

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

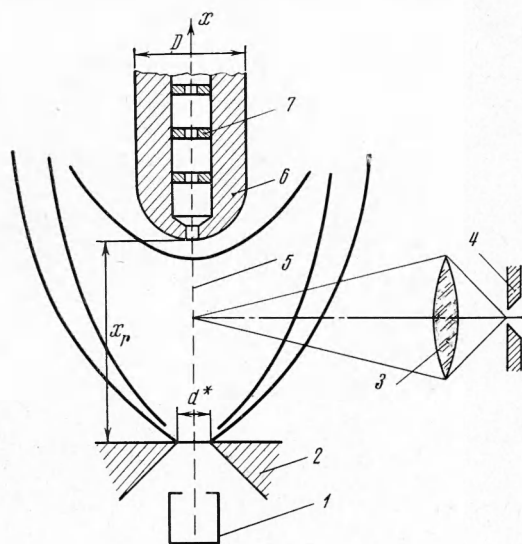
*А. А. Бочкарев, В. А. Косинов, В. Г. Приходько,
А. Ю. Ребров*

(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 (≈ 1.5 мм), и высотой 0.4 мм. Регистрирующая система могла перемещаться вдоль пучка. Точность определения координаты x точки измерения составляла ± 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 N_2^+ , занимающей область спектра в диапазоне $3914 \pm 20 \text{ \AA}$. Для измерения плотности водорода использовалась линия излучения H_β 4861 \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_β 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 N_2^+ . Методика измерений, разработанная и описанная Мюнтцем [5], основана на зависимости

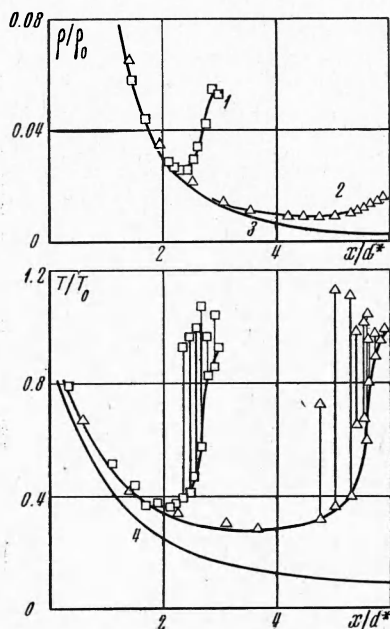
$$\log \frac{I(K', K'')}{(K' + K'' + 1) G(v/v_0)^4} = -\frac{\theta_R}{T_R} (K') (K' + 1) + \text{const} \quad (1)$$

которая справедлива в случае равновесного распределения молекул по вращательным термам. Здесь $I(K', K'')$ — приведенная интенсивность вращательной линии; θ_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°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, 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 $x_r = 54 \text{ мм}$ 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	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 Δ . 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 Δ 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 $\rho_2 / \rho_1 = 5.3$ (ρ_2 — измеренная плотность азота перед телом, ρ_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 ρ_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 ρ_2 / ρ_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.

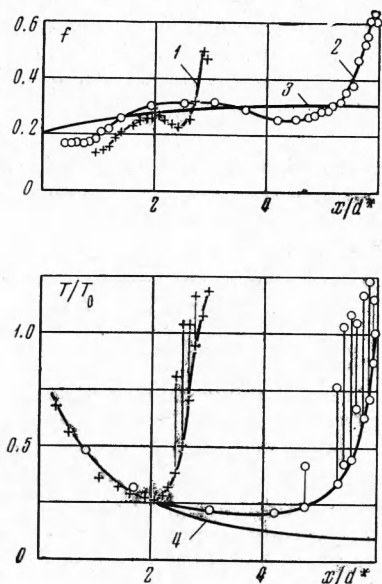
На фиг. 3 показаны результаты экспериментов в смеси с $f_0 = 0.2$. Кривые 1 и 2 соответствуют $x_r = 27$ и 54 мм. Результаты для концентрации азота (верхний график) при $x / d^* = 2 \div 3$ хорошо согласуются с расчетом Шермана [14] (кривая 3). На меньших расстояниях от сопла согласие хуже, вероятно, 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-

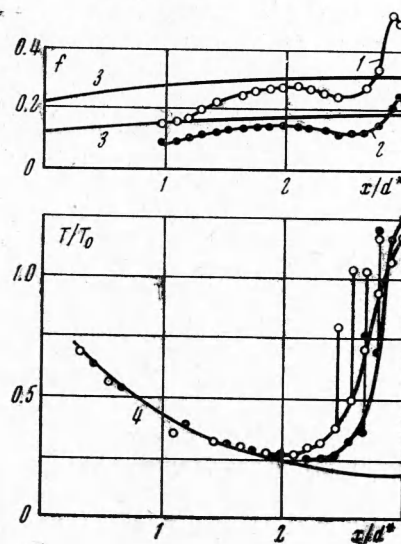
зионных эффектов примерно в 2 ÷ 2.5 раза больше, чем в чистом азоте. На большем расстоянии от сопла ударная область примерно в 2.5 раза шире, чем на малом расстоянии.

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.

