

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПЛОТНОСТИ ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОМ РАЗРЕЖЕННОМ ПОТОКЕ ПРИ ПОМОЩИ СВЕЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

В. М. Калугин (Калининград)

Получена зависимость между плотностью газа в сверхзвуковом разреженном потоке и интенсивностью отрицательного свечения в тлеющем разряде. Приведены некоторые результаты измерения плотности в свободном потоке и у модели. Показано, что измерение плотности по отрицательному свечению тлеющего разряда эффективно в области статических давлений $5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

Благодаря простоте применяемой аппаратуры свечение тлеющего разряда широко используется для визуализации разреженных потоков в аэродинамических трубах низкой плотности (см., например, [1,2]). Однако из-за сложности процессов, приводящих к возникновению свечения, зависимость между интенсивностью свечения и плотностью газа не установлена. Поэтому такой способ позволяет только грубо оценивать распределение плотности.

В работе [3] описана визуализация потока при помощи отрицательного свечения тлеющего разряда, причем в качестве катодного электрода используется сверхзвуковое сопло. Установлено, что свечение возбуждается электронами с энергией, соответствующей катодному падению потенциала. Из-за рассеяния электронов при соударении с молекулами концентрация электронов и интенсивность свечения уменьшается с увеличением расстояния от сопла. Ниже на основании результатов работы [3] получены соотношения, при помощи которых по распределению интенсивности свечения вычисляется распределение плотности газа в потоке. Как и в работе [3], в качестве рабочего газа предполагается использование азота или воздуха, однако способ можно применять и в других газах.

1. В случае азотной или воздушной среды и при достаточно низком давлении спектр отрицательного свечения состоит из полос первой отрицательной системы азота. Интенсивностью других спектральных систем в видимой области можно пренебречь. Известно, что интенсивность колебательной полосы $i(v', v'')$, соответствующей радиационному переходу с колебательного уровня v' верхнего электронного состояния на колебательный уровень v'' нижнего электронного состояния, записывается в виде

$$i(v', v'') = g(v') a(v', v'') h\nu(v', v'') \quad (1)$$

Здесь $a(v', v'')$ — вероятность перехода, h — постоянная Планка, $\nu(v', v'')$ — частота излучения. Условия возбуждения учитываются в множителе $g(v')$, который в случае электронного возбуждения выражается в виде

$$g(v') = \sum_{v_1''} N(v_1'') n(v', v_1'')^2 \int_E R_e^2(r_{v', v_1''}, E) f(E) dE \quad (2)$$

Здесь $N(v_1'')$ — концентрация молекул на колебательном уровне v_1'' нижнего электронного состояния, с которого осуществляется заселение уровня v' верхнего электронного состояния; n — концентрация электронов; (v', v'') — интеграл наложения; $R_e(r_{v', v_1''}, E)$ — электронный момент перехода; $r_{v', v_1''}$ — r -центриод; $f(E)dE$ — доля электронов с энергией между E и $E + dE$.

При не очень высокой температуре газа ($\lesssim 1000^\circ\text{K}$) можно считать, что все молекулы первоначально находятся на нулевом колебательном уровне основного электронного состояния. Учтем также, что для первых нескольких колебательных уровней при сравнительно большой энергии электронов зависимость R_e от междядерного расстояния пренебрежимо мала [4,5]. Тогда

$$g(v') = N(0) n(v', 0)^2 \int_E R_e^2(E) f(E) dE \quad (3)$$

Интенсивность свечения I отрицательной системы азота равна сумме интенсивностей отдельных полос, т. е.

$$I = \sum_{v', v''} i(v', v'') = A(v', v'') N(0) n \int_E R_e^2(E) f(E) dE \quad (4)$$

$$A(v', v'') = \sum_{v', v''} a(v', v'') h\nu(v', v'') (v', 0)^2$$

Таким образом, интенсивность свечения пропорциональна концентрации молекул (плотности газа) и концентрации электронов. Однако определение концентрации молекул по абсолютной интенсивности излучения связано с рядом трудностей. Поэтому рассмотрим другую возможность.

Пусть ось z направлена вдоль оси сопла. При достаточно низком давлении изменением энергии электронов вдоль оси z в пределах области наблюдения можно пренебречь [3,6]. Тогда относительное изменение интенсивности свечения при перемещении от точки z до точки $z + dz$

$$\frac{dI(z)}{I(z)} = \left[\frac{1}{N(z)} \frac{dN(z)}{dz} + \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \right] dz \quad (5)$$

Или, вводя вместо концентрации молекул $N(z)$ плотность газа $\rho(z)$, получаем

$$\frac{dI(z)}{I(z)} = \left[\frac{1}{\rho(z)} \frac{d\rho(z)}{dz} + \frac{1}{n(z)} \frac{dn(z)}{dz} \right] dz \quad (6)$$

Концентрация электронов в пучке с расстоянием от сопла падает, а градиент концентрации электронов вдоль оси z определяется как

$$\frac{dn(z)}{dz} = -\mu\rho(z)n(z) \quad (7)$$

где μ — коэффициент ослабления электронного пучка [3]. Учитывая (7), получаем

$$\frac{d\rho(z)}{dz} - \frac{d \ln I(z)}{dz} \rho(z) = \mu\rho^2(z) \quad (8)$$

$$\rho(z) = \rho(z_0) \frac{I(z)}{I(z_0)} \left[1 - \mu\rho(z_0) \int_{z_0}^z \frac{I(z)}{I(z_0)} dz \right]^{-1} \quad (9)$$

Начальную точку z_0 удобно выбрать из следующих соображений. Обычно в сверхзвуковом свободном потоке можно найти достаточно малый участок Δz , на длине которого изменение плотности пренебрежимо мало. Тогда для этого участка $d\rho/dz \approx 0$ и уравнение (8) можно записать в виде

$$\frac{d \ln I(z)}{dz} = -\mu\rho \quad (10)$$

Так как ρ в этом случае не зависит от z , то график $\ln I(z) = f(z)$ представляет собой прямую линию, из наклона которой определяется значение плотности ρ . Для нахождения величины плотности в каждой точке z при помощи формулы (9) целесообразно принять значения величин z_0 , $I(z_0)$ и $\rho(z_0)$ соответствующими конечному участку линейной зависимости (10), т. е. в точке, где градиент плотности становится отличным от нуля, а график $\ln I(z) = f(z)$ перестает быть прямолинейным.

Для определения плотности в какой-либо точке потока в полученные формулы должны подставляться значения интенсивности свечения в этой и в предшествующих (вдоль оси z) точках. В случае плоского течения возможно использование интегральных вдоль линий наблюдения значений интенсивности свечения. При более сложном объемном распределении плотности газа и интенсивности свечения расчет плотности более трудоемок. В частности, при наличии осевой симметрии распределения плотности в сверхзвуковом потоке и у модели для определения поля плотности можно применить известные методики расчета осесимметричных неоднородностей.

При фотографической регистрации свечения и работе на прямолинейной части характеристической кривой интенсивность свечения может быть выражена через почернение фотоматериала $D(z)$. Тогда

$$I(z)/I(z_0) = 10^{[D(z)-D(z_0)]/\gamma} \quad (11)$$

где γ — коэффициент контрастности фотоматериала. Таким образом, на участках, где плотность зависит от z

$$\rho(z) = \rho(z_0) 10^{[D(z)-D(z_0)]/\gamma} \left[1 - \mu\rho(z_0) \int_{z_0}^z 10^{[D(z)-D(z_0)]/\gamma} dz \right]^{-1} \quad (12)$$

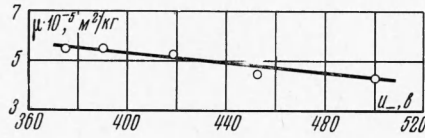
Для участка с постоянной плотностью получаем

$$\rho = -\frac{2.3}{\mu\gamma} \frac{dD(z)}{dz} = -\frac{2.3}{\mu\gamma} \frac{D(z_2) - D(z_1)}{z_2 - z_1} \quad (13)$$

Точки z_2 и z_1 находятся в пределах области, где $d\rho/dz = 0$ и зависимость D от z прямолинейна.

Величину коэффициента μ можно получить при помощи предварительных тарировочных экспериментов при известной плотности газа. При исследовании обтекания моделей плотность обычно определяется в виде относительной величины, например, в виде ρ_∞/ρ (ρ — плотность в набегающем потоке). В этом случае нет необходимости в предварительном измерении величины коэффициента μ ; по наклону прямолинейной части графика зависимости D от z вычисляется $\mu\rho_\infty$, которая подставляется в (12).

2. Измерение плотности проводилось на аэродинамической трубе низкого давления. Экспериментальная схема описана в работе [3]. Рабочим газом служил сухой воздух. Первоначально были выполнены тарировочные измерения для определения коэффициента μ . Величина μ зависит от катодного



Фиг. 1

определено в каждом конкретном эксперименте. Поэтому более целесообразным и удобным является получение зависимости от падения напряжения u_c на разрядном промежутке. На фиг. 1 представлена такая экспериментально найденная зависимость. Погрешность измерения составляла около 5%. Можно видеть, что с повышением напряжения величина μ уменьшается. Это явление находится в соответствии с общепри-

нятыми представлениями о зависимости эффективного поперечного сечения соударения электрона с атомом (молекулой) от его энергии.

Измерение плотности газа в сверхзвуковом потоке за скачком у модели проводилось в условиях не слишком сильного разрежения, когда еще возможно сравнение результатов измерения со значениями параметров, рассчитанными при помощи континуальных соотношений. В качестве модели применялся поперечно обтекаемый круговой цилиндр. Длина цилиндра выбиралась достаточно большой, так что в пределах длины зоны свечения вдоль оси зрения параметры потока у модели не возмущались краевыми эффектами, и течение можно было считать плоским. Условия сверхзвукового течения были следующими: число Маха $M_\infty = 5$, статическое давление $p_\infty = 5.5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст., температура торможения — комнатная. Если принять за характерный размер радиус цилиндра, то число Рейнольдса $Re_\infty = 280$ и число Кнудсена $K = 0.027$. На фиг. 2 приведена фотография обтекания модели. Фотометрирование негатива проводилось в направлении от сопла к модели вдоль оси сопла. Микрофотограмма свечения (кривая 1) и распределение плотности (кривая 2) вдоль линии торможения у модели представлены на фиг. 3.

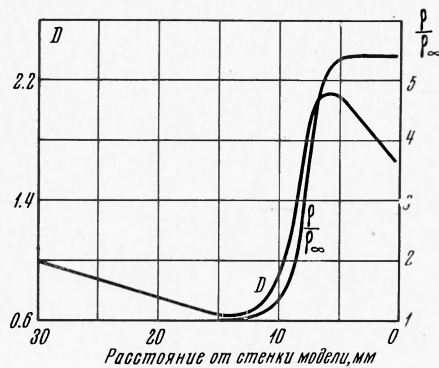


Фиг. 2

По наклону прямолинейной части определялась плотность газа в сверхзвуковом потоке. Она оказалась равной $(5.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ кг/м³. Значение статической плотности в потоке, рассчитанное на основании измерений с насадком полного напора, равнялось $(6.0 \pm 2.1) \cdot 10^{-5}$ кг/м³. Согласно результатам можно считать достаточно хорошим.

По микрофотограмме свечения, приведенной на фиг. 3, при помощи формулы (12) рассчитывалась в области критической точки вдоль оси плотность газа, отнесенная к плотности в свободном потоке. Полученная кривая, представляющая собой профиль скачка уплотнения, нанесена также на фиг. 3. Отметим, что фронт скачка уплотнения довольно сильно размыт; это характерно для разреженных газовых течений. Достижимое за скачком у модели отношение плотностей газа в пределах ошибки измерения соответствует вычисленному значению по соотношению Гюго — Рэнкина, которое при $M_\infty = 5$ равно 5. Таким образом, результаты проведенного экспериментального исследования согласуются с расчетными величинами, что подтверждает верность сделанных предположений и пригодность предложенной методики для экспериментального определения спектра обтекания моделей разреженными течениями.

Наиболее полное представление о распределении плотности газа в сверхзвуковом потоке получают при помощи построения поля плотности. При этом немаловажно, рассчитывается ли поле плотности по картине обтекания, полученной в результате одного



Фиг. 3

тального исследования согласуются с расчетными величинами, что подтверждает верность сделанных предположений и пригодность предложенной методики для экспериментального определения спектра обтекания моделей разреженными течениями.

Наиболее полное представление о распределении плотности газа в сверхзвуковом потоке получают при помощи построения поля плотности. При этом немаловажно, рассчитывается ли поле плотности по картине обтекания, полученной в результате одного

измерения, или исследования проводятся методом «точка за точкой». В последнем случае приходится в течение длительного промежутка времени поддерживать постоянными как параметры аэродинамической трубы, так и параметры измерительной аппаратуры, что не всегда удается. Важным качеством описанной методики является возможность фотографирования картины обтекания в целом и затем расчета плотности в любой точке. Линии равной плотности у поперечно обтекаемого цилиндра, полученные таким путем при $M_\infty = 5$, $R_\infty = 57$, $K = 0.13$, приведены на фиг. 4, где ξ — расстояние от передней стенки цилиндра вдоль линии торможения, r — расстояние от плоскости, содержащей ось цилиндра и линию торможения. При определенных условиях по распределению плотности можно вычислить поля и других параметров.

3. Ошибка измерения относительной величины плотности

$$\delta = \frac{\Delta [\rho(z) / \rho_\infty]}{\rho(z) / \rho_\infty}$$

определяется в основном степенью разрежения и коэффициентом контрастности фотоматериала γ (фиг. 5). Максимально возможная ошибка измерения при фотографировании на пленку с $\gamma = 2.5$ становится большой (около 25%) при $\rho = 5 \cdot 10^{-6}$ кг/м³.

Это значение которому соответствует статическое давление, около $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., можно, по-видимому, ориентировочно принять в качестве нижней границы при использовании описанного метода. Верхняя граница определяется из условия

$$\int_{z'}^{z''} \mu \rho dz \approx \mu \langle \rho \rangle (z'' - z') < 1$$

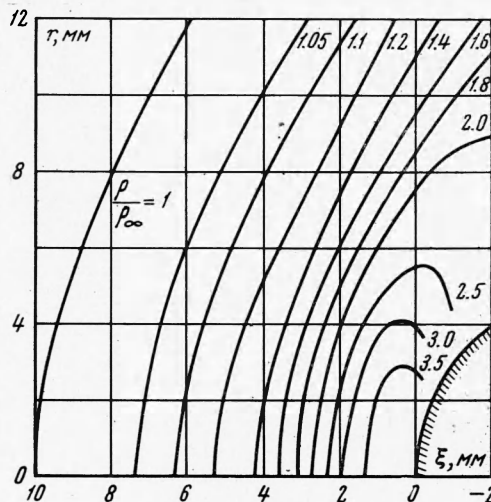
и зависит от условий эксперимента. Отметим, что в рассмотренном случае измерения плотности у цилиндра величина $\mu \langle \rho \rangle (z'' - z')$ близка к единице, однако отклонение измеренной величины от расчетной еще не превышает ошибки измерения.

Ориентировочно в качестве граничного значения давления можно указать $5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. Таким образом, метод измерения плотности в разреженных течениях по относительной интенсивности отрицательного свечения тлеющего разряда может быть использован в диапазоне давлений от $5 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

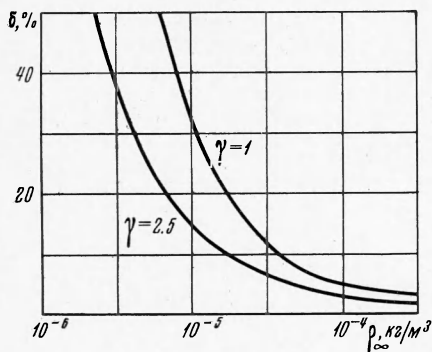
Поступила 20 XI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., Изд-во иностр. лит., 1957, стр. 82.
2. V o m e l b u r g H. J. New glow discharge method for flow visualization in supersonic wind tunnels. J. aero/space, 1958, vol. 25, No. 11, p. 727.
3. К а л у г и н В. М. Высококонтрастный способ тлеющего разряда для визуализации сверхзвуковых течений разреженного газа. ПМТФ, 1966, № 4.
4. L a n g s t r o t h G. O. The Excitation of Band Systems by Electron Impact. Proc. Roy. Soc., 1934, vol. A146, p. 166.
5. B a t e s D. R. The Intensity Distribution in the Nitrogen Band Systems emitted from the Earth's Upper Atmosphere. Proc. Roy. Soc., 1949, vol. A 196, No. 1044, p. 217.
6. B r e w e r A. K., W e s t h a v e r J. W. The Cathode Region in the Glow Discharge. J. Appl. Phys., 1937, vol. 8, No. 11, p. 779.



Фиг. 4



Фиг. 5