

$= 0,38587$, $w_1(\zeta_b) = 0,24992$, $F_1(\zeta_b) = 0,62893$. Согласно представлению функций (3.2), на фронте отраженной ударной волны скорость $u \sim r^{(\sqrt{3}-3)(\kappa-1)/[2+\sqrt{3}(\kappa-1)]}$, плотность $\rho \sim r^{2(\sqrt{3}-3)/[2+\sqrt{3}(\kappa-1)]}$, давление $p \sim r^{2\kappa(\sqrt{3}-3)/[2+\sqrt{3}(\kappa-1)]}$, температура $T \sim r^{2(\kappa-1)(\sqrt{3}-3)/[2+\sqrt{3}(\kappa-1)]}$. Из асимптотик (3.6), (3.7) следует, что таков же порядок этих величин и на линии $t = 0$, а из асимптотики (3.5) следует, что в центре при $t > 0$ и $t \rightarrow 0$ плотность $\sim t^{2(\sqrt{3}-3)/(3\kappa-1)}$, давление $\sim t^{2\kappa(\sqrt{3}-3)/(3\kappa-1)}$, температура $\sim t^{2(\kappa-1)(\sqrt{3}-3)/(3\kappa-1)}$.

Автор выражает благодарность Л. В. Альтшулеру за постановку автору вопросов данной работы, Г. Х. Соловьеву, А. Е. Луцкому за выполненные численные расчеты на ЭВМ, Н. И. Куранчевой за оформление работы.

Поступила 26 II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
2. Змигренко Н. В., Курдюмов С. П. Автомодельный режим сжатия конечной массы плазмы. Препринт № 16. М., ИПМ АН СССР, 1973.
3. Clarke J. S., Fisher H. N., Mason R. J. Laser-driven implosion of spherical DT targets to thermonuclear burn conditions.— «Phys. Rev. Lett.», 1973, vol. 30, N 3.
4. Kidder R. E. Theory of homogeneous isentropic compression and its application to laser fusion.— «Nuclear fusion», 1974, vol. 14, N 1.
5. Каждан Я. М. Сферический разлет газа к центру. Препринт № 2. М., ИПМ АН СССР, 1969.

УДК 533.6.011.72

О КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ В ПОЛЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В. М. Кузнецов

(Москва)

Исследованию колебательной релаксации в течениях многоатомных газов посвящено много работ (см., например, [1—3] и библиографию к ним), где подробно изучены процессы, в которых возбуждение и деактивация колебательной энергии происходят за счет столкновений молекул друг с другом в объеме газа. Внешнее излучение, в том числе монохроматическое, также может играть значительную роль в распределении внутренней, в частности, колебательной энергии. Вопросы взаимодействия когерентного излучения с многоатомным газом представляют интерес в связи с исследованиями его усиления или поглощения в газодинамических средах, воздействия на характеристики обтекания тел, инициирования химических реакций и т. д. Отметим, что теоретический анализ этого класса задач оказывается весьма сложным и требует привлечения численных методов. Если же удастся получить аналитические решения, которые

вообще редки в газовой динамике неравновесных течений, то становится возможным качественный анализ характерных особенностей явлений, выделение основных определяющих параметров и т. д. Имея в виду эту возможность, рассмотрим стационарную задачу о поглощении интенсивного потока монохроматического излучения за фронтом ударной волны. Задачу будем решать в системе координат, связанной с фронтом волны ($x = 0$). Перед фронтом $x = \infty$ излучение также может поглощаться, но эти процессы рассматриваться не будут. В дальнейшем считаем, что интенсивность потока падающего излучения на фронте волны $I_{x=0} = I_0$. Примером, имеющим отношение к рассматриваемой ситуации, является смесь $SF_6 + N_2$ (воздух), когда в потоке число $\dot{M}_\infty \sim 1$ и колебательные степени свободы возбуждаются за фронтом волны только у молекул SF_6 . Известно, что молекулы SF_6 интенсивно поглощают излучение с длиной волны $\lambda = 10,6$ мк на резонансных колебательных уровнях и в широком диапазоне внешних условий имеет место двухтемпературная кинетическая модель колебаний этой молекулы [4]. В соответствии с этой моделью все 15 колебательных степеней свободы молекул SF_6 из-за быстрых внутримодовых и междумодовых обменов квантами имеют общую колебательную температуру [5].

Учитывая это, запишем систему исходных соотношений в следующем виде:

$$(1) \quad \rho u = C_1; \quad p + \rho u^2 = C_2; \quad u^2/2 + c_p T + \beta(E_i - E_{i\infty}) - I'/\rho_0 u_0 = C_3; \\ dE_i/dx = [E_0(T) - E_i(T_i)]/u_0 \tau_i + \alpha I/\rho_0 u_0 \beta; \quad dI/dx = -\alpha I; \\ I' = I_0(1 - e^{-\alpha x}); \quad p = \rho RT,$$

где ρ , u , p , T — плотность, скорость, давление и температура смеси; E_i — колебательная энергия; I , α — интенсивность и коэффициент поглощения излучения; β — коэффициент, характеризующий весовую или мольную долю тех компонентов смеси, колебательные уровни которых возбуждены; величины с индексом нуль соответствуют значениям газодинамических параметров непосредственно за фронтом волны. Структура фронта, где устанавливается равновесие по поступательным и вращательным степеням свободы, не рассматривается, фронт считается бесконечно тонким в масштабе величины $u_0 \tau_i$, характеризующей протяженность зоны колебательной релаксации. Известно, что в случае слаборелаксирующих газов, когда величина параметра $\epsilon = E_i/c_p T_0 \ll 1$, а $I = 0$, при $\tau_i = \text{const}$ может быть получено аналитическое решение системы (1) для структуры зоны колебательной релаксации [6]. Это решение, обобщенное и на смеси многоатомных газов, использовалось при анализе эффектов инверсии населенностей [7]. В рассматриваемом случае аналитическое решение может быть получено при условии $\tau_i = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$ методом последовательных приближений, если величина $\delta = \frac{|\beta(E_i - E_{i\infty}) - I'/\rho_0 u_0|}{c_p T_0} \ll 1$.

При этом следует различать два случая:

- а) $\delta \ll 1$, когда $\beta(E_i - E_{i\infty})/c_p T_0 \sim \delta$, $I'/\rho_0 u_0 c_p T_0 \sim \delta$;
 б) $\delta \ll 1$ при $\beta(E_i - E_{i\infty})/c_p T_0 \sim 1$, $I'/\rho_0 u_0 c_p T_0 \sim 1$.

Величины в числителе параметра δ представляют собой количества колебательной энергии и поглощенной энергии излучения в точке x . При $\delta \ll 1$ возмущения газодинамических величин (индекс штрих) в релаксационной зоне удовлетворяют условиям $p'/p_0 \ll 1$, $\rho'/\rho_0 \ll 1$, $T'/T_0 \ll 1$ и т. д., поэтому практически $\tau_i \approx \text{const}$. Что же касается предположения $\alpha = \text{const}$, то оно является существенно более грубым. Очевидно, практи-

ческий интерес представляют случаи, когда интенсивности поглощаемого излучения относительно велики. Например, оценки показывают, что в смеси 10% SF₆ + 90% N₂ при M_∞ = 1,5; T_∞ = 250 К, p_∞ = 0,412 атм, max β(E_i - E_{i∞})/c_pT₀ ≈ 0,1.

Соответствующая этому значению величина I₀ ~ 1 кВт/см². Поэтому так же, как и при расчетах поглощения в пограничном слое [8], малость величины энергетического параметра W = I/ρ₀u₀c_pT₀ ~ δ ≪ 1 означает, что влияние излучения на изменение параметров газодинамического поля мало. Отметим, что в рассматриваемых условиях явления, связанные с зависимостью коэффициента α от I, наступают при существенно больших интенсивностях I ~ 10 кВт/см². При δ = 0 система уравнений (1) разделяется на две независимые подсистемы: на соотношения, являющиеся законами сохранения для прямого скачка уплотнения, и релаксационное уравнение, которое в случае а) удовлетворяется автоматически. Решение уравнения для переноса излучения тривиально I = I₀e^{-αx} и может быть использовано при анализе релаксационного уравнения. Решение последнего имеет вид

$$E_i(x) = E_0(T) + \frac{\alpha u_0 \tau_i I_0}{\beta \rho_0 u_0 (1 - \alpha u_0 \tau_i)} \left(e^{-\alpha x} - e^{-\frac{x}{u_0 \tau_i}} \right) - (E_0 - E_{i0}) e^{-\frac{x}{u_0 \tau_i}}.$$

Если теплоемкость колебательных степеней свободы c_{vi} = const, то имеет место следующее выражение для изменения колебательной температуры T_i:

$$T_i(x) = T_0 + \frac{\alpha u_0 \tau_i T_R}{1 - \alpha u_0 \tau_i} \left(e^{-\alpha x} - e^{-\frac{x}{u_0 \tau_i}} \right) - (T_0 - T_{i0}) e^{-\frac{x}{u_0 \tau_i}},$$

где отношение T_R = I₀/βc_{vi}ρ₀u₀ характеризует изменение T_i за счет поглощения излучения. Точное значение T_i(x) может быть определено из выражения средней колебательной энергии молекул (например, для молекул SF₆ E_i = ∑_h $\frac{g_h \Theta_h R_{SF_6}}{\exp[\Theta_h/T_i(x)] - 1}$, где g_h — вырожденность мод). Линеаризуя уравнения (1) по параметру δ, можно получить решение в следующем приближении, определяющем поправки p', ρ', T' к значениям p₀, ρ₀, T₀. Эти поправки имеют вид

$$(2) \quad T'(x) = \frac{\left(M_0^2 - \frac{1}{\gamma}\right) \gamma T_0 \delta(x)}{(1 - M_0^2)}, \quad \tilde{p}' = \frac{(\gamma - 1) M_0^2 \rho_0 c_p T_0 \delta(x)}{M_0^2 - 1}, \quad \tilde{\rho}' = \frac{p'}{u_0^2}.$$

При I = 0, если условия в невозмущенном потоке (x = ∞) равновесные, всегда T' < 0, так как возбуждение колебательных уровней молекул в релаксационной зоне идет за счет энергии поступательных и вращательных степеней свободы.

Если же условия при x = ∞ сильно неравновесные (например, при наличии инверсии населенностей в потоке), то может иметь место и обратный случай (T' > 0) [9]. При I ≠ 0 возможен как нагрев (T' > 0), так и охлаждение (T' < 0) поступательно-вращательных степеней свободы в релаксационной зоне ударной волны.

Перейдем к исследованию характерных особенностей решения системы (1). Оказывается, что при I ≠ 0 имеется максимум T_i внутри релакса-

ционной зоны в точке

$$x_{\max} = \ln \frac{\left[1 + (T_0 - T_{i0}) \frac{1 - \alpha u_0 \tau_i}{\alpha u_0 \tau_i T_R} \right]}{\alpha u_0 \tau_i} \left/ \left[(u_0 \tau_i)^{-1} - \alpha \right], \right.$$

превышающий значение равновесной температуры T_0 . При больших интенсивностях I_0 , не превышающих порога насыщения, относительный вклад поглощения излучения и столкновений в процесс накопления колебательной энергии характеризуется параметром $\alpha u_0 \tau_i$, величина которого может быть различной. Так, в смеси $\text{SF}_6 + \text{N}_2$ при мольном составе 1% $\text{SF}_6 + 99\% \text{N}_2$ $\alpha u_0 \tau_i \ll 1$, при 10% $\text{SF}_6 + 90\% \text{N}_2$ $\alpha u_0 \tau_i \sim 1$ и при 100% SF_6 $\alpha u_0 \tau_i > 1$. Заметим, что в случае б) $\varepsilon \sim 1$ и $W \sim 1$, но общее условие малости δ , которое должно выполняться в каждой точке x внутри релаксационной зоны, накладывает некоторые ограничения на режим колебательной релаксации с поглощением излучения.

Действительно, величиной δ вводится дополнительная связь между E_i и I , которая не должна противоречить релаксационному уравнению. Анализ показывает, что случай б) имеет место при значении $\alpha u_0 \tau_i \gg 1$, причем порядок малости $\delta \sim 1/\alpha u_0 \tau_i$. Физически этот режим соответствует бесконечно быстрому поглощению за фронтом волны, если $\delta = 0$ (при этом $E_i = E_{i0}|_{x=0}$), и тонкому в масштабе $u_0 \tau_i$ слою поглощения при малой, но отличной от нуля величине δ .

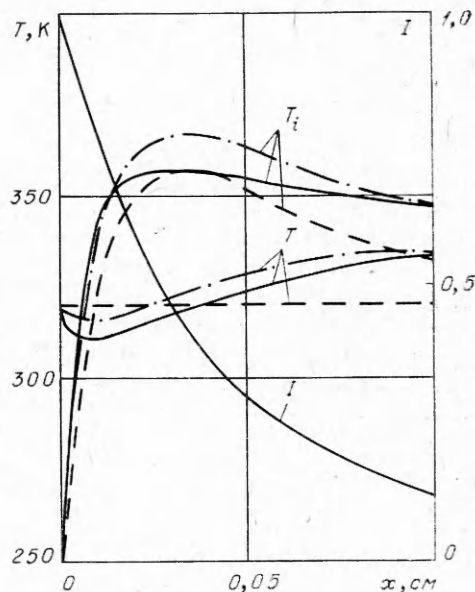
На фигуре показаны результаты расчета температур T и T_i и падения интенсивности I для смеси 10% $\text{SF}_6 + 90\% \text{N}_2$ при следующих условиях в набегающем потоке: $M_\infty = 1,5$; $T_\infty = 250$ К, $p_\infty = 0,412$ атм, $I_\infty = I_0 = 1$ кВт/см²; для определенности значение α выбиралось по температуре T_0 за фронтом волны. Штриховые кривые соответствуют первому приближению $\delta = 0$, штрихпунктирные — линейному по δ с учетом поправок (2), сплошные — расчетам T и T_i , полученным А. Ю. Киреевым при численном решении рассматриваемой задачи на ЭВМ. В расчетах для величин α и τ_i принимались зависимости, полученные в [4, 5, 10]. Из сравнения результатов аналитического и численного решения следует, что предлагаемая простая модель удовлетворительно описывает взаимосвязь процессов столкновительной релаксации и поглощения излучения.

На основании полученных результатов можно отметить следующее:

1. Существуют две асимптотические области течения газа за ударной волной, соответствующие слою поглощения излучения и зоне колебательной релаксации, относительная протяженность которых характеризуется параметром $\alpha u_0 \tau_i$.

2. При $M_\infty \sim 1$ и $T_\infty \sim 250-300$ К основная часть излучения успевает поглотиться в узкой зоне за фронтом волны.

3. При аэродинамическом обтекании сложных тел взаимодей-



ствии скачков уплотнения с пограничным слоем может изменить характеристики поглощения излучения по сравнению с полученными в работах [4, 10, 8], особенно при локальном вдуве SF_6 , когда концентрации этой примеси значительны у внешней границы пограничного слоя.

4. Эффект разогрева внутренних степеней свободы или отдельных уровней за счет внешнего монохроматического излучения можно использовать для инициирования химических реакций за фронтом волны и, возможно, для экспериментальных исследований некоторых газодинамических явлений из числа тех, которые наблюдаются в плазме при лазерном пробое [11]. При этом в многоатомных газах (в частности, смесях с SF_6) газодинамические возмущения из-за поглощения излучения должны наблюдаться при относительно небольших интенсивностях внешнего излучения и в больших объемах по сравнению с обычной лазерной искрой.

Автор выражает благодарность М. М. Кузнецову за обсуждение полученных результатов.

Поступила 17 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
2. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
3. Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М., «Машиностроение», 1972.
4. Anderson J. D., Wagner J. L., Knott J. CO_2 laser radiation absorption in SF_6 — air boundary layers. AIAA paper N 73—262.
5. Breshears W. D., Blair L. S. Vibrational relaxation in polyatomic molecules: SF_6 .— *J. Chem. Phys.*, 1973, vol. 59, N 11, p. 5824—5827.
6. Жигулев В. Н. К вопросу о течении неравновесного газа.— *Докл. АН СССР*, 1963, т. 149, № 6.
7. Кузнецов В. М. Инверсия населенностей колебательных уровней молекул около тел при гиперзвуковом обтекании.— *Учен. зап. ЦАГИ*, 1973, т. IV, № 6, с. 32.
8. Кузнецов В. М. О механизмах усиления и поглощения излучения в задачах релаксационной газовой динамики.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, изд. ВЦ СО АН СССР, 1975.
9. Кузнецов В. М. О некоторых свойствах сильно неравновесных течений с инверсией населенностей в ударных волнах.— *ПМТФ*, 1975, № 2, с. 30.
10. Steinfeld J., Burack J., Sutton D. G., Novak A. V. Infrared double resonance in sulfur hexafluoride.— *J. Chem. Phys.*, 1970, vol. 52, N 10, p. 5421—5434.
11. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.