

ВЯЗКОСТЬ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

О. М. Тодес, Р. Б. Розенбаум

Границы применимости понятия вязкости. В молекулярной физике показывается, что в основе явлений диффузии, теплопроводности и внутреннего трения в газах лежит единый механизм — перенос хаотически движущимися молекулами массы, энергии и количества движения от одного слоя газа к соседнему. Эта общность механизма проявляется в наличии связи и взаимной пропорциональности коэффициентов диффузии, теплопроводности и внутреннего трения — вязкости.

Уже в обычных, так называемых ньютоновских жидкостях, прямая пропорциональность коэффициента диффузии и вязкости переходит в обратную. Молекулы жидкости колеблются около временных положений равновесия и примерно один раз за 10^5 колебаний перескакивают на расстояние порядка их диаметра. Поэтому перенос количества движения в жидкости связан в основном с силовыми взаимодействиями молекул соседних слоев, а не с обменом молекул между слоями как в газе. Это обстоятельство обуславливает характерное для жидкости резкое падение вязкости с повышением температуры. Еще сложнее обстоит дело в неньютоновских жидкостях. Образование и разрушение внутренних структур приводит к тому, что само понятие вязкости становится расплывчатым и зависит от приложенных к жидкости напряжений. На рис. 1 приведены три типа реологических кривых зависимости касательных напряжений τ от градиента скорости. Прямая 1 соответствует ньютоновской жидкости и величина

вязкости μ может быть рассчитана по любому из совпадающих отношений

$$\mu \sim \frac{f}{\text{grad } v} = \frac{df}{d(\text{grad } v)} \quad (1)$$

В противоположность этому, в произвольной точке реологической кривой 2 для неньютоновской жидкости равенство (1)

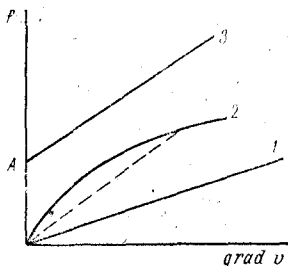


Рис. 1. Типы реологических кривых зависимости касательных напряжений от градиента скорости

нарушается и определение вязкости по величине левой или правой его части становится неоднозначным, не говоря уже о том, что сами эти отношения и определяемая по ним вязкость зависят от приложенных напряжений. Для предельной бингамовской кривой 3 до точки A формально величина вязкости даже становится бесконечно большой [14].

При больших скоростях течения жидкости или газа и возникновении в них турбулентных пульсаций общая картина

явлений еще более усложняется. В самом турбулентном потоке обмен количеством движения между соседними слоями, движущимися с различной скоростью, начинает существенным образом определяться интенсивностью турбулентных пульсаций — «переносом вихрей», т. е. макроскопических групп молекул, движущихся с близкими скоростями и распадающихся на протяжении достаточно большой длины. Возникающие при этом в потоке напряжения сдвига можно формально характеризовать величиной турбулентной вязкости, аналогичной турбулентной теплопроводности или коэффициенту турбулентной диффузии. В этом случае между всеми тремя турбулентными коэффициентами переноса соблюдается пропорциональность, аналогичная молекулярному переносу [11].

Однако, если в турбулентный поток поместить тело (неподвижное или движущееся со скоростью, отличной от средней скорости потока), то в непосредственной близости от поверхности тела турбулентная структура потока нарушается и турбулентные пульсации затухают. Формально вблизи поверхности тела образуется тонкий пограничный слой с малыми относительными скоростями течения, в котором истинная, т. е.

молекулярная, вязкость превалирует над турбулентной. Силы трения, непосредственно действующие на поверхности тела, определяются произведением молекулярной вязкости на градиент скорости потока. Наличие второго множителя приводит к тому, что турбулентность вне пограничного слоя оказывает косвенное воздействие на величину этой силы трения, так как с усилением турбулентности уменьшается толщина пограничного слоя и соответственно возрастает величина градиента скорости.

Таким образом, если в турбулентный поток поместить какое-либо тело, то в непосредственной близости от его поверхности изменяется не только величина скорости течения, но и структура самого потока — интенсивность турбулентных пульсаций. На процессы, разыгрывающиеся в объеме потока, основное влияние оказывает турбулентная вязкость, а вблизи стенки — молекулярная вязкость. Это различие в механизме диссипации энергии должно проявиться в формальном различии коэффициента вязкости для разных процессов в турбулентном потоке. Поэтому можно считать, что при распространении в потоке звуковых колебаний с длиной волны, значительно превышающей путь смещения, затухание звука будет определяться турбулентной вязкостью и теплопроводностью, а не молекулярной.

Локальные нарушения течения происходят и при помещении тела в ламинарный поток, причем масштаб их сравним с размером тела и намного больше, чем в турбулентном потоке, где толщина пограничного слоя мала по сравнению с размером самого тела. При малых скоростях в ламинарном течении турбулентные пульсации отсутствуют, и силы трения на поверхности тела определяются реологическими характеристиками жидкости и, в первую очередь, ее молекулярной вязкостью, значения которой можно определять по величине силы сопротивления относительно движению тела в жидкости. Однако и в этом случае не следует забывать, что суммарная сила сопротивления зависит от вязкости как непосредственно — за счет касательных сил трения на границе тело — жидкость, так и косвенно — за счет перераспределения нормальных сил давления на этой границе вследствие изменения течения, вызванного присутствием тела. Разделить эти две части: сопротивления трения и формы можно лишь теоретически, если удастся найти полное математическое решение задачи об обтекании данного тела вязкой жидкостью. В этом случае можно по измерению полной силы сопротивления рас-

считать величину вязкости. Примером может служить известный закон Стокса для силы сопротивления движению твердого шарика при малых числах Рейнольдса. Другим примером является пуазейлево течение жидкости сквозь узкие капилляры. Для более сложных случаев, например, стесненного падения шарика в цилиндрической трубке, аналитически связать величину силы сопротивления с вязкостью трудно, связь эту приходится устанавливать эмпирически [9].

Таким образом, не касаясь еще более тонких физических вопросов течения сильно разреженных газов в так называемой кнудсеновской области, видно, что даже для однородных жидкостей и газов понятие вязкости имеет определенные границы применимости. Оно зависит от реологических свойств данной жидкости, от режима течения и локальной структуры потока. Кажущаяся величина вязкости может зависеть даже от выбранного способа ее измерения.

Изложенные соображения о границах применимости понятия вязкости среды тем более применимы к неоднородным двухфазным системам [16], например, суспензиям, эмульсиям и особенно интересующему нас псевдооживленному слою. Можно ожидать, что применяя к одному и тому же псевдооживленному слою различные стандартные методики измерения вязкости, получим различные значения величины последней.

Вязкость псевдооживленного слоя. Псевдооживляемый восходящим потоком жидкости или газа зернистый слой твердых частиц по своему внешнему виду напоминает кипящую жидкость. Поэтому некоторые исследователи [6] предложили приписывать ему характеристику обычных жидкостей: вязкость и даже поверхностное натяжение. Встал вопрос [17] об измерении реологических характеристик подобной «псевдожидкости» и их использовании для оценки различных технологических процессов в псевдооживленном слое.

Одним из наиболее интересных направлений использования жидкостно-подобных свойств псевдооживленного слоя является применение его в качестве тяжелой «псевдожидкости» для гравитационного метода обогащения полезных ископаемых. При разработке этого метода необходимо знать, с какой скоростью будут двигаться крупные куски концентрата и породы. Казалось вполне естественным, что эта скорость падения должна определяться вязкостью псевдожидкости, и чем ниже эта вязкость, тем быстрее будет гравитационное разделение и выше производительность промышленных аппаратов.

С другой стороны, большинство выполненных измерений

вязкости псевдооживленного слоя проводилось для изучения его структуры и влияния на нее различных параметров: скорости потока, размера и веса частиц, степени полидисперсности и т. д. По аналогии с барботажем газа через маловязкие и сильновязкие жидкости пришли к выводу, что низкая вязкость является до некоторой степени показателем большей однородности псевдооживленного слоя.

Для измерения эффективной вязкости псевдооживленного слоя в основном применяли те же методы, что и при измерении вязкости истинных жидкостей, не обсуждая, насколько обосновано введение самого понятия эффективной вязкости. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее.

1. Проходящий через псевдооживленный зернистый слой восходящий поток жидкости или газа может считаться сплошной средой и, следовательно, обладать вполне реальной истинной вязкостью $\mu_{\text{ср}}$. Возможность же рассматривать саму псевдожидкость как сплошную среду существенно зависит от масштаба исследуемого процесса. Для движения отдельных зерен самого слоя воздействие всех остальных частиц не определяется эффективной вязкостью самой псевдожидкости, что подтверждается опытами Горошко [4] по измерению скорости падения помеченной радиоактивным изотопом частицы в слое угольных зерен, псевдооживленном восходящим потоком воды. По измеренной величине скорости рассчитывалась эффективная вязкость псевдожидкости μ^* . Оказалось, что при переходе от падения сравнительно крупного стального шарика к падению угольной частицы, размеры которой лишь в 2—3 раза превышали размеры зерен суспензии, расчетное значение μ^* не оставалось неизменным и существенно возросло.

2. В молекулярной физике, гидро- и аэродинамике величина вязкости μ вводится как коэффициент пропорциональности между силой трения $F_{\text{сопр}}$ на единицу площади S соприкосновения соседних слоев и градиентом касательной скорости $v_{\text{кас}}$ по нормали к этой поверхности

$$\frac{F_{\text{сопр}}}{S} = -\mu \frac{dv_{\text{кас}}}{dn}. \quad (2)$$

В турбулентном режиме это соотношение справедливо и для мгновенных значений пульсирующих скоростей. Применение соотношения (2) проверяется обычно по справедливости вытекающих из него следствий. Так, для массовых движений

жидкости или газа из равенства (2) вытекает обычное выражение для объемной силы трения

$$\vec{f}_{06} = \mu \nabla^2 \vec{v}, \quad (3)$$

справедливое при некоторых дополнительных предположениях. С учетом других действующих на жидкость сил уравнение движения принимает вид уравнения Навье—Стокса

$$\rho \left\{ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right\} = - \nabla P + \mu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f}_{06}, \quad (4)$$

где ρ — плотность жидкости, $г/см^3$; $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ — ускорение, $см/сек^2$; P — давление, $дин/см^2$.

К этому соотношению необходимо добавить уравнение сплошности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (5)$$

а для газа — уравнение состояния, связывающее давление с плотностью и температурой, и уравнение баланса кинетической и потенциальной энергии потока и внутренней энергии среды.

При заданных начальных и граничных условиях необходимо решить всю совокупность уравнений и рассчитать зависимость силовых воздействий потока на помещенные в него тела или распределение давлений от величины μ . По этим зависимостям в конечном счете рассчитывается и определяется величина μ . Такой подход к определению μ используется в шариковом, капиллярном и роторном вискозиметрах.

Для псевдожидкости, каковой является псевдоожигенный слой, мы не имеем ни прямых подтверждений справедливости соотношения (2), ни уверенности в том, можно ли ко всей псевдожидкости в целом применять уравнение Навье—Стокса. Более того, нет полной ясности в том, что понимать под величиной $\vec{v}$ в уравнениях (2) — (5). В стационарном псевдоожигенном слое сплошная фаза (газ, жидкость) имеет постоянную составляющую средней восходящей скорости потока, в то время как твердая фаза в целом неподвижна, несмотря на интенсивные массовые движения составляющих частиц. При псевдоожигении зернистого слоя газовым потоком скорости

газа и силы трения между потоком и зернами достаточны для поддержания зерен во взвешенном состоянии. Для крупных же тел, помещенных в псевдоожженный слой, воздействием газового потока на их поверхность можно пренебречь. Сопротивление определяется, главным образом, взаимодействием с твердой фазой. Поэтому можно предположить, что в соотношение (2) следует вводить локальные массовые скорости зернистой фазы [2]. Однако оснований для того, чтобы вводить эту скорость в уравнение Навье—Стокса, все же недостаточно. Это можно сделать только формально, поскольку входящие в уравнение (4) объемные силы $f_{об}$ определяются воздействием протекающей через зернистый слой сплошной фазы и зависят от ее локальных относительных скоростей, которые, в свою очередь, зависят от локальных изменений скорости и порозности зернистой фазы. Аналогичные затруднения возникают и при рассмотрении уравнения сплошности (5). Если для обычной жидкости или газа при скоростях движения, малых по сравнению со скоростью звука, можно пренебречь влиянием сжимаемости и считать $\rho = \text{const}$, то в псевдожидкости, в связи с непрерывным образованием и распадом групп близких частиц «пакетов» и «пузырей», локальная плотность все время пульсирует.

Отсюда сомнительно применение закона Стокса

$$F_{\text{сопр}} = 3\pi\mu^*v_0 \quad (6)$$

для силы сопротивления псевдожидкости шарика диаметром d , движущемуся с относительной скоростью v_0 , и, следовательно, применение этого соотношения для экспериментального измерения μ^* для псевдоожженного слоя. Ведь соотношение (6) базируется не только на предположении закона (2), но и на установлении вокруг движущегося шарика определенного распределения скоростей течения, вытекающего из решения уравнения (4) для несжимаемой жидкости при малых значениях критерия Рейнольдса.

3. При движении тела в вязкой жидкости сила сопротивления в общем случае удовлетворительно описывается более сложной, чем в равенстве (6), двучленной зависимостью

$$F_{\text{сопр}} = C_1\mu dv_0 + C_2d^2\rho v_0^2, \quad (7)$$

где d — определяющий размер тела, C_1 и C_2 — коэффициенты пропорциональности.

Отношение второго, слагаемого в уравнении (7) к первому характеризуется критерием Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho v_0 d}{\mu}. \quad (8)$$

При $Re < 1$ обтекающий поток ламинарен и сила сопротивления прямо пропорциональна v_0 . При $Re \gg 1$ обтекающий поток сильно турбулизирован, сопротивление пропорционально квадрату скорости и не зависит от μ .

Поскольку абсолютные значения эффективной вязкости заранее неизвестны, но должны существенно зависеть от режима псевдооживления, то вопрос о том, в каком гидродинамическом режиме измеряется вязкость псевдожидкости, очень важен. В опубликованных экспериментальных работах этому уделялось недостаточное внимание. Так, некоторые исследователи измеряли относительную и абсолютную вязкость псевдожидкости из промышленного катализатора каталитического крекинга, продуваемого восходящим потоком воздуха. При скорости этого потока, в два раза превышающей критическую скорость начала псевдооживления, вязкость слоя по их данным составляла один *пуаз*, т. е. была в 100 раз выше вязкости воды. Вязкость измерялась лопастными и роторными вискозиметрами. Если проанализировать приведенные авторами параметры установок, то можно, например, оценить, что при 200 *об/мин* или угловой скорости $\omega = 20 \text{ сек}^{-1}$ и радиусе $r = 2 \text{ см}$ окружная скорость вращения лопатки составляла $v_0 = \omega r = 40 \text{ см/сек}$. Если $\mu^* = 1 \text{ пуаз} = 1 \text{ г/см сек}$ и плотность слоя $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, то, следовательно, критерий Рейнольдса составлял

$$Re = \frac{40 \cdot 2 \cdot 1}{1} = 80.$$

При таких значениях Re измерения, очевидно, велись в области, где эффективная вязкость слоя должна уже оказывать сравнительно слабое влияние на силу сопротивления кипящего слоя вращению лопатки. Эта оценка ставит под сомнение абсолютные значения μ^* , полученные для псевдожидкости разными исследователями, особенно приводящими еще более низкие значения $\mu^* \approx 0,1 \text{ пуаз}$, и все их выводы относительно зависимости μ^* от режима псевдооживления. Кроме того, как изменяется режим обтекания тела и возникает турбулентность при $Re > 1$, более или менее ясно лишь в случае обычных жид-

костей. Что же означает переход от ламинарного режима к турбулентному для псевдожидкости, в которой и при неподвижном теле существуют интенсивные пульсационные потоки зернистой фазы, — сказать трудно.

4. Тело, движущееся в жидкости, создает вокруг себя поток определенной структуры. При быстром движении тела, когда $Re > 1$, структура потока изменяется, в нем возникают интенсивные турбулентные пульсации. Помещение какого-либо тела в псевдожидкость меняет ее структуру, даже если тело неподвижно или движется с малой скоростью. Это изменение структуры происходит в непосредственной близости от поверхности тела, т. е. как раз в той области, где разыгрывается взаимодействие псевдожидкости с телом (рис. 2), определяющее силу сопротивления. Благодаря отрыву потока газа от шара в кормовой области (непосредственно за шаром) некоторое количество частиц перестает поддерживаться потоком и выпадает на шарик. Таким образом, в отличие от обтекания шара истинной жидкостью, в этом случае возникают области с нарушенной плотностью и измененными реологическими характеристиками.

Аналогичные изменения структуры псевдожидкости возникают и при попытках измерять вязкость по величине сопротивления ее вращательным движениям. В случае измерения лопастью мешалкой движущиеся в горизонтальном направлении лопасти разбивают движущиеся сквозь слой пузыри и изменяют структуру псевдожидкости [18] опять-таки в области их непосредственного взаимодействия со слоем. Так, Г. Шиман, К. Шугерль, Ф. Феттинг [20] наблюдали, что большие срезающие силы, возникающие на поверхности быстро вращающегося полого цилиндра, способствуют образованию и движению пузырей, а центробежные силы отжимают псевдоожигенный слой к периферии реактора.

5. Аппарат с псевдоожигенным слоем сам по себе создает микроскопические неоднородности и явную анизотропию свойств, зависящие от отношения высоты слоя L к диаметру аппарата $D_{\text{ап}}$.

При $\frac{L}{D_{\text{ап}}} \gg 1$ слой разбивается на ряд последовательных,

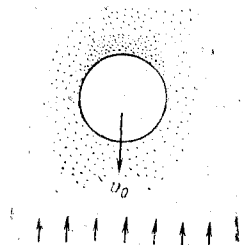


Рис. 2. Схема распределения частиц в слое вблизи падающего шарика

расположенных один над другим и связанных между собой циркуляционных контуров. При этом на оси аппарата движение псевдожидкости в основном восходящее, а у стенок — нисходящее [13]. Это наблюдалось, например, в опытах Ю. П. Гупало [7], который измерял скорость падения стальных шариков в песчаных аэросuspensions. Им была получена зависимость

$$v_0 = -v^* + \frac{1}{\mu^*} \frac{gd^2(\rho_{ш} - \rho_{сл})}{18}, \quad (9)$$

отличающаяся от закона Стокса (6) дополнительным слагаемым — v^* , характеризующим скорость подъема двухфазного потока по оси слоя, где падали шарики.

При $\frac{L}{D_{ан}} < 1$ в крупномасштабных промышленных аппаратах циркуляционные контуры располагаются горизонтально друг по отношению к другу и перемещаются в этом же направлении, так что слагаемое — v^* в среднем должно отсутствовать.

Таким образом, до настоящего времени нет еще единого определения понятия эффективной вязкости псевдооживленного слоя. В опубликованных экспериментальных работах по измерению вязкости разными методами даются чисто интуитивные определения этого понятия, основанные на внешних аналогиях поведения псевдожидкости с обычными жидкостями и газами. По-видимому, такая чисто формальная аналогия уже исчерпала свои возможности. Необходимо найти принципиально новые подходы к анализу проблем, связанных с эффективной вязкостью.

В качестве начального шага следует, во-первых, изучить внутренние задачи переноса импульса и диссипации макроскопических движений внутри псевдожидкости и, во-вторых, внешние задачи движения твердых тел в псевдожидкости и возникающих при этом силах сопротивления движению тела. Каждая из этих двух групп задач значительно шире первоначально поставленной и включает в себя понятие об эффективной вязкости лишь в качестве определенного предельного случая.

Движение тел в псевдооживленном слое. Изучение движения тел в псевдооживленном слое представляет практический интерес для ряда прикладных проблем. При гравитационном обогащении полезных ископаемых в аэросuspensions необходимо знать количественные закономерности вертикального движения крупных твердых кусков в псевдожидкости. Горизонтальное движение тел характерно для различного типа ло-

пастных мешалок, которые позволяют добиться псевдооживления слоя даже без продувания его восходящим потоком [8]. Более того, хорошее псевдооживление мелкодисперсных и сильно агрегирующих материалов без применения мешалок вообще недостижимо. Аналогичную роль для улучшения однородности слоя и облегчения его псевдооживления играют различного рода вибраторы [19]. Специальной разновидностью псевдооживления является и так называемый виброоживленный слой [12].

Соотношение между горизонтальным и вертикальным движениями тел в псевдооживленной среде во всех этих разнородных процессах практически не исследовалось. Только в работе В. Д. Горошко [4] при псевдооживлении слоя мелких частиц угля в восходящем токе воды эффективная вязкость псевдооживленной среды измерялась одновременно на одних и тех же режимах по падению меченого стального шарика (вертикальное движение) и роторным вискозиметром с перфорированным ротором (горизонтальное движение). Сходимость значений μ^* , полученных этими двумя способами, удовлетворительная.

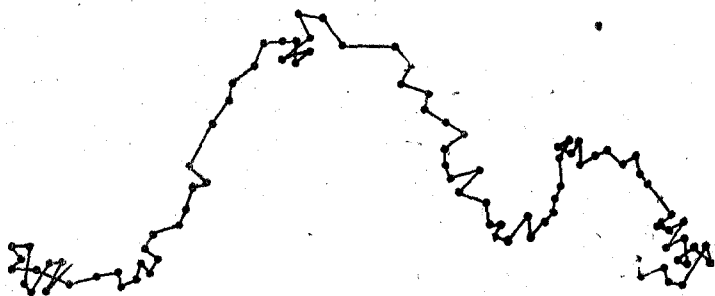


Рис. 3. Траектория движения центра шарика в двухмерной модели

Минимальным телом, которое движется в псевдооживленном слое, являются зерна самого слоя. На участке траектории такой частицы толщиной в одно зерно (рис. 3), построенном по данным киносъемки модельной установки, видно характерное для структуры псевдооживленного слоя наложение мелко-масштабных дрожаний на крупномасштабное циркуляционное движение зерна через весь слой. Многократно циркулируя, зерно остается внутри слоя и за большие промежутки времени

отношение его перемещения из начальной точки в конечную к промежутку времени (формальной скорости) стремится к нулю. Это хаотическое циркуляционное движение влияет и на более крупные тела. Тело, погруженное в обычную жидкость, будет оставаться в покое — свободно плавать, если вес скомпенсировать архимедовой силой или подвесить его на пружине. В псевдожидкости оно под ударами пакетов зерен суспензии испытывает хаотические колебания, правда, несколько меньшие, чем сами зерна.

Пульсационные движения шарика, подвешенного на пружине в псевдооживленном слое, позволили создать своеобразный «турбулиметр» [3] для оценки интенсивности циркуляционных потоков внутри псевдожидкости. Соотношения между энергией и средней квадратичной скоростью пульсационных движений шарика «турбулиметра» и пакетов в псевдооживленном слое рассчитывались на основе модели идеальной жидкости, т. е. без учета вязкости псевдожидкости. При больших расширениях слоя удалось оценить скорости пульсационных движений зерен псевдооживленного слоя по данным киносъемки и сопоставить их с полученными «турбулиметром».

При гравитационном обогащении в псевдооживленном слое мелких зерен крупные куски более легкого концентрата всплывают вверх, а куски породы тонут. На перемещении этих крупных кусков должны сказываться описанные выше хаотические толчки, но в среднем оно будет односторонним. Усредненная от этих пульсаций скорость перемещения крупных тел в слое должна вызывать силу сопротивления, растущую с увеличением скорости. В результате, как и при падении тел в обычной жидкости, после некоторого начального периода ускоренного движения, усредненная скорость тела должна стремиться к некоторой постоянной величине v_0 . Можно ли в этом случае описать силу сопротивления движению тела в псевдожидкости двухчленной формулой (7) и ввести понятие эффективной вязкости μ^* , следует проверить экспериментально. Как влияют на связь между средними значениями v_0 и $F_{\text{сопр}}$ пульсационные движения пакетов и пузырей, теоретически установить невозможно. Напомним, что даже при движении шара в пульсирующем потоке истинной жидкости коэффициенты в формуле (7) могут существенно зависеть еще и от параметра $\frac{\omega d^2}{\nu}$, где ν — кинематическая вязкость, $\text{см}^2/\text{сек}$ [5].

Как показано в ряде работ [1, 2, 3, 5, 18], гидродинамический режим псевдооживленного слоя, изменение его средней

плотности и термических характеристик в первую очередь определяются значениями критериев Рейнольдса и Архимеда, отнесенными к среднему диаметру зерен d_0 , вязкости μ_0 [1], плотности ρ_0 и скорости течения u для псевдооживающей среды

$$\text{Re}_0 = \frac{ud_0\rho_0}{\mu_0}; \quad \text{Ar}_0 = \frac{gd_0^3}{\mu_0^2} \rho_0 (\rho_{\text{тв}} - \rho_0), \quad (10)$$

где $\rho_{\text{тв}}$ — плотность твердой фазы, г/см^3 .

Общая структура слоя зависит также от отношения его высоты к диаметру аппарата $\frac{L_0}{D_{\text{ап}}}$ и в некоторой степени от характеристик газораспределительной решетки. Помимо этих режимных параметров средняя сила сопротивления $F_{\text{сопр}}$ телу размером $d \gg d_0$, движущемуся со средней скоростью v_0 в псевдожидкости, может зависеть от d , v_0 и насыпной плотности псевдожидкости ρ_n . Импульс от движущегося тела к окружающей псевдожидкости может передаваться как при непосредственных соударениях зерен слоя с поверхностью тела, так и косвенных — через пограничный слой среды, увлекаемый телом. Поэтому определяющим параметром следует считать также и вязкость среды μ_0 .

С учетом сказанного

$$F_{\text{сопр}} = F\left(\rho_n, v_0, d, \mu_0, \text{Re}_0, \text{Ar}_0, \frac{L_0}{D_{\text{ап}}}\right). \quad (11)$$

На основании П-теоремы зависимость (11) можно свести к зависимости между безразмерными параметрами

$$\frac{F_{\text{сопр}}}{\rho_n v_0^2 d^2} = f\left(\frac{\mu_0}{\rho_n v_0 d}; \text{Re}_0; \text{Ar}_0; \frac{L_0}{D_{\text{ап}}}\right). \quad (12)$$

Для заданного гидродинамического режима псевдооживения $\text{Re}_0 = \text{const}$, $\text{Ar}_0 = \text{const}$ и $\frac{L_0}{D_{\text{ап}}} = \text{const}$. Следовательно,

$$F_{\text{сопр}} = \rho_n v_0^2 d^2 f_0\left(\frac{\mu_0}{\rho_n v_0 d}\right)^1 \quad (13)$$

¹ В этой формуле параметр $\frac{\rho_n v_0 d}{\mu_0}$ является как бы критерием Рейнольдса для движения шара в псевдожидкости, но вместо неизвестной ее вязкости введена вязкость среды μ_0 . Функция f_0 от этого параметра играет роль коэффициента сопротивления.

В той области, где параметр $\frac{\mu_0}{\rho_n v_0 d}$ мал (крупные частицы с большими скоростями падения), может соблюдаться ньютоновский закон сопротивления

$$F_{\text{сопр}} = \rho_n v_0^2 d^2 f_0(0) = C_2 \rho_n v_0^2 d^2. \quad (14)$$

В той же области, где зависимость f_0 от $\frac{\mu_0}{\rho_n v_0 d}$ линейная,

$$F_{\text{сопр}} = \rho_n v_0^2 d^2 C_1 \frac{\mu_0}{\rho_n v_0 d} = C_1 \mu_0 v_0 d. \quad (15)$$

Сопоставив законы (15) и (6), увидим, что для шара можно ввести эффективную вязкость

$$\mu^* = \frac{F_{\text{сопр}}}{3\pi v_0 d} = \frac{C_1}{3\pi} \mu_0. \quad (16)$$

Высказанные соображения необходимо проверить экспериментально. В первую очередь следует проверить справедливость соотношения (13) и установить явный вид зависимости f_0 при различных режимах псевдооживления. Для этого надо варьировать диаметр шара d и скорость его падения v_0 . Практически для каждого заданного диаметра d надо иметь набор шаров разного веса, чтобы варьировать v_0 независимо от d .

Поскольку псевдооживленный слой при небольших расширениях практически не прозрачен, визуально наблюдать движение и измерять v_0 затруднительно. Кроме того, при значительных скоростях шара и невысоких слоях время падения мало, поэтому измерения необходимо автоматизировать. Р. Б. Розенбаум и В. Д. Горошко применили радиоактивную метку падающего шарика и регистрацию моментов его прохождения на двух разных высотах шлейфовым осциллографом [4, 10] и магнитными датчиками [10]. Сила сопротивления в этих случаях рассчитывалась по разности веса шарика и архимедовой силы. Интересная методика локации радиоактивнопомеченной частицы применялась для изучения пульсационных движений частиц самого слоя. Можно использовать методы локации и магнитопомеченных частиц. Эту методику целесообразно разрабатывать в дальнейшем для измерения мгновенных характеристик движения макроскопических тел в псевдооживленном слое.

Для изучения усредненного движения тела интересна оригинальная методика, предложенная Т. С. Даниельсом [15]. Падающий шарик подвешивался на тонкой капроновой нити, конец которой переброшен через блок. К нити крепились различные противовесы, уменьшавшие эффективный вес шарика. За движением шарика следили по перемещению узелка, укрепленного на нити, т. е. измерение скорости не было механизировано. Позднее нами эта методика была усовершенствована: введены электромагнитные противовесы и механизирован процесс измерения скорости. Использование противовесов позволяет по крайней мере на порядок уменьшить эффективный вес шарика и компенсирующую его силу сопротивления, а следовательно, и скорость стационарного падения или подъема. Кроме того, это дает возможность осуществлять ламинарный режим обтекания даже для сравнительно крупных шариков. Предложенный принцип измерения Т. С. Даниельс проверял, заставляя шарики падать в истинной жидкости с известной вязкостью. Однако данные измерений эффективной вязкости псевдооживленного слоя обрабатывались им недостаточно корректно с точки зрения теории размерности.

При разработке указанной методики возникли определенные экспериментальные трудности. В результате трения нити о шкив и оси шкива в подшипнике возникает «мертвый ход», по величине которого сила трения определяется недостаточно точно. В мотор-генераторе имеется еще и электромагнитное сопротивление, зависящее от скорости. Чтобы эти факторы не исказили существенно результат, пришлось ограничиться снижением веса лишь на один порядок. Кроме того, оказалось трудным и точно отградуировать прибор по скорости падения облегченного шарика в жидкостях известной вязкости (воде, глицерине, их смесях). С одной стороны, боковая поверхность нити толщиной 0,1 мм и длиной 500 мм оказывается сравнимой с боковой поверхностью шарика диаметром 7 мм. Поэтому нельзя пренебрегать трением движущейся нити о жидкость, учитывая также, что в процессе опыта глубина погружения нити переменна. С другой стороны, после первого погружения и подъема нити к ней прилипают мелкие капельки жидкости, и изменение веса всей системы проконтролировать нельзя. Поэтому проведенные нами градуировочные опыты лишь подтвердили правильный порядок величины зависимости скорости падения шарика от вязкости жидкости, но от точной проверки прибора этим методом пришлось отказаться. При псевдооживлении мелкозернистого песка восходящим потоком воздуха

нить остается сухой, а ее толщина становится меньше диаметра зерен слоя, что снимает возражения, возникающие при попытках градуировки.

Измерение вертикального движения шара в псевдооживленном слое. Мелкий песок с размерами частиц от 0,28 до 0,60 мм, засыпанный в колонну диаметром 8 см, ожигался потоком воздуха, нагнетаемым компрессором через пористую перегородку (рис. 4). Расход воздуха и давление измерялись, соответственно, реометром и манометром. На ось двигателя, установленного над колонной, насаживался цилиндрический шкив с направляющим диском. Тонкая капроновая нить с прикрепленным к ней шариком наматывалась на шкив. Шарик, падая,

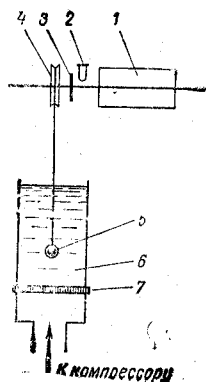


Рис. 4. Схема установки для измерения вязкости псевдооживленного слоя:

1—двигатель; 2—лампочка;
3—марка с прорезями;
4—шкив с направляющим
диск; 5—шарик; 6—слой
псевдооживленных частиц;
7—распределительная
решетка

раскручивал нить и приводил шкив во вращение. Если на валу двигателя создать противодействующий вращающий момент, можно уменьшить скорость падения шарика и даже остановить его. Величина вращающего момента пропорциональна току, протекающему по обмотке двигателя, поэтому, регулируя напряжение на двигателе, можно обеспечить движение шарика с необходимой постоянной скоростью. В зависимости от состояния и свойств среды, в которой падает шарик, постоянные скорости устанавливаются на обмотке двигателя.

Скорость падения шарика регистрируется следующим образом. Маленькая лампочка освещает круглую марку, укрепленную на оси двигателя. Свет (рис. 5), попадая через щель на фотодиод ФД-3А, замыкает реле РЭС-15, включенное в схему самописца. Сигнал регистрируется на ленте из теплочувствительной бумаги. ваются при различных напряжениях на

Зная скорость протяжки ленты и число образовавшихся при записи пиков, можно определить скорость падения шарика. Двигатель и регистрирующая часть схемы питаются от источника постоянного напряжения.

На шарик, движущийся в среде, действуют силы (рис. 6): mg — вес шарика; $F_{ар} = \frac{\pi d^3}{6} \rho_n g$ — выталкивающая сила; $F_{тр}$ — сила трения нити о поверхность диска; $F_{пр}$ — противо-

действующая сила. Тогда сила сопротивления при установившемся движении шарика вниз будет равна

$$F_{\text{сопр}} = mg - F_{\text{арх}} - F_{\text{пр}} - F_{\text{тр}}, \quad (17)$$

при подъеме

$$F_{\text{сопр}} = F_{\text{пр}} + F_{\text{арх}} - mg - F_{\text{тр}}. \quad (18)$$

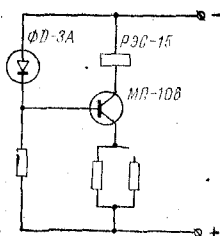


Рис. 5. Принципиальная схема регистрирующей части прибора

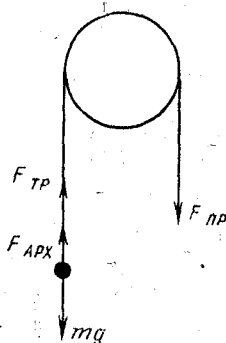


Рис. 6. Силы, действующие на шар, движущийся в псевдоожоженном слое

Оценим величину $F_{\text{пр}}$, создаваемую двигателем. Напряжение на обмотках двигателя обозначим U . Тогда

$$F_{\text{пр}} = \alpha U, \quad (19)$$

где α — коэффициент пропорциональности, численно равный противодействующей силе, возникающей при $U=1$ в. Значение его определяется экспериментально. Для этого к нити подвешивают грузы в виде шариков различной массы M и определяют напряжения, при которых они повисают в воздухе (рис. 7). Из условия $\alpha U = Mg = F_{\text{пр}}$ находим $\alpha = 1960 \text{ г см/в сек}^2$.

При движении шарика в псевдоожоженном слое

$$F_{\text{пр}} = Mg = \alpha U = 2Ug. \quad (20)$$

Таким образом, условие установившегося движения при падении шарика массой m и диаметром d принимает вид

$$F_{\text{сопр}} = \left(m - \frac{\pi d^3}{6} \rho_{\text{н}} - 2U \right) g - F_{\text{тр}}. \quad (21)$$

При равномерном движении вверх

$$F_{\text{сопр}} = \left(2U + \frac{\pi d^3}{6} \rho_n - m \right) g - F_{\text{тр}}. \quad (22)$$

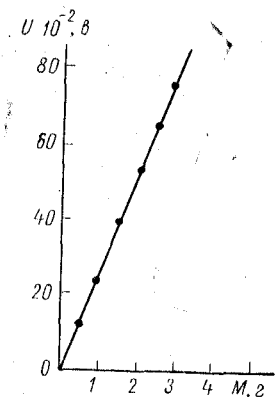


Рис. 7. Зависимость натяжения, уравнивающего груз в воздухе, от его массы

Сила трения нити о диск также определена предварительно.

В работе использовались шарики с различными параметрами. На рис. 8 показаны результаты предварительных экспериментов при различных режимах (скоростях потока u) псевдооживления. Критическая скорость воздушного потока $u_{\text{кр}}$, при которой начинается псевдооживление песка, составляет примерно 8 см/сек (24 л/мин), что соответствует эквивалентному диаметру зерен песка порядка 0,3 мм. Вблизи этой скорости сопротивление слоя очень круто падает с ростом u и получить точный вид этой зависимости трудно. С другой стороны, при сильном облегчении шарика и малых скоростях его падения по разностным соотношениям (21) или (22) $F_{\text{сопр}}$ определяется с большими погрешностями.

Поэтому обрабатывались в основном результаты, полученные при скоростях падения шарика v_0 порядка 2—10 см/сек.

С ростом скорости псевдооживающего потока слой расширяется и его насыпная плотность ρ_n падает. Величина ее рассчитывалась по отношению массы навески к объему слоя, определяемому визуально по верхнему уровню псевдооживленного слоя.

Приведенные на рис. 8 экспериментальные графики показывают, что сила сопротивления движению шара в псевдооживленном слое в общем возрастает с ростом скорости падения и диаметра шара и убывает по мере расширения слоя. Экспериментальные точки для данного шара, полученные при его падении и подъеме, в общем хорошо ложатся на одну и ту же кривую. Однако зависимость $F_{\text{сопр}}$ от v_0 и d получается не очень четкой. Из-за экспериментальных погрешностей трудно установить, имеем ли мы дело с зависимостью $F_{\text{сопр}} \sim v_0$ или $F_{\text{сопр}} \sim v_0^2$, особенно в области, где сила сопротивления мала по сравнению с истинным весом стального шарика.

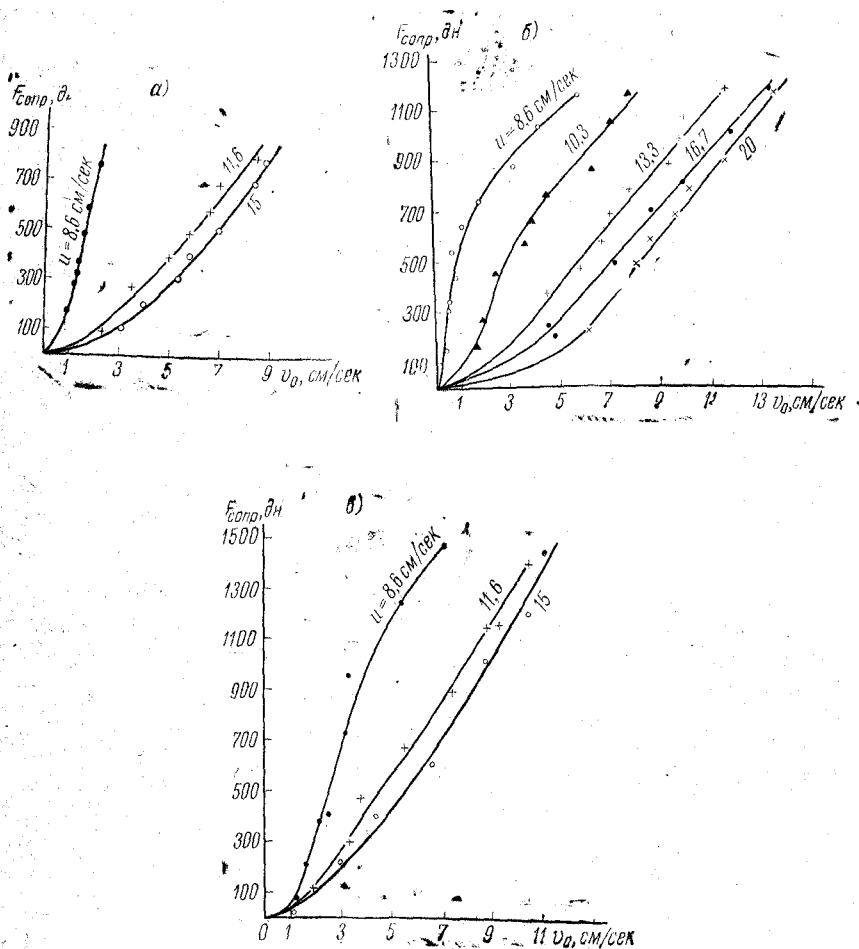


Рис. 8. Зависимость силы сопротивления от скорости падения шара с различными параметрами:

а — $d=0.635$, $m=1.017$, $\rho_{\text{ш}}=7.65$;

б — $d=0.718$, $m=1.473$, $\rho_{\text{ш}}=7.65$;

в — $d=0.953$, $m=3.472$, $\rho_{\text{ш}}=7.65$.

Если бы исследуемый процесс подчинялся ньютоновскому закону сопротивления, когда движущийся шарик вовлекает за собой в движение «хвост» псевдожидкости того же диаметра, то отношение

$$\frac{F_{\text{сопр}}}{\rho_n v_0^2 d^2} = C_2 \quad (23)$$

должно было во всех случаях оставаться постоянным и примерно равным 0,2. Рассчитанные же на основе экспериментальных данных значения C_2 варьируют от 10—30 и выше, т. е. на два порядка выше теоретического и, кроме того, монотонно зависят от v_0 . Объясняется это тем, что движущийся в псевдожидкости шарик передает свое количество движения не только и не столько своему «турбулентному следу», сколько боковым слоям псевдожидкости на расстояниях, сравнимых с d .

Поскольку подобный максимум ближе к вязкому сопротивлению, то для движения шариков, несмотря на все сделанные оговорки, можно ввести понятие эффективной вязкости псевдожидкости. Тогда по закону Стокса

$$\mu^* = \frac{F_{\text{сопр}}}{3\pi v_0 d}. \quad (24)$$

Обработка полученных нами экспериментальных данных по соотношению (24) показала значительный разброс расчетных значений μ^* . Однако в области значений $v_0 \approx 3-15$ см/сек величина μ^* составляет во всех случаях 10—13 пуаз, т. е. соответствует случаю весьма вязкого масла. Усреднив данные, удалось установить некоторые закономерности изменения μ^* .

Так, при увеличении скорости псевдоожигающего потока слой разрыхляется и величина μ^* постепенно падает. В наших экспериментах критерий Рейнольдса для псевдожидкости

$$\text{Re} = \frac{v_0 d \rho_n}{\mu^*} \approx 1. \quad (25)$$

В этой области, как известно, начинается переход от ламинарного закона обтекания жидкости к турбулентному. Вид закона сопротивления $F_{\text{сопр}} = F(v_0)$, для которого имеются лишь различные эмпирические интерполяционные формулы, меняется.

При уменьшении диаметра шарика эффективное значение μ^* возрастает на 10—20%. При переходе от падения крупного шарика к падению частиц, в 2—3 раза превышающих размеры зерен самой псевдожидкости [4], эта зависимость проявляется резко. Это, вероятно, связано с соотношением диаметра падающего тела d и диаметра пузырей и пакетов d_n , образующихся спонтанно внутри кипящего слоя. При $d \gg d_n$ величина μ^* должна иметь определенное минимальное значение, не зависящее от d_n . При $d \leq d_n$ скорость падающих частиц должна резко колебаться. При этом средняя скорость падения тела снижается, что при заданной силе сопротивления приводит к кажущемуся увеличению μ^* . Намечившиеся тенденции целесообразно в дальнейшем изучить более детально для тел различной формы, расширив на несколько порядков интервалы изменения их основных параметров и режимов псевдооживления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аэров М. Э., Тодес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Изд-во «Химия», 1968.
2. Бондарева А. К. Движение частиц и теплообмен во взвешенном слое. Автореф. канд. диссертации, ЛПИ, 1958.
3. Бондарева А. К., Тодес О. М. Особенности технологических процессов во взвешенном слое. «Химическая наука и промышленность», т. 2, № 2, 1957.
4. Горошко В. Д. Применение радиоактивных излучений для решения некоторых задач углеобогащения. Автореф. канд. диссертации, ИГи АН СССР, 1960.
5. Гранат Н. Л. Движение твердого тела в пульсирующем потоке вязкой жидкости. Автореф. канд. диссертации, ЛПИ, 1965.
6. Грек Ф. З., Кисельников В. Н. О вязкости псевдооживленного (кипящего) слоя. Ж. прикладной химии, т. 35, № 10, 1962.
7. Гупало Ю. П. Исследование физико-механических свойств аэро-суспензий и движение в них частиц обогащаемого материала. Автореф. канд. диссертации, ИГи АН СССР, 1961.
8. Ластовцев А. М., Хвальнов А. М., Макаров Ю. И. Исследование процесса смещения сыпучих материалов в псевдооживленном слое, получаемом механическим методом. «Химическая промышленность», № 11, 1962.
9. Розенбаум Р. Б., Тодес О. М. Стесненное падение шара в цилиндрической трубке. ДАН СССР, т. 115, № 3, 1957.
10. Розенбаум Р. Б. Экспериментальное исследование стесненного движения шара вдоль оси цилиндрической трубы. Зап. ЛПИ, т. XXXVI, вып. 3, 1958.
11. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд-во «Наука», 1967.
12. Членов В. А., Михайлов Н. В. К исследованию вибро-кипящего слоя. Ж. физической химии, т. 39, № 2, 1965.

13. Bakker P. H., Heertjes P. M. Brit. Chem. Eng., v. 4, № 10, 1959.
 14. Bingham E. C. Fluidity and Plasticity, New-York, 1922.
 15. Daniels T. C. J. Mech. Eng. Scien., v. 4, № 2, 1962.
 16. Einstein A. Ann. der Phys., Bd. 34, 1911.
 17. Furukawa J., Omae T. Ind. Eng. Chem., v. 50, № 5, 1958.
 18. Kramers H. Chem. Eng. Sci., v. 1, № 1, 1951.
 19. Morse R. D. Ind. Eng. Chem., v. 47, № 6, 1955.
 20. Schieman G., Schügerl K., Fetting F. Chem. Ing. Techn., v. 33, № 11, 1961.
-