

**ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ  
АЗОТА И АЗОТОВОДОРОДНОЙ СМЕСИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ**

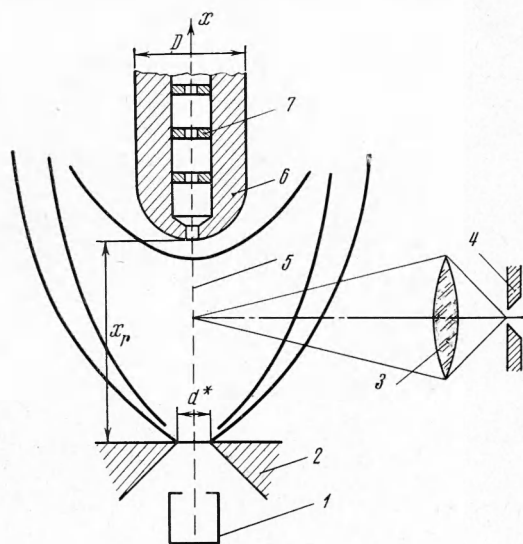
*А. А. Бочкарев, В. А. Косинов, В. Г. Приходько,  
А. Ю. Ребров*

(Новосибирск)

Излагаются результаты электронно-пучковых измерений вращательной температуры азота и его концентрации перед сферически затупленным цилиндром, расположенным на оси сверхзвуковой разреженной струи азота и азотоводородной смеси.

Исследования с адиабатическими датчиками температуры торможения в сверхзвуковых струях смеси газов с различной молекулярной массой показали более высокие значения температуры торможения по сравнению с теоретическим пределом для чистых газов [1]. Эти результаты можно объяснить разгоном тяжелых молекул легкими и последующим бародиффузионным разделением компонент в ударной волне и сжатом слое перед телом. Увеличение концентрации тяжелой компоненты в лобовой области для смеси аргон — гелий доказано экспериментально [2]. Теоретический расчет обтекания тел сверхзвуковым потоком смеси газов довольно сложен, так как бародиффузионные эффекты проявляются в режиме, переходном от режима сплошного течения к свободно-молекулярному. Как на попытку теоретического анализа можно указать на расчет обтекания цилиндра бинарной смесью одноатомных газов по методу Монте-Карло [3].

Электронно-пучковая диагностика разреженных газов позволяет исследовать обтекание тел смесью молекулярных газов азота с водородом. Одно из пре-



Фиг. 1

имуществом этой смеси — возможность измерения температуры вращательных степеней свободы молекул тяжелой компоненты.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе низкой плотности, оснащенной необходимым для электронно-пучковой диагностики оборудованием. Описание экспериментальной установки приведено в работе [4]. Схема рабочего участка показана на фиг. 1.

Пучок электронов 5 с энергией 15 кэВ проходил через модель затупленного тела 6 навстречу струе и попадал на коллектор 7, размещенный внутри форкамеры сопла 2. Моделью тела служил сферически затуплен-

ный цилиндр диаметром  $D = 32$  мм с каналом вдоль оси для вывода пучка электронов. Диаметр выходного отверстия составлял 3 мм. В канале было установлено пять диафрагм 7 для увеличения его гидравлического сопротивления с целью уменьшения влияния отверстия на поток перед телом. В экспериментах использовалось звуковое сопло с критическим диаметром  $d^* = 9$  мм. Модель, сопло и коллектор охлаждались водой. Температура модели контролировалась нихром-константановой термопарой и в экспериментах была равна  $12 \div 15^\circ \text{C}$ .

Анализатором излучения газа в экспериментах был монохроматор, входная щель которого 4 была перпендикулярна электронному пучку; детектором излучения служил фотоумножитель ФЭУ-70, помещенный в корпус, который охлаждался жидким азотом. Осветитель 3 фокусировал изображение пучка на входную щель монохроматора с уменьшением 1 : 2. Максимальная ширина входной щели в экспериментах составляла 0.2 мм. Таким образом, локальность измерений определялась величиной цилиндра с диаметром, равным диаметру электронного пучка ( $\approx 1.5$  мм), и высотой 0.4 мм. Регистрирующая система могла перемещаться вдоль пучка. Точность определения координаты  $x$  точки измерения составляла  $\pm 0.1$  мм.

Концентрация азота определялась по измеренным парциальным плотностям компонент. Методика измерения плотности газа с помощью электронного пучка, основанная на зависимости интенсивности свечения газа, возбужденного электронами, от плотности, описана во многих работах [5-7]. Плотность азота определялась по интенсивности свечения 0—0 колебательной полосы положительного иона азота  $\text{N}_2^+$ , занимающей область спектра в диапазоне  $3914 \pm 20 \text{ \AA}$ . Для измерения плотности водорода использовалась линия излучения  $H_\beta$  4861  $\text{ \AA}$ .

Предварительно было проведено исследование зависимости интенсивности излучения в выбранных областях спектра от плотности (в диапазоне давлений 0.050—0.600 мм рт. ст. при комнатной температуре) и от мольной доли азота в смеси  $f = 0.05 \div 0.4$ . Результаты этой методической работы сводятся к следующему:

1) при использовании линии  $H_\beta$  для измерения плотности водорода в смеси с азотом следует учитывать излучение азота в этой области спектра. Поправка достигает 30% излучения водорода при равных долях компонент;

2) при возбуждении смеси азота с водородом электронным пучком наблюдается тушение свечения азота с увеличением содержания водорода. При концентрации  $f < 0.1$  это тушение необходимо учитывать с помощью тарировок по плотности в смеси;

3) в изученных диапазонах концентрации и давления интенсивность свечения водорода в электронном пучке не зависит от содержания водорода в смеси, а определяется лишь суммарной плотностью частиц смеси.

Вращательная температура азота определялась по распределению интенсивности в линиях вращательной структуры 0—0 полосы R-ветви иона  $\text{N}_2^+$ . Методика измерений, разработанная и описанная Мюнтцем [5], основана на зависимости

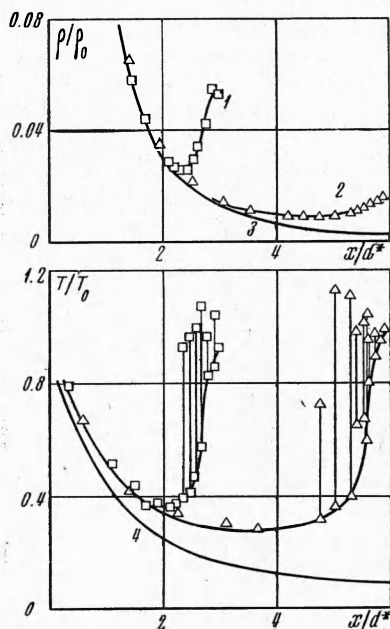
$$\log \frac{I(K', K'')}{(K' + K'' + 1) G(v/v_0)^4} = -\frac{\theta_R}{T_R} (K') (K' + 1) + \text{const} \quad (1)$$

которая справедлива в случае равновесного распределения молекул по вращательным термам. Здесь  $I(K', K'')$  — приведенная интенсивность вращательной линии;  $\theta_R$  — характеристическая вращательная температура молекулы;  $G$  — функция, зависящая от  $T_R$  и  $K'$ ;  $v$  — волновое число;  $K'$  и  $K''$  — квантовые числа верхнего и нижнего вращательных уровней.

Величина  $G(v/v_0)^4$  рассчитана Мюнтцем [5] для  $T_R = 75 \div 1000^\circ \text{K}$  и  $K' = 3 \div 21$ . График в координатах

$$\log \frac{I(K', K'')}{(K' + K'' + 1) G(v/v_0)^4} = f(T_R, K')$$

представляет собой прямую линию, наклон которой обратно пропорционален вращательной температуре  $T_R$ . При  $T_R \approx 300^\circ \text{K}$  вращательный спектр  $R$ -ветви состоит из 21 линии. При



Фиг. 2

уменьшении температуры число наблюдаемых линий уменьшается, а график начинает отклоняться от прямой линии. Пока нет единого объяснения такому отклонению; наиболее вероятным механизмом является отклонение от равновесности в газе и неравновесное возбуждение высших вращательных уровней вторичными электронами [5, 8, 9]. В таком случае невозможно определить температуру однозначно. В данной работе температура определялась в основном по вращательным линиям со значениями  $K'$  от 3 до  $9 \div 12$ , как наиболее заселенным.

Зона вязкого фронта ударной волны является существенно неравновесной, так как любая точка этой зоны доступна для молекул с обеих сторон ударной волны. Зависимость (1) не может быть представлена одной прямой. При обработке результатов данных экспериментов она аппроксимировалась двумя пересекающимися прямыми (для нижних и верхних квантовых уровней). Газ как бы представляет собой двухтемпературную смесь. Расслоение температур характеризует неравновесность.

Эксперименты проводились с чистым азотом и со смесями азот — водород при температуре торможения  $290^\circ \text{K}$ . Условия экспериментов приведены в таблице, в которой  $f_0$  — концентрация в форкамере, равная  $n(\text{N}_2) / [n(\text{N}_2) + n(\text{H}_2)]$ , где  $n$  — число частиц в единице объема,  $p_0$  — давление торможения,  $p_k$  — давление в рабочей камере,  $\text{Re}_0$  — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам торможения,  $x_r$  — расстояние от сопла до лобовой точки тела.

На фиг. 2 показаны результаты измерения плотности и температуры в струе чистого азота. Кривые 1 и 2 соответствуют расстояниям от сопла до тела  $x_r = 27$  и  $54$  мм. На графике видно, что плотность азота сначала уменьшается вследствие расширения струи, совпадая с расчетной кривой 3, полученной для изэнтропического расширения методом характеристик [10]. За падением следует увеличение плотности в ударной волне перед телом. В эксперименте с  $x_r = 54$  мм вследствие большей разреженности ударная волна размыта больше, увеличение плотности более плавное и возмущения плотности распространяются дальше вверх по потоку, чем в случае с меньшим  $x_r$ . По точкам с максимальным градиентом плотности

$f_0$	$p_0$	$p_k$	$\text{Re}_0$	$x_r$
1.0	1.33	$2 \cdot 10^{-3}$	386	54
1.0	1.33	$2 \cdot 10^{-3}$	386	27
0.2	1.83	$3 \cdot 10^{-3}$	343	54
0.2	1.83	$5 \cdot 10^{-3}$	343	27
0.1	2.03	$5 \cdot 10^{-3}$	337	27

определялись расстояния отхода ударной волны от тела  $\Delta$ . Для  $x_r = 54$  и  $27$  мм получается соответственно  $\Delta = 3.6$  и  $3.15$  мм. В предположении изэнтропического расширения числа Маха в точках с максимальным градиентом плотности  $M = 6.6$  и  $4.53$ . Отнесенные к радиусу тела (радиусу сферического затупления) величины  $\Delta$  принимают следующие значения:  $\Delta / R = 0.22$  и  $0.2$ . Для числа  $Re_0 \approx 400$  в однородном потоке чистого азота с  $M = 4.2$ , используя рентгеновскую диагностику разреженного газа, Рассел получил значение  $\Delta / R = 0.23$  [11]. В эксперименте с большим расстоянием между соплом и телом увеличение плотности в ударной волне  $\rho_2 / \rho_1 = 5.3$  ( $\rho_2$  — измеренная плотность азота перед телом,  $\rho_1$  — плотность, рассчитанная по изэнтропической формуле для  $M = 6.6$ ). Увеличение плотности хорошо совпадает с теоретическим значением для прямой ударной волны с числом Маха набегающего потока 6.6:  $(\rho_2 / \rho_1)_T = 5.4$ .

Увеличение плотности, когда тело находится на расстоянии  $27$  мм от сопла,  $\rho_2 / \rho_1 = 3.3$  (значение  $\rho_1$  рассчитано для  $M = 4.53$ ). Такое увеличение плотности намного меньше теоретического значения. По соотношениям Ренкина — Гюгонно  $((\rho_2 / \rho_1)_T = 4.8)$ . Значительное уменьшение значения  $\rho_2 / \rho_1$  объясняется тем, что на плотности перед телом с диаметром  $D = 32$  мм, отстоящим от сопла с  $d^* = 9$  мм на расстояние  $27$  мм, сильнее сказывается неоднородность потока.

Расстояния отхода ударных волн, определенные по распределению плотности и температуры, полученной по первым вращательным уровням, совпадают. Значения  $T_r / T_0$  ( $T_r$  — температура возле лобовой точки тела) равны  $0.98$  для  $x_r = 54$  мм и  $0.95$  для меньшего расстояния. Теоретическое значение для обоих случаев  $(T_2 / T_0)_T = 0.97$  ( $T_2$  — температура за ударной волной). Коэффициент восстановления  $r = (T_r - T_0) / (T_0 - T_1)$ , где  $T_1$  — температура в потоке перед ударной волной, равен  $0.97$  для  $x_r = 54$  мм и  $0.92$  для  $x_r = 27$  мм. Значения температуры в струе лежат выше изэнтропических значений для поступательной температуры (кривая 4). Вероятным объяснением этого факта может служить неполная релаксация в струе [12,13], но тогда разность температур должна была бы уменьшиться с увеличением  $p_0$ . В данных экспериментах не наблюдалось заметного изменения разности температур при увеличении  $p_0$  от  $1.33$  до  $8.8$  мм рт. ст.

Анализ заселенностей вращательных уровней, не приведенный в статье, показывает, что существенная неравновесность, возникшая в ударной волне, уменьшается по мере приближения к поверхности тела и у самой поверхности становится незначительной.

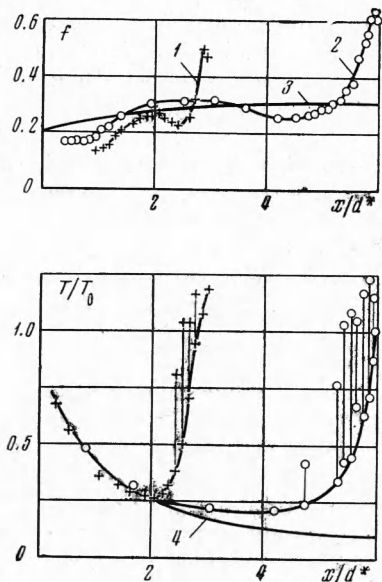
На фиг. 3 показаны результаты экспериментов в смеси с  $f_0 = 0.2$ . Кривые 1 и 2 соответствуют  $x_r = 27$  и  $54$  мм. Результаты для концентрации азота (верхний график) при  $x / d^* = 2 \div 3$  хорошо согласуются с расчетом Шермана [14] (кривая 3). На меньших расстояниях от сопла согласие хуже, вероятно, вследствие несоосности пучка и струи. Непосредственно возле сопла измерить концентрацию не удалось, так как плотность смеси здесь больше  $0.6$  мм рт. ст. и электронно-пучковая диагностика в этой области неприменима. Уменьшение концентрации при  $x / d^* = 2.5$  для  $x_r = 27$  мм и  $x / d^* = 4.5$  для  $x_r = 54$  мм связано с обогащением переднего фронта ударной волны легкой компонентой. Малая величина этого уменьшения объясняется довольно значительной разреженностью течения, концентрационная диффузия уменьшает эффект разделения.

Перед телом вследствие разделения в ударном слое наблюдается значительное увеличение концентрации тяжелой компоненты. Отношение концентраций  $f_r / f_0 = 3.15$  для эксперимента с  $x_r = 54$  мм и  $f_r / f_0 = 2.5$  для  $x_r = 27$  мм. Толщина ударных волн в смеси вследствие бародиффу-

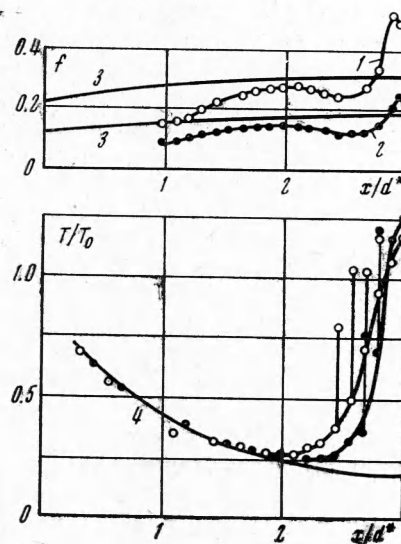
зионных эффектов примерно в 2 ÷ 2.5 раза больше, чем в чистом азоте. На большем расстоянии от сопла ударная область примерно в 2.5 раза шире, чем на малом расстоянии.

Профили вращательной температуры в смеси подобны профилям температуры в чистом газе. Отличие заключается в следующем:

1) вращательная температура в струе смеси совпадает с поступательной температурой (кривая 4), вычисленной в предположении изэнтропического расширения. Происходит это, вероятно, потому, что, хотя вязкие



Фиг. 3



Фиг. 4

эффекты в струе одинаковы для чистого газа и для смесей (число Рейнольдса, рассчитанное по критическим параметрам одно и то же для всех режимов), поступательная и вращательная релаксация в смеси происходит быстрее. Увеличение давления  $p_0$  для смеси приводит к небольшому уменьшению температуры;

2) значения  $T_r / T_0$ , полученные для смеси, выше, чем для чистого газа:  $T_r / T_0 = 1.12$  для большого расстояния и  $T_r / T_0 = 1.17$  для меньшего. Коэффициент восстановления температуры  $r = 1.15$  и  $1.23$  соответственно, в то время как теоретический предел для двухатомных газов при свободно-молекулярном обтекании тела  $1.17$ . Измеренный с помощью адиабатического датчика температуры торможения для  $f_0 = 0.2$ ,  $p_0 = 2.2$  мм рт. ст.,  $x_r = 6d^*$   $r = 1.13$ .

На фиг. 4 показаны результаты измерения концентрации и вращательной температуры азота при обтекании тела сверхзвуковой струей азотоводородной смеси. Кривые 1 и 2 относятся к смеси с  $f_0 = 0.2$  и  $0.1$ , а кривые 3 и 4 соответственно — расчетные для концентрации [14] и для температуры в случае изэнтропического расширения газа [10]. Концентрация азота в смеси с  $f_0 = 0.1$  ведет себя аналогично концентрации в смеси с  $f_0 = 0.2$ . Увеличение концентрации  $f_r / f_0 = 2.3$ . Толщина ударной зоны примерно одинакова, но профиль вращательной температуры азота в смеси с  $f_0 = 0.1$  несколько уже, чем в смеси с  $f_0 = 0.2$ . Возможно, это связано с тем, что в случае с  $f_0 = 0.1$  концентрационная диффузия играет меньшую роль.



Вращательные температуры азота на оси струи в смеси с  $f_0 = 0.1$  и  $0.2$  совпадают. Увеличение температуры в 10%-ной смеси  $T_r / T_0 = 1.25$ , а коэффициент восстановления  $r = 1.33$ . Коэффициент восстановления температуры в смеси с  $f_0 = 0.1$  выше, чем в смеси с  $f_0 = 0.2$ , что согласуется с результатами измерений температуры восстановления  $T_r$  адиабатическим датчиком, однако его численное значение, полученное из измерений вращательной температуры, меньше. Это несоответствие связано с неадиабатичностью тела в данных экспериментах.

Изложенные экспериментальные результаты показывают, что:

1) вращательная температура азота в смеси с водородом более близка к равновесию с поступательной температурой, чем в чистом азоте. Присутствие более легких молекул водорода ускоряет релаксационные процессы;

2) наблюдаемое и обсужденное ранее увеличение коэффициента восстановления температуры в лобовой точке затупленного тела связано с наличием у поверхности тела газа, нагретого до температуры выше температуры торможения. Нагрев газа обусловлен торможением смеси в ударной волне и сжатом слое, происходящим одновременно с бародиффузионным разделением компонент.

Поступила 7 X 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M a i s e G., F e n n J. B. Recovery factor measurements in gas mixtures. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 7.
2. R e i s V. H., F e n n J. B. Separation of gas mixtures in supersonic jets. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 12.
3. B i r d G. A. The structure of rarefied gas flows past simple aerodynamic shapes. J. Fluid Mech., vol. 36, No. 3.
4. Б о ч к а р е в А. А., К о с и н о в В. А., П р и х о д ь к о В. Г., Р е б р о в А. К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме. ПМТФ, 1970, № 5.
5. M u n t z E. P., Measurements of rotational temperature, vibrational temperature and molecule concentration in nonradiating flows of low density nitrogen. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 1.
6. R o t h e D. E. Electron beam studies of the diffusive separation of helium — argon mixtures. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 9.
7. S e b a c h e r D. I., G u y R. W., L e e L. P. Diffusive separation in free jets on nitrogen and helium mixtures. Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, New York — London, Acad. Press., 1969.
8. M a g u i r e B. L. Density effects on rotational temperature measurements in nitrogen using the electron beam excitation technique. Rarefied Gas Dynamics, vol. 2, New York — London, Acad. Press., 1969.
9. M a r r o n e P. V. Rotational temperature and density measurements in underexpanded jets and shock waves using an electron beam probe. UTIAS Rept No. 113, 1966, Univ. Toronto, Inst. Aerosp. Studies.
10. Ж о х о в В. А., Х о м у т с к и й А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно-расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла. М., Тр., ЦАГИ, 1970, вып. 1224.
11. R u s s e l D. A. Density disturbance ahead of a sphere in rarefied supersonic flow. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8.
12. M i l l e r D. R., A n d r e s R. P. Rotational relaxation of molecular nitrogen. J. Chem. Phys. 1967, vol. 46, No. 9.
13. Т и р у м а л е с а Д. Вращательная релаксация в гиперзвуковых потоках низкой плотности. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 4.
14. S h e r m a n F. S. Hydrodynamical theory of diffusive separation of mixtures in a free jet. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 5.