

видно из графика, оправдывается суждение об эффективности предложенного упрощенного метода обобщенного подобия, дающего удовлетворительный результат уже в однопараметрическом приближении. В случае пристенного пограничного слоя [5] было показано, что двухпараметрическое решение дает результат, почти не отличающийся от точного. Можно думать, что и в настоящем случае применение двух параметров λ_1 и λ_2 приведет почти к полному совпадению с точным решением. Решение универсальных уравнений (1.6) в двухпараметрическом приближении вызывает некоторые вычислительные трудности, преодолением которых автор в настоящее время занимается.

Автор благодарит Л. Г. Лойцянского и Е. М. Смирнова за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Поступила 18 VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Pohlhausen E. Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung. ZAMM, 1921, Bd. 1, N 2.
2. Yang K.-T. Possible similarity solutions for laminar free convection on vertical plates and cylinders. J. Appl. Mech., 1960, vol. 27, N 2.
3. Van Dyke M. Free convection from a vertical needle. В сб.: Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды (К 60-летию академика Л. И. Седова). М., «Наука», 1969.
4. Kao T.-T., Domoto G. A., Elrod H. G., Jr. Free convection along a nonisothermal vertical flat plate. Trans. ASME, Ser. C, J., Heat Transfer, 1977, vol. 99, N 1.
5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1978.
6. Симюни Л. М., Терентьев Н. М. Численное решение уравнений «однопараметрической» теории пограничного слоя. Тр. Ленингр. политехн. ин-та, 1965, № 248.
7. Годунов С. К., Рябенский В. С. Введение в теорию разностных схем. М., Физматгиз, 1962.

УДК 539.198:533.6.011.8

О ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА В УСЛОВИЯХ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

А. Е. ЗАРВИН, Р. Г. ШАРАФУТДИНОВ

(Новосибирск)

В предложенной в [1] модели формирования молекулярного пучка предполагались идеальные условия, при которых расширение газового потока происходит по изэнтропическому закону, внесение скиммера в газовый поток не вызывает возмущений этого потока вверх по течению, а входное сечение скиммера является поверхностью последних столкновений. В реальных условиях эти предположения выполняются не всегда. При резком расширении сверхзвукового потока разреженного газа возникают отклонения от изэнтропичности вследствие замораживания релаксационных процессов, а формирование молекулярного пучка с помощью скиммера вызывает изменение газодинамических параметров [2, 3].

Цель настоящей работы — прямая экспериментальная проверка применимости модели формирования молекулярного пучка из сверхзвукового потока разреженного газа в условиях поступательной неравновесности.

В настоящее время известно несколько работ [4–6], в которых на основании модели [1] проведен теоретический анализ формирования молекулярного пучка в условиях поступательной неравновесности в предположении эллипсоидальности функции распределения скоростей молекул [7]. Следуя [8], выражение для плотности молекулярного пучка в произвольной точке плоскости детектирования в предположении малых телесных углов, внутри которых входное отверстие скиммера видно из сопла и детектора (в большинстве случаев при молекулярно-пучковых измерениях это пред-

положение выполняется), имеет вид

$$n_b(\theta) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{r_s^2}{L^2} S_{\parallel} n_s \frac{S_{\perp}^2}{S_{\parallel}^2} e^{-S_{\parallel}^2} \frac{1}{t^4} \left\{ 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{S_{\parallel} t} (2S_{\parallel}^2 + t^2) e^{S_{\parallel}^2/t^2} \times \right. \\ \left. \times [1 + \operatorname{erf}(S_{\parallel} t)] \right\}$$

Здесь L — расстояние скиммер — детектор; n_s — плотность на входном срезе скиммера радиуса r_s ; S_{\parallel} , S_{\perp} — параллельное и перпендикулярное скоростные отношения соответственно; $t = \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \theta S_{\perp}^2 / S_{\parallel}^2}$; θ — угол между произвольно выбранной линией тока и направлением в точку наблюдения. При $S_{\parallel} \geq 3$ выражение для плотности на оси молекулярного пучка n_{b_0} ($\theta=0$) приобретает простой вид

$$(1) \quad n_{b_0} = n_s (r_s^2 / L^2) S_{\perp}^2$$

Отметим, что в случае эллипсоидального распределения скоростей плотность на оси молекулярного пучка зависит только от перпендикулярного скоростного отношения.

Таким образом, экспериментальное подтверждение правильности формулы (1) свидетельствовало бы о справедливости использованной при ее выводе модели формирования молекулярного пучка.

С помощью формулы (1) по измерениям в молекулярном пучке плотности n_{b_0} и скоростного отношения S_{\perp} и при известной геометрии молекулярно-пучковой системы может быть определена плотность на оси набегающего потока перед входным срезом скиммера n_s . Плотность n_s может быть также измерена непосредственно в газовом потоке методом электронно-пучковой диагностики [8]. Сравнение значений n_s , полученных в одинаковых условиях этими двумя методами, позволит оценить справедливость формулы (1).

Описанные ниже эксперименты проведены на газодинамическом стенде ВС-4 Института теплофизики СО АН СССР, оснащенный молекулярно-пучковой системой [9]. В качестве рабочего газа использован молекулярный азот технической очистки. Эксперименты выполнены в широком диапазоне давлений торможения p_0 и расстояний от сопла x/d_* при фиксированных температуре торможения ($T_0=293^\circ\text{K}$) и диаметре среза звукового сопла ($d_* = 2.11$ мм). Измерения осевых профилей плотности в потоке производились по обычной схеме. Пучок электронов пересекал исследуемый газовый поток; возбужденное высокоэнергетичными электронами (~ 20 кэВ) излучение через оптическое окно фокусировалось на входную щель монохроматора. Интенсивность излучения, пропущенного через монохроматор, регистрировалась фотоумножителем с блоком записи.

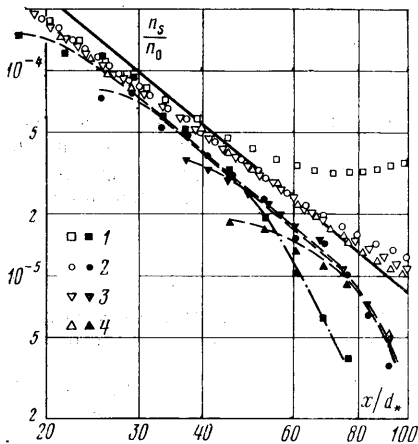
При измерениях в молекулярном пучке также использовалась электронно-пучковая диагностика, для чего электронный пучок пропускаться внутрь молекулярно-пучковой системы. Возбужденное пучком электронов излучение с помощью линзы фокусировалось на катод фотоумножителя ФЭУ-27, охлаждаемого жидким азотом. Размер изображения пучка по высоте ограничивался регулируемой щелью и составлял 2 мм. Координатный механизм обеспечивал перемещение оптической системы с ФЭУ вдоль оси электронного пучка, что позволяло производить запись поперечных профилей плотности молекулярного пучка. По поперечным профилям плотности определялись абсолютная плотность на оси и перпендикулярное скоростное отношение [6].

Режимы измерений для двух методов воспроизведены по параметрам торможения и расстоянию x/d_* с погрешностью не более 1%, а по давлению газа окружающего пространства p_1 с незначительным отклонением, не превышающим в среднем 10%. Следует отметить, что для контроля влияния скиммерного взаимодействия все режимы измерений в молекулярном пучке повторены трижды со скиммерами одинаковой формы, но с различными диаметрами входного отверстия $d_s = 0.18, 0.81$ и 1.54 мм.

Пример полученных зависимостей плотности n_s , нормированной из условия торможения n_0 , от расстояния x/d_* приведен на фигуре для четырех давлений торможения, $p_0 = 50, 150, 350, 550$ мм рт. ст. (точки 1–4 соответственно). Светлыми точками на фигуре обозначены экспериментальные данные, зарегистрированные в набегающем газовом потоке, темными — вычисленные по формуле (1) из измерений в молекулярном пучке с одним из скиммеров, $d_s = 1.54$ мм. Сплошной линией показана теоретическая изэнтропическая зависимость для отношения теплоемкостей $\kappa = 1.4$. Нетрудно видеть, что на небольших расстояниях от сопла (до $\sim 40 x/d_*$) результаты для обеих методик совпадают. При дальнейшем росте x/d_* экспериментальные данные расслаиваются.

Проанализируем ход кривых. При измерениях в газовом потоке изменение плотности на небольших расстояниях от сопла для всех режимов происходит по единой зависимости. С ростом x/d_* отход от общей кривой, постепенном уменьшении ско-

рости падения и последующий рост плотности отмечаются на тем меньших расстояниях от сопла, чем ниже давление торможения (отношение давлений p_0/p_1 и, следовательно, расстояние от диска Маха примерно одинаковы для всех режимов). Такой ход кривых уже описан в литературе и объясняется эффектами разреженности [10]. Наиболее сильно этот процесс проявляется в режиме с минимальным давлением торможения ($p_0=50$ мм рт. ст.), для которого проникновение газа окружающего пространства в струю максимально.



В молекулярно-пучковых измерениях полученные данные для всех p_0 ложатся с экспериментальным разбросом на общую кривую (нанесенную двойным пунктиром) на тех расстояниях от сопла, где ослабевает влияние скиммерного взаимодействия на регистрируемую в молекулярном пучке плотность (измерения S_{\perp} при скиммерном взаимодействии не должны исказить вычисляемую плотность n_s , поскольку плотность в молекулярном пучке n_b «следит» за S_{\perp}). Действительно, при уменьшении x/d_* отход от общей кривой (обозначен пунктиром) и даже падение n_s/n_0 происходит сначала для максимального p_0 , затем последовательно,

в зависимости от p_0 , для других режимов. Экспериментальный разброс полученных результатов по плотности n_s складывается в основном из погрешностей измерений плотности молекулярного пучка ($\sim 15\%$) и перпендикулярного скоростного отношения ($\sim 25\%$).

Как и следовало ожидать [11], проникновение газа окружающего пространства в струю, обнаруженное при измерениях в набегающем потоке, оказывает влияние и на результаты молекулярно-пучковых измерений, вызывая более крутое падение плотности на больших x/d_* . Как и при измерениях в набегающем потоке, этот эффект наиболее существен в режиме с минимальным p_0 , для которого отклонение приведенных результатов от общей зависимости отмечается уже начиная с расстояний $x/d_* \approx 50$ (штрихпунктирная линия). Таким образом, расхождение результатов, полученных с помощью двух различных методик, с ростом расстояния x/d_* объясняется эффектом проникновения газа окружающего пространства в исследуемый поток и не связано с процессом формирования молекулярного пучка.

В целом совпадение экспериментальных данных, полученных из молекулярно-пучковых экспериментов, с непосредственно измеренными осевыми профилями плотности, а также с изэнтропическим расчетом вполне хорошее, в большинстве режимов (при слабом влиянии газа окружающего пространства и в отсутствие скиммерного взаимодействия) различие в определяемых двумя методиками значениях плотности не превосходит погрешности измерений. Измеренные значения S_{\perp} в приведенных результатах изменялись от равновесных изэнтропических (режим 4, фигура) до превышающих изэнтропические примерно в два раза (режим 1). Таким образом, формула (1) описывает изменение параметров на оси молекулярного пучка, сформированного из сверхзвукового потока разреженного газа, в широком диапазоне условий формирования.

Поступила 2 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Kantrowitz A., Grey J. High intensity source for the molecular beam. Rev. Sci. Instrum, 1951, vol. 22, No. 5.
2. Bossel U., Hurlbut F. C., Sherman F. S. Extraction of molecular beams from nearly-inviscid hypersonic free jets. In: Rarefied Gas Dynamics, vol. 2. New York - London, 1969.
3. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. О формировании сверхзвуковых молекулярных пучков с помощью скиммера. ПМТФ, 1979, № 6.
4. Bossel U. Skimming of molecular beams from diverging non-equilibrium gas jets. Arch. mech. stosow. Mechanics, 1974, vol. 26, No. 3.
5. LeRoy R. J., Govers T. R., Deckers J. M. Supersonic molecular beam intensities. Canad. J. Chem., 1970, vol. 48, No. 6.
6. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Определение поступательной температуры из поперечных профилей плотности молекулярного пучка. В сб.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, 1976 (АН СССР, СО, Ин-т теплофизики).

7. *Willis D. R., Hamel B. B.* Non-equilibrium effects in spherical expansions of polyatomic gases and gas mixtures. In: *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 1. New York — London, 1967.
8. *Muntz E. P., Marsden D. J.* Electron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows. In: *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 2. New York — London, Acad. Press, 1963.
9. *Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г.* Генератор молекулярного пучка для исследований потоков разреженного газа. В сб.: *Динамика разреженных газов*. Новосибирск, 1976 (АН СССР, СО, Ин-т теплофизики).
10. *Muntz E. P., Hamel B. B., Maguire B. L.* Exhaust plume rarefaction. *AIAA Paper*, 1969, No. 657.
11. *Fenn J. B., Anderson J. B.* Background and sampling effects in free jet studies by molecular beam measurements. In: *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 2. New York — London, 1966.

УДК 621.039
534.25

РАСЧЕТ СРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРА ПРИ АВТОКОЛЕБАНИЯХ В ПОТОКЕ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Н. Г. ВАЛЬЕС

(Москва)

Необходимость расчета вынужденных колебаний и автоколебаний плохо обтекаемых тел (например, кругового цилиндра) в потоке жидкости возникает во многих технических задачах. Зависимость среднего по времени значения коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для неподвижного цилиндра детально исследована, например, в работе [1]. Экспериментальные данные о нестационарной силе сопротивления и подъемной силе разрознены и противоречивы [2-5]. Величины этих сил зависят от закона колебаний цилиндра.

Подробный обзор различных моделей двумерных отрывных течений дан в работе [6]. Для расчета срывного обтекания неподвижного цилиндра в [7] применена модель дискретных вихрей в следе за телом. Срывное обтекание крыльев с образованием вихревых следов (в том числе трехмерное) подробно исследовано в [8].

В данной статье приведены расчеты гидродинамических сил для неподвижного цилиндра, совершающего заданные гармонические колебания, а также находящегося в режиме автоколебаний. Решение для срывного обтекания получено для модели идеальной жидкости методом численного эксперимента. В статье принята несколько иная, чем в [7], схема отрыва. Предложен также косвенный учет влияния числа Re выбором на основе экспериментальной зависимости положения точек отрыва на цилиндре. Результаты расчета для всех случаев сравниваются с экспериментами [2-5].

1. Рассмотрим схему обтекания цилиндра, колеблющегося в вязкой жидкости при столь больших числах Re , что толщина пограничного слоя на цилиндре Δ много меньше радиуса r_0 . Опыт показывает, что в некоторых точках A пограничный слой отрывается от поверхности цилиндра и образует турбулентные вихревые слои, которые, будучи неустойчивыми, сворачиваются в крупные вихри дорожки Кармана. В расчетной модели идеальной жидкости вихревая пелена заменяется дискретными вихрями достаточной малой интенсивности.

Положим, что вихревая пелена сбегает в точках отрыва A и состоит из частиц жидкости, попавших из пограничного слоя на лобовой части цилиндра (фиг. 1). На кормовой части цилиндра существует встречное движение и поэтому к основной вихревой пелене, расположенной по предположению в треугольнике ABC , подмешивается завихренность обратного знака.

Завихренность, сходящая из пограничного слоя в точке A за время Δt , характеризуется циркуляцией скорости $\Delta\Gamma$ вокруг элемента пелены

$$(1.1) \quad \Delta\Gamma = - \int_0^{\Delta} u \frac{\partial u}{\partial y} dy \Delta t = - \frac{1}{2} u_0^2 \Delta t$$

Здесь u_0 — скорость жидкости (относительно цилиндра) на внешней границе пограничного слоя толщиной Δ , которая для модели идеальной жидкости соответствует скорости в точке A .