

10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
11. Бурка А. Л., Рубцов Н. А. Нестационарный радиационно-кондуктивный перенос тепла в плоском слое серой поглощающей среды.— ПМТФ, 1971, № 1.
12. Троггт. Потенциал радиационного теплового потока для несерого газа.— «Ракетн. техн. и космонавтика», 1966, № 3.
13. Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением Л., «Энергия», 1971.

УДК 621.375.82

**ОБ ИЗМЕНЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ  
В УДАРНОМ СЛОЕ  
ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ  
СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ С ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТЬЮ**

*Б. В. Егоров, В. Н. Комаров, Г. Н. Саяпин*

(Москва)

При моделировании обтекания тел сверхзвуковым потоком релаксирующего газа возникает необходимость детального физико-химического анализа внутренней структуры течения. В качестве рабочего газа, с помощью которого моделируется реальный поток, широко используются газообразные смеси, получающиеся в результате сгорания углеводородных топлив и содержащие молекулы  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ . Особый интерес в задачах моделирования представляет обтекание тел неравновесным потоком с инверсной населенностью колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$ . В работе [1] приведены результаты расчета коэффициента усиления для перехода  $(00^01)-(10^00)$  молекулы  $\text{CO}_2$  при возникновении косых скачков уплотнения в инверсной среде и отмечалось уменьшение коэффициента усиления для колебательно-вращательного перехода  $P(20)$  в области давлений, где наибольший вклад в уширение спектральных линий обусловлен столкновительным механизмом. В работе [2] отмечено уменьшение или увеличение коэффициента усиления в зависимости от интенсивности ударной волны и вращательного квантового числа.

В данной работе исследуется изменение коэффициента усиления при обтекании затупленных тел как в дозвуковой, так и в сверхзвуковой областях ударного слоя при изменении угла наклона ударной волны по отношению к направлению набегающего потока от  $90^\circ$  до угла Маха; изучается влияние на коэффициент усиления слабых возмущений, распространяющихся по инверсной среде.

1. Известно [3], что коэффициент усиления слабого сигнала для колебательно-вращательного перехода  $(00^01)-(10^00)$  можно представить в виде

$$(1.1) \quad G = (\lambda^2 A_{nm}/8\pi\sqrt{\pi c})[N_n - (g_n/g_m)N_m](a/\Delta_c)H(a, 0),$$

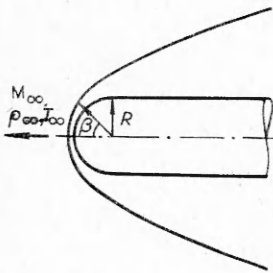
где  $\lambda$  — длина волны перехода;  $A_{nm}$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода  $n \rightarrow m$ ;  $c$  — скорость света; параметр  $a = (\Delta_c/\Delta_D) \times \sqrt{\ln 2}$ ;  $\Delta_c$  — полуширина линии за счет столкновений;  $\Delta_D$  — доплеровская полуширина;  $N_n$ ,  $N_m$ ,  $g_n$ ,  $g_m$  — населенности и статистические веса верхнего и нижнего уровней соответственно;  $H(a, 0)$  — значение функции Фойгта в центре линии. Зависимость ударной полуширины от температуры принималась пропорциональной  $T^{-1/2}$ .

Рассмотрим осесимметричное обтекание цилиндра со сферическим затуплением невязким сверхзвуковым однородным потоком релаксирующей смеси газа с инверсной населенностью в набегающем потоке между уров-

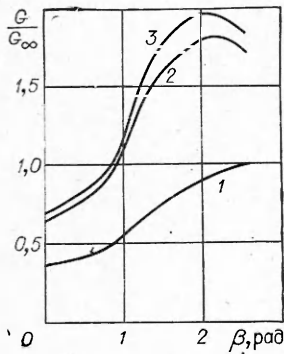
ниями (00<sup>0</sup>1), (10<sup>0</sup>0) молекулы CO<sub>2</sub>. Перед телом образуется головная ударная волна. В ударной волне происходит скачкообразное (на протяжении нескольких длин свободного пробега молекул) повышение плотности и температуры активных степеней свободы молекул смеси газа. Внутренние же степени свободы имеют значительно большую длину релаксации. Поэтому при переходе через фронт ударной волны населенности колебательных уровней сохраняются.

В лобовой части тела ударная волна по отношению к направлению набегающего потока имеет угол, близкий к прямому, далее она искривляется и в пределе переходит в линию Маха.

Расчет коэффициента усиления слабого сигнала в ударном слое проводился методом линий тока. Суть такого способа расчета заключается в



Фиг. 1



Фиг. 2

интегрировании уравнений газовой динамики и уравнений колебательной релаксации рассматриваемой смеси газа вдоль линий тока при известном распределении давления вдоль последних и при заданной форме головной ударной волны. При расчетах использовалась система координат  $S, \psi$  ( $\psi$  — функция тока,  $S$  — расстояние вдоль линии тока). Начало отсчета  $S = 0$  выбиралось на скачке уплотнения. Каждой линии тока соответствует определенный угол  $\beta$ , характеризующий место перехода через ударную волну (фиг. 1). Ударная волна считается бесконечно тонкой, так что при переходе через нее состав газа не изменяется. Положение и форма ударной волны взяты из [4, 5].

Геометрия линий тока и распределение давления вдоль последних имеется в работе [6]. Давление, плотность и энтальпия (скорость) на ударной волне определяются в соответствии с условиями Ранкина-Гюгонно [7].

Проведенные параметрические расчеты позволяют выяснить поведение коэффициента усиления на фронте ударного слоя при различных механизмах уширения спектральной линии. На фиг. 2 приведены результаты расчетов изменения коэффициента усиления слабого сигнала для перехода  $P(20)$  на фронте ударной волны, образующейся при обтекании тонкого цилиндра со сферическим затуплением (радиус затупления  $R = 1,5$  см), потоком смеси газов CO<sub>2</sub> — N<sub>2</sub> — H<sub>2</sub>O. По оси абсцисс отложены значения угла  $\beta$  (см. фиг. 1). Расчеты проводились для смеси следующего состава:  $\alpha_{\text{CO}_2} = 0,1$ ,  $\alpha_{\text{N}_2} = 0,89$ ,  $\alpha_{\text{H}_2\text{O}} = 0,01$  (концентрации даны в мольных долях). Условия в набегающем потоке брались из расчетов работ [1, 8].

Число Маха набегающего потока  $M_\infty = 6$ , температура  $T_\infty = 200$  К. Кривая 1 соответствует плотности набегающего потока  $\rho_\infty = 10^{-4}$ , 2 —  $\rho_\infty = 10^{-6}$ , 3 —  $\rho_\infty = 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>. (Соответствующие значения величины параметра  $a_\infty$  заключены в следующих пределах:  $a_\infty > 1,4$ ;  $0,2 < a_\infty < 1,4$ ;  $a_\infty < 0,2$ .)

В области больших плотностей, при которых как в набегающем потоке, так и на фронте ударной волны уширение спектральной линии обусловлено столкновениями, параметр  $a \gg 1$  и отношение величины коэффициента усиления за скачком к его значению до скачка  $G/G_\infty$  оказывается не зависящим от плотности, поскольку увеличение  $G/G_\infty$  за счет возраста-

ния числа активных частиц в ударном слое полностью компенсируется уменьшением  $G/G_\infty$  за счет столкновительного уширения. На изменение величины  $G/G_\infty$  при этом существенным образом влияет поступательная температура, определяющая населенности вращательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  (кривая 1, фиг. 2). Поскольку ударная волна, образующаяся перед телом, имеет различные углы наклона  $\sigma$  по отношению к набегающему потоку  $\arcsin(1/M_\infty) < \sigma \leq \pi/2$ , неодинаковым будет возрастание поступательной температуры на фронте ударной волны. В ударной волне, прилегающей к лобовой части тела, возрастание температуры максимальное, вдали от тела — минимальное. Значение величины квантового числа  $I_{\max} = \sqrt{(kT/hcB)} - 1/2$ , отвечающего максимуму в распределении по вращательным уровням, с ростом температуры увеличивается. Поэтому возрастание температуры на скачке может приводить для фиксированных больших значений вращательного квантового числа  $I_n$  к росту величины инверсии населенностей по мере приближения  $I_{\max}$  к  $I_n$ .

При дальнейшем увеличении поступательной температуры величина инверсии начинает уменьшаться. Уширение же спектральной линии с ростом температуры монотонно увеличивается. Если вклад от увеличения инверсии за скачком в величину коэффициента усиления превосходит вклад, вносимый уширением спектральной линии, то  $G/G_\infty > 1$ .

Можно показать, что при выполнении условия

$$(1.2) \quad \alpha = (\Theta/T_\infty)I_n(1 + I_n) > 1, \text{ где } \Theta = hcB/k,$$

кривая  $G/G_\infty = f(\sigma)$  имеет максимум, причем угол наклона ударной волны, при котором реализуется максимальное изменение величины  $G/G_\infty$  на фронте скачка (при фиксированных условиях в набегающем потоке), находится из соотношения

$$\sigma = \arcsin \times \left\{ \frac{(\kappa - 1)^2 - 4\kappa + (\kappa + 1)^2 \alpha + \sqrt{[(\kappa - 1)^2 - 4\kappa + (\kappa - 1)^2 \alpha]^2 + 16\kappa(\kappa - 1)^2}}{4\kappa(\kappa - 1)} \right\}^{1/2},$$

где  $\kappa$  — эффективный показатель адиабаты. Если условие (1.2) не выполнено, то изменение величины  $G/G_\infty$  вдоль ударной волны носит монотонный характер.

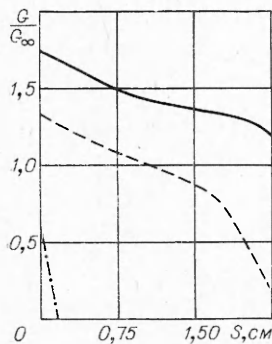
Как видно из фиг. 2 (кривая 1), при малых значениях угла  $\beta$  величина  $G/G_\infty < 1$ , так как за счет интенсивного роста температуры вблизи лобовой поверхности тела происходит сильное уширение спектральной линии. С ростом угла  $\beta$ , т. е. с падением интенсивности ударной волны, уменьшается роль уширения и возрастает вклад, вносимый в коэффициент усиления, от роста населенности вращательного уровня  $I_n = 19$ . Это приводит к тому, что  $G/G_\infty$  приближается к единице.

При низких плотностях в набегающем потоке (когда  $a \ll 1$ , т. е. реализуется доплеровский контур линии) увеличение  $G/G_\infty$  на фронте ударной волны происходит за счет увеличения населенности вращательных уровней, а уменьшение  $G/G_\infty$  — за счет доплеровского уширения.

В области ударной волны, прилегающей к критической линии тока, происходит максимальное увеличение температуры и соответствующее уширение линии, которое пропорционально  $\sqrt{T}$ . При этом увеличение плотности не может скомпенсировать уменьшения  $G/G_\infty$  за счет уширения линии. Поэтому в этой области  $G/G_\infty < 1$ . При меньших углах наклона ударной волны уменьшается скачок поступательных температур на фронте, что определяет меньшее падение  $G/G_\infty$  за счет уширения линии. При дальнейшем уменьшении интенсивности ударной волны вклад в  $G/G_\infty$  от увеличения населенности вращательного уровня начинает превосходить

уменьшение  $G/G_\infty$  от доплеровского уширения линии и величина  $G/G_\infty$  становится больше единицы. При малой интенсивности ударной волны ( $\beta > 1$ ) увеличение населенности уровня  $I_n = 19$  за счет более слабого роста плотности уже не может более скомпенсировать влияния фактора уширения линии и величина  $G/G_\infty$  начинает уменьшаться (кривая 3, фиг. 2). Если коэффициент  $a$  как в набегающем потоке, так и в ударном слое находится в диапазоне  $1,4 > a > 0,2$ , то на уширение спектральной линии влияют и столкновения и эффект Доплера. В этом случае на фронте ударной волны может иметь место увеличение и уменьшение коэффициента усиления в зависимости от угла наклона ударной волны к вектору скорости набегающего потока (кривая 2, фиг. 2).

2. Возрастание плотности и поступательной температуры за фронтом ударной волны приводит к изменению характера релаксационных процессов в ударном слое, где в результате выравнивания поступательной и колебательной температур происходят слабые изменения температуры и плотности и сильные изменения населенностей уровней, что приводит к дальнейшему изменению коэффициента усиления.



Фиг. 3

При проведении расчетов населенностей колебательных уровней молекул в ударном слое использовалась система кинетических уравнений, учитывающая процессы многоквантового колебательно-колебательного обмена с участием вырожденных мод и вклад переходов между высоковозбужденными колебательными состояниями [8]. Выбор такой системы кинетических уравнений обусловлен тем, что расчеты релаксационной зоны за ударной волной с использованием приближенных кинетических уравнений приводят к

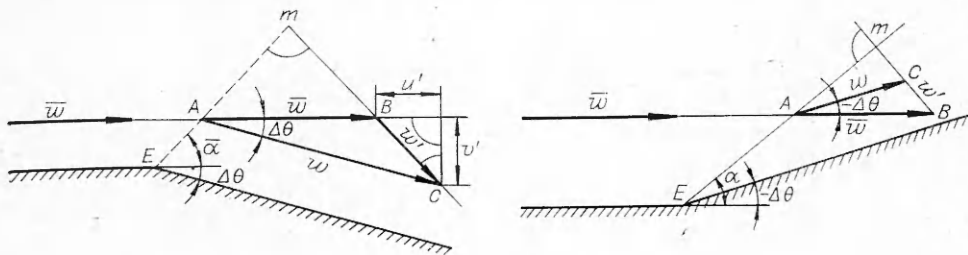
значительным ошибкам в распределении колебательных температур и населенностей колебательных уровней молекул  $\text{CO}_2$  [8].

На фиг. 3 приведены кривые изменения коэффициента усиления вдоль линий тока в релаксационной зоне ударного слоя для условий в набегающем потоке:  $M_\infty = 6$ ,  $\rho_\infty = 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>,  $T_\infty = 200$  К,  $G_\infty = 0,475 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-3</sup>. Здесь  $S$  — длина линии тока,  $S = 0$  соответствует ударной волне. Штрихпунктирная линия соответствует линии тока, проходящей через прямую ударную волну ( $\beta = 0^\circ$ ) (см. фиг. 1), штриховая кривая — линии тока, определяемой углом  $\beta = 70^\circ$ , сплошная кривая — линии тока, определяемой углом  $\beta = 110^\circ$ .

Расчеты показывают, что в релаксационной зоне за головной ударной волной в результате выравнивания температур всегда происходит уменьшение величины коэффициента усиления для колебательно-вращательных переходов  $(00^01) - (10^00)$ . Однако в отличие от течений за прямой ударной волной [2] существенное падение температуры вдоль головной ударной волны, а также большая величина касательной составляющей скорости набегающего потока приводят к тому, что газ, вошедший в ударный слой в сверхзвуковой области обтекания, сохраняет инверсную населенность на достаточно больших расстояниях вдоль линии тока. Это приводит к возникновению области повышенного коэффициента усиления в сверхзвуковой области ударного слоя (сплошная кривая на фиг. 3). В дозвуковой области ударного слоя практически всегда имеет место падение коэффициента усиления как на фронте ударной волны, так и в самом ударном слое (штрихпунктирная кривая на фиг. 3). Таким образом, если условия среды с инверсной населенностью в набегающем потоке способ-

ствуют увеличению коэффициента усиления слабого сигнала на фронте ударной волны, то при малых интенсивностях ударной волны в ударном слое существует достаточно обширная зона с увеличенным коэффициентом усиления.

3. Исследуем изменение коэффициента усиления слабого сигнала для перехода  $(00^01) - (10^00)$  молекулы  $\text{CO}_2$  при воздействии на поток слабой ударной волны или волны разрежения. Рассмотрим течение около тупого угла вблизи его вершины. В этом случае направление основного потока, параллельного оси  $x$ , отклоняется на малый угол  $\Delta\theta$ . Угол  $\Delta\theta > 0$  для выпуклого угла и  $\Delta\theta < 0$  для вогнутого (фиг. 4, вверху — разрежение, внизу — сжатие). Здесь  $\bar{w}$  и  $w$  — абсолютные значения скоростей



Фиг. 4

потока до возмущения и после,  $w'$  — изменение значения скорости основного течения.

Поскольку изменение состояний колебательных степеней свободы молекул происходит на гораздо больших масштабах, чем изменение газодинамических параметров при возмущении потока, течение вблизи точки 0 можно считать замороженным и линию Маха  $m$  — линией Маха замороженного течения. Используя результаты работы [7] по линеаризованному течению около тупого угла, получим для добавочного давления на линии  $m$  вниз по течению

$$p' = -\rho_\infty \frac{\bar{w}^2 \Delta\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}},$$

где  $M_\infty = \bar{w} / \sqrt{\chi(k/m)T_\infty}$  — замороженное число Маха. Приращения поступательной температуры и плотности для смеси  $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{H}_2\text{O}$  имеют вид

$$(3.1) \quad T' = -\frac{\bar{w}^2 \Delta\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \left[ c_{\text{CO}_2} \frac{7k}{2m} + \alpha_{\text{H}_2\text{O}} \frac{k}{m} + c_{\text{N}_2} \frac{7}{2} \frac{k}{m} \right]^{-1};$$

$$\rho' = -\frac{\rho_\infty^2 \bar{w}^2 \Delta\theta}{\frac{k}{m} T_\infty \sqrt{M_\infty^2 - 1}} \left( \frac{5 + c_{\text{H}_2\text{O}}}{7 + c_{\text{H}_2\text{O}}} \right).$$

В случае чисто доплеровского механизма уширения спектральной линии для  $P$ -ветви колебательно-вращательных переходов и при  $\Delta_c \sim \sim T^{-1/2}$  выражение (1.1) после линеаризации газодинамических величин по параметру  $\Delta\theta$  можно привести к виду

$$(3.2) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 - \frac{1}{2} \frac{T'}{T_\infty} + \left[ \frac{\Theta I_n (1 + I_n)}{T_\infty} - 1 \right] \frac{T'}{T_\infty} + \frac{\rho'}{\rho_\infty} - \frac{\eta}{\left[ \exp\left(-\frac{\Theta_3}{T_3} + \frac{\Theta_1}{T_1} + \eta\right) - 1 \right]} \frac{T'}{T_\infty},$$

где  $\eta = 2(1 + I_n)\Theta/T_\infty$ ;  $T_3$  и  $T_1$  — колебательные температуры асимметричных и симметричных колебаний молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\Theta_3$  и  $\Theta_1$  — соответствующие им характеристические температуры.

Поскольку в невозмущенном потоке предполагается существование инверсной населенности,  $\Theta_1/T_1 - \Theta_3/T_3 > 0$ , а при поступательных температурах, реализуемых в соплах аэродинамических установок  $\eta \ll 1$ , выражение

$$\frac{\eta}{\left[ \exp\left(-\frac{\Theta_3}{T_3} + \frac{\Theta_1}{T_1} + \eta\right) - 1 \right]} \ll 1 \text{ и последний член в выражении (3.2) можно опустить.}$$

Второй член в правой части выражения (3.2) описывает изменение  $G/G_\infty$  за счет уширения спектральной линии, третий и четвертый члены описывают изменение населенности за счет изменения температуры и плотности.

При использовании выражений (3.1) выражение (3.2) можно привести к виду

$$(3.3) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 - \frac{M_\infty^2 \Delta\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1} (5 + \alpha_{\text{H}_2\text{O}})} \left[ 2 \frac{\Theta}{T_\infty} I_n (1 + I_n) + 2 + \alpha_{\text{H}_2\text{O}} \right].$$

Из (3.1) следует, что при переходе через слабый скачок уплотнения, т. е. при  $\Delta\theta < 0$ ,  $T'/T_\infty > 0$  и  $\rho'/\rho_\infty > 0$ . Следовательно, согласно (3.2), за слабой ударной волной происходит увеличение населенности вращательного квантового уровня с квантовым числом  $I_n$  таким, что  $\Theta I_n (1 + I_n)/T_\infty > 1$ , как за счет увеличения плотности, так и за счет перераспределения по  $I_n$  при увеличении температуры.

Для более низких вращательных уровней (при  $\Theta I_n (1 + I_n)/T_\infty < 1$ ) сдвиг распределения по  $I_n$  при увеличении температуры за слабой ударной волной приводит к уменьшению населенности, но в совокупности с ростом плотности населенность увеличивается. В том и другом случае увеличение  $G/G_\infty$  за счет увеличения населенности больше, чем уменьшение  $G/G_\infty$  за счет доплеровского уширения спектральной линии (второе слагаемое в выражении (3.2)). В результате за слабой ударной волной происходит увеличение  $G/G_\infty$  при всех значениях вращательного квантового числа. Из выражения (3.3) следует, что чем больше значение вращательного квантового числа  $I_n$  или чем меньше поступательная температура газа до скачка, тем значительнее увеличение  $G/G_\infty$  при одном и том же значении  $M_\infty$ . Для волны разрежения  $T'/T_\infty < 0$  и  $\rho'/\rho_\infty < 0$ , следовательно,  $G/G_\infty < 1$ .

В случае чисто столкновительного уширения спектральной линии  $H(a, 0)/H(a_\infty, 0) \approx \rho_\infty/\rho$  и выражение (1.1) может быть приведено к виду

$$(3.4) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 - \left(\frac{1}{2}\right) \frac{T'}{T_\infty} + \left[ \frac{\Theta I_n (1 + I_n)}{T_\infty} - 1 \right] \frac{T'}{T_\infty}.$$

Как видно из соотношения (3.4), рост поступательной температуры за слабым скачком уплотнения для низких квантовых уровней  $I_n$  уменьшает населенность этих уровней и приводит к уширению спектральной линии за счет столкновений. Поэтому за слабыми скачками происходит уменьшение величины  $G/G_\infty$ . В случае  $\Theta I_n (1 + I_n)/T_\infty > 1$ , т. е. для верхних вращательных уровней, рост температуры за скачком приводит к увеличению их населенности, и при некотором значении вращательного квантового числа  $I_n = I_*$  рост  $G/G_\infty$  за счет увеличения населенности



начинает преобладать над уменьшением  $G/G_\infty$  за счет столкновительного уширения. Используя (3.1), соотношение (3.4) приведем к виду

$$(3.5) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 + \frac{2\kappa M_\infty^2 \Delta\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1} (7 + \alpha_{\text{H}_2\text{O}})} \left[ \frac{3}{2} - \frac{\Theta I_n (1 + I_n)}{T_\infty} \right].$$

Выражение в квадратных скобках больше нуля при значениях  $I_n < I_* = \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{3}{2}\right) \frac{T_\infty}{\Theta}} - \frac{1}{2}$  и меньше нуля при  $I_n > I_*$ .

Таким образом, при  $I_n > I_*$  слабая ударная волна приводит к увеличению коэффициента усиления, а волна разрежения — к его уменьшению. При  $I_n < I_*$  ударная волна уменьшает коэффициент усиления, а волна разрежения его увеличивает. При  $T_\infty = 300$  К и  $i_* = 28$  эти выводы для слабой ударной волны совпадают с выводами, полученными в работе [2] при численных расчетах ударных волн.

В области значений  $0,2 < a < 1,4$ , где уширение спектральной линии определяется столкновительным и доплеровским механизмами,  $H(a, 0)/H(a_\infty, 0) \approx (1 + 1,5a_\infty)/(1 + 1,5a)$  и изменение коэффициента усиления в волне возмущения имеет вид

$$(3.6) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 - \left[ \frac{1}{2} \frac{T'}{T_\infty} + \frac{1,5a_\infty}{1 + 1,5a_\infty} \frac{\rho'}{\rho_\infty} \right] + \left\{ \frac{\rho'}{\rho_\infty} + \frac{T'}{T_\infty} \left[ \frac{\Theta I_n (I_n + 1)}{T_\infty} - 1 \right] \right\}.$$

Выражение в фигурных скобках соответствует изменению населенности вращательного квантового уровня, а выражение в квадратной скобке — изменению уширения спектральной линии, вызванного как столкновениями, так и эффектом Доплера. Слабый скачок уплотнения вызывает уменьшение  $G/G_\infty$  за счет уширения спектральной линии, которое определяется фактором увеличения плотности, и температуры на фронте скачка, а увеличение  $G/G_\infty$  за слабым скачком происходит за счет роста населенности. Используя (3.1), выражение (3.6) преобразуем к виду

$$(3.7) \quad \frac{G}{G_\infty} = 1 + \frac{M_\infty^2 \Delta\theta}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \left\{ \frac{2}{5 + \alpha_{\text{H}_2\text{O}}} \left[ \frac{3}{2} - \frac{\Theta I_n (1 + I_n)}{T_\infty} \right] - \frac{1}{1 + 1,5a_\infty} \right\}.$$

Отсюда следует, что при

$$I_n > I_{**} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{T_\infty}{\Theta} \left[ \frac{3}{2} - \frac{5 + \alpha_{\text{H}_2\text{O}}}{2(1 + 1,5a_\infty)} \right]}$$

в ударной волне происходит увеличение коэффициента усиления, а в волне разрежения — его уменьшение. При  $I_n < I_{**}$  в ударной волне происходит ослабление коэффициента усиления, а в волне разрежения — его увеличение.

Необходимо отметить зависимость изменения коэффициента усиления от числа  $M_\infty$ . При  $M_\infty = \sqrt{2}$ , как видно из соотношений (3.5) — (3.7), достигается экстремум функции, что связано с характером поведения газодинамических параметров вблизи  $M = 1$  [7].

На примере течения около тупого угла или течения около острого клина видно, что слабые возмущения газодинамических параметров приводят к изменению коэффициента усиления слабого сигнала для  $P$ -ветви колебательно-вращательного перехода  $(00^01) - (10^00)$  молекулы  $\text{CO}_2$  в сторону увеличения или уменьшения его в зависимости от диапазона значений числа  $a$  и значений вращательного квантового числа  $I_n$ .

Поступила 6 X 1975

## ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Исследование влияния процессов неравновесности в дозвуковой и сверхзвуковой частях сопла на величину инверсии заселенностей при течении газовой смеси  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—O}_2\text{—H}_2\text{O}$ .—ПМТФ, 1975, № 2.
2. Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Изменение коэффициента усиления в ударной волне, распространяющейся по инверсной среде.—ЖТФ, 1975, т. XV, вып. 2.
3. Лосев С. А., Макаров В. П., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.—ФГВ, 1973, т. 9, № 4.
4. Стулов В. П., Турчак Л. И. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом колебательной релаксации.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 5.
5. Саянин Г. Н. Исследование особенностей обтекания затупленных тел гиперзвуковым потоком неравновесного газа.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 6.
6. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. Изд. ВЦ МГУ, 1971.
7. Зауер Р. Течения сжимаемой жидкости. М., ИЛ, 1954.
8. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Расчет инверсии заселенностей и коэффициента усиления релаксирующей смеси газов при течении в соплах — В кн.: Проблемы физической газовой динамики. Вып. 1956. Труды ЦАГИ, 1975.

УДК 533.6.011.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В СВОБОДНОЙ СТРУЕ АЗОТА

*Б. Н. Борзенко, Н. В. Карелов, А. К. Ребров, Р. Г. Шарафутдинов*

(Новосибирск)

Большие градиенты газодинамических параметров и низкий уровень плотности, имеющие место при расширении в вакуум, приводят к нарушению равновесия между поступательными и внутренними степенями свободы, в том числе вращательными.

Экспериментальные исследования вращательной релаксации при расширении, основанные на измерениях давления в трубке Пито [1, 2] и функции распределения молекул по скоростям [3, 4], позволяют определить время вращательной релаксации, находящееся в соответствии с данными ультразвуковых измерений [5]. Из данных о времени вращательной релаксации трудно получить информацию о вероятностях возбуждения и кинетике заселенностей уровней. Первые исследования с электронным пучком [6], позволившие судить о заселенности уровней азота, обнаружили, что верхние вращательные уровни быстрее отходят от равновесия с поступательными степенями свободы. Распределение заселенностей, зарегистрированное автором, незначительно отличалось от болтмановского, это отличие не учитывалось при определении вращательной температуры. В последующих экспериментальных исследованиях с той же методикой измерений [7] переход от равновесного состояния к неравновесному принимался происходящим через непрерывный ряд болтмановских распределений.

Однако расчеты вероятностей перехода в квазиклассическом приближении [8] показывают, что вероятности одноквантовых переходов меньше для верхних вращательных уровней, что является причиной относительного перезаселения верхних уровней в процессе расширения и может служить основанием для создания и использования инверсии на вращательных уровнях [9].

Цель данной работы — исследование кинетики заселенностей уровней при расширении. Объектом исследования выбрана область расширения вдоль осевой линии тока в свободной струе азота низкой плотности. Измерение заселенностей производилось методом электронно-пучковой диагностики. Эксперименты проводились на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР [10].

**1. Заселенности уровней.** Определение заселенностей вращательных уровней основано на решении системы алгебраических уравнений, связывающих интенсивности излучения линий электронно-колебательно-вращательных