

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫХ
ТЕЧЕНИЙ С ИНВЕРСИЕЙ НАСЕЛЕННОСТЕЙ
В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В. М. Кузнецов

(Москва)

Рассматривается задача о влиянии параметров набегающего потока и процентного состава смесей $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}(\text{He})$ на инверсию населенностей в релаксационной зоне прямой ударной волны.

Использование быстрого нагрева газа для получения инверсной населенности между различными квантовыми уровнями было предложено в [1]. В [2] с помощью численного интегрирования уравнений прямого скачка была получена инверсия между уровнями $20^\circ 0 - 00^\circ 1$ и $04^\circ 0 - 00^\circ 1$ молекул CO_2 в смеси с N_2 и He , а в [3, 4] аналитические решения для определения количеств частиц на различных колебательных уровнях в релаксационной зоне за фронтом ударной волны и в энтропийном слое при обтекании клина. Эти решения применимы к анализу течений многоатомных газов и газовых смесей, неравновесные свойства которых описываются теорией многотемпературной релаксации.

Изучение структуры релаксационной зоны за фронтом ударной волны представляет интерес как с точки зрения исследования общих свойств неравновесных течений, так и с точки зрения вероятной лазерной среды. В последнем случае важно знать, как влияют различные газодинамические параметры на уровень инверсии и усиления в ударной волне, каковы оптимальные концентрации и состав компонентов лазерной смеси, как влияет прямая или наклонная ударная волна на распределение частиц по уровням в сильно неравновесном потоке, например, при истечении из сопла газодинамического лазера и т. д.

Для решения этих задач воспользуемся моделью неравновесного многоатомного газа с несколькими релаксационными уравнениями [3], а также условием, что в случае колебательной релаксации отношение суммарной колебательной энергии $\sum_i E_i$ к полной энтальпии h_0 невелико, т. е. $\max_i \sum_i E_i / h_0 = \epsilon \ll 1$. Тогда решение уравнений газовой динамики можно искать методом последовательных приближений по параметру ϵ . Эти решения, в явном виде, определяют все макроскопические параметры газа за фронтом волны, и поэтому распределение частиц по квантовым уровням также может быть получено из известных соотношений. Применим решения [4] к анализу течений типичных лазерных смесей $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}(\text{He})$. Времена релаксации τ_i для каждой колебательной моды можно рассчитать из соотношений, приведенных в [5], по данным скоростей реакций из [6] ($i=1, 2, 3$ соответствует симметричной, деформационной и антисимметричной моде колебаний молекул CO_2). По мере появления более точных данных по скоростям элементарных процессов времена релаксации τ_i могут быть уточнены.

Т а б л и ц а 1

M_∞	3	4	5	6	7	8
$\max \frac{\Delta N_{04^\circ}}{N} \cdot 10^3$	2,46	7,0	9,5	10,0	8,5	7,4
$x_{\max} 04^\circ$	0,75	0,35	0,16	0,07	0,04	0,02
$\max \frac{\Delta N_{20^\circ}}{N} \cdot 10^3$	1,95	6,15	8,75	9,9	9,3	8,6
$x_{\max} 20^\circ$	0,7	0,27	0,15	0,05	0,025	0,015
$\Delta x_{\text{инв}}, \text{мм}$ 04°	7,95	2,9	1,65	0,82	0,45	0,27
$\Delta x_{\text{инв}}, \text{мм}$ 20°	5,95	2,3	1,26	0,68	0,39	0,23

Рассмотрим, как влияют условия в набегающем потоке на инверсию населенностей в релаксационной зоне за фронтом прямой ударной волны. Расчеты показывают, что кривые инверсии имеют типичный резонансный вид с максимумом инверсии внутри релаксационной зоны. В таблице 1 даны максимальные значения инверсии $\Delta N_{\max}/N$ в релаксационной зоне для смеси 90% $N_2 + 10\%$ CO_2 при различных числах M_∞ , $p_\infty = 0,5$ атм, $T_\infty = 300^\circ K$ и координаты x_{\max} , где эти значения достигаются. Видно, что с увеличением числа M_∞ протяженность зоны инверсии Δx сокращается, а x_{\max} приближается к фронту скачка. При этом с ростом числа M_∞ инверсия сначала растет, а затем падает, что связано с постепенным заселением более высоких квантовых уровней. Отметим, что в силу бинарной кинетики за фронтом ударной волны справедливо соотношение $p_0 x = \text{const}$, так что при фиксированных значениях скорости u_∞ и температуры газа T_∞ можно регулировать протяженность зоны инверсии изменением давления p , не меняя величины $\Delta N_{\max}/N$ (индексы $\infty, 0$ соответствуют значениям газодинамических параметров перед и за фронтом волны).

Исследования течений расширения лазерных смесей $CO_2 + N_2 + H_2O(He)$ в соплах показывают, что при фиксированной концентрации CO_2 добавление паров воды или гелия благоприятно сказывается на уровне инверсии. Поскольку в ударных волнах уровень 00°1 молекул CO_2 является нижним лазерным уровнем, роль азота должна заключаться в том, чтобы забирать колебательную энергию из антисимметричной моды колебаний CO_2 [7]. Однако в отличие от течений расширения зона инверсионной населенности в ударных волнах находится в области высоких температур. Поэтому целесообразность добавления паров воды или гелия в этих условиях неочевидна. Расчеты показывают, что при неизменном количестве CO_2 увеличение концентрации H_2O или He приводит к уменьшению величины и сокращению зоны инверсии Δx за ударной волной (табл. 2).

Рассмотрим явления, связанные с возникновением скачка уплотнения в неравновесном потоке, например, при течении смеси в сопле газодинамического лазера в нерасчетном режиме. В этом случае решения [4] также применимы, но из-за значительной неравновесности во внешнем течении малый параметр ϵ удобно выбирать в форме, предложенной в [8]. Очевидно, присутствие прямого или наклонного скачка будет отрицательно сказываться на инверсии между уровнями 00°1—10°0 молекул CO_2 , соответствующими обычному лазерному переходу. В количественном отношении это влияние будет зависеть от степени нагрева поступательных и вращательных степеней свободы во фронте скачка. Коле-

Таблица 2

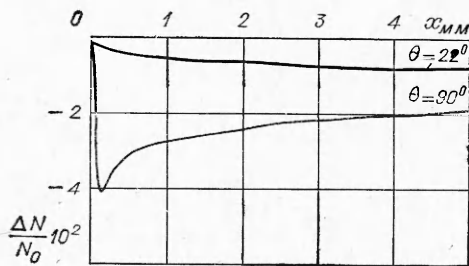
X_{CO_2}	X_{N_2}	$X_{\text{H}_2\text{O}}$	X_{He}	$\frac{\Delta N_{04^\circ 0}}{N} \cdot 10^3$ max	$\frac{\Delta N_{20^\circ 0}}{N} \cdot 10^3$ max	$x_{\text{max } 04^\circ 0}, \text{ мм}$	$x_{\text{max } 20^\circ 0}, \text{ мм}$	$\Delta x_{04^\circ 0}, \text{ мм}$	$\Delta x_{20^\circ 0}, \text{ мм}$
0,1	0,9	0	0	9,5	8,75	0,16	0,15	1,65	1,26
0,1	0,89	0,01	0	9,15	8,55	0,15	0,12	1,4	1,14
0,1	0,8	0,1	0	6,8	6,4	0,13	0,09	0,67	0,54
0,1	0,8	0	0,1	7,9	7,2	0,2	0,15	1,5	1,2
0,1	0,5	0	0,4	4,4	4,25	0,28	0,2	0,9	0,74
0,1	0,1	0	0,8	-3,1	-2,9	0,25	0,23	0	0

Примечание. $M_\infty = 5$; $T_\infty = 300^\circ \text{K}$; $P_\infty = 0,05 \text{ атм}$.

бательные степени свободы непосредственно за фронтом скачка остаются замороженными. В зависимости от интенсивности ударной волны можно выделить несколько характерных режимов течения в релаксационной зоне. Если температура газа T_0 за фронтом волны превышает величину температуры антисимметричной моды T_3 или меньше ее в пределах $T_3/T_0 \leq \Theta_3/\Theta_1$ (где Θ_i — характеристические колебательные температуры), инверсия за ударной волной (если она имела место непосредственно перед фронтом) исчезнет на расстоянии $l \sim u_0 \tau_{1,2}$, т. е. на длинах порядка длины релаксации симметричной и деформационной мод колебаний.

При $T_3/T_0 \geq \Theta_3/\Theta_1$ и $T_0 > T_1$, $T_0 > T_2$ инверсия уменьшится, но будет сохраняться на более значительном расстоянии, определяемом временем релаксации $\tau_3(\rho_0, T_0)$.

Наконец, за очень слабыми ударными волнами изменение инверсии будет происходить практически так же, как и перед волной, но релаксационные процессы ускорятся за счет некоторого увеличения ρ и T . Сказанное иллюстрируется данными на фигуре, где показано изменение в распределении количеств частиц между уровнями $00^1 - 10^0$ молекул CO_2 в релаксационной зоне за прямым



Фиг. 1

скачком уплотнения ($T_0 = 1950^\circ \text{K}$) и скачком, наклоненным под углом $\theta = 22^\circ$ к направлению набегающего потока ($T_3 = 600^\circ \text{K}$).

Начальные данные были следующими: $M_\infty = 4,95$; $T_\infty = 397^\circ \text{K}$; $T_{\infty 1} = 545^\circ \text{K}$; $T_{\infty 2} = 553^\circ \text{K}$; $T_{\infty 3} = 893^\circ \text{K}$; $T_{\infty 4} = 918^\circ \text{K}$; $p_\infty = 0,019 \text{ атм}$ и соответствовали одному из вариантов расчета сопла газодинамического лазера на смеси $10\% \text{ CO}_2 + 89\% \text{ N}_2 + 1\% \text{ H}_2\text{O}$ в сечении выхода на цилиндрический участок, проведенного авторами работы [9]. Хотя в этом сечении сопла инверсия населенностей еще не достигалась, температурная неравновесность была значительной. Видно, что прямая ударная волна значительно уменьшает величину $\Delta N/N$. Минимум на этой кривой объясняется нелинейным распределением частиц по уровням в зависимости от T .

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Ораевский А. И. Получение отрицательных температур методом нагрева и охлаждения системы.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 5, с. 1742.
2. Anderson J. D., Madden M. T. Population inversions Behind normal shock Waves. AIAA J., 1971, v. 9, N 8, p. 1630—1632, (см. также) Андерсон, Меддон. Инверсия заселенностей за прямыми скачками уплотнения. Ракет. техника и космонавтика, 1971, № 8, с. 256—258.
3. Кузнецов В. М. Об инверсии населенностей уровней молекул в задачах релаксационной газовой динамики.— Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, изд. ВЦ СО АН СССР, 1973, т. 4, № 3, с. 95—101.
4. Кузнецов В. М. Инверсия населенностей колебательных уровней молекул около тел при гиперзвуковом обтекании.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1973, т. IV, № 6, с. 32—42.
5. Anderson J. D. Time Dependent analysis of population inversions in an expanding gas. The Physics of Fluids, 1970, v. 13, N 8, p. 1983—1989.
6. Taylor R. L., Bittermann S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO₂—N₂ laser System. Reviews of Modern Physics, 1969, v. 41, N 1.
7. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф., Шелепин Л. А. О получении инверсной заселенности на колебательных уровнях многоатомных молекул.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 4, с. 1456.
8. Чирихин А. В. О влиянии неравновесности в набегающем потоке на обтекание клина.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1969, № 6, с. 160—163.
9. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Исследование неравновесного течения релаксирующей смеси газов CO₂—N₂—H₂O в трубке тока.— Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, изд. ВЦ СО АН СССР, 1973, с. 71—75.