

от относительного шага. При $s^0 > s_*$ кривая $\Delta t_1^0 = f(\sqrt{n})$ имеет выпуклость, обращенную вниз, а при $s^0 < s_*$ — выпуклость, обращенную вверх. В системах струй, когда $s^0 \approx s_*$, между Δt_1^0 и \sqrt{n} наблюдается линейная зависимость. Следовательно, значение безразмерного шага $s_* \approx 1,4$ и в этом случае играет особую роль, т. е. является критическим числом. Для систем струй, представленных на рис. 5, 6, $d_0 = 6 \cdot 10^{-3}$ м. Числа Рейнольдса рассчитывались по начальному диаметру единичных струй, т. е. по d_0 . Вязкость воздуха соответствовала своему значению при комнатной температуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дыбан Е. П., Мазур А. И. Метод расчета осевой скорости в системе осесимметричных струй, истекающих из перфорированной пластины // Теплофизика и теплофизика: Респ. межвед. сб./АН УССР, Ин-т техн. теплофизики.— 1977.— Вып. 32.
2. Кузьмина Л. В., Гуськов А. С. Результаты исследования взаимодействия произвольно расположенных струй // Науч. работы ин-тов охраны труда ВЦСПС.— М., 1977.— Вып. 108.
3. Исатаев С. И., Жакатаев Т. А. Определение скорости при слиянии осесимметричных струй в начальном и переходном участках // Теплообмен в жидкостях и газах: Сб. науч. тр. КазГУ.— Алма-Ата, 1982.
4. Исатаев С. И., Жакатаев Т. А. Тепловое взаимодействие осесимметричных струй в начальном, переходном и основном участках // Молекулярный массообмен и струйные течения: Сб. науч. тр. КазГУ.— Алма-Ата, 1984.
5. Макаров И. С., Худенко Б. Г. Система плоских турбулентных струй // ИФЖ.— 1965.— Т. 9, № 2.
6. Изюмов М. А., Хзмалян Д. М. Распределение скоростей и температур в системе плоских струй // Теория и практика сжигания газа: Сб. науч. тр.— Л.: Недра, 1968.

г. Караганда

Поступила 5/XII 1989 г.,
в окончательном варианте —
7/V 1992 г.

УДК 532.546

Е. А. Михайленко, С. П. Хурс

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

Исследование сопротивления движению тел в псевдоожигенной среде представляет большой практический интерес. В [1—3] и ряде других работ достаточно подробно рассмотрены факторы, влияющие на характер движения макроскопических тел различной формы в псевдоожигенных газом сыпучих средах. Так, в [1] представлены методика и результаты экспериментального исследования свободного падения тел в псевдоожигенной среде. В [2] оценены силы, действующие на тело, погруженное в псевдоожигенный слой. Однако подавляющее большинство работ посвящено изучению свободного падения тел различной формы, что ввиду ограниченности плотности их материала не позволяло получать высокие относительные скорости движения. Кроме того, недостаточно широко представлены данные о сопротивлении движению твердых тел в стесненных условиях при поршневом режиме псевдоожигения сыпучей среды.

В данной работе приведены полученные экспериментально характеристики псевдоожигенного газом слоя песка средней крупности с отношением его высоты к диаметру, равным 4,5. Установлена зависимость сопротивления движению цилиндрического тела в псевдоожигенной сыпучей среде от режима псевдоожигения и условий обтекания при отношении диаметров тела и канала, равных 0,15; 0,225; 0,3.

Исследование проводилось на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. Установка состоит из цилиндрического

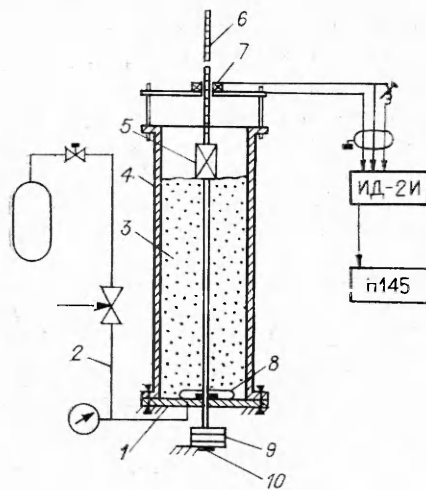


Рис. 1

канала 4 диаметром 0,2 м и высоте 1,1 м, днища 1 и прикрепленного к нему газораспределительного устройства 8 комбинированного типа с живьем сечением 0,61 %. К исследуемому телу 5 крепились тяга с плитой 10 для установки съемных грузов 9 и электрическая рейка с ферритовыми метками 6, которая одновременно служила направляющей. В качестве сыпучей среды 3 использован кварцевый песок характерным размером зерен 0,4 м и начальной пористостью 0,42. Режим псевдооживления формировался системой газоснабжения 2. Для регистрации скорости движения тела рейка с ферритами пропусклась через измерительную катушку индуктивности 7, которая включена в электрическую цепь индуктатора ИД-2И и светолучевого осци-

лографа Н145. Среднее значение скорости определялось по интервалу времени между прохождением катушкой двух соседних меток.

Варьируемыми параметрами при исследовании силы сопротивления движению тела являлись: движущая сила N , пористость псевдооживленного слоя ϵ , диаметр d и длина l тела, а в качестве выходного параметра рассматривалась скорость движения тела w . Движущая сила задавалась съемными грузами. Геометрические параметры изменялись в пределах $d = 0,03 \div 0,06$ м и $l = 0,1 \div 0,2$ м.

Для определения силы сопротивления движению тела в псевдооживленном слое \bar{F}_* и коэффициента сопротивления ψ рассматривались параметры только установившегося режима обтекания. На практике установившийся режим достигается при гравитационном погружении тела на $1 \div 2$ его диаметра от свободной поверхности псевдооживленного слоя и сохраняется до приближения к днищу установки на расстояние $2 \div 3$ диаметров. Достаточно протяженный мерный участок обеспечивал стабильность получаемых данных.

Результаты экспериментального определения гидравлических характеристик псевдооживленного слоя сыпучей среды высотой 0,9 м приведены в таблице. Из анализа следует, что для слоев с $H_0/D > 1$ уже при небольших степенях расширения их структура резко изменяется и становится неоднородной. В данном случае $H_0/D = 4,5$. Как известно, рост объемного расхода газа приводит к образованию пузырей, которые могут достигать диаметра канала псевдооживления. При этом возникают пульсации давления и концентрации сыпучей среды, приводящие к изменению вертикальной силы, действующей на тело; так, согласно [2], она может превышать среднее (по времени) значение в $7 \div 15$ раз.

Достаточно сложным вопросом на практике является определение пористости псевдооживленного слоя. Согласно [4—6], концентрация частиц в слое в осевом направлении изменяется по экспоненциальному закону, а также установлена ее радиальная неоднородность. Однако при степени расширения слоя $\lambda < 2$ пористость его может быть принята постоянной по высоте и определена по уравнению [5]

$$(1) \quad \epsilon = 1 - (1 - \epsilon_0) / \lambda$$

($\lambda = H/H_0$ — степень расширения псевдооживленного слоя).

Движение тела в псевдооживленном слое связано с нарушением структуры последнего, возникающим в окрестности движущегося тела, а именно в кормовой области. Здесь на поверхности тела выпадает некоторое количество частиц сыпучей среды, не поддерживаемых потоком. Впереди тела, где сжимающие напряжения наибольшие, также образует-

w_f , м/с *	Видимая высота, м	Степень расширения $\lambda = H/H_0$	Поведение слоя
0,080	0,900	1,000	Появление отдельных воронок на поверхности слоя
0,153	0,905	1,006	Начало кипения
0,239	0,980	1,090	Режим пузырькового кипения
0,308	1,040	1,160	Появление поршневого эффекта
0,380	1,100	1,220	Конечную высоту слоя измерить трудно, усиление поршневого эффекта

* Скорость оживающего газа определена расчетным путем по данным [7].

я застойная зона из частиц, которые прижимаются к телу и движутся его скоростью.

В общем случае уравнение движения тела в псевдооживленном слое имеет вид

$$2) \quad \frac{mdw}{dt} = N + G - F_{\psi} - F_A - F_{тр} - \frac{\alpha dw}{dt}.$$

Здесь w — скорость движения тела, м/с; G — вес исследуемого тела, Н; F_{ψ} — сила сопротивления движению, Н; $F_A = \rho V g$ — сила Архимеда, Н; V — объем тела, м³; g — ускорение свободного падения, м/с²; $F_{тр}$ — сила трения в подвижных узлах установки, Н; α — коэффициент присоединенных масс.

При установившемся режиме движения тела уравнение (2) принимает форму

$$(3) \quad F_{\psi} = N + G - F_A - F_{тр}.$$

Значение плотности псевдооживленного слоя определено из уравнения

$$\rho = \rho_s(1 - \varepsilon) + \rho_f \varepsilon,$$

где ρ_s — плотность кристаллической решетки сыпучей среды, кг/м³; ρ_f — плотность оживающего газа, кг/м³.

Ввиду того что степень расширения слоя не превышала значения 1,22, принято допущение о постоянстве пористости на мерном участке слоя, а ее численное значение определялось по уравнению (1).

Экспериментальная зависимость силы сопротивления движению тела в псевдооживленной сыпучей среде от скорости его движения приведена на рис. 2, где точки 1—3 соответствуют $\varepsilon = 0,47$; 0,50 и 0,53 при $d = 0,03$ м, 4—6 — $\varepsilon = 0,47$; 0,50 и 0,53 при $d = 0,045$ м, 7—9 — $\varepsilon = 0,47$; 0,50 и 0,53 при $d = 0,06$ м. Из анализа полученных данных вытекает, что при $w < 2$ м/с сила сопротивления движению зависит от скорости практически линейно. Это согласуется с результатами [1]. При больших значениях скорости зависимость приобретает нелинейный характер.

На рис. 3 представлены экспериментальные данные о зависимости силы сопротивления от площади миделя исследуемого тела при фиксированной скорости.

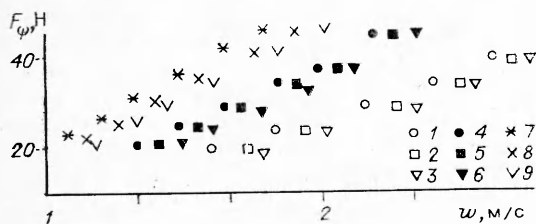


Рис. 2

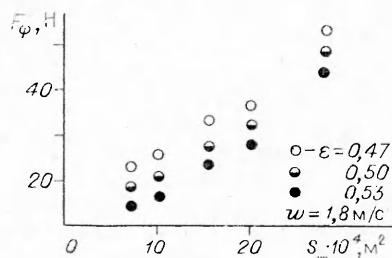


Рис. 3

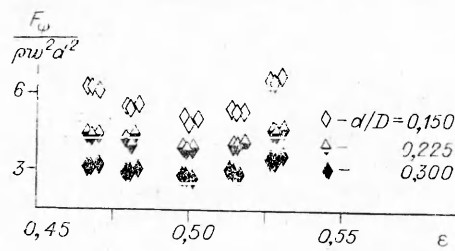


Рис. 4

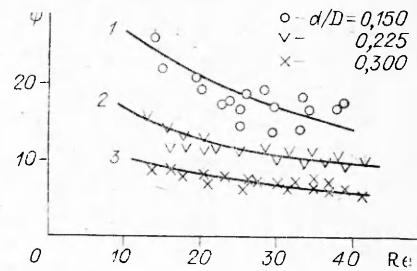


Рис. 5

рованном значении скорости его движения. Видно, что сила сопротивления нелинейно зависит от перекрываемого телом сечения канала псевдооживления. С увеличением сечения тела сила сопротивления возрастает. Это свидетельствует о влиянии стесненности на сопротивление при $d/D = 0,15$.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость безразмерной силы сопротивления от пористости, которая отражает степень расширения или режим псевдооживления слоя сыпучей среды. При численном значении пористости $0,49 \div 0,50$ наблюдается наименьшее значение безразмерной силы сопротивления. Такой характер зависимости объясняется проявлением двух факторов, действие которых противоположно. Расширение слоя приводит к общему снижению концентрации частиц сыпучей среды, улучшая условия обтекания тела частицами. Однако по мере увеличения скорости течения оживающего газа структура псевдооживленного слоя становится существенно неоднородной, что приводит к скачкообразному изменению концентрации частиц, характерному для поршневого режима псевдооживления. Аналогично этому скачкообразно изменяется мгновенное значение силы сопротивления, а осредненное значение возрастает по мере увеличения средней по объему пористости слоя.

Таким образом, можно отметить, что для каналов псевдооживления с $H_0/D = 4,5$ при возрастании числа псевдооживления от 1 до 2,18 снижается безразмерное сопротивление движению тела $F_\psi/\rho w^2 d^2$, а при дальнейшем увеличении числа псевдооживления сопротивление возрастает.

Коэффициент сопротивления определяется по известному выражению

$$\psi = 2F_\psi / (\rho(w + w_s)^2 S_m),$$

где w_s — скорость частиц сыпучей среды, определяемая по [2]; F_ψ находится по уравнению (3); S_m — площадь миделя исследуемого тела, m^2 .

Необходимо отметить, что для определения зависимости вида $\psi = \psi(Re)$ надо дать определение входящему в число Рейнольдса понятию вязкости псевдооживленного слоя сыпучей среды. В настоящее время существуют различные подходы к нахождению вязкости, которые подробно рассмотрены в [1]. Применение различных подходов и условий, в которых проводились исследования, приводило к получению существенно различающихся численных значений вязкости. Авторами данной работы принят подход, рекомендованный в [1], где использовано понятие эффективной вязкости псевдооживленного слоя сыпучей среды.

На рис. 5 представлены экспериментальные данные зависимости ψ от Re для исследуемых тел цилиндрической формы. Установлено, что длина тела в диапазоне $l = 0,1 \div 0,2$ м практически не влияет на значение ψ . Это обусловлено незначительным вкладом силы бокового трения тела и среды в силу сопротивления движению, которая составила величину, не превышающую 10%. После обработки экспериментальных

данных по методу наименьших квадратов получены зависимости вида

$$(4) \quad \psi = 53,5 \text{Re}^{-0,33} \quad (d/D = 0,15);$$

$$(5) \quad \psi = 17,2 \text{Re}^{-0,20} \quad (d/D = 0,225);$$

$$(6) \quad \psi = 16,5 \text{Re}^{-0,26} \quad (d/D = 0,30).$$

Соответственно уравнениям (4)—(6) на рис. 5 проведены кривые 1—3. Авторы полагают, что различие значений коэффициентов и показателей степени обусловлено влиянием стесненности.

Таким образом, полученные зависимости позволяют определять силу сопротивления движению цилиндрического тела в псевдооживленном слое сыпучей среды и оптимальный режим псевдооживления, при котором сопротивление минимально для представленного в работе диапазона изменения варьируемых параметров. Так, максимальное среднее квадратическое отклонение безразмерной силы сопротивления $F_{\psi}/(\rho v^2 d^2)$ для исследуемых тел составило 0,48, аналогичные результаты получены и в [1].

Согласно [8], поведение псевдооживленного слоя главным образом зависит от изменения размера частиц, их плотности, высоты слоя, скорости газа и конструкции газораспределительного устройства. На основании этого можно заключить, что экстраполяция результатов на установки других масштабов носит оценочный характер и по мере изменения масштаба полученные данные следует уточнять на установках более близкого или равного масштаба.

Что касается эмпирической зависимости $\psi = \psi(\text{Re})$, то справедливость результатов в основном зависит от правильности определения эффективной вязкости псевдооживленного слоя μ^* для слоев больших размеров и с более крупными частицами сыпучей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тодес О. М., Розенбаум Р. Б. Движение тел в псевдооживленном слое.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1981.
2. Мичковский Б. А., Баскаков А. П. Динамические усилия, действующие на тело, погруженное в кипящий слой // Тр. УПИ.— 1974.— № 227.
3. Гупало Ю. П. Движение тела в кипящем слое // ИФЖ.— 1962.— Т. 5, № 2.
4. Сыромятников Н. И. О структуре взвешенного слоя // Тр. УПИ.— 1956.— № 61.
5. Альтшулер В. С., Сеченов Г. П. Процессы в кипящем слое под давлением.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
6. Псевдооживление/Под ред. И. Ф. Дэвидсона, Д. Харрисона.— М.: Химия, 1974.
7. Фанд, Ким, Лам, Фан. Гидравлическое сопротивление при течении жидкости в пористых средах, образованных сферами с неупорядоченной упаковкой // Тр. Америк.-ва инж.-мех. Теор. основы инж. расчетов.— 1987.— № 3.
8. Гидродинамика и массопередача в псевдооживленном слое // Сб. докл.— М.: Атомиздат, 1964.

г. Санкт-Петербург

Поступила 19/II 1992 г.,
в окончательном варианте —
7/VIII 1992 г.

УДК 532.59

Е. В. Ерманюк

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СИЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА НЕПОДВИЖНУЮ СФЕРУ

Задаче о волновых нагрузках, действующих на погруженные тела простых геометрических форм, посвящено большое число теоретических работ (см. обзор [1, 2]). Основное внимание в них уделялось случаю однородной по плотности жидкости. Экспериментально наиболее изучено

© Е. В. Ерманюк, 1993