце.

Снижение начальной высоты слоя до  $H_0 = 0.25D$  приводит к появлению очага кипения вблизи кольца со средним радиусом  $45$  мм уже при скорости воздуха  $v = 1.5v_{mf}$ .

Увеличение начальной высоты слоя до  $H_0 = 1.0D$  приводит к тому, что с ростом скорости воздуха режим очагового кипения вырождается и вероятность нахождения частиц в разных точках радиуса аппарата становится примерно одинаковой.

Размещение в слое вертикального цилиндра перераспределяет потоки воздуха в слое и приво-

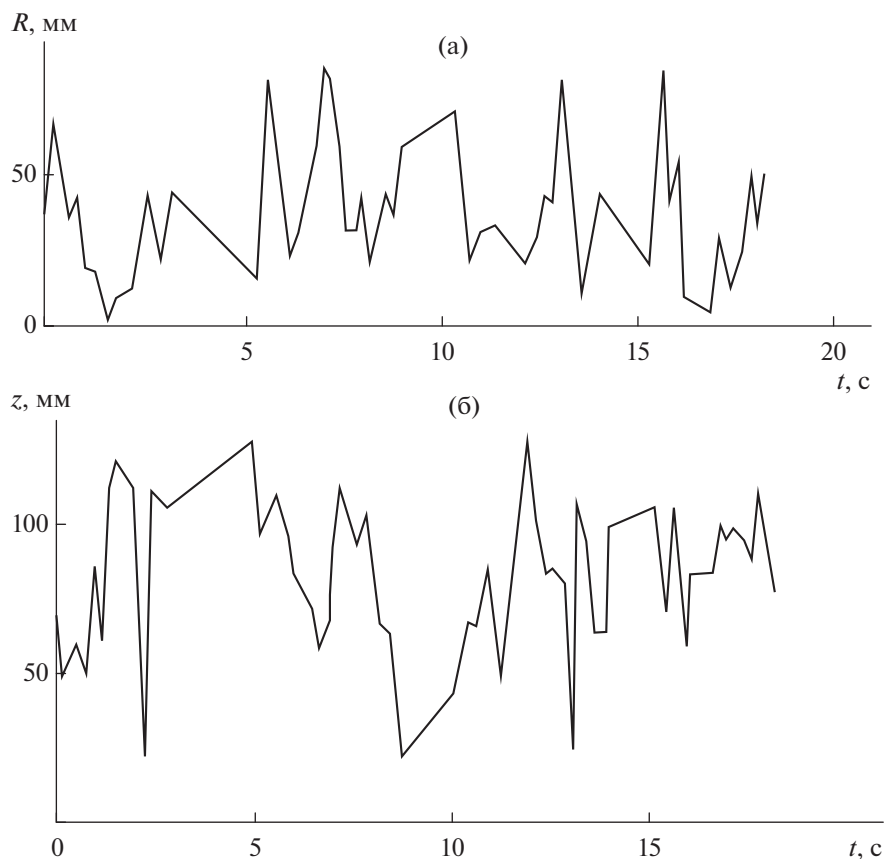


Рис. 3. Участки проекций траектории движения частицы в свободном слое на горизонтальную (а) и вертикальную (б) плоскость ( $H_0 = 0.5D$  и  $v = 3.5v_{mf}$ ).

дит к тому, что очаговое кипение возникает близи погруженного в слой тела.

На рис. 4 представлены участка траектории частицы в слое с вертикальным цилиндром по радиусу и по вертикали при скорости  $v = 1.5v_{mf}$  и начальной высоте слоя  $H_0 = 0.5D$ .

Как следует из рис. 4, при указанной выше скорости воздуха частица свободно перемещается по всему поперечному сечению слоя, но при этом более вероятно ее нахождение вблизи и выше границы неподвижного слоя.

Повышение скорости газа до  $3.5v_{mf}$  при той же начальной высоте слоя повышает вероятность нахождения частиц в “приповерхностной зоне”, ограниченной радиусами 20 и 40 мм; в части поперечного сечения слоя с радиусом  $R > 50$  мм вероятность нахождения частиц снижается (рис. 4). На рис. 4 видны участки траектории, когда движение частицы временно локализуется в “приповерхностной зоне”, где она совершает подъемно-опускное движение, а затем покидает “приповерхностную зону”.

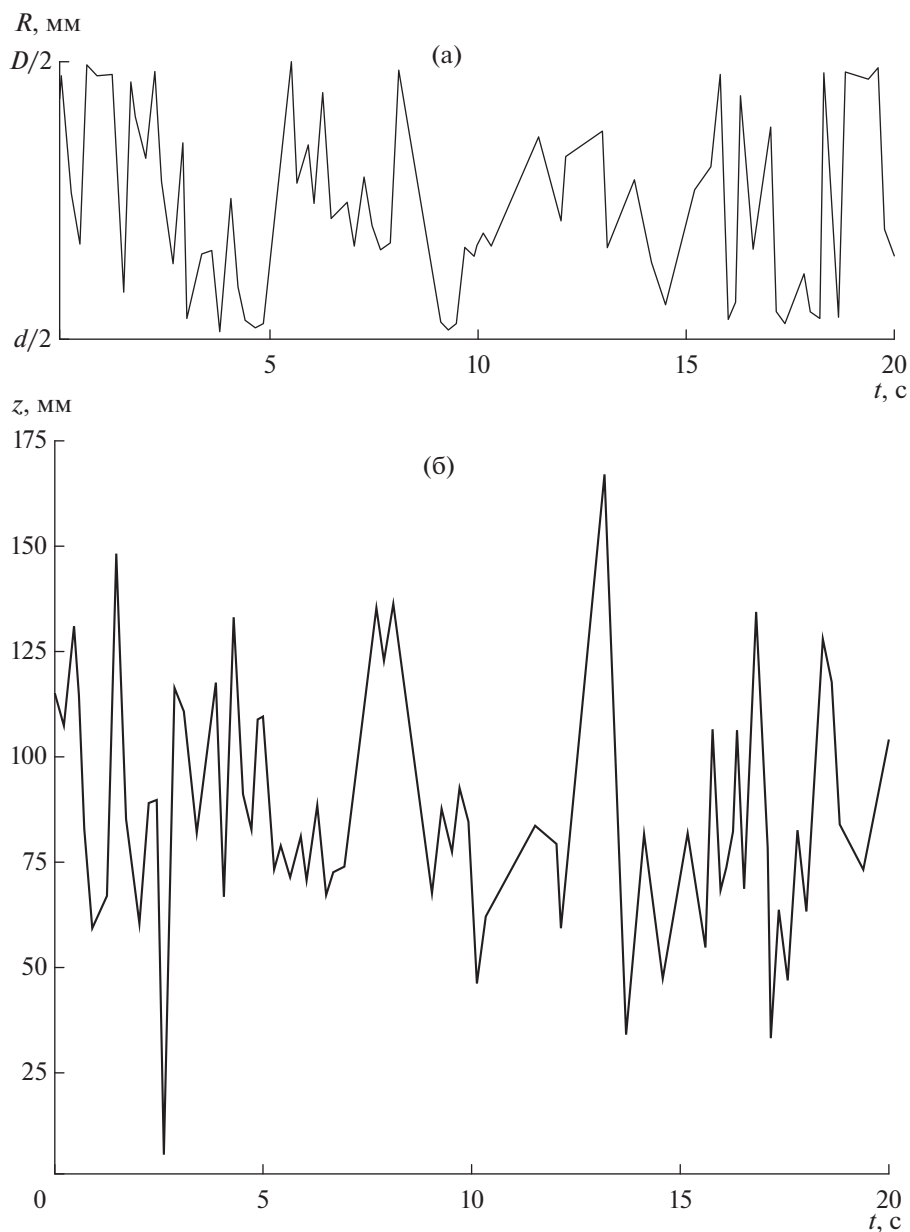
Интересно, что при скорости  $3.5v_{mf}$  более вероятно, что радиальная составляющая скорости

частицы  $v_R \approx 0$  мм/с (рис. 5), тогда как при более низких значениях скорости газа частицы часто имеют скорость  $v_R = \pm 40-80$  мм/с (рис. 5), причем вероятность сообщения частицам отрицательной и положительной скорости примерно одинакова.

Описанные наблюдения позволяют предположить, что при начальной высоте слоя формирование “приповерхностной зоны” происходит при скорости воздуха  $3.5v_{mf}$ . При этом в “приповерхностной зоне” наблюдается очаговое кипение находящихся там частиц, о чем свидетельствует значение  $v_R \approx 0$ .

Уменьшение начальной высоты слоя до  $H_0 = 0.25D$  приводит к тому, что уже при  $v \leq 2.5v_{mf}$  происходит резкое повышение вероятности нахождения частиц вблизи цилиндра в зоне шириной 10–20 мм, т.е. в этой области образуется “приповерхностная зона”.

Увеличение начальной высоты до  $H_0 = 1.0D$  в исследованном диапазоне скоростей воздуха ярко выраженной “приповерхностной зоны” не наблюдается: вероятность нахождения частиц в области



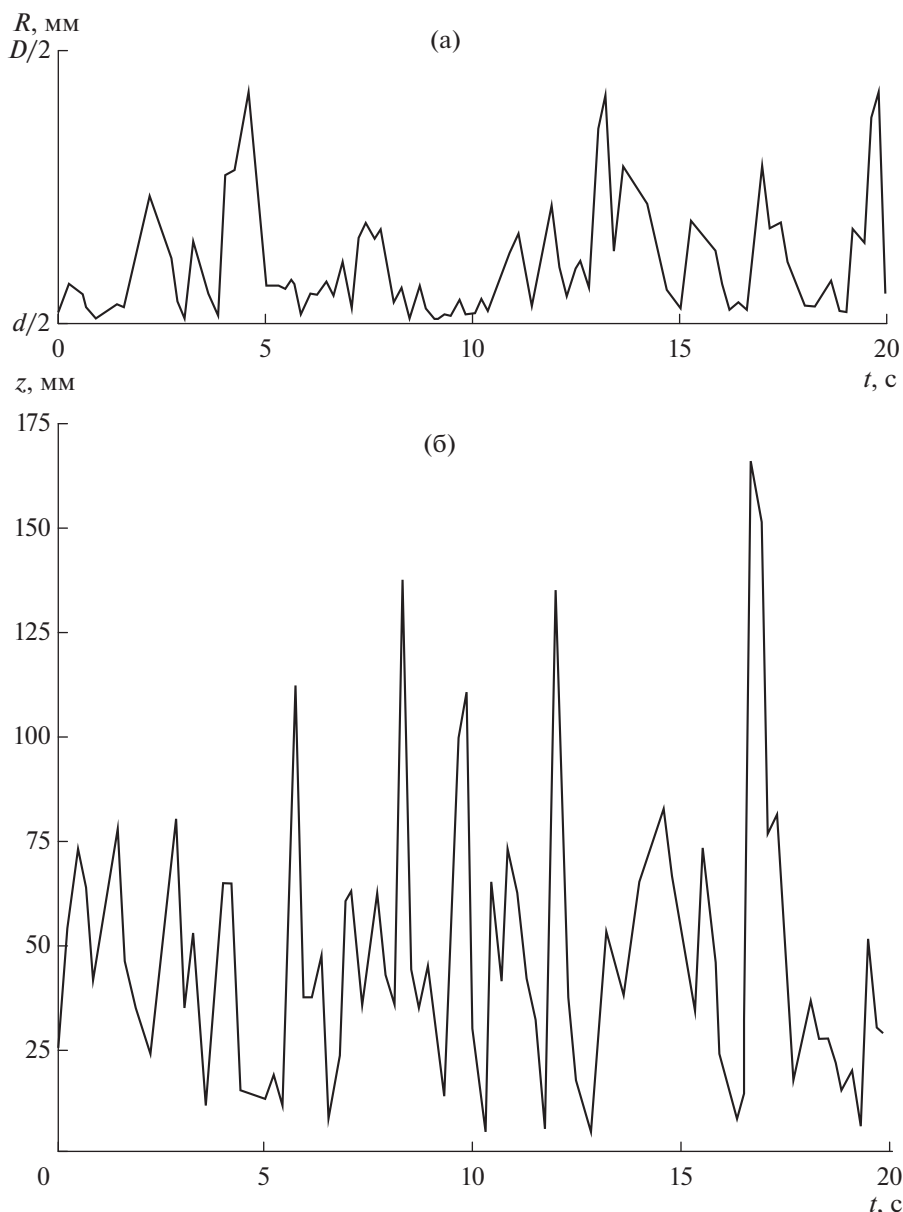
**Рис. 4.** Проекция траекторий частицы в слое с вертикальным цилиндром на горизонтальную (а) и вертикальную (б) плоскости при скорости  $v = 1.5v_{mf}$  и начальной высоте слоя  $H_0 = 0.5D$ .

$R > 50$  мм при  $H_0 = 1.0D$  и  $v = 3.5v_{mf}$  выше, чем при той же скорости газа, но высоте слоя  $H_0 = 0.5D$ .

До формирования “приповерхностной зоны”, время нахождения частиц вблизи погруженного тела (на расстоянии до 20 мм от него) составляет 0.35–0.4 с, а на большем расстоянии от погруженного тела 0.3–0.38 с.

После образования “приповерхностной зоны” время нахождения в ней частиц составляет 0.36–0.5 с (эти значения близки к экспериментальным данным, полученными в работах [12, 14, 18]), а вне “приповерхностной зоны” 0.25–0.4 с.

Таким образом, образование “приповерхностной зоны”, ширина которой составляет 7–8 среднего диаметра частиц слоя, не оказывает значительного влияния на время нахождения частиц в этой зоне и вне ее. Но формирование “приповерхностной” зоны оказывает значительное влияние на циркуляцию частиц в радиальном направлении: до формирования “приповерхностной” зоны имеет место интенсивная циркуляция частиц в радиальном направлении, которая не наблюдается после формирования “приповерхностной зоны”.



**Рис. 5.** Проекция траекторий частицы в слое с вертикальным цилиндром на горизонтальную (а) и вертикальную (б) плоскости при скорости  $v = 3.5v_{mf}$  и начальной высоте слоя  $H_0 = 0.5D$ .

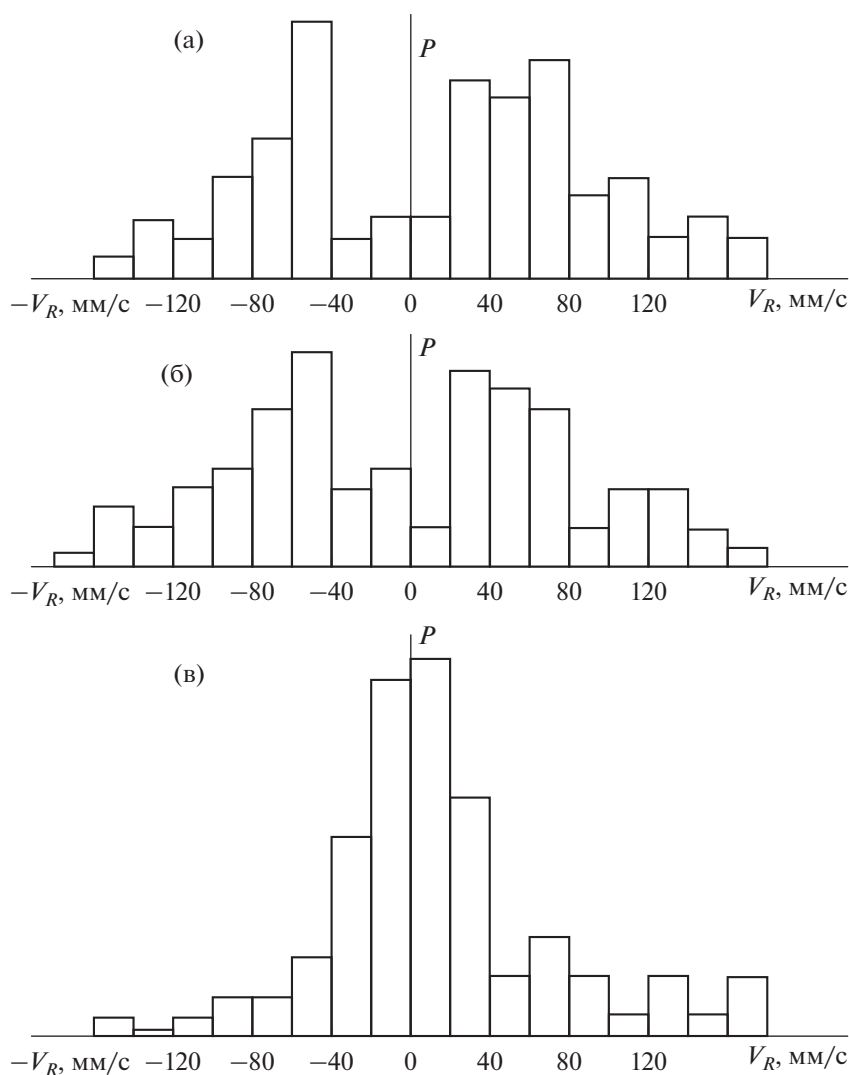
Это должно влиять на интенсивность теплообмена между кипящим слоем и погруженным в него телом.

Данное предположение подтверждается экспериментальными данными. На рис. 7 изображены кривые изменения интенсивности теплообмена между кипящим слоем частиц алюмосиликатного катализатора диаметром 2.5–3.0 мм и вертикальным нагревателем диаметром 40 мм при скорости воздуха равной  $1.5v_{mf}$ ,  $2.5v_{mf}$ ,  $3.5v_{mf}$  и  $4.5v_{mf}$  [30].

Как видно из рис. 7, интенсивность теплообмена нагревателя с кипящим слоем возрастает до

тех пор, пока скорость воздуха не достигнет  $3.5v_{mf}$ , т.е. до образования “приповерхностной зоны”, после чего интенсивность теплообмена снижается. Таким образом, причиной экстремальной зависимости интенсивности теплообмена между кипящим слоем и погруженной в него поверхностью является образование приповерхностной зоны и прекращение интенсивной циркуляции частиц в радиальном направлении.

**Расчет времени пребывания частиц в приповерхностной зоне.** В ходе выше описанных экспериментов было установлено, что в “приповерхностной зоне” наблюдается локальное фонтанирова-



**Рис. 6.** Оценка плотности распределения вероятности значений  $V_R$  в слое с вертикальным цилиндром при  $H_0 = 1.0D$ : (а)  $-v = 1.5v_{mf}$ ; (б)  $-v = 2.5v_{mf}$ ; (в)  $-v = 3.5v_{mf}$ .

ние частиц. Эти циркуляционные течения можно при известных условиях описать с помощью механики циркуляционных потоков в идеальной несжимаемой жидкости.

Предположим, что в приповерхностной зоне порозность слоя постоянна и равна  $\epsilon$ . В этом случае векторные уравнения гидромеханики стационарного псевдооживленного слоя имеют следующий вид [31]:

$$\nabla \mathbf{v}_f = 0, \tag{1}$$

$$\nabla v_s = 0, \tag{2}$$

$$\beta(\epsilon)(\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s) = 0, \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \rho_s(1-\epsilon) \left[ \frac{d\mathbf{v}_s}{d\tau} + \mathbf{v}_s \nabla \mathbf{v}_s \right] = \\ = \nabla(p + p_s) + \rho_s(1-\epsilon) \mathbf{g}i. \end{aligned} \tag{4}$$

Уравнение (4) имеет вид зависимости, описывающей движение идеальной несжимаемой жидкости плотностью  $\rho_s(1-\epsilon)$  и давление  $p + p_s$ . Рассмотрим движение частиц в плоскости  $x-y$ . Введем функцию тока твердой фазы  $\psi_s$ :

$$v_{sx} = \frac{d\psi_s}{dx}, \quad v_{sy} = \frac{d\psi_s}{dy}. \tag{5}$$

Уравнение этой функции для плоской задачи имеет следующий вид [30]:

$$\frac{d^2\psi_s}{dx^2} + \frac{d^2\psi_s}{dy^2} + F'(\psi_s) = 0, \tag{6}$$

где

$$F(\psi_s) = -\frac{v_{sx}^2 + v_{sy}^2}{2} - \frac{p + p_s}{\rho_s(1-\epsilon)} - gx. \tag{7}$$



Для решения уравнения (6) необходимо выбрать граничные условия.

На рис. 8 приведены реальное (геометрическое) и гипотетическое (исходя из кинематики частиц) расположения погруженного тела в псевдооживленном слое.

Последнее представляется с учетом распределения частиц по высоте слоя, т.е. исходя из малой вероятности нахождения частиц в приповерхностной зоне, что позволяет сделать следующий вывод:

$$\psi_s = 0 \quad \text{при} \quad x = 0(h_T). \quad (8)$$

Очевидна справедливость выражения (8) при  $x = H$ .

Пусть

$$\psi_s = 0 \quad \text{при} \quad y = 0 \quad \text{и} \quad y = r_{\text{zone}}. \quad (9)$$

С учетом условий (8) и (9) уравнение (6) имеет решение

$$\psi_s = A_n B_m \sin\left(\frac{n\pi x}{H}\right) \sin\left(\frac{m\pi y}{r_{\text{zone}}}\right). \quad (10)$$

Поскольку, как показали наши исследования, в “приповерхностной зоне” существует только один циркуляционный контур, получим

$$\psi_s = A_1 B_1 \sin\left(\frac{\pi x}{H}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{r_{\text{zone}}}\right). \quad (11)$$

Причем

$$\psi_s = A_1 B_1 \frac{\pi}{r_{\text{zone}}} \sin\left(\frac{\pi x}{H}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{r_{\text{zone}}}\right), \quad (12)$$

$$\psi_s = -A_1 B_1 \frac{\pi}{H} \cos\left(\frac{\pi x}{H}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{r_{\text{zone}}}\right). \quad (13)$$

Пусть  $v_s^*$  – максимальная скорость частицы в восходящем потоке (при  $y = 0$  и  $x = H/2$ ). Тогда

$$A_1 B_1 = r_{\text{zone}} v_s^* / \pi, \quad (14)$$

$$v_{sx} = v_s^* \sin\left(\frac{\pi x}{H}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{r_{\text{zone}}}\right), \quad (15)$$

$$v_{sy} = -\frac{r_{\text{zone}} v_s^*}{H} \cos\left(\frac{\pi x}{H}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{r_{\text{zone}}}\right). \quad (16)$$

Примем в первом приближении, что максимальная скорость частиц в восходящем потоке равна скорости всплывающих в слое газовых пузырей [32, 33]:

$$v_s^* = U_b, \quad (17)$$

где

$$U_b = v_f - v_{mf}. \quad (18)$$

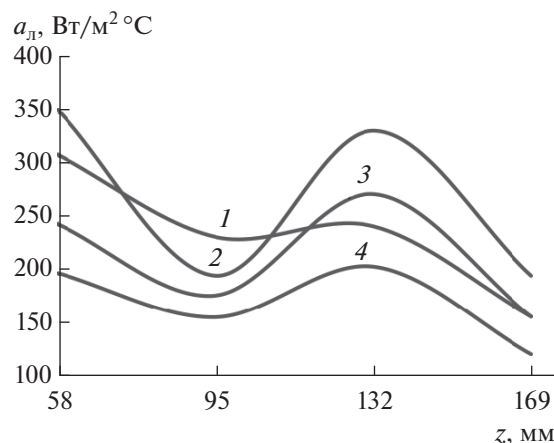


Рис. 7. Зависимость изменения коэффициента теплоотдачи от слоя частиц алюмосиликатного катализатора (средний диаметр 2, 5 мм) к вертикальному цилиндрическому нагревателю диаметром 42 мм от скорости воздуха: 1 –  $v = 1.5$  м/с, 2 –  $v = 2.5$  м/с, 3 –  $v = 3.5$  м/с, 4 –  $v = 4.5$  м/с. Воспроизводится по данным работы [30].

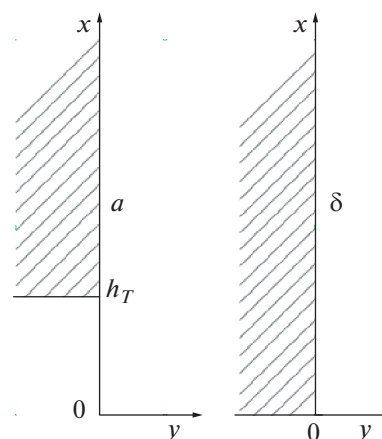


Рис. 8. Реальное (геометрическое) (а) и гипотетическое (б) расположение погруженного тела (заштриховано) в псевдооживленном слое.

Пользуясь полученными зависимостями легко рассчитать составляющие скорости частицы, циркулирующей в приповерхностной зоне. Из полученных зависимостей следует, что подъем частиц наблюдается вблизи погруженного тела, а опускание – на некотором отдалении от него. Скорость движения частиц зависит от скорости газа и увеличивается с ростом последней. Скорость частиц зависит также от геометрических характеристик слоя: высоты и радиуса “приповерхностной зоны”, который определяется высотой и диаметром слоя. Эта зависимость наиболее наглядно проявляется для радиальной составляющей скорости частицы  $v_{sy}$ , что, видимо, указывает на возмож-

**Таблица 2.** Сопоставление расчетных и измеренных значений времени пребывания частиц у погруженной в псевдооживленный слой поверхности

$v_f = v_{mf}, \text{ м/с}$	$\bar{\tau}_{\text{calc}}, \text{ с}$	$\bar{\tau}_{\text{meas}}, \text{ с}$
0.0285	2.61	0.399
0.114	0.67	0.287
0.171	0.395	0.447
0.228	0.33	0.37
0.285	0.23	0.27

ность снижения интенсивности движения частиц в радиальном направлении при  $r_{\text{zone}} \ll H$ . Как следует из выражений (15) и (16), для реальных слоев, используемых в промышленных аппаратах ( $r_{\text{zone}} < H$ ),  $v_{\text{sy}}$  всегда меньше  $v_{\text{sx}}$ . С повышением скорости газа высота слоя  $H$  увеличивается и  $v_{\text{sy}}$  уменьшается по сравнению с  $v_{\text{sx}}$ . Это должно приводить к резкому расширению слоя в приповерхностной зоне (см. рис. 3) и повышению здесь порозности, что обуславливает снижение интенсивности внешнего теплообмена.

Для расчета среднего времени пребывания частицы у теплообменной поверхности необходимо знать наивероятнейший путь частицы около погруженного в слой тела. Предположим, что распределение значений пути, пройденных частицами вдоль поверхности теплообмена, подчиняется закону Гаусса и примем центр распределения в точке  $S_{\text{cp}} = H_0$ . При этом распределение заключено в пределах  $S > 0$  и  $S < H$ . Тогда наивероятнейший путь частицы вдоль поверхности

$$S = \frac{1}{F_H - F_0} \times \left\{ \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} [e^{-N_1} - e^{-N_2}] + \frac{S_{\text{cp}}}{2} [\text{erf}N_1 + \text{erf}N_2] \right\}, \quad (19)$$

где

$$N_1 = S_{\text{cp}}/\sqrt{2\sigma}, \quad N_2 = \frac{H - S_{\text{av}}}{\sqrt{2\sigma}}, \quad (20)$$

$$F_H = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left( \frac{H - S_{\text{av}}}{\sigma\sqrt{2}} \right), \quad (21)$$

$$F_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left( -\frac{S_{\text{av}}}{\sigma\sqrt{2}} \right), \quad (22)$$

$\sigma$  – стандартное отклонение.

Вывод зависимостей (19)–(22) сделан известными [34] методами.

Поскольку ширина “приповерхностной” зоны составляет только 7–8 диаметров частиц слоя, то можно при расчете времени нахождения частицы в этой зоне принять, что здесь частица движется вертикально.

Тогда среднее время нахождения частицы в приповерхностной зоне определится как частное от деления величины наивероятнейшего пути частицы вдоль вертикальной поверхности, определенного по зависимостям (19)–(22) на значение вертикальной составляющей скорости частицы, определяемой по выражению (15)

В табл. 2 представлены рассчитанные по полученным зависимостям и измеренные [35] значения времени пребывания частиц у теплообменной поверхности для системы воздух–стекло ( $d_e = 230$  мкм). Для таких частиц ширина приповерхностной зоны должна составлять 1.8 мм.

Как видно из табл. 2, с ростом скорости воздуха, т.е. по мере формирования “приповерхностной зоны”, значения расчётных и измеренных значений времени пребывания частиц у поверхности теплообмена сближаются и предложенный метод расчета позволяет оценить это время – важный параметр для расчета интенсивности внешнего теплообмена в псевдооживленном слое.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высказанная гипотеза о существовании особой зоны у погруженной в псевдооживленный слой поверхности теплообмена и о влиянии обмена частицами между этой зоной и остальным объемом слоя на интенсивность процессов внешнего теплообмена в псевдооживленном слое нашла свое экспериментальное подтверждение.

Выявленные особенности движения частиц в указанной приповерхностной зоне позволили разработать метод расчета времени пребывания частицы у поверхности теплообмена – важный параметр для оценки интенсивности внешнего теплообмена по любой из существующих моделей теплообмена между псевдооживленным слоем и погруженной в него поверхностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-58-04004).

### ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A, B$  постоянные
- $C$  теплоемкость, Дж/(кг град)
- $c$  константа
- $D, d$  диаметр, м
- $\text{erf}$  функция ошибки
- $F$  аэродинамическая сила, Н
- $g$  ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>
- $H$  высота неподвижного слоя, м
- $h$  расстояние, м
- $i$  единичный вектор

<i>K</i>	коэффициент теплообмена, Вт/(м <sup>2</sup> град)
<i>m</i>	масса, кг
<i>p</i>	давление, Па
<i>R</i>	перемещение частицы по радиусу, м
<i>S</i>	наивероятнейшее перемещение, м
<i>T</i>	температура, К
<i>U, v</i>	скорость, м/с;
<i>Z</i>	перемещение частицы по вертикали, м
$\alpha$	коэффициент теплоотдачи, Вт/(м <sup>2</sup> град)
$\beta$	некоторая функция
$\dot{\gamma}$	сила сдвига, Н/м <sup>2</sup>
$\gamma$	угол естественного откоса слоя, рад
$\varepsilon$	порозность слоя
$\lambda$	эффективная теплопроводность, Дж/(м <sup>2</sup> град)
$\pi$	математическая постоянная
$\rho$	плотность, кг/м <sup>3</sup>
$\sigma$	стандартное отклонение
$\tau$	время, с
$\psi$	функция тока

## ИНДЕКСЫ

0	начальное значение
a	аппарат
av	среднее значение
b	пузыри газа
calc	расчетное значение
core	ядро
e	эквивалент
meas	измеренное значение
mf	критическое значение
s	частица слоя
x, y	координаты положения частицы
zone	приповерхностная зона
-	случайное значение

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Botterill J.S.M.* Fluid-bed Heat Transfer. London: Academic, 1975.
2. *Kuipers J.A.M., Prins W., van Swaaij W.P.M.* Numerical calculation of wall-to-bed heat-transfer coefficients in gas fluidized beds // *AICHE J.* 1992. V. 38. P. 1079.
3. *Martin H.* Heat transfer between gas-fluidized beds of solid particles and the surface of immersed heat exchanger elements // *Chem. Eng. Proceed.* 1984. Part I. V. 18. P. 157.
4. *Mickley H.S., Fairbanks D.F.* Mechanism of heat transfer to fluidized beds // *AICHE J.* 1955. V. 1. P. 374.
5. *Mickley H.S., Fairbanks D.F., Hawthorn R.D.* The relation between the transfer coefficient and thermal fluctuations in fluidized-bed heat transfer // *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.* 1961. V. 57 (32). P. 51.
6. *Brown R.C., Overmann, S.P.* The influence of particle thermal time constants on convection coefficients in bubbling fluidized beds // *Powder Technol.* 1998. V. 98. P. 13.
7. *Rahel Y., Britt H.* Morten Christian Melaaen Eulerian–Eulerian simulation of heat transfer between a gas–solid fluidized bed and an immersed tube-bank with horizontal tubes // *Chem. Eng. Sci.* 2011. V. 66. P. 1550.
8. *Armstrong L.M., Gu K.H.* Study of wall-to-bed heat transfer in a bubbling fluidized bed: the kinetic theory of granular flow // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2010. V. 53. № 21–22. P. 4949.
9. *Hou Q.F., Zhou Z.Y., Yu A.B.* Gas–solid flow and heat transfer in fluidized beds with tubes: Effects of material properties and tube array settings // *Powder Technol.* 2016. V. 296. P. 59.
10. *Botterill J.S.M., Williams J.R.* The mechanism of heat transfer to gas-fluidized beds // *Trans. Inst. Chem. Eng.* 1963. V. 41. P. 217.
11. *Koppel L.B., Patel R.D., Holmes J.T.* Statistical models for surface renewal in heat and mass transfer: Part 4. Wall to fluidized bed heat transfer coefficients // *AICHE J.* 1970. V. 16. P. 464.
12. *Agrawal S., Ziegler E.N.* On the optimum transfer coefficient at an exchange surface in a gas – fluidized bed // *Chem. Eng. Sci.* 1969. V. 24. P. 1235.
13. *Gabor J.D.* Wall-to-bed heat transfer in fluidized beds // *AICHE J.* 1972. V. 18. P. 249.
14. *Baskakov A.P., Berg B.V., Vitt O.K., Filippovsky N.F., Kirakosyan V.A., Goldobin J.M., Maskaev V.K.* Heat transfer to objects immersed in fluidized beds // *Powder Technol.* 1973. V. 8. P. 273.
15. *Ozkanynak T.F., Chen J.C.* Emulsion phase residence time and its use in heat transfer models in fluidized beds // *AICHE J.* 1980. V. 26. P. 544.
16. *Rhodes M., Mineo H., Hirama T.* Particle motion at the wall of a circulating fluidized bed // *Powder Technol.* 1992. V. 70. P. 207.
17. *Molerus O., Burschka A., Dietz S.* Particle migration at solid surfaces and heat transfer in bubbling fluidized beds – 1. Particle migration measurement systems // *Chem. Eng. Sci.* 1995. V. 50. P. 871.
18. *Noymer P.D., Glicksman L.R.* Cluster motion and particle-convective heat transfer at the wall of a circulating fluidized bed // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1998. V. 41. P. 147.
19. *Ziegler E.N., Koppel L.B., Brazelton W.T.* Effect of solid thermal properties on heat transfer to gas fluidized beds // *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 1964. V. 3. P. 324.
20. *Бородуля В.А., Теплицкий Ю.С., Ганжа В.Л., Макаревич И.И.* Моделирование процессов внешнего и межфазного теплообмена в дисперсных средах // *Тепломассообмен – Минский международный форум (24–27 мая 1988 г.). Секция 4, 5. Тепломассообмен в двухфазных и дисперсных системах: проблемные доклады.* Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова АН БССР, 1988. С. 122.

21. Антонишин Н.В., Луцкий В.В. Перенос тепла в дисперсных средах // Процессы переноса в аппаратах с дисперсными с дисперсными системами. Сборник научных трудов. Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова АН БССР, 1986. С. 3.
22. Бородуля В.А., Теплицкий Ю.С., Маркевич И.И., Хасан А.Ф., Еременко Т.П. Теплообмен между псевдооживленным слоем и поверхностью // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 58. № 4. С. 597.
23. Антонишин Н.В., Луцкий В.В. Вырождение влияния дисперсной структуры слоя на теплообмен с поверхностью // Тепломассообмен – Минский международный форум (24–27 мая 1988 г.). Секции 4, 5. Тепломассообмен в двухфазных и дисперсных системах: проблемные доклады. Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова АН БССР, 1988. С. 159.
24. Xavier A.M., Davidson J.F. Heat transfer in fluidized beds: Convective heat transfer in fluidized beds // Fluidization / Eds. Davidson J.F., Clift R., Harrison D. London: Academic, 1985. P. 437.
25. Gabor J.D. Wall-to-bed heat transfer in fluidized and packed beds // Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 1970. V. 66(105). P. 76.
26. Бувич Ю.А. // Тепломассообмен–VI. Тез. докл. Науч. конф. Проблемные доклады VI Всесоюзной конференции по тепломассообмену. Часть 2. Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова АН БССР, 1981. С. 54.
27. Королев В.Н. Структурно-газодинамические условия и внешний теплообмен в псевдооживленных средах. Автореф. дис. ... докт. техн. наук. Свердловск: Институт теплофизики АН СССР, 1988.
28. Кондуков Н.Б., Френкель Л.И., Нагорнов С.А., Романенко Н.Я., Таров В.П. Некоторые особенности гидродинамики и внешнего теплообмена в псевдооживленном слое // Докл. Акад. наук СССР. 1975. Т. 224. № 5. С. 1138.
29. Френкель Л.И., Кондуков Н.Б. Исследование профиля скоростей газа в монодисперсном псевдооживленном слое // Хим. пром-сть. 1966. № 6. С. 418.
30. Нагорнов С.А. Интенсификация теплопереноса в неоднородных псевдооживленных и виброциркуляционных средах. Дис. ... докт. техн. наук. Тамбов: Всероссийский научно-исследовательский и проектно-технологический институт по использованию техники и нефтепродуктов в сельском хозяйстве, 2003.
31. Протодьяконов И.О., Чесноков Ю.Г. Гидромеханика псевдооживленного слоя. Л.: Химия, 1982.
32. Grace J.R., Harrison D. The influence of bubble shape on the rising velocities of large bubbles // Chem. Eng. Sci. 1967. V. 22. № 10. P. 1337.
33. Rowe P.N., Everett D.J. Beobachtungen von blasen in fließbetten mittels roentgenstrahlen. T 1.2: der uebergang zwischen zweidimensionalen und dreidimensionalen betten // Trans. Inst. Chem. Eng. 1972. V. 50. № 1. P. 49.
34. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1977.
35. Selzer V.W., Tomson W.J. Fluidized Bed Heat Transfer – The Packet Theory Revisited // AIChE Symp. Ser. 1977. V. 73. № 161. P. 29.