

дов к тангенциальному направлению. Если выражение (4.11) представить в форме

$$\bar{r}^* = 1 - \frac{0,42}{\nu^{0,25}} \frac{1}{\Gamma_R} \left( \frac{Q_R}{R_R} \right)^{1,25}$$

то видно, что увеличение циркуляции на периферии или снижение расхода газа через камеру приводит к сокращению протяженности развивающейся зоны и большая часть камеры становится непроточной. В предельном случае ( $\Gamma_R \rightarrow \infty$  или  $Q_R \rightarrow 0$ )  $\bar{r}^* \rightarrow 1$  и весь расход газа, начиная с периферии камеры, протекает через пограничные слои, а при  $\Gamma_R \rightarrow 0$  или  $Q_R \rightarrow \infty$  переходу к развитому течению не наблюдается.

Таким образом, проведенный анализ показал, что критерий, определяющий интенсивность турбулентного торцевого слоя в вихревой камере, — комплекс  $Re_K^{0,25} Ro^{1,25}$ ; при  $Re_K^{0,25} Ro^{1,25} > 2,38(1 - \bar{r}_0)$  для потенциального течения вихревая камера проточная в радиальном направлении во всем ее объеме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kotas T. J. Turbulent boundary layer flow on the end wall of a cylindrical vortex chamber. — Heat and Fluid Flow, 1975, v. 5, N 2.
2. Kotas T. J. An experimental study of the three dimensional boundary layer on the end wall of a vortex chamber. — Proc. Roy. Soc. London, 1976, v. 352, N 1669.
3. Багрянцев В. И., Волчков Э. П., Терехов В. И. и др. Исследование течения в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости. Препринт 55—80. ИТФ СО АН СССР, 1980.
4. Wormley D. N. An analytical model for the incompressible flow in short vortex chambers. — Trans. ASME. Ser. D, 1969, v. 91, N 2. Рус. пер. — Теор. основы инж. расчетов, 1969, № 2.
5. Гольдштик М. А. Вихревые потоки. — Новосибирск: Наука, 1981.
6. Rosenzweig M. L., Lewellen W. S., Ross D. N. Confined vortex flows with boundary-layer interaction. — AIAA J., 1964, N 12. Рус. пер. — ПТК, 1964, № 12.
7. Rott N., Lewellen W. Boundary layers and their interactions in rotating flows. — Prog. Aeronaut. Sci., 1965, v. 7.
8. Сухович Е. П. Аэродинамика вихревой камеры. — Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук, 1969, № 4.
9. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы. — Новосибирск: Наука, 1983.
10. Волчков Э. П., Семенов С. В., Терехов В. И. О торцевом пограничном слое в вихревой камере. — В кн.: Структура вынужденных и термогравитационных течений. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983.
11. Волчков Э. П., Смутьский И. И. Аэродинамика вихревой камеры со вдувом по боковой поверхности. Препринт 38—79. ИТФ СО АН СССР, 1979.
12. Волчков Э. П., Кислых В. И., Смутьский И. И. Экспериментальное исследование аэродинамики вихревой камеры с торцевым вдувом. — В кн.: Структура пристенного пограничного слоя. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
14. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972.
15. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. — М.: Физматгиз, 1960.

Поступила 25/VI 1985 г.

УДК 533.6.011.8

### О ДИАГНОСТИКЕ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОАНЕМОМЕТРА

А. В. Булгаков, В. Г. Приходько

(Новосибирск)

В последнее время термоанемометр (метод нагретой нити) достаточно широко применяется для исследования течений газов низкой плотности [1—3]. Высокая чувствительность и хорошее пространственное разрешение метода делают эффективным его применение в сильноградиентных потоках. Метод позволяет определить две термодинамические величины — коэффициент теплоотдачи  $h$  и температуру восстановления  $T_r$ . Соотношения, связывающие  $h$  и  $T_r$  с параметрами потока, получены в [4]. В [3] эти соотношения обобщены на случай неодинаковой аккомодации поступательной и внут-

ренной энергии молекул на поверхности нити и неравновесности в распределении энергии по внутренним степеням свободы.

Для получения более детальной информации о распределении газодинамических параметров термоанемометр, как правило, используется совместно с другим диагностическим средством — трубкой Пито [1] или электронным пучком [2]. В данной работе предлагается применять в потоках разреженных газов термоанемометр с двумя нитями (перпендикулярной и параллельной направлению скорости потока) без привлечения других методов измерения. Кроме того, исследуется влияние на показания термоанемометра различия в коэффициентах аккомодации поступательной и внутренней энергии, степени разреженности потока.

Запишем выражения для определяемых термоанемометром величин в случае свободномолекулярного обтекания нити длиной  $L$  и диаметром  $d$  равновесным газовым потоком [3]. Для нити, ориентированной перпендикулярно направлению потока,

$$(1) \quad h_{\perp} = Anu/\varphi(S);$$

$$(2) \quad T_{r\perp} = \frac{T}{4 + \nu/\alpha'} \left[ 5 + 2S^2 + \nu/\alpha' - \frac{1}{1 + S^2(1 + I_1/I_0)} \right];$$

для нити, ориентированной вдоль потока,

$$(3) \quad h_{\parallel} = A \sqrt{\frac{\pi k}{2m}} n \sqrt{T};$$

$$(4) \quad T_{r\parallel} = T \left( 1 + \frac{2S^2}{4 + \nu/\alpha'} \right),$$

где  $n$  — плотность числа частиц в единице объема;  $u$  — скорость;  $T$  — температура газа;  $S = u/\sqrt{2kT/m}$  — скоростное отношение;  $m$  — масса молекулы;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\nu = \alpha'j$ ;  $\alpha'$ ,  $\alpha''$  — коэффициенты аккомодации поступательной и внутренней энергии газа соответственно;  $j$  — число внутренних степеней свободы;  $I_0$  и  $I_1$  — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка от аргумента  $S^2/2$ ;  $A = kLd(4\alpha' + \nu)/2$ ;  $\varphi(S) = 2\pi^{-1/2}S \exp(S^2/2)/[I_0 + S^2(I_0 + I_1)]$ .

По экспериментальным значениям  $h$  и  $T_r$  можно определить параметры потока: из отношения  $h_{\perp}/h_{\parallel} = 2S/(\sqrt{\pi}\varphi(S))$  находится  $S$ , затем по формулам (1), (2) или (3), (4) — величины  $T$ ,  $n$ ,  $u$ , если известны коэффициенты аккомодации  $\alpha'$  и  $\alpha''$ . В свою очередь, используя (1), (2), (4), получаем коэффициенты аккомодации по значениям  $T_{r\parallel}$ ,  $T_{r\perp}$  и  $h$ , найденным в потоке с известными параметрами. Ниже излагаются результаты экспериментальной проверки этих возможностей метода.

Эксперименты с термоанемометром проводились на газодинамической установке низкой плотности ВС-2 [5]. В качестве объекта исследования для отработки методики выбраны хорошо изученные свободные струи азота и гелия, истекающие из звукового сопла в вакуум. Параметры таких струй легко определить, используя изэнтропический расчет [6]. Диаметр критического сечения сопла  $d_* = 10$  мм. Нить термоанемометра ( $L = 2,4$  мм,  $d = 8$  мкм) выполнена из позолоченного вольфрама и закреплена на стальных державках, имеющих в местах сварки с нитью диаметр 0,2 мм. Питание термоанемометра осуществляется от прибора ТМ-1М, задающего сопротивление нити. Падение напряжения на нити определялось вольтметром В7-21. Температуры регистрировались температура державок и температура торможения газов. Давление торможения измерялось вакуумметром ВДГ-1.

Сопло расположено на координатнике, обеспечивающем перемещение термоанемометра вдоль оси струи. Термоанемометр крепится на двигателе, позволяющем устанавливать нить перпендикулярно и вдоль оси без изменения положения центра нити. Давление окружающего газа во всех экспериментах не превышало 1 Па. Методика учета тепловых потерь и определения  $h$  и  $T_r$  аналогична описанной в [7]. Температурный коэффициент сопротивления нити измерялся тарировкой в термостате.

На рис. 1 приведены результаты определения  $h_{\perp}$  и  $h_{\parallel}$  в струе  $N_2$  (температура торможения  $T_0 = 282$  К, давление торможения  $p_0 = 3560$  и

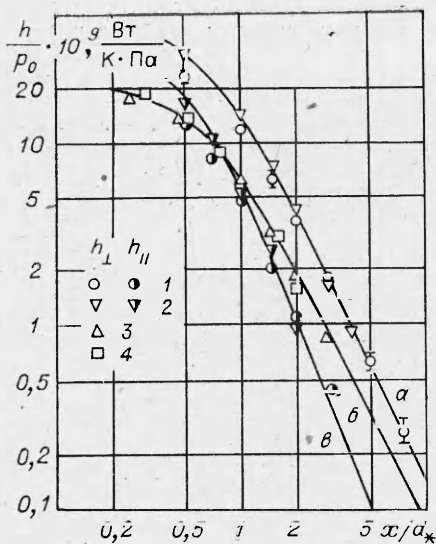


Рис. 1

Видно, что наблюдается хорошее совпадение экспериментальных результатов с изэнтропическими значениями. Значения  $h$  для разных давлений торможения при одинаковых  $x$  пропорциональны  $p_0$ , отклонение от расчета, по-видимому, связано с нарушением свободномолекулярных (по диаметру нити) условий обтекания. Минимальное число Кнудсена  $Kn = \lambda/d$  в экспериментах данной работы равно 0,7, где  $\lambda$  — длина свободного пробега. Обобщение полученных данных по влиянию степени разреженности на показания термоанометра привело к зависимости  $h/h_f = 1 - 0,25/Kn$  ( $Kn \geq 0,7$ ), где  $h_f$  — коэффициент теплоотдачи для  $Kn \gg 1$  при тех же параметрах набегающего потока.

Результаты измерений температуры восстановления приведены на рис. 2, а, б. Здесь точки 5 и 6 получены для  $p_0 = 1240$  и  $1320$  Па, остальные обозначения те же, что на рис. 1. Для гелия (рис. 2, а) значения  $T_r$  хорошо согласуются с расчетом по формуле (2) (линия) для изэнтропического течения. В гиперзвуковом потоке ( $x/d_* > 2$ ) полученный в экспериментах коэффициент восстановления  $r = (T_r - T)/(T_0 - T) = 1,25$  совпадает с теоретическим для одноатомного газа [4]. Отклонение от расчета при малых  $x/d_*$ , очевидно, также связано с нарушением свободномолекулярных условий обтекания нити. Обобщить результаты по влиянию  $Kn$  здесь сложнее из-за небольшого диапазона изменения  $T_r$ ; для оценок можно пользоваться формулой  $T_r/T_f = 1 - 0,05/Kn$  ( $Kn \geq 1$ ).

В азоте (рис. 2, б) измеренные значения  $T_{r\perp}$  и  $T_{r\parallel}$  выше рассчитанных для изэнтропического течения в случае  $\alpha' = \alpha''$  (штриховые кривые); в гиперзвуковом потоке измеренное значение  $r = 1,23$  вместо теоретического  $r = 1,167$ . Это обстоятельство, вероятно, связано с меньшей аккомодацией вращательной энергии молекул на поверхности нити по сравнению с поступательной энергией — часть энергии направленного движения падающих молекул не «успевает» перейти во внутренние степени свободы отраженных молекул и выделяется на поверхности. По-видимому, такой же эффект наблюдался в [8], где для гиперзвукового потока водорода получено  $r = 1,32-1,35$ . Неучет различия в аккомодации поступательной и внутренней энергии при измерении  $T_r$  в молекулярном газе может приводить к ошибкам в интерпретации результатов. Например, в [2] для воздуха при  $S = 1,67$  получено  $T_r/T_0 \approx 1,2$ , в то время как теорией [4] предсказывается значение 1,15.

Зная скоростное отношение и значения  $T_{r\perp}$  и  $T_{r\parallel}$ , из (2) и (4) можно определить отношение  $v/\alpha'$ . Подбирая величину этого отношения так,

734 Па — точки 1 и 2) и  $h_{\perp}$  в струе He ( $T_0 = 289$  К,  $p_0 = 1600$  и  $587$  Па — точки 3 и 4). Здесь  $x$  — расстояние от среза сопла, а по оси ординат отложена величина  $h/p_0$  для обобщения экспериментальных результатов по давлению торможения. Там же линиями показаны коэффициенты теплоотдачи для свободнорасширяющихся струй, рассчитанные по (1) и (3) с использованием результатов [6]: а и б — значения  $h_{\perp}$ , полученные для показателя адиабаты  $\gamma = 1,4$  и  $1,667$ , в — значения  $h_{\parallel}$  для  $\gamma = 1,4$ .

Так как в (1) и (3) входит коэффициент  $A$ , зависящий от коэффициентов аккомодации энергии на поверхности нити, подбирая его значение, можно добиться согласия экспериментальных и расчетных данных. Показанные кривые получены при  $4\alpha' + v = 5,3$  для  $N_2$  и  $\alpha' = 0,54$  для He.

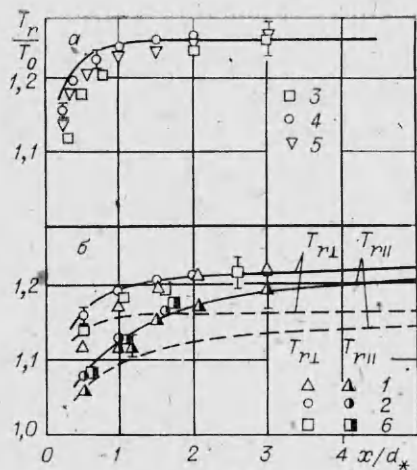


Рис. 2

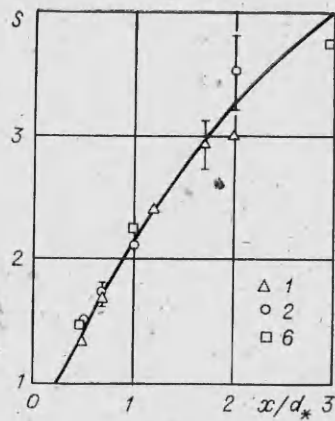


Рис. 3

чтобы получить наилучшее совпадение между измеренными значениями и рассчитанными для изэнтропического течения (рис. 2, б, сплошные кривые), получаем для азота  $\nu/\alpha' = 1,7$ . Так как из измерений  $h \ 4\alpha' + \nu = 5,3$ , то коэффициент аккомодации поступательной энергии  $\alpha' = 0,93$ , а коэффициент аккомодации вращательной энергии  $\alpha'' = 0,79$ . Напомним, что для гелия получилось  $\alpha' = 0,54$ .

Пример распределения  $S$  в свободнорасширяющейся струе, полученного по экспериментальным значениям  $h_{\perp}$  и  $h_{\parallel}$  в струе азота, показан на рис. 3, где линия — расчет для изэнтропического течения [6] (обозначения те же, что и на рис. 1, 2). Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений.

Диапазон измеренных значений коэффициента теплоотдачи ( $0,7-80$ )  $\cdot 10^{-6}$  Вт/К и ограничен снизу резким возрастанием погрешности измерения при малых  $h$  [3]. Соответствующие минимальные (определенные с погрешностью не хуже 25%) величины  $n_i \approx 10^{19}$  и  $3 \cdot 10^{19}$   $(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$  в  $\text{N}_2$  и  $\text{He}$ , а  $n\sqrt{T} \approx 3 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3} \text{K}^{1/2}$ . Погрешность определения  $T_r$  (от 1 до 5%) зависела в основном от ошибки измерения  $h$  и температуры державок. Доверительные интервалы для характерных значений параметров приведены на рис. 1—3. Уменьшить погрешность и расширить рабочий диапазон значений  $h$  и  $T_r$  можно, либо уменьшая диаметр и увеличивая длину нити, если это допустимо (чувствительность метода пропорциональна  $L^2/d$  [3]), либо нагревая державки и поддерживая их температуру равной температуре нити в потоке аналогично [2]. Отметим также, что чувствительность метода повышается в высокомолекулярных газах, поскольку, согласно (1) и (3), коэффициент теплоотдачи пропорционален числу степеней свободы молекулы.

Таким образом, на примере свободной струи низкой плотности продемонстрирована возможность измерения газодинамических параметров с помощью двух взаимно перпендикулярных нитей термоанемометра. Удовлетворительное совпадение эксперимента с расчетом позволяет сделать вывод, что в пределах погрешности измерений коэффициенты аккомодации не зависят от ориентации поверхности (что согласуется с [8]), а державки термоанемометра не вносят заметных возмущений в поток даже для нити, ориентированной вдоль потока. Самостоятельный интерес метод нагретой нити может представлять как средство определения коэффициентов аккомодации энергии поступательного и внутреннего движения.

В заключение авторы выражают благодарность А. К. Реброву за полезные обсуждения, стимулировавшие развитие работ с термоанемометром.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мату С. К., Брандин К. Измерение полей потока ближнего следа за сферами в гиперзвуковом потоке при малых числах Рейнольдса.— В кн.: Динамика разреженных газов. М.: Мир, 1976.
2. Gottesdiner L. Hot-wire anemometry in rarefied gas flow.— J. Phys. E: Sci. Instrum., 1980, v. 13, p. 908.
3. Булгаков А. В. Применение термоанемометра для диагностики потоков высокомолекулярных газов низкой плотности.— В кн.: Молекулярная физика неравновесных систем. Новосибирск, 1984.
4. Стадлер Д. Р., Гудвин Г., Кригер М. О. Нагрев тел в высокоскоростном потоке разреженного газа.— В кн.: Вопросы теплообмена. М.: Госэнергоиздат, 1959.
5. Бочкарев А. А., Косинов В. А. и др. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме.— ПМТФ, 1970, № 5.
6. Жохов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла.— М.: ЦАГИ, 1970.
7. Lord R. G. Hot-wire probe end-loss correction in low density flow.— J. Phys. E: Sci. Instrum., 1974, v. 7, p. 56.
8. Legge H. Recovery temperature determination in free molecular flow of a polyatomic gas.— In: Proc. 14th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. Tokyo, 1984, v. 1.

Поступила 5/VII 1985 г.

УДК 532.529; 631.459

## О ВЛИЯНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СДУВ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

**А. Азизов**

(Ташкент)

Процесс сдува твердых частиц воздушным потоком возникает и развивается в пределах пограничного слоя обтекаемой поверхности и зависит от характера течения в нем. Но когда воздушный поток движется по естественной поверхности, на его пути встречаются разные предметы и шероховатости, которые возмущают характер течения и вызывают акустические колебания, т. е. вихревые звуки различной частоты.

В [1—4] показано, что характер течения в пограничном слое существенно зависит от частоты акустических колебаний, существующих в потоке.

При облучении пограничного слоя звуковыми колебаниями определенной интенсивности и частоты переход ламинарного режима течений в турбулентный ускоряется. Известно, что изменение степени турбулентности потока сильнее влияет на сдув и унос частиц [5]. Поэтому облучение поверхности с твердыми частицами может повлиять на развитие эрозионного процесса.

Вопрос о влиянии акустических возмущений на сдув и унос частиц в литературе освещен слабо. Настоящая работа посвящена изучению механизма сдува твердых частиц, т. е. исследованию возникновения ветровой эрозии почв при наличии звуковых колебаний. Эксперименты проводились на аэродинамических стендах Института механики и сейсмостойкости сооружений им. М. Т. Уразбаева АН УзССР.

Так как направление излучения звуковых колебаний оказывает слабое влияние на характер течений воздушного потока [3], в наших экспериментах они направлялись перпендикулярно к рассматриваемой (эродируемой) поверхности пластины.

Исследования по определению влияния акустических возмущений различной частоты на пограничный слой проводились на гладкой пластине без сдува твердых частиц при фиксированных значениях скорости потока и звуковых давлений. Пограничный слой образовывался на гладкой стальной пластине размером 150×450 мм, помещенной в середине рабочей части малотурбулентной ( $\epsilon = 2,0\%$ ) установки. Опыты показали, что звуковые возмущения определенной частоты заметно влияют на характер течений в вязком подслое. При постоянных значениях скорости набегающего потока в заданном сечении экспериментальной пластины толщина вязкого подслоя изменяется в зависимости от значений частоты акустических возмущений, хотя звуковые давления удерживались постоянными ( $>20$  дБ).