

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАНИЯ ТЕЛ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ПОТОКОМ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ

А. С. Иванов

(Ленинград)

Движение тел в двухфазных (твердая фаза — газ) средах рассматривалось в [1, 2] и ряде других работ. Исследования в этом направлении сконцентрированы в основном на определении гидродинамических характеристик тел, движущихся в псевдооживленных слоях или в стационарных потоках с низкой концентрацией частиц. Однако для решения ряда практических задач необходима информация о параметрах движения тел в нестационарном потоке двухфазной среды с концентрацией частиц, близкой к состоянию плотной упаковки.

Для исследования параметров движения тел использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Установка состоит из двух труб 2, 5, разделенных прорывной мембраной 3. Обе трубы засыпаны песком с характерным диаметром частиц 0,25 мм. Причем в трубе 5 на различных глубинах устанавливались тела 4. После наддува сжатым воздухом порового пространства песка в нижней трубе мембрана прорывалась, в результате чего происходил выброс песка с находящимся в нем телом. Момент начала движения тела фиксировался конечным выключателем, а скорость тела на срезе верхней трубы — катушками индуктивности 1, подключенными к осциллографу. Выброс обусловлен избыточным давлением газа, действующим на песок в верхней трубе, и волной разрежения, распространяющейся по песчано-воздушной среде в нижней трубе.

Уравнение движения тела имеет вид

$$m \frac{dv}{dt} = \Delta p \frac{\pi d^2}{4} - mg \pm F. \quad (1)$$

Здесь и далее приняты обозначения: v , m — скорость и масса тела; t — время; Δp — перепад давления, действующий на тело; d — диаметр тела; g — ускорение свободного падения; F — сила, обусловленная обтеканием тела двухфазной средой; ρ_t , γ_t — плотность и удельный вес тела; p_3 — начальное избыточное давление наддува порового пространства песка в нижней трубе; p_a — атмосферное давление; H , L — высоты верхней и нижней труб; h — высота тела; D — диаметр трубы; d_r — характерный диаметр частиц песка; ρ — начальная плотность песчано-воздушной среды; $h_{ост}$ — высота столба песка, оставшегося в трубах после выброса; x_m , x_n — линейные размеры модельного и натурального тел; $M = x_m/x_n$ — масштаб геометрического подобия модельной и натурной установок.

Для получения обобщенной зависимости скорости тела на срезе трубы воспользуемся методом подобного преобразования уравнений с помощью констант подобия [3]. Пусть имеются два подобных между собой нестационарных потока песчано-воздушной среды, движение тел в которых описывается уравнением (1). Для первого из них условимся

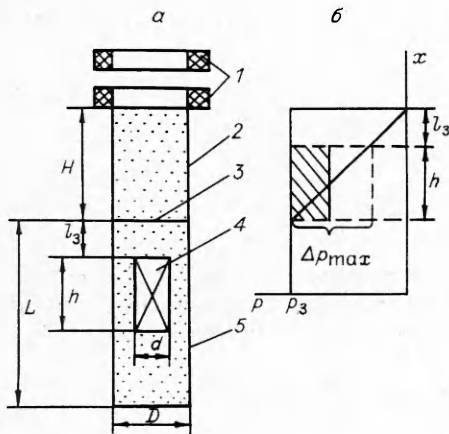


Рис. 1. Схемы эксперимента (а) и расчета (б).

отмечать все величины одним штрихом, а для второго — двумя:

$$m' \frac{dv'}{dt'} = \Delta p' \frac{\pi (d')^2}{4} - m' g' \pm F', \quad (2)$$

$$m'' \frac{dv''}{dt''} = \Delta p'' \frac{\pi (d'')^2}{4} - m' g'' \pm F''. \quad (3)$$

Введем константы подобия c :

$$c_m = m''/m', \quad c_v = v''/v', \quad c_t = t''/t', \quad c_p = p''/p', \\ c_d = d''/d', \quad c_g = g''/g', \quad c_F = F''/F'.$$

Используя константы подобия, можно выразить уравнение (3) через параметры первого потока:

$$\frac{c_m c_v}{c_t} m' \frac{dv'}{dt'} = c_p c_d^2 \Delta p' \frac{\pi (d')^2}{4} - c_m c_g m' g' \pm c_F F'. \quad (4)$$

В силу того, что уравнения (2) и (4) выражены через одни и те же величины первого потока, решения этих уравнений должны быть одинаковы. Поэтому для тождественности (2) уравнению (4) комплексы из констант подобия в (4) должны сократиться

$$\frac{c_m c_v}{c_t} = c_p c_d^2 = c_m c_g = c_F.$$

Рассматривая элементы последнего выражения попарно, подставляя значения констант подобия, а затем группируя отдельно величины для каждого потока, получим следующие безразмерные комплексы:

$$c_m c_v / c_t = c_m c_g, \quad v/gt = \text{idem}, \quad (5)$$

$$c_p c_d^2 = c_m c_g, \quad \Delta p d^2 / mg = \text{idem}, \quad (6)$$

$$c_m c_g = c_F, \quad F/mg = \text{idem}. \quad (7)$$

Величина Δp при движении тела изменяется, однако максимальное ее значение известно. Принимая допущение о линейном распределении давления в волне разрежения, можно определить максимальный перепад давления, действующий на тело, соответствующий моменту прихода фронта волны разрежения к его дну, как показано на рис. 1. В экспериментах по исследованию скорости распространения волны разрежения в песчано-воздушной среде с твердой фазой в состоянии плотной упаковки в трубу устанавливались подключенные к электронному частотомеру контактные датчики, фиксировавшие начало движения среды в различных сечениях. Установлено, что скорость фронта волны разрежения составляет 40–60 м/с при давлении газа до 5 МПа. Следовательно, перемещением тела до прихода фронта к его дну можно пренебречь. Тогда максимальный перепад давления, действующий на тело в волне разрежения, находится из выражения

$$\Delta p_{\max} = p_a \frac{h}{l_3 + l_3}. \quad (8)$$

После подстановки (8) в (6) получим

$$\frac{p_a}{\gamma_T (h + l_3)} = \text{idem}. \quad (9)$$

В совокупности комплексов (5), (7), (8) только $p_a / [\gamma_T (h + l_3)]$ — определяющий критерий, два остальных — безразмерные переменные функции. Тогда искомая функция с учетом условий однозначности может быть представлена в виде

$$\frac{v}{gt} = f \left(\frac{p_a}{\gamma_T (h + l_3)}, \frac{\rho}{\rho_T}, \frac{p_a}{p_a}, \frac{H}{L}, \frac{h}{L}, \frac{d}{D}, \frac{d_T}{D} \right). \quad (10)$$

Неизвестная величина t , входящая в левую часть функции (10), определяется числом Струхала $Sh = vt/(H + h + l_3)$, которое, в свою очередь, является функцией тех же переменных, что и скорость. Подставив значение Sh в (10) и используя общепринятые обозначения $Fr = v^2/[g(H + h + l_3)]$, получим

$$Fr = f \left(Sh, \frac{p_3}{\gamma_T(h + l_3)}, \frac{\rho}{\rho_T}, \frac{p_3}{p_a}, \frac{H}{L}, \frac{h}{L}, \frac{d}{D}, \frac{d_r}{D} \right). \quad (11)$$

Согласно [4], при $d_r/D < 0,1$ влиянием этого фактора на параметры движения двухфазной среды можно пренебречь. Авторами в экспериментах использовались трубы диаметром 70—400 мм, чем обеспечивалось соблюдение условия $d_r/D \ll 0,1$. Изменение диаметра труб в указанном диапазоне не сказывалось сколько-нибудь существенно на параметрах движения тела.

В экспериментах по исследованию влияния соотношения диаметров тела и трубы величина $d/D = 1 \div 0,2$. Эксперименты проведены и с телами, характеристики которых, в том числе и размеры, соизмеримы с диаметром частиц песка. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при плотности тела, соизмеримой с плотностью среды, его скорость близка к скорости среды независимо от d/D .

В нижней трубе после выброса остается столб песка, высота которого при $p_3/\rho g L > 4$ определяется по формуле, полученной методом наименьших квадратов:

$$\frac{h_{ост}}{H + L} = \frac{1}{1 + 0,225 (p_3/p_a)^{1,42} [L/(H + L)]^{0,114}}.$$

На параметры движения тела существенное влияние оказывает его положение относительно остатка песка, что может быть учтено выражением

$$A = \frac{L - l_3}{H + L} - \frac{1}{1 + 0,225 \left(\frac{p_3}{p_a} \right)^{1,42} \left(\frac{L}{H + L} \right)^{0,114}}. \quad (12)$$

С учетом изложенного зависимость (11) сводится к виду

$$Fr = f \left(Sh, \frac{p_3}{\gamma_T(h + l_3)}, \frac{\rho}{\rho_T}, \frac{p_3}{p_a}, \frac{L - l_3}{H + L} - \frac{1}{1 + 0,225 \left(\frac{p_3}{p_a} \right)^{1,42} \left(\frac{L}{H + L} \right)^{0,114}} \right). \quad (13)$$

Все содержащиеся в (13) члены могут входить в искомую зависимость только сомножителями. Действительно, при $p_3 = 0$ тело не будет двигаться, а значит, $Fr = 0$. Если выражение (12) становится меньше или равным нулю, тело также не будет выведено за срез верхней трубы. Следовательно, и (12) может входить в искомую зависимость только сомножителем.

Методом наименьших квадратов получены следующие формулы для определения скорости тела на срезе трубы и времени его движения:

$$Sh = 0,82 \frac{\left[\frac{p_3}{\gamma_T(h + l_3)} \right]^{0,52} A^{0,73}}{\left(\frac{p_3}{p_a} \right)^{0,69} \left(\frac{\rho}{\rho_T} \right)^{0,31}}, \quad (14)$$

$$Fr = 0,0286 \frac{\left[\frac{p_3}{\gamma_T(h + l_3)} \right]^{1,47} A^{1,72}}{\left(\frac{p_3}{p_a} \right)^{1,65} \left(\frac{\rho}{\rho_T} \right)^{0,6}}. \quad (15)$$

Sh		Fr		Sh		Fr	
Эксперимент	Расчет по (14)	Эксперимент	Расчет по (15)	Эксперимент	Расчет по (14)	Эксперимент	Расчет по (15)
1,49	1,478	18,78	18,59	1,67	1,65	9,66	11,43
1,90	1,96	20,37	21,23	0,93	0,95	2,71	2,03
1,05	1,02	4,43	3,91	0,72	0,75	1,58	1,57
0,9	0,87	2,95	2,64	1,09	1,05	2,54	2,27
0,66	0,64	1,10	1,21	1,86	1,71	22,16	19,58

В таблице приведены экспериментальные и расчетные значения чисел Sh и Fr.

В экспериментах безразмерные комплексы и соотношения варьировались в следующих диапазонах:

$$469 \leq \frac{p_3}{\gamma_T (h + l_3)} \leq 3394, \quad 0,135 \leq A \leq 0,43,$$

$$4 \leq \frac{p_3}{p_a} \leq 15, \quad 1,099 \leq \frac{\rho}{\rho_T} \leq 1,647.$$

В ряде случаев возникает необходимость моделирования движения тел на маломасштабных экспериментальных установках с масштабом геометрического подобия $M = x_m/x_n$. Для полного моделирования необходимо равенство в модельной и натурной установках комплексов и соотношений, входящих в уравнения (14) и (15). Выполнение ограничений

$$A = \text{idem}, \quad p_3/p_a = \text{idem},$$

не вызывает затруднений.

Для выполнения ограничений

$$p_3/\gamma_T (h + l_3) = \text{idem}, \quad \rho/\rho_T = \text{idem}$$

необходимо в модельной установке в $1/M$ раз увеличить ускорение силы тяжести, чего можно достигнуть с помощью центрифуги, или в $1/M$ раз — плотность тела. В последнем случае необходимо во столько же раз увеличить плотность сыпучего наполнителя, оставив без изменения его остальные характеристики (размер частиц, угол внутреннего трения и др.). Применение центрифуг, использование в качестве наполнителя искусственных материалов с заданными свойствами связано с большими, в ряде случаев практически не преодолимыми трудностями, особенно при больших габаритах установок. Поэтому необходима оценка погрешности приближенных методов моделирования.

Возможны следующие методы приближенного моделирования:

$$p_3/p_a = \text{idem}, \quad \rho/\rho_T = \text{idem}, \quad A = \text{idem}, \quad p_3/\gamma_T (h + l_3) \neq \text{idem},$$

$$p_3/\gamma_T (h + l_3) = \text{idem}, \quad p_3/p_a = \text{idem}, \quad A = \text{idem}, \quad \rho/\rho_T \neq \text{idem},$$

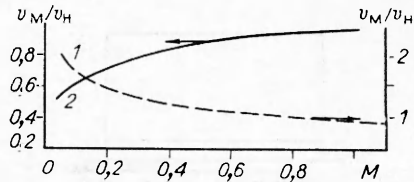
$$p_3/\gamma_T (h + l_3) = \text{idem}, \quad \rho/\rho_T = \text{idem}, \quad A = \text{idem}, \quad p_3/p_a \neq \text{idem}.$$

Первый основан на использовании в экспериментальной установке тела такой же плотности, что и в натурной, при соблюдении равенства отношений давлений, плотностей среды и тела и глубин залегания тела. Во втором случае плотность модельного тела в $1/M$ раз больше плотности натурного, однако и в той и в другой установке в качестве твердой фазы используется песок. В третьем случае равенство критериев и соотношений в установках обеспечивается соответствующим изменением давления в модельной установке.

На рис. 2 приведены зависимости отношений скоростей модельного и натурного тел от масштаба геометрического подобия установок для первого (рис. 2, 1) и второго (рис. 2, 2) способов приближенного моде-

Рис. 2. Зависимость $\frac{v_M}{v_H}(M)$.

- 1 — $p_3/p_a = \text{idem}$, $\rho/\rho_T = \text{idem}$, $A = \text{idem}$, $\rho_{TM} = \rho_{TH}$;
 2 — $\frac{p_3}{\gamma_T(h+l_3)} = \text{idem}$, $p_3/p_a = \text{idem}$, $A = \text{idem}$,
 $\rho_{TM} = 1/M \cdot \rho_{TH}$.



лирования. Для третьего способа при $p_3 = 3$ МПа, $(L - l_3)/(H + L) = 0,7$, скорость модельного тела на 63 % меньше скорости натурального. Погрешность приближенного моделирования существенно зависит от масштаба геометрического подобия. При $M = 0,8$ погрешность по скорости тела в модельной установке составит около 5 % от скорости тела в натурной установке.

С наименьшей погрешностью приближенное моделирование может быть осуществлено путем увеличения плотности модельного тела в $1/M$ раз при соблюдении равенства всех остальных соотношений, входящих в уравнение (15), и использовании в модельной установке того же наполнителя (песка), что и в натурной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенбаум Р. Б., Тодес О. М. Движение тел в псевдооживленном слое.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
2. Матвеев С. К., Сеюкова Л. П. // Газодинамика и теплообмен.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1981.— Вып. 6.
3. Гухман А. А. Введение в теорию подобия.— М.: Высш. шк., 1973.
4. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков.— М.: Энергия, 1970.

Поступила в редакцию 3/IV 1987,
 после доработки — 27/VII 1987

УДК 539.89 + 536.53

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНОГО СЖАТИЯ МЕТАЛЛА ТЕРМОПАРНЫМ МЕТОДОМ

С. Н. Ишуткин
 (Новосибирск)

Использование эффекта Зеебека является, по-видимому, наиболее прямым методом определения температуры металла, подвергаемого высокоскоростному деформированию. Однако поскольку непосредственному измерению поддается только электрическое напряжение V , возникающее между свободными концами нагружаемой термопары, то температура T должна находиться из интегрального соотношения вида

$$V = \int s [p(l), T(l)] \nabla T d\vec{l}. \quad (1)$$

Здесь интегрирование ведется вдоль некоторой мысленно выделенной линии (рис. 1), соединяющей свободные концы термопары и проходящей через участок, подвергающийся нагружению; l — координата вдоль пути интегрирования; s — термоэлектрический коэффициент; p — давление.

Вопрос о том, насколько сильно s зависит от p в условиях ударного сжатия, остается в настоящее время дискуссионным (см., например, [1—10]). В [11] предложен экспериментальный метод оценки отличия $s(p, T)$ от термоэлектрического коэффициента при нормальном давлении $s(0, T)$. В [11] пренебрегалось зависимостью $s(T)$, что справедливо с точностью около 10 % при перепаде температуры вдоль термопары не более 50—