

Рис. 3. Характеристика ГПТ с учетом скольжения фаз ($\varphi_r = 0,6$, $\eta_{II} = 0,7$)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов И. И., Кириллов А. И. Теория турбомашин. Учебное пособие для вузов. — Л.: Машиностроение, 1974. 310 с.
2. Шевелёв Д. В., Карышев А. К., Жиннов А. А., Парсегов Э. А. Экспериментальное исследование процесса адиабатного истечения самоиспаряющейся жидкости из сопл. Проблемы теплообмена и гидродинамики: Труды IV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. академика РАН В.Е. Алемасова. — Казань: Изд-во КГУ, 2004. С.219—226.
3. Шевелёв Д. В., Карышев А. К. Режимы истечения самоиспаряющейся жидкости из сопл. Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках Труды XV Школы-семинара молодых учёных и специалистов под рук. академика РАН А.И. Леонтьева. В 2-х т. Т.1. — М.: Изд-во МЭИ, 2005 с.206—209.
4. Голдин А. С., Мильман О. О. Экспериментальное исследование расширяющихся сопел, работающих на сильно недогретой воде // Теплоэнергетика 2003, №3. С. 70—73.

532.542.4.013.2:541.12.012.3

СКОРОСТНАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ В ПЫЛЕВОЗДУШНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Канд. техн. наук, доц. Ю.Г. ВОЛОДИН, асп. А.Н. БОГДАНОВ

Проведен анализ скоростной неравновесности двухфазных потоков и выполнен расчет.

Analysis of a high-speed Nonequilibrium in two phase flows is made and the calculations are presented.

Стационарному и нестационарному режимам течения двухфазных потоков сопутствует эффект скольжения частиц. Известен целый ряд работ, в том числе [1—6], в которых авторы экспериментально либо аналитически для различных динамических условий определяли дефект скорости частиц.

Анализ движения совокупности частиц выполнен на основе изучения поведения репрезентативной частицы, помещённой в потенциальную часть потока. Правомерность исполь-

зования подобной одномерной модели представляется допустимой согласно результатам [7]. В действительности же дефект скорости частиц может меняться по сечению канала. Так, отставая в ядре потока, частицы могут опережать его вблизи стенки, что вызвано поперечным движением дисперсной фазы. Но в тонкодисперсных потоках, особенно при близких плотностях несущей и несомой фаз, дефект скорости быстро стремится к нулю и определить его величину можно, изучив поведение частицы в области потенциального ядра потока.

Для анализа воспользуемся выражением, полученным Ченом, для частицы суспензированной в турбулентном потоке [8, 9]

$$\frac{\pi}{6} d_s^3 \rho_s \frac{dw_s}{dt} = 3\pi\mu d_s (w - w_s) + \frac{\pi}{6} d_s^3 (\rho - \rho_s) \frac{dw}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\pi}{6} d_s^3 \rho \times \\ \times \left(\frac{dw}{dt} - \frac{dw_s}{dt} \right) + \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi\rho\mu} \int_{t_0}^t \frac{dw/dt' - dw_s/dt'}{\sqrt{t-t'}} dt' + Fe, \quad (1)$$

где t — рассматриваемый момент времени, t' — предшествующий момент времени, $Fe = \pi d_s^3 \rho_s / 6$ — сила тяжести.

Сила, необходимая для ускорения частицы, в правой части уравнения (1) определяется соответственно: силой вязкого сопротивления, определяемого законом Стокса; силой, обусловленной градиентом давления в жидкости, окружающей частицу; силой, приводящей к ускорению кажущейся массы частицы относительно жидкости; силой Бассэ, учитывающей отклонение течения от установившегося состояния; внешней потенциальной силой.

Согласно Соу С. [8] уравнение (1) становится линейным уравнением первого порядка в случае

$$\frac{d_s^2}{v} \frac{\partial w_x}{\partial x} \ll 1 \text{ и } \frac{w_s}{v} \frac{\partial w_x}{\partial x} / \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} \gg 1. \quad (2)$$

Рассмотрим горизонтальный невыпадающий двухфазный поток (сила тяжести уравновешивается подъёмной силой, т.е. $Fe = 0$), характеризуемый числами Рейнольдса частиц, близкими к единице и с параметрами потока, удовлетворяющими неравенствам (2). При сделанных ограничениях (1) принимает вид

$$\frac{dw_s}{dt} + \frac{w_s}{\tau_s} = \frac{w}{\tau_s} + B \frac{dw}{dt}, \quad (3)$$

где $\tau_s = (2\rho_s + \rho) d_s^2 / (36\mu)$ — время релаксации частицы, $B = 3\rho / (2\rho_s + \rho)$ — фактор плотности среды.

Ограничимся рассмотрением ситуаций, характерных для газозвесей ($\rho_s \gg \rho$) и гидрозвесей ($\rho_s \approx \rho$), при изменении среднерасходной скорости относительно среднего за период колебания её значения по закону

$$w_{01} = \bar{w}_{01} (1 + A \sin 2\pi\Omega t). \quad (4)$$

Предполагая воздействие пульсаций на течение потока в потенциальной части как на твёрдое тело, из (3) получим

$$\text{а) } \rho_s \gg \rho \quad \frac{dw_s}{dt} + \frac{w_s}{\tau_s} = \frac{w_{01}}{\tau_s}, \quad (5)$$

$$\text{б) } \rho_s \approx \rho \quad \frac{dw_s}{dt} + \frac{w_s}{\tau_s} = \frac{w_{01}}{\tau_s} + \frac{dw_{01}}{dt}. \quad (6)$$

Интегрируя (5) и (6), получим выражения, определяющие скорость частицы,

$$\begin{aligned}
 \text{а) } w_s = & \bar{w}_{01} (1 - e^{-t/\tau_s}) + w_{s01} e^{-t/\tau_s} + \frac{A \bar{w}_{01}}{1 + (2\pi\Omega\tau_s)^2} \times \\
 & \times \left[\frac{\sin(2\pi\Omega t - \arctg 2\pi\Omega\tau_s)}{\cos(\arctg 2\pi\Omega\tau_s)} + 2\pi\Omega\tau_s e^{-t/\tau_s} \right], \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\text{б) } w_s = \bar{w}_{01} (1 + A \sin 2\pi\Omega t) + e^{-t/\tau_s} (w_{s01} - w_{01}), \quad (8)$$

где w_{s01} — скорость частиц в момент времени $t = 0$. Соответственно дефект скорости частицы определяется выражениями

$$\begin{aligned}
 \text{а) } \Delta_s = w_{01} - w_s = & \bar{w}_{01} (A \sin 2\pi\Omega t + e^{-t/\tau_s}) - w_{s01} e^{-t/\tau_s} - \\
 & - \frac{A \bar{w}_{01}}{1 + (2\pi\Omega\tau_s)^2} \left[\frac{\sin(2\pi\Omega t - \arctg 2\pi\Omega\tau_s)}{\cos(\arctg 2\pi\Omega\tau_s)} + 2\pi\Omega\tau_s e^{-t/\tau_s} \right], \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\text{б) } \Delta_s = w_{01} - w_s = e^{-t/\tau_s} (-w_{s01} + w_{01}). \quad (10)$$

Особенности влияния частоты и амплитуды пульсации несущей среды на скорость частиц с различными временами релаксации представлены на рис. 1.

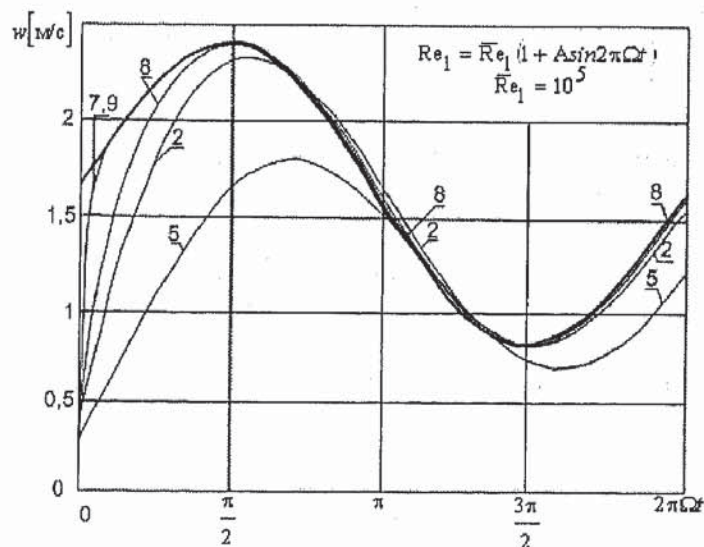


Рис. 1. Изменение скорости частиц в пульсирующем двухфазном потоке (для газозвеси): 1 — $\Omega = 1$ Гц; $A = 0,25$; $\tau_s = 0,1$ с; 2 — $\Omega = 1$ Гц; $A = 0,25$; $\tau_s = 0,1$ с; 3 — $\Omega = 1$ Гц; $A = 0,75$; $\tau_s = 0,1$ с; 4 — $\Omega = 5$ Гц; $A = 0,25$; $\tau_s = 0,1$ с; 5 — $\Omega = 5$ Гц; $A = 0,5$; $\tau_s = 0,1$ с; 6 — $\Omega = 5$ Гц; $A = 0,75$; $\tau_s = 0,1$ с; 7 — $\Omega = 1$ Гц; $A = 0,5$; $\tau_s = 0,01$ с; 8 — $\Omega = 5$ Гц; $A = 0,5$; $\tau_s = 0,01$ с; 9 — $\Omega = 5$ Гц; $A = 0,5$; $\tau_s = 0,01$ с

Численный анализ проводился для пульсирующих течений с изменением среднесреднего числа Рейнольдса Re_1 относительно среднего за период его значения \bar{Re}_1 по гармоническому закону: $Re_1 = \bar{Re}_1 (1 + A \sin 2\pi\Omega t)$. Варьируются частота и амплитуда пульсаций несущей среды, а также время релаксации частиц, что равносильно изменению плотности и диаметра частиц по отношению к плотности и вязкости несущей фазы. Скорость частиц в начальный момент времени задавалась постоянной для всех рассматрива-

емых режимов. Из расчёта следует, что скорость взвешенных в потоке частиц постоянно стремится к скорости несущей фазы. Наличие сдвига фазы колебания движения частицы в большей степени характерно для аэрозвесей — уравнение (7). Физически это объясняется большей инерционностью твёрдой частицы в газовом потоке, в силу чего она вовлекается в движение с некоторым отставанием по фазе и амплитуде.

Произведение $\Omega\tau_s$ определяет численное значение угла сдвига, причём Ω отражает аэродинамическую обстановку, а время релаксации τ_s характеризует присущую частице степень инерционности для конкретной несущей среды. На рис. 1 показано, что возможны ситуации, когда скорость частиц опережает, скорость несущей среды при замедлении последней. Это особенно характерно для частиц, обладающих большим временем релаксации.

Из рис. 2 следует, что дефект скорости частиц в аэропотоках растёт с увеличением частоты и амплитуды пульсаций несущей среды и с ростом времени релаксации частицы.

Для стационарного потока, когда частота и амплитуда пульсаций равны нулю, выражения (9) и (10) приводятся к виду, известному из [8]

$$\Delta_s = w_{01} - w_s = e^{-t/\tau_s} (w_{01} - w_{s01}). \quad (11)$$

При этом дефект скорости частиц стремится к нулю тем быстрее, чем больше вязкость несущей среды и чем меньше радиус и плотность частицы.

Определяя стабилизацию потока постоянством профиля скоростей и учитывая обратное воздействие дискретной фазы на непрерывную, из (11) вытекает, что стабилизация стационарного потока предопределяется параметрами фаз на входе в канал и временем релаксации. В силу особенностей нестационарного двухфазного потока стабилизация потока может быть рассмотрена лишь в рамках определенных приближений.

Частота наложенных на поток пульсаций влияет на длину стабилизации неоднозначно. Так, увеличение частоты пульсаций может привести к ускорению стабилизации для частиц с большим временем релаксации (частицы не успевают следовать за потоком) и дестабилизировать поток с частицами, имеющими малое время релаксации.

Учитывая, что скорость частицы в стационарном потоке асимптотически стремится к скорости несущей фазы, степень их равенства необходимо определять с заранее установленной точностью $\varepsilon = w_s / w$. Если частица в момент помещения в стационарный поток имела скорость, равную нулю, то она достигает скорости несущей среды с точностью ε за время t , определяемое из выражения

$$t = -\frac{(2\rho_s + \rho)d_s^2}{36\mu} \ln(1 - \varepsilon). \quad (12)$$

Тогда безразмерная длина канала, на которой реализуется течение со скоростной неравновесностью фаз, определится по формуле

$$\frac{tw_0}{D} = -\frac{(2\rho_s + \rho)d_s^2}{36\rho} \frac{1}{D^2} \ln(1 - \varepsilon). \quad (13)$$

При $\bar{\tau}'_w = f_s$ с учётом (11) ранее введённый параметр двухфазности может быть записан:

$$f_s = -\frac{2\delta}{C_f} \frac{36\rho_s\beta_s}{(2\rho_s + \rho)d_s^2 R} \left(1 - \frac{w_{s0}}{w_{01}}\right) \exp\left[-\frac{36\mu t}{(2\rho_s + \rho)d_s^2}\right]. \quad (14)$$

Отсюда следует, что в двухфазных течениях сохраняется свойство возрастания устойчивости потока к внешним возмущениям с ростом числа Рейнольдса [10]. При $Re \rightarrow \infty$ двухфазность не влияет на трение вообще. Увеличение концентрации частиц и уменьше-

ние их диаметра схоже по своему воздействию с нарастанием пограничного слоя и может трактоваться при $\Delta_s > 0$ как влияние продольного ускорения потока.

Перенос второй фазы при $w > w_s$ всегда связан с затратами энергии и, в частности, с дополнительными потерями на трение.

Известно из экспериментальных исследований, что уменьшение потерь энергии может быть связано не только с падением уровня турбулентности потока за счёт наличия в нём второй фазы, но и с тем, что при $w < w_s$ фактор двухфазности меняет свой знак, а следовательно, и направление воздействия.

При всех равных прочих условиях существенное влияние на характеристики системы оказывают геометрические параметры канала, что согласуется с выводами [8]. Так, на участке стабилизированного течения, когда $2\delta = D$ параметр двухфазности, а следовательно, и влияние двухфазности является функцией квадрата диаметра трубопровода. Этим может объясняться существенное расхождение полученных экспериментальных данных для каналов различных диаметров при постоянстве остальных параметров.

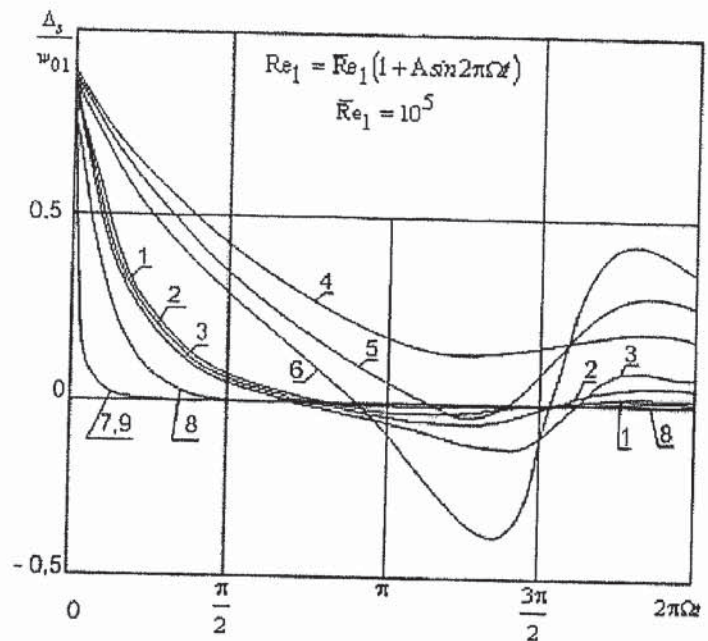


Рис. 2. Дефект скорости частиц в пульсирующем потоке (для газозвеси); обозначения приведены на рис. 1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б у с р о й д Р. Течение газа со взвешенными частицами. — М.: Мир, 1975. — 379с.
2. З л о б и н В. В. Экспериментальное исследование течения смеси газа и частиц в трубе // Инж. — физ. журн., 1977. — Т. 33. — № 4. — С. 611—616.
3. Экспериментальное исследование течения дисперсных потоков высокой концентрации в горизонтальном канале круглого сечения / Б. И. Каторгин и др. — В кн.: Турбулентные двухфазные течения. — Таллин, 1979. — С. 91—98.
4. М е д н и к о в Е. П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. — М.: Наука, 1981. — 176с.
5. Ф и к л и с т о в И. Н., Ю р и м Н. Ф. Кинематика движения твёрдых частиц при разных условиях и пульсациях вертикального потока жидкости // Вестник Львовского политехнического ин-та. — 1980. — № 139. — С. 96—98.
6. Ю р и м Н. Ф. Аналитическое исследование кинематики движения твёрдой частицы при различных формах пульсаций жидкости // Химия и химическая технология. — 1980. — Вып. 2. — С. 55—58.
7. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности фаз / Н. Н. Яненко, Р. И. Солоухин, А. Н. Папырин, В. М. Фомин. — Новосибирск: Наука, 1980. — 160 с.
8. С о у С. Гидродинамика многофазных систем. — М.: Мир, 1971. — 536с.
9. Х и н ц е И. О. Турбулентность, её механизм и теория. — М.: Физматгиз, 1963. — 680 с.
10. К у т а т е л а д з е С. С. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1964. — 208 с.