

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КИПЯЩЕГО СЛОЯ УГОЛЬНОЙ ДРОБЛЕНКИ

Г.Ф. Кузнецов

*Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия*

Конструирование аппаратов, использующих кипящий слой, связано с трудностями исследования сложных дисперсных сред. В данной работе представлено исследование камеры с кипящим слоем, которая может быть использована либо как предтопок, либо как вторая ступень газификатора.

Отметим основные особенности состояния вопроса. В его теории много неясного, поскольку этой теорией занялись в последние 30-40 лет, в то время как механика сплошной среды насчитывает гораздо большую историю. Во многих исследованиях кипящий слой нельзя считать сплошной средой, так как он включает пузырьки. Кроме того, размер частицы не является бесконечно малым, как это считается в механике жидкости и газа. Очень мало исследований по реологии псевдооживленных жидкостей. Не рассмотрен вопрос распределения частиц по высоте, и как это распределение влияет на свойства псевдооживленной жидкости.

Существеннее, чем в механике сплошной жидкости, течение псевдооживленной жидкости зависит от конкретной постановки задачи, от размеров и формы псевдооживленного слоя. Ярким примером применения являются котлы кипящего слоя с провальной решеткой. Известно, что частицы в кипящем слое совершают сложное движение. При этом слой в целом также деформируется, и возникают коллективные эффекты, характеристики слоя изменяются. При этом в определенном диапазоне параметров и для решения конкретных задач применимы методы гидродинамики псевдооживленного слоя [1], которые подобны методам механики сплошной среды с использованием неизвестных коэффициентов взаимодействия, идентифицируемым тем или иным способом в конкретных практических случаях. Одним из таких сложных физических параметров является давление в твердой фазе.

Наиболее детально следует признать статистический метод, в результате применения которого получают значения коэффициентов через параметры частиц, если считать известным силовое действие на частицу.

В двух других методах: феноменологическом и методе осреднения, – постулируются тензоры напряжений в газовой и твердых фазах с тем, чтобы замкнуть систему уравнений гидромеханики псевдооживленного слоя. Анализ методов является также полезным для четкого представления структуры уравнений и анализа движения частиц в псевдооживленном слое, для анализа коллективных явлений.

При форсировании скоростей газа и частиц свойства слоев становятся резко неоднородными (например, в циркулирующем или фонтанирующем слое). Их описание невозможно с помощью методов гидродинамики псевдооживленного слоя. Эти слои занимают промежуточное положение при рассмотрении способов сжигания от кипящего классического слоя к факельному, где при описании процесса используются преимущественно методы аэродинамики в силу высокой разреженности частиц твердого топлива. Наиболее универсальной теорией, описывающей динамику многофазных сред, является описанная в литературе [2]. Однако пользоваться ей на практике при различных реальных условиях не представляется возможным в силу сложности систем уравнений, описывающих процессы.

Существует еще один подход для построения моделей процесса, основанный на исследовании движения одиночной частицы в составе слоя [3], [4], в котором широко используется теория подобия.

На основании не только полученного в ходе исследований собственного опыта следует отметить, что уровень применяемых методов для математического описания и решения той или иной задачи требует индивидуального подхода, удачного выбора модели той или иной степени детализации. Особенно актуальным это является при оценке того или иного элемента новой технологии.

Анализ распределения частиц в псевдооживленном слое показывает, что в стационарном слое распределение частиц по его высоте является экспоненциальным для частиц различных размеров. Анализ действующих на частицы сил дает основание считать, что распределение частиц одинаковых размеров подобно больцмановскому распределению молекул по высоте в поле сил тяжести.

Чтобы использовались известные закономерности, необходимо знать распределение скоростей частиц в стационарном потоке воздуха, направленного против сил тяжести. Если  $u$  – скорость частицы относительно корпуса предтопка (или другого устройства с кипящим слоем),  $v$  – скорость частицы относительно воздушного потока. На частицу действуют три силы:

1.  $mg$  – сила тяжести;
2.  $\pi R^2 \frac{\rho_1 (u - v)^2}{2}$  – сила динамического давления;
3.  $6\pi R \eta (u - v)$  – сила трения,

где  $R$  – радиус частицы (считаем сферической),  $\rho_1$  – плотность воздуха,  $\eta$  – коэффициент внутреннего трения воздуха,  $m$  – масса частицы,  $\rho$  – ее плотность.

Соударения частицы учитывается ниже при описании распределения. При стационарном движении между соударениями сила веса уравновешивается силами динамического давления и трения.

$$mg = \frac{\pi R^2}{2} \rho_1 (u - v)^2 + 6\pi R \eta (u - v), \quad m = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho. \quad (2)$$

Решив уравнение относительно скорости частицы, получим:

$$v = u - \frac{6\eta}{\rho_1 R} \left[ \sqrt{1 + \frac{2g\rho_1 \rho}{27\eta^2} R^2} - 1 \right]. \quad (3)$$

Как видно из полученной формулы, при повышении вязкости  $\eta$  или при уменьшении радиуса или плотности частиц скорость частицы стремится сравняться со скоростью потока. Если размер частицы становится порядка 1 см, то  $v = 0$ , и при дальнейшем увеличении размера частицы скорость становится отрицательной, частица опускается в нижние слои псевдооживленного слоя.

В распределении Больцмана

$$n_z = n_0 \exp\left(\frac{mgz}{\langle \varepsilon \rangle}\right),$$

где  $n_0$  – концентрация частиц на уровне псевдооживляющей решетки;

$m$  – масса частицы;

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\langle m \rangle \langle v \rangle^2}{2} \text{ – средняя кинетическая энергия частицы;}$$

$\langle m \rangle$ ,  $\langle v \rangle$  – средние значения массы и скорости;

$$\langle m \rangle = \frac{4}{3} \pi \langle R^3 \rangle \rho, \quad \langle v \rangle \text{ определяется по формуле (3).}$$

Подставляя в распределение Больцмана значение скорости, получим

$$n_z = n_o \exp \left( - \frac{2R^3 gz}{\langle R^3 \rangle \langle v \rangle^2} \right)$$

$$n_z = n_o \exp \left( - \frac{2R^3 gz}{\langle R^3 \rangle} \left[ u - \frac{6\eta}{\rho_1 R} \left( \sqrt{1 + \frac{2g\rho_1 \rho \langle R^3 \rangle}{27\eta^2}} - 1 \right) \right]^{-2} \right). \quad (4)$$

Учитывая невысокую вязкость воздуха, первым слагаемым под корнем можно пренебречь, и тогда выражение для  $n_z$  упростится

$$n_z = n_o \exp \left( - \frac{2R^3 gz}{\langle R \rangle} \left[ u^2 - 2\sqrt{\frac{2,7g\rho \langle R \rangle}{\rho_1}} u + \frac{72\eta^2}{\rho_1^2 \langle R \rangle^2} u \right] \right). \quad (5)$$

Из полученного упрощенного выражения следует (как и из точного), что с ростом радиуса частиц концентрация частиц с высотой падает, а с увеличением скорости потока и вязкости концентрация в вертикальном направлении становится более равномерной.

Здесь рассмотрены стационарные условия потока, и это оправдано, так как относительно небольшая часть поступающей в слой угольной дробленки и также небольшая уходящая из слоя часть не могут оказать существенного влияния на гидродинамику слоя. Это подтверждалось экспериментально, когда периодически отключалась подача угольной дробленки. Изменений ни в режиме протекания процесса, ни в распределении не было отмечено.

Управлять уносом частиц из слоя на практике возможно только изменением скорости газа на поверхности слоя. Часть мелких частиц постоянно покидает слой с потоком воздуха. Кроме того, вследствие наклона псевдоожижающей решетки весь слой двигается в направлении наклона. Конструкция предтопка включает в себя буртики, перегородки с выполненными в них отверстиями и лентку в самой нижней части предтопка на уровне псевдоожижающей решетки. Все это позволяет слою перемещаться и покидать объем предтопка. Время пребывания большинства частиц угольной дробленки составляет в зависимости от режима работы 0,5 – 1,0 час.

В месте загрузки топливной дробленки в предтопок распределение частиц по высоте близко к равномерному, по мере продвижения к месту выгрузки, а, следовательно, с увеличением времени пребывания частиц в псевдоожиженном слое, распределение все более стремится к рассчитанному по (5). Совместное влияние явления уноса частиц и их перераспределения по высоте слоя в некоторых случаях приводило к тому, что слой опускался на псевдоожижающую решетку, и в дальнейшем осуществлялся режим фильтрации воздуха через неподвижный слой. Частицы при этом оставались неподвижными даже при повышении давления воздуха под слоем в несколько раз.

Для практических расчетов можно использовать и несколько упрощенную формулу. Учитывая, что мелкие частицы двигаются в составе потока, направленного вверх, этот поток можно считать подобным потоку воздуха, но обладающим повышенной плотностью и повышенной вязкостью. С учетом этого последним

слагаемым в полученном распределении можно пренебречь. Тогда распределение по упрощенной формуле будет иметь вид:

$$n_z = n_o \exp\left(-\frac{2\rho R^3 gz}{\langle R \rangle^3 \langle v^2 \rangle}\right). \quad (6)$$

Для полученных экспериментальных данных

$$n_z = n_o \exp\left(-\frac{2\rho R^3 gz}{(7u - 140)^2}\right). \quad (7)$$

Как уже было отмечено раньше, понятие координаты частицы в псевдооживленном слое предтопка, коррелируется с понятием времени ее пребывания в слое, а для проектирования элементов конструкции нужно распределение частиц по высоте слоя в той или иной его части. Поэтому логично ввести в полученную формулу в значение экспоненты сомножитель  $(1 - e^{-Kt})$ , исходя из простых соображений. В начальный момент времени ( $t = 0$ ) распределение частиц совпадает с первоначальным, так как  $e^0 = 1$  и оно совпадает с распределением на уровне решетки в месте заброса угольной дробленки. С течением времени (или по мере продвижения вдоль предтопка) это распределение стремится к полученному в данном параграфе распределению частиц по высоте. Коэффициент  $K$  зависит от целого ряда параметров. Из них, в первую очередь, от скорости потока, от содержания мелких фракций. Подбор его проводится экспериментально.

В практике эксплуатации энергетических устройств с кипящим слоем возникают сложные ситуации, связанные с запуском устройства, с обеспечением нормальных режимов псевдооживления в зоне заброса топлива, где образуются неровности поверхности слоя при заполнении надрешеточного пространства.

Рассмотрим движение частицы в двухмерном потоке, заброс топлива производится с одного торца, слив золы – с другого.

Определение закономерности движения частиц, находящихся на поверхности, проведем на основе уравнения движения. Рассматриваемая частица находится на наклонной поверхности с координатами  $z = h$ ,  $x = 0$ , при  $z = 0$ ,  $x = d$ .

$$\begin{cases} m \frac{dv_z}{dt} = -mg + K(u - v_z); \\ m \frac{dv_x}{dt} = -Kv_x. \end{cases} \quad (8)$$

где  $m$  – масса частицы;  $v_z$  – вертикальная составляющая скорости частицы относительно предтопка;  $u$  – скорость газового потока;  $u - v_z$  – скорость частицы относительно газового потока;  $v_x$  – горизонтальная составляющая скорости;  $K$  – коэффициент трения (Н·с/м).

Решения, удовлетворяющие уравнениям с граничными и начальными условиями  $t = 0$ ,  $v_x = 0$ ,  $v_z = 0$ ,  $x = 0$ ,  $z = h$

$$v_z = \left(\frac{u - mg}{K}\right)(1 - e^{-\lambda t}); \quad v_x = c_2 e^{-\lambda t}; \quad \lambda = \frac{K}{m}. \quad (9)$$

$$z = \left(\frac{u - mg}{K}\right) \left[ \left(t + \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t}\right) - \frac{1}{\lambda} \right] + h;$$

$$x = \frac{c_2}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (10)$$

Исключив время в уравнении, получим траекторию частицы

$$z = \left[ \frac{uK - mg}{\lambda K} \right] \left[ \ln \frac{c_2}{c_2 - \lambda x} + \frac{c_2 - \lambda x}{c_2} - 1 \right] + h. \quad (11)$$

Слагаемое под знаком логарифма изменяется медленнее, чем следующее слагаемое в квадратных скобках, им можно пренебречь. Таким образом,

$$z = \left[ \frac{uK - mg}{\lambda K} \right] \left[ \frac{c_2 - \lambda x}{c_2} - 1 \right] + h = -\frac{uK - mg}{K} \frac{x}{c_2} + h. \quad (12)$$

Постоянная  $c_2$  находится из условия: при  $x = 0$ ,  $z = h_1$ , где  $h_1$  – толщина слоя в конце движения частицы, а  $x = d$ .

$$c_2 = \frac{d(uK - mg)}{(h - h_1)K}. \quad (13)$$

Таким образом, искомые величины в итоге представляются выражениями

$$\begin{aligned} x &= \frac{d(uK - mg)}{(h - h_1)K\lambda} (1 - e^{-\lambda t}); \quad z = \left[ \frac{uK - mg}{K} \right] \left[ \left( t + \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \right) - \frac{1}{\lambda} \right] + h; \\ v_z &= \left[ \frac{uK - mg}{K} \right] (1 - e^{-\lambda t}); \\ v_x &= \frac{d(uK - mg)}{(h - h_1)K} e^{-\lambda t}; \quad z = h - \frac{(h - h_1)}{d} x. \end{aligned} \quad (14)$$

Из полученных выражений можно увидеть влияние сил тяжести, коэффициента трения к скорости, соотношения высоты неровности и ширины. Очевидно, что с течением времени  $v_x$  стремится к конечной скорости, что соответствует действительности – ведь именно эта составляющая скорости обеспечивает общее перемещение квазиоживленного материала, осуществление всей технологии, включающей перемещение дисперсного золоугольного материала вдоль газогенератора. С течением времени псевдооживленный слой выравнивается (как и по мере продвижения от места загрузки), и  $v_z$  – вертикальная составляющая скорости – стремится к нулю.

Последнее равенство описывает, как изменяется наклонная плоскость в зависимости от основных параметров частицы. Чем меньше сила трения, тем быстрее «растекаются» частицы.

Движение частиц вдоль горизонтальной координаты практически можно получить другим способом – горизонтальным вдуванием в слой струй газа. На взвешенные частицы кипящего слоя такое воздействие оказывается весьма эффективным и часто применяется на практике.

В той части псевдооживленного слоя, куда попадает угольная дробленка после забрасывания, образуется вспученность, которая растекается по поверхности. Частицы, находящиеся на склоне, двигаются вниз. Так как по мере скатывания частиц уменьшается высота и длина пройденного пути, то для определения времени скатывания частицы вдоль наклонной плоскости, возьмем среднюю длину пути

$$\langle S \rangle = 0,5a\tau^2 = \frac{\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell}{2}, \quad (15)$$

где  $a$  – ускорение частицы, равное  $g(\sin\alpha - K\cos\alpha)$ ;  $h$  – первоначальная высота вспученности;

$$\ell - \text{длина основания наклонного участка. } \cos\alpha = \frac{2\ell}{\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell};$$

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha} = \frac{\sqrt{\left(\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell\right)^2 - 4\ell^2}}{\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell}. \quad (16)$$

С учетом этого

$$\tau = \sqrt{\frac{2\langle S \rangle}{a}} = \frac{\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell}{\sqrt{g \sqrt{\left[\left(\sqrt{h^2 + \ell^2} + \ell\right)^2 - 4\ell^2 - 2K\ell\right]}}}. \quad (17)$$

Коэффициент трения будет зависеть от режима псевдооживления. Чем больше коэффициент, тем больше время скатывания частицы. При каком-то определенном коэффициенте выражение в квадратных скобках становится отрицательным, время мнимое. Фактически это означает, что движение прекращается, и технология не может реализовываться при таких условиях. Хотя предел работоспособности относится к меньшим значениям коэффициента  $K$  и определяется условием, когда приход угольной дробленки больше, чем ее расход в горизонтальном направлении.

На практике это означает, что при определенном режиме псевдооживления и определенной конфигурации поверхности слоя происходит накапливание частиц в месте заброса, ухудшается режим псевдооживления, растет коэффициент трения, уменьшается скорость; это ведет к дальнейшему накапливанию, псевдооживление окончательно прекращается, слой «ложится» на псевдооживляющую решетку.

Полученная зависимость подтверждает справедливость теоретических предпосылок, а также позволяет упростить наладочные операции при пуске предтопка.

Кроме того, из полученных результатов ясна зависимость текучести слоя от коэффициента трения, как свойства псевдооживляющего слоя.

Для практических целей важен еще один анализ. Как известно, начальное давление псевдооживления (то, которое необходимо создать, чтобы слой перешел из неподвижного состояния в псевдооживленное) значительно превышает стационарное. Зависит это превышение лишь от инерционных свойств частиц угля и их коэффициента трения и формы. Поэтому прошедшие механическое взаимодействие частицы, следовательно, имеющие более округлые формы, легче «оживаются».

Для осуществления нормальной технологии псевдооживления необходимо, чтобы в угольной смеси присутствовали как крупные частицы, так и мелкие. С течением времени мелкие частицы выносятся из слоя. Выносятся те, которые обладают скоростью  $v = 0$  на поверхности слоя, а также более мелкие частицы согласно формулы (3).

Как показывает практика, слой угольной дробленки находится в псевдооживленном состоянии в течение 2–3 минут при температуре газификации. За это время необходимо обеспечить полный технологический цикл от заброса топлива до слива золы.

## Литература

- [1] Протодряконов И.О., Чеснок Ю.Г. Гидродинамика псевдооживленного слоя. Л.: Химия, 1982.
- [2] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
- [3] Сулейменов К.А. Сжигание низкосортного угля в низкотемпературном кипящем слое. Алматы: Наука, 1998.
- [4] Исследование и идентификация неустойчивых тепломассообменных процессов в кипящем слое. Е.В. Торопов, Г.Ф. Кузнецов, И.В. Елюхина. Труды Минского международного форума ММФ-96. С. 105–111.