

если $c_i = 0$, $i = 1, \dots, m - 1$. Поведение четных возмущений зависит от поверхностного натяжения σ . Именно при $\sigma = 0$, $\tau \rightarrow \infty$

$$(3.17) \quad R_{n_1} \sim a_1 \tau + \frac{a_2}{\tau^2} - \frac{64 \operatorname{Re} (-1)^m d_m}{3 (2m+1)^5 \pi^5 \tau} \exp \left[-\frac{(2m+1)^2 \pi^2}{12 \operatorname{Re}} \tau^3 \right],$$

а при $\sigma > 0$, $\tau \rightarrow \infty$

$$(3.18) \quad R_{n_1} \sim \tau^{1/4} \{ a_1 \cos(2n \sqrt{\operatorname{We} \tau}) + a_2 \sin(2n \sqrt{\operatorname{We} \tau}) - \\ - \frac{64 n^2 \operatorname{Re} (-1)^m d_m}{n \sqrt{\operatorname{We}} (2m+1)^5 \pi^5 \tau^{5/4}} \exp \left[-\frac{(2m+1)^2 \pi^2}{12 \operatorname{Re}} \tau^3 \right] \},$$

если $d_i = 0$, $i = 0, 1, \dots, m - 1$; $m = 0, 1, \dots$. В (3.16)–(3.18) a_1, a_2 — постоянные.

На основании асимптотик (3.16)–(3.18) можно сделать выводы об устойчивости течения полосы (2.1) при $t \rightarrow \infty$ ($\tau \rightarrow \infty$). Нечетные возмущения устойчивы, причем начальные возмущения экспоненциально затухают. Интересно отметить, что в схеме идеальной жидкости аналогичные вихревые начальные данные дестабилизируют свободную границу [5]. Этот вывод не противоречит сказанному выше, поскольку асимптотика (3.16) при $\tau \rightarrow \infty$ не является равномерной по v (или, что то же самое, Re), когда $v \rightarrow 0$ ($\operatorname{Re} \rightarrow \infty$). Четные возмущения всегда нарастают, как это следует из (3.17), (3.18), хотя поверхностное натяжение несколько снижает неустойчивость, не устраняя ее полностью.

Итак, наиболее опасными являются четные возмущения скорости вдоль оси y . Им соответствует так называемая «шлангообразная неустойчивость».

В заключение заметим, что при $\tau \rightarrow 0$ ($t \rightarrow -1/k$, $k < 0$) имеет место устойчивость $R_{n_1} \sim a\tau$, $a = \operatorname{const}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Солонников В. А. Разрешимость задачи о движении вязкой несжимаемой жидкости, ограниченной свободной поверхностью. — Изв. АН СССР. Сер. математическая, 1977, т. 41, № 6.
2. Tomas Beale J. The initial value problem for the Navier — Stokes equations with a free surface. — Comm. Pure Appl. Math., 1981, vol. 34, p. 359.
3. Андреев В. К. Малые возмущения неустановившегося движения жидкости со свободной границей с учетом капиллярных сил. — В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1977, вып. 32.
4. Вазов В. Асимптотические разложения решений обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Мир, 1968.
5. Андреев В. К. Влияние капиллярности и начальной завихренности на устойчивость движения жидкости. — В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1981, вып. 52.

Поступила 11/III 1984 г.

УДК 532.526

ВЛИЯНИЕ ПРЕГРАДЫ НА ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ С ПРОНИЦАЕМЫМИ СТЕНКАМИ

С: В. Калинина, Р. В. Рафиков, Г. А. Толмачев
(Новосибирск)

Исследованы особенности гидродинамики течения при натекании струи, сформировавшейся в проницаемом канале, на преграду, расположенную на некотором расстоянии от выходного сечения канала перпендикулярно оси струи.

При рассмотрении натекания струи на преграду всю область течения можно условно разделить на несколько характерных областей, газодинамика и теплообмен в которых зависят от целого ряда условий: сжимаемости, степени турбулентности вытекающей струи, наличия сносящего потока и др. Одна из таких областей — это собственно сама струя, которую вблизи выхода из канала можно рассматривать как затопленную (при большом удалении преграды от сопла) и выделять в ней начальный и

основной участок, а также участок, где течение деформируется под влиянием поперечной преграды, или, иначе, происходит перестройка струи от свободной до пристеночной. Исследованию течения в этой последней части струи посвящены работы [1, 2].

Вывод, который может быть сделан из рассмотрения этих работ, состоит в следующем: для диапазона чисел $Re = ud/\nu = 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$, где u — средняя по сечению сопла скорость, d — диаметр сопла, ν — кинематический коэффициент вязкости, независимо от исходного распределения скорости влияние преграды распространяется не более чем на 1,5 калибра сопла. Общим для этих работ является также то, что все измерения скоростей в области взаимодействия струи с преградой осуществлялись вне сопла, из которого эта струя вытекает. Данные же по деформации течения в самом сопле при $h_2/d < 1$ практически отсутствуют.

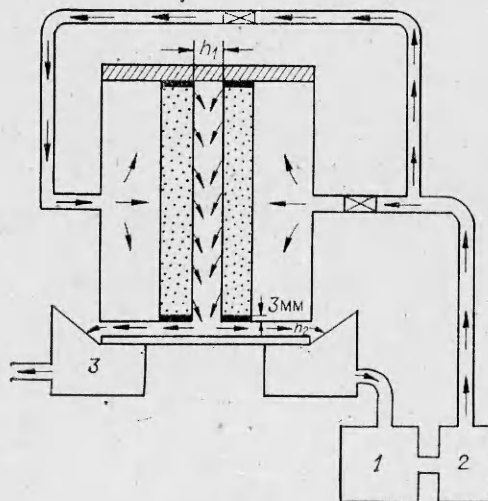
Исследованию области взаимодействия преграды с струей посвящена и настоящая работа:

Источником струи являлся канал с проницаемыми стенками, имеющий прямоугольное поперечное сечение. Схема экспериментального канала показана на фиг. 1, где 1 — сливной бак, 2 — насос. Верхний торец канала был закрыт; течение формировалось вдувом среды через проницаемые стенки.

Поперечная преграда представляла собой встроенный поперек струи плоский канал, высота которого могла меняться. Основное внимание уделено исследованию области взаимодействия для случая, когда влияние преграды проникает в источник-канал, деформируя исходное распределение скорости и давления. Принятая методика измерений — метод стробоскопической визуализации потока — позволила провести измерения полей скорости практически на всем участке взаимодействия.

Проведено две серии измерений. Первая предпринята с целью определения размера области взаимодействия и зависимости этого размера от высоты h_2 отводящего канала. Высота проницаемого канала $h_1 = 10$ мм оставалась в этих опытах неизменной, а высота отводящего канала $h_2 = 7$ и $3,5$ мм менялась.

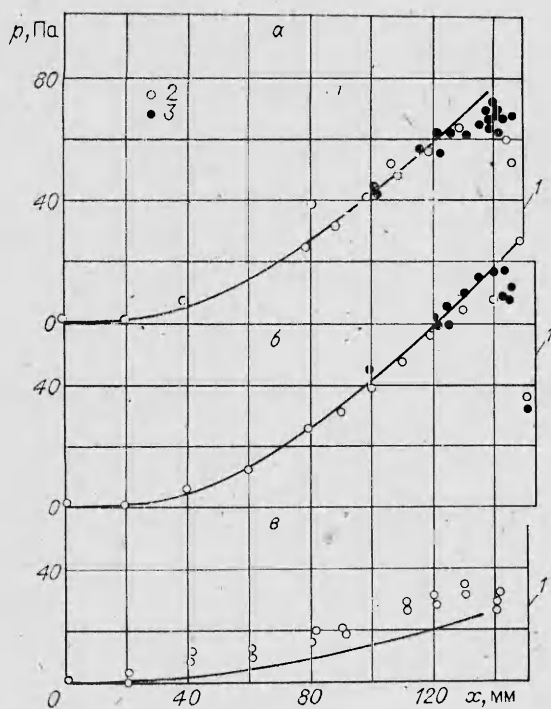
Целью второй серии измерений было более подробное исследование профилей скорости в области взаимодействия. Высота проницаемого канала в этих опытах равна 20 мм, отводящего — 3,2 мм. Остальные размеры каналов для обеих серий оставались неизменными: ширина проницаемого и отводящего канала 60 мм, длина проницаемого — 150, отводящего — 200 мм. Рабочей средой служил 1%-ный раствор соляной кислоты в дистиллированной воде. Расход его через стенки измерялся с помощью протарированных расходомерных шайб. Большое сопротивление проницаемых стенок (в данном случае перепад давления поперек пористой стенки примерно на порядок превышал перепад давления по длине канала) обеспечивало равномерный вдув по длине канала. Передняя стенка канала-источника, а также поверхность преграды были изготовлены из



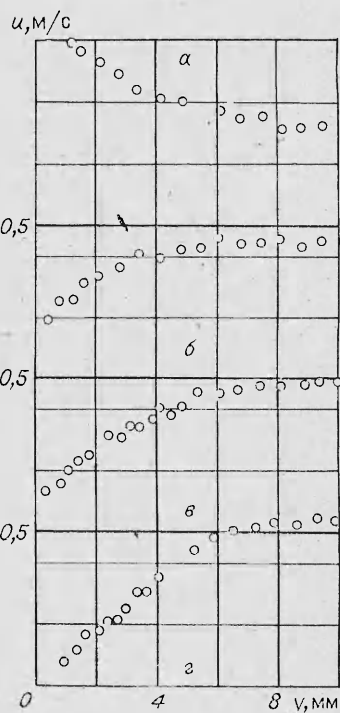
Ф и г. 1

полированного оргстекла: через первую велось фотографирование трековой картины течения, через вторую — ее подсветка от импульсного источника света. Вдоль средней линии на задней стенке проницаемого канала были просверлены отверстия диаметром 0,5 мм для измерения распределения статического давления. Для более подробных измерений падения давления по длине канала через его верхнюю крышку вводилась трубка диаметром 0,75 мм с запаянным концом и отверстием 0,5 мм на расстоянии 4 мм от этого конца.

При измерении распределений скорости методом стробоскопической визуализации потока части-



Ф и г. 2



Ф и г. 3

цами-метками служили пузырьки водорода, образующиеся при электролизе растворенной кислоты на электродах. Электроды представляли собой платиновые проволочки диаметром 0,05 мм, натянутые на каждой проницаемой стенке по направлению потока. Числа Рейнольдса $Re_{ст} = v_{ст}h_1/\nu$ и $Re = \bar{u}h_1/\nu$, где $v_{ст}$ — скорость вдува на стенке проницаемого канала, \bar{u} — средняя по сечению скорость на его выходе, составили в первой серии 244 и $3,7 \cdot 10^3$, во второй 580 и $8,5 \cdot 10^3$.

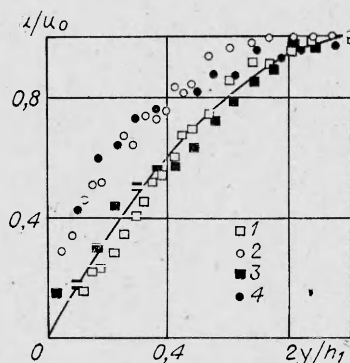
Распределения статического давления, измеренные в первой серии опытов, представлены на фиг. 2, где сплошная кривая соответствует квадратичному закону падения давления, характерному для невозмущенного течения в проницаемом канале [3]:

$$(1) \quad p(0) - p(x) = 1,23\rho(v_{ст}x/h_1)^2.$$

На фиг. 2 $p = 0,1(p(0) - p(x))$; x — продольная координата; $x = 0$ соответствует началу проницаемого канала; а — $h_1 = 10$ мм, $h_2/h_1 = 0,35$; б — $h_1 = 10$ мм, $h_2/h_1 = 0,7$; в — $h_1 = 20$ мм, $h_2/h_1 = 0,16$; 1 — положение преграды; 2 — отборы давления на стенке; 3 — измерения трубой. Видно, что для обоих значений h_2/h_1 отклонение от зависимости (1), возникающее под влиянием преграды, начинается примерно с $x_1/h_1 \approx 1$ (x_1 — расстояние от рассматриваемого сечения до преграды).

Измерения распределения скорости приведены на фиг. 3, 4. На фиг. 3 $h_1 = 20$ мм, $h_2/h_1 = 0,16$; а — $x_1/h_1 = 0,2$; б — $x_1/h_1 = 0,39$; в — $x_1/h_1 = 0,68$; г — $x_1/h_1 = 1,0$. На фиг. 4 $h_1 = 20$ мм, 1 — $x_1/h_1 = 1,0$; 2 — $x_1/h_1 = 0,68$, $h_1 = 10$ мм; 3 — $x_1/h_1 = 1,2$; 4 — $x_1/h_1 = 0,68$; u — продольная составляющая скорости; индекс 0 соответствует значению на оси канала. На фиг. 4 нанесена также зависимость

$$(2) \quad u/u_0 = \cos(\pi/2)[(h_1 - 2y)/h_1]$$



Ф и г. 4

(y — расстояние от проницаемой стенки), описывающая согласно [3] распределение скорости в канале с проницаемыми стенками. Из данных фиг. 3, 4 видно, что при $x_1/h_1 \simeq 1,0$ профиль скорости хорошо описывается зависимостью (2), т. е. течение еще не возмущено преградой. При уменьшении x_1/h_1 влияние поперечной стенки приводит к уменьшению скорости потока на оси и разделению его на две симметричные струи.

То обстоятельство, что независимо от отношения h_2/h_1 длина зоны взаимодействия преграды и вытекающей струи Δx_1 , представленная в безразмерном виде $\Delta x_1/h_1$, оставалась примерно одинаковой, позволило предположить, что на этом участке распределения скорости зависят только от одного параметра — x_1/h_1 . На фиг. 4 представлены профили скорости для двух высот каналов (10 и 20 мм) и двух значений параметра $x_1/h_1 \simeq 1$ и 0,68. Видно, что профили скорости, соответствующие одинаковому значению x_1/h_1 , для обоих каналов близки, что говорит о правоте высказанного предположения.

Следует обратить внимание на распределение статического давления в канале высотой $h_1 = 20$ мм (см. фиг. 2, в). На участке роста распределения давления уже не описывается квадратичным законом (сплошная кривая). Эти результаты были проверены неоднократными измерениями. Описанный характер распределения давления был объяснен влиянием возникающей не двумерности течения (для данных опытов отношение ширины канала к его высоте h_1 составило 3, т. е. в 2 раза меньше, чем для канала высотой 10 мм). Интересно отметить, что распределение скорости при этом на не возмущенном преградой участке течения было по-прежнему близко к косинусоидальной зависимости (2) (фиг. 4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов А. И., Горшков Г. Ф. и др. Экспериментальное исследование газодинамических параметров при струйном обтекании преграды. — Изв. АН СССР. МЖТ, 1971, № 2.
2. Степанов С. И. Взаимодействие осесимметричной струи с плоской преградой. — Изв. вузов. Сер. Машиностроение, 1979, № 9.
3. Yuan S. N. Further investigation of laminar flow in channels with porous walls. — J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, N 3.

Поступила 2/II 1984 г.

УДК 532.529 : 533.6.071.1

ОБ ОЦЕНКЕ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН ДИНАМИЧЕСКОГО И ТЕПЛООВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФАЗ В ЗАДАЧАХ ВОЛНОВОЙ ДИНАМИКИ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

А. И. Ивандеев

(Москва)

При решении задач волновой динамики газовзвесей полезно использовать понятия характерных времен τ и длин l межфазного обмена импульсом (τ_v, l_v) и теплом (τ_T, l_T), понимая под ними характерные времена и длины, на которых разница скоростей и температур газа и частиц изменяется в конечное число раз. Их сопоставление с характерным временным и линейным масштабом задачи позволяет делать выводы о возможности описания течений в рамках простых частных моделей (модели термодинамически равновесной газовзвеси, модели однотемпературной газовзвеси и т. п.). Если течение необходимо исследовать в рамках общей двухскоростной и двухтемпературной модели, то характерные времена и длины межфазового взаимодействия позволяют ввести удобные безразмерные переменные. Ниже показано, что характерные времена динамического τ_v и теплового τ_T взаимодействия фаз определяются характерными числами Рейнольдса обтекания частиц. При этом они могут сильно отличаться друг от друга и от обычных стоксовых времен [1, 2], соответствующих малым числам Рейнольдса.

Пусть одиночная сферическая частица диаметром d с плотностью вещества ρ_s , имеющая начальную скорость v_{s0} и температуру T_{s0} , попадает в газовый поток за фронтом движущейся со скоростью D ударной волны,