

Там же в этих же переменных изображены зависимости радиусов фронта ударной волны и передней границы продуктов взрыва от времени (кривая 1 —  $r^* / r_0$ , кривая 2 —  $r'' / r_0$ , кривая 3 —  $r''' / r_0$ ).

В начальные моменты времени (сильная ударная волна) поверхность  $r = r^*$  совпадает с фронтом ударной волны, в последующие — с передней границей продуктов взрыва.

По-видимому, зависимость  $r^*(\phi)$  определяется временной зависимостью состояния ионизации в слое ударная волна — продукты взрыва.

Таким образом, по зарегистрированной зависимости периода осцилляций от времени можно определять развитие во времени геометрических размеров области, охваченной взрывом. Поскольку в ряде случаев зависимость радиуса от времени полностью определяется параметром  $\xi = E / \rho_0$  ( $E$  — энергия взрыва,  $\rho_0$  — невозмущенная плотность газа), то этот параметр можно определить по зарегистрированным временным зависимостям периода осцилляций.

Например, для сильной сферической ударной волны, описываемой формулой Седова, получаем выражение для параметра  $\xi$ , усредненное по всем наблюдаемым периодам осцилляций

$$\xi = \lambda R^4 / 2\psi^2 \sum_{k=1}^n t_k^{-2} (\psi - k\lambda / 2R)^{1/2}$$

Отметим также, что из приведенных осциллограмм можно получить, что при  $\rho > 4$  поток энергии на приемную антенну, связанный с дифракционным механизмом распространения, составляет  $\sim 10 \div 30\%$  потока, проходящего непосредственно через область взрыва.

Поступила 4 VIII 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вельмин В. А., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Радиоэхо от области взрыва. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 12, стр. 455.
2. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности М., Изд.-во АН СССР, 1964.
3. Адешкин В. В. О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе. ПМТФ, 1963, № 5, стр. 107.

#### СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В РАЗРЕЖЕННОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СВЕЧЕНИЯ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

*Н. Д. Зуев, В. М. Калугин*

(Москва)

Описано применение метода относительных интенсивностей для измерения вращательной температуры азота в разреженном воздушном потоке при возбуждении свечения в тлеющем разряде. Отмечены особенности измерения вращательной температуры при низкой статической температуре газа в потоке. Получены профили вращательной температуры вдоль линии торможения у поперечно обтекаемого цилиндра. Рассмотрена зависимость ошибки измерения от величины температуры.

Измерение параметров газа в сверхзвуковых потоках низкой плотности сопряжено со значительными трудностями. Одним из наиболее трудно определяемых параметров является статическая температура. В последние годы стали измерять вращательную температуру азота в сверхзвуковых течениях при помощи метода относительных интенсивностей, возбуждая свечение азота сфокусированным электронным пучком [1]. При некоторых условиях предполагается равенство вращательной и поступательной температур. Опубликованные к настоящему времени данные по распределению вращательной температуры относятся в основном к свободно расширяющимся струям [2, 3].

Ниже приведены результаты измерения вращательной температуры в сформированном сверхзвуковом разреженном потоке и у модели. Свечение в потоке возбуждалось при помощи тлеющего разряда. В качестве рабочего газа использовался осушенный воздух.

1. Вращательная температура азота при электронном возбуждении свечения обычно измеряется по распределению интенсивности свечения в  $R$ -ветви полосы  $(0, 0)$   $I$  отрицательной системы [1-4]. Для определения вращательной температуры  $T_r$  используется зависимость

$$\lg \frac{I_{K'}}{(K' + K'' + 1) G \nu^4} = \frac{BK'(K' + 1)}{T_r} \quad (1.1)$$

Здесь  $K'$  и  $K'' = K' - 1$  — квантовые числа верхнего и нижнего вращательных уровней, между которыми осуществляется радиационный переход,  $I_{K'}$  — относительная интенсивность вращательной линии,  $\nu$  — частота линии,  $B = 1.25^\circ \text{K}$  при тем-



Фиг. 1

пературе  $\lesssim 800^\circ \text{K}$ , величина  $G$ , зависящая от  $K'$  и  $T_r$ , введена и табулирована Мюнцем [1]. Эта зависимость пригодна для определения  $T_r$  в зоне отрицательного свечения тлеющего разряда. При создании тлеющего разряда в рабочей камере аэродинамической трубы низкой плотности в качестве катодного электрода использовалось сверхзвуковое сопло, изолированное от стен рабочей камеры; анодный электрод помещался в глубине рабочей камеры вне поля зрения. Влиянием разряда на параметры газового потока можно пренебречь [5]. Свечение сосредоточено в основном в центральной части потока [6].

Спектр свечения фотографировался на пленку КН-4 при помощи стеклянного спектрографа типа ИСП-51 с фокусным расстоянием, равным 270 мм. Свечение проектировалось на щель спектрографа примерно с семикратным уменьшением. При силе тока разряда в несколько десятков *ма* необходимая экспозиция составляла 1—1.5 час.

На фиг. 1 приведен спектр свечения воздуха перед поперечно обтекаемым цилиндром. Для получения этого спектра спектрограф располагался таким образом, что его щель была ориентирована вдоль линии торможения. Параметры сверхзвукового течения были следующими: число Маха  $M_\infty = 5$ , температура торможения  $T_0 = 290^\circ \text{K}$ , число Рейнольдса, отнесенное к радиусу модели,  $R_\infty = 156$ . Основная часть свечения сосредоточена в полосах  $I$  отрицательной системы молекулярного иона азота. При увеличении экспозиции в спектре становятся заметными полосы  $II$  положительной системы, однако их интенсивностью можно пренебречь. Спектр свечения, представленный на фиг. 1, состоит из двух достаточно четко различающихся областей. Область 1 соответствует зоне торможения газа у модели, область 2 соответствует зоне вверх по течению от модели. Распределение интенсивности между вращательными линиями  $R$ -ветви в полосах  $I$  отрицательной системы в областях 1 и 2 существенно различается. В области 2 интенсивность свечения сосредоточена в начале  $R$ -ветви, т. е. в линиях с малыми значениями  $K'$ , что является следствием низкой температуры газа в свободном потоке. При переходе в область 1, в зону торможения газа, температура повышается, а интенсивность линий с высокими значениями  $K'$  увеличивается.

2. Вращательная температура определялась из наклона графика зависимости

$$\Lambda = \Lambda(x) \quad \left( \Lambda = \lg \frac{I_{K'}}{2K'G\nu^4}, \quad x = K'(K' + 1) \right) \quad (2.1)$$

Этот график в случае Больцмановского распределения молекул по уровням вращательной энергии представляет собой прямую линию; характерные графики для трех

экспериментов в зоне свободного потока показаны на фиг. 2. Приводим параметры течения и полученные значения вращательной температуры для экспериментов 1, 2, 3, указанных на фигуре

	$M_\infty$	$T_0, ^\circ\text{K}$	$R_\infty$	$T_\infty, ^\circ\text{K}$	$T_r, ^\circ\text{K}$
1	7.6	291	495	$23 \pm 2$	$30 \pm 7$
2	4	291	40	$70 \pm 3$	$75 \pm 8$
3	5	673	46	$112 \pm 6$	$115 \pm 12$

Здесь  $T_\infty$  — статическая температура газа в потоке. Число Рейнольдса рассчитано на 1 см.

Можно видеть, что при уменьшении температуры интенсивность перераспределяется в сторону линий с меньшими значениями  $K'$ , а наклон графика возрастает. При статической температуре  $T_\infty = 112^\circ\text{K}$  все экспериментальные точки хорошо ложатся на одну прямую линию, а измеренное значение  $T_r$  в пределах ошибки измерения совпадает с величиной  $T_\infty$ . При уменьшении  $T_\infty$  точки, соответствующие высоким значениям  $K'$ , начинают отклоняться вверх от прямой, а  $T_r$  оказывается выше значения  $T_\infty$ , рассчитанного на основании показаний насадка полного напора. Подобный результат получен и при возбуждении свечения азота сфокусированным электронным пучком [2,3].

Вопрос о возможной причине неравновесного заселения вращательных уровней  $N_2^+$  при низких значениях температуры находится в стадии изучения, в частности превышение  $T_r$  над  $T_\infty$  в потоке объясняется вращательной релаксацией [3,7]. В ряде работ указывается на недостаточность дипольной модели переходов в данном случае [10-12], предпринимается попытка учета влияния плотности газа [4,10,12]. Определение  $T_r$  по наклону прямолинейной части графика зависимости  $\Lambda = \Lambda(x)$  дает существенно отличающееся от поступательной температуры значение (на 15-20% и больше) при температуре 20-30° K и ниже [2].

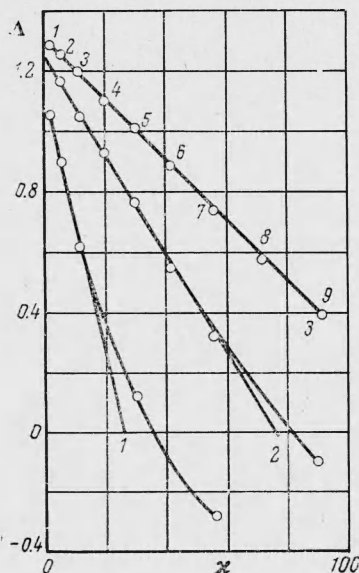
3. Большой интерес представляет исследование распределения температуры газа у моделей в разреженном потоке. В данной работе изучалось распределение вращательной температуры вдоль линии торможения у поперечно обтекаемого цилиндра. Полученные профили приведены на фиг. 3.

Расстояние  $x$  от стенки модели вверх по течению отнесено к  $R$ -радиусу модели (фиг. 3, а) и к  $\lambda_\infty$  — средней длине свободного пробега молекулы в набегающем потоке (фиг. 3, б). Местная вращательная температура  $T_2$  отнесена к вращательной температуре  $T_1$  в свободном потоке.

Эксперимент проводился при  $M_\infty = 4$  и  $T_0 = 290^\circ\text{K}$ .

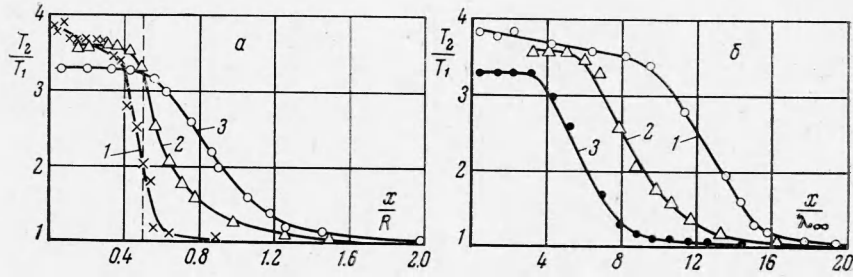
Число  $R_\infty$ , отнесенное к радиусу модели, изменялось путем применения моделей с разным радиусом и составляло 156, 78 и 39 (кривые 1, 2, 3 соответственно на фиг. 3). Измерение  $T_r$  вдоль оси  $x$  проводилось через 0.7 мм. Можно видеть, что профили существенно размыты, причем степень размытия возрастает с уменьшением числа  $R_\infty$ . При режиме обтекания, соответствующем  $R_\infty = 156$ , перепад температуры на скачке приближается к непрерывному значению Гюгонно — Ренкина  $T_2 / T_1 \approx 4$ . При уменьшении числа  $R_\infty$  перепад температуры уменьшается и не достигает непрерывного значения. Можно считать, что при  $R_\infty = 156$  ударная волна и пограничный слой разделены областью невязкого течения. Величина отхода скачка, измеренная как расстояние от средней точки профиля температуры до стенки модели, в этом случае близка к непрерывному значению  $0.51 R$ .

Измеренные профили вращательной температуры у поперечно обтекаемого цилиндра согласуются с профилями, полученными при помощи свободно-молекулярного температурного зонда [8], что, по-видимому, указывает на соответствие вращательной и поступательной температур в зоне скачка уплотнения при исследованных режимах течения.



Фиг. 2

3. При режиме течения, соответствующем  $R_\infty = 156$ , отношение длины свободного пробега  $\lambda_\infty$  к толщине  $\delta_T$  температурного скачка равняется 0.16. Это значение неплохо согласуется с экспериментальными данными работы [8], а также с теоретическим результатом ( $\lambda_\infty / \delta_T = 0.19$ ), полученным по бимодальной теории Мотт — Смита для максвелловских молекул [9].



Фиг. 3

4. Рассмотрим вопрос о точности измерения вращательной температуры при низких значениях  $T_r$ . Формально выражение для определения относительной ошибки измерения  $T_r$  может быть записано следующим образом:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{T_r}{B [K_2'(K_2' + 1) - K_1'(K_1' + 1)]} \left[ \left( \frac{\Delta I_{K_1'}}{I_{K_1'}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta I_{K_2'}}{I_{K_2'}} \right)^2 + \left( \frac{\Delta G_1}{G_1} \right)^2 + \left( \frac{\Delta G_2}{G_2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.1)$$

Здесь индексы 1 и 2 соответствуют крайним точкам, через которые проводится прямая, на графике, подобном приведенному на фиг. 2. Для простоты считается, что прямая проводится через две крайние точки, хотя в действительности для проведения прямой используется совокупность точек. Можно видеть, что  $T_r^{-1} \Delta T_r$  прямо пропорционально величине  $T_r$ , т. е. при уменьшении  $T_r$  относительная ошибка должна уменьшаться. На самом деле при низких значениях температуры происходит обратное. Как отмечалось выше, при уменьшении  $T_r$  интенсивность свечения перераспределяется в сторону линий с малыми значениями  $K'$ , вследствие чего погрешность определения интенсивности линий с большими  $K'$  существенно возрастает. Кроме того, на графике зависимости  $\Lambda = \Lambda(x)$  точки, соответствующие большим  $K'$ , отклоняются от прямой. При  $T_r = 30^\circ \text{K}$  крайняя точка, еще лежащая на прямой, соответствует  $K' = 3$  (фиг. 2). Поэтому при определении относительной ошибки при низких значениях  $T_r$  существенно возрастает роль члена  $[K_2'(K_2' + 1) - K_1'(K_1' + 1)]$ , находящегося в знаменателе выражения (4.1). Например, при  $T_r = 300^\circ \text{K}$  для построения графика используются линии от  $K'$  до 21, и величина этого члена равна 460, а при  $T_r = 30^\circ \text{K}$  — только 10. Соответственно, множитель

$$\frac{T_r}{B [K_2'(K_2' + 1) - K_1'(K_1' + 1)]}$$

равен 0.52 и 2.4. Таким образом, при сохранении ошибки в измерении интенсивности линии  $I_{K'}^{-1} \Delta I_{K'}$  и в выборе величины  $G$  общая ошибка определения  $T_r$  не уменьшается в десять раз, а увеличивается почти в пять раз.

Следует отметить, что при низких температурах существенно возрастает величина поправки  $G$ . Поэтому при проведении прямой по малому числу экспериментальных точек ошибка в выборе значения  $G$  может привести к большой ошибке в определении  $T_r$ . Очевидно также, что само по себе уменьшение числа экспериментальных точек, по которым проводится прямая, приводит к возрастанию ошибки в определении наклона этой прямой, т. е. к возрастанию ошибки в определении  $T_r$ .

Таким образом, если при комнатной температуре ошибка в определении вращательной температуры по распределению интенсивности в  $R$ -ветви полосы (0, 0) составляет  $\sim 3\%$  [1,3], то при низких температурах она может достигать нескольких десятков процентов.

Поступила 25 VII 1970

## ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 1.
2. Robben E., Talbot L. Measurements of rotational temperature in a low density wind tunnel. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 4.
3. Marrone P. V. Temperature and density measurement in free jets and shock waves. *Phys. Fluids*, 1967, vol. 10, No. 3.
4. Maguire B. L. Density effects on rotational temperature measurements in nitrogen using the electron beam excitation technique *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1969, vol. 2.
5. К а л у г и н В. М. Высокочувствительный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. *ПМТФ*, 1966, № 4.
6. К а л у г и н В. М. Об измерении плотности газа в сверхзвуковом разреженном потоке при помощи свечения тлеющего разряда. *ПМТФ*, 1969, № 2.
7. 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.
8. Broadwell J. E., Rungaldier H. Structure of the shock layer on cylinders in rarefied gas flow. *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1967, vol. 2.
9. Muckenfuss C. Some aspects of shock structure according to the bimodal model. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 11.
10. Ashkenas H. Rotational temperature measurements in electron-beam excited nitrogen. *Phys. Fluids*, 1967, vol. 10, No. 12.
11. Smith R. B.  $N_2$ -first negative band broadening due to electron—beam excitation. *Rarefied Gas Dynamics*, New York—London, Acad. Press, 1969, vol. 2.
12. Л и л и к р е п Д., Г а р в и Дж. Измерение вращательной температуры методом электронного пучка с учетом эффекта вторичных электронов. *Ракетная техника и космонавтика*, 1969, № 5.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
ИНДУКЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СГУСТКА ПРОВОДЯЩЕГО  
ГАЗА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ КОНТУРОМ, В КОТОРЫЙ ВКЛЮЧЕНА  
СТОРОННЯЯ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩАЯ СИЛА**

*А. Ю. Керкис, Н. А. Трынкина*

(Новосибирск)

Исследуется возможность повышения эффективности магнитогидродинамического преобразования энергии при включении в цепь рабочей обмотки внешней переменной э.д.с. Выяснено, какие значения среднего электрического к.п.д. можно получить при используемой рабочей обмотке, а также возможность и пределы регулирования к.п.д. путем изменения величины сторонней э.д.с., угла сдвига фаз сторонней э.д.с. относительно токов в ионизованном газе и величины магнитного поля возбуждения при известном характере течения и параметрах газа.

1. **Постановка задачи.** В работе [1] были исследованы энергетические характеристики магнитогидродинамического взаимодействия сгустка ионизованного газа, проходящего через постоянное магнитное поле, с рабочим контуром, нагруженным на омическое сопротивление. В этом случае эффективность преобразования энергии оказалась низкой и электрический к.п.д.  $\eta$  не превышал 3%.

Общее рассмотрение полезной работы плазмы против магнитного поля [2,3] показывает, что для любого типа МГД-генератора необходимо соответствие индуцированных электрических полей  $E$  и  $uH/c$ , чтобы получить приемлемые полезную мощность и внутренний электрический к.п.д. преобразования. Применительно к индукционному МГД-генератору это требование сводится к соответствующим фазовым и амплитудным зависимостям между  $E$  и  $uH/c$  в плазме. Поэтому любое устройство подобного рода должно обладать возможностью регулирования величины  $E$  по сравнению с  $uH/c$ . Одним из способов осуществления такого регулирования может быть включение в цепь рабочей обмотки внешней переменной э.д.с.