

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОМ АЗОТЕ

А. А. Рухадзе, В. П. Силаков, А. В. Чаботарев

УДК 531

Проведено теоретическое исследование распространения слабой плоской ударной волны в колебательно-возбужденном азоте, моделируемом системой ангармонических осцилляторов. Показано, что ударная волна усиливается и выходит на стационарный режим самопроизвольной детонации.

В связи с интенсивным развитием техники мощных молекулярных лазеров важное значение приобрели задачи об ударных волнах в колебательно-возбужденных газах. Такие задачи возникают, например, при рассмотрении вопросов о нарушении однородности течения газа в быстропроточных лазерах, о возможности срыва режима накачки и диагностики сильно неравновесных состояний активной среды. В работах /1,2/ показано, что в колебательно-возбужденном газе при условии $T_v/T > 1$ (T_v , T - колебательная и поступательно-вращательная температуры газа) возникает неустойчивость звуковых волн. В /3,4/ экспериментально наблюдалось усиление соответственно звуковых и ударных волн при прохождении их через область тлеющего разряда. В /5/ показана возможность существования стационарных ударных волн, отвечающих режиму самопроизвольной детонации (режиму Луге).

Ниже проводится теоретическое исследование процесса усиления плоской ударной волны в системе колебательно-возбужденных ангармонических молекул азота. Степень неравновесности газа, а также интенсивность ударной волны таковы, что процессами диссоциации и возбуждением электронных уровней молекул пренебрегаем. Волна распространяется вдоль оси x . В начальный момент времени она подошла к границе раздела невозбужденного и возбужденного

звон. При этом неравновесная среда занимает полупространство $x > 0$ и характеризуется параметрами $\rho_0, T_0, T_{10} > T_0$ (ρ - плотность газа, T_1 - эффективная "температура" первого колебательного уровня молекул). Предполагается, что параметры возбужденного газа перед фронтом волны поддерживаются постоянными.

Система уравнений, описывающая нестационарное движение газа с учетом обмена энергией между колебательными и поступательными степенями свободы молекул имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho + \rho v^2) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (e + p)v = (\hbar \omega_0 / m) \rho (S - S_p) / \tau, \\ \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v S = - \rho (S - S_p) / \tau. \quad (2)$$

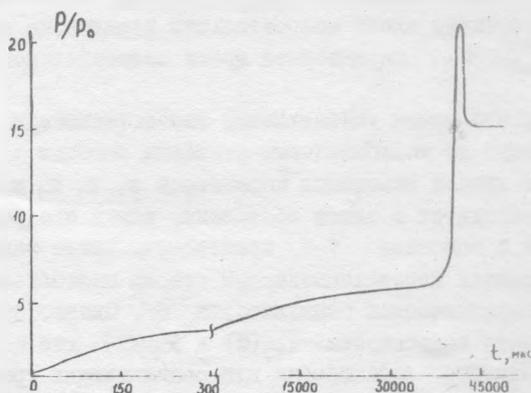
здесь $e = (\rho/2)(5kT/m + v^2)$, $p = \rho kT/m$, $\hbar \omega_0$ - энергия колебательного кванта, S - среднее число колебательных квантов на молекулу, $S_p = S |T_1 - T_0| / T_0$ - характерное время колебательной релаксации.

Будем считать, что время установления квазистационарного распределения молекул по колебательным степеням свободы существенно меньше времен изменения параметров ρ, T, T_1 и, кроме того, что газ находится в таком состоянии, когда его релаксация определяется в основном $V-T$ процессами. Тогда задача может решаться в рамках квазистационарной теории колебательной релаксации для ангармонических осцилляторов /6/. Однако при этом необходимо знать зависимости $Q_{10}(T)$ и $P_{10}(T)$, где Q_{10} - вероятность резонансного $V-V$ обмена для самых нижних уровней, P_{10} - вероятность $V-T$ перехода $(1 \rightarrow 0)$. Значения Q_{10} для различных T приведены в /6/. Зависимость $P_{10}(T)$ строилась по экспериментальным данным работы /7/, причем при низких температурах (300-500 K) она нормировалась в соответствии с экспериментальными данными работ /8,9/.

Система уравнений (1), (2) решалась численно. Использовалась методика численного интегрирования газодинамических уравнений, данная в /10, II/.

Рассмотрена динамика развития слабых ударных волн в колебательно-возбужденном азоте с $\rho_0 = \rho_0/m = 2,67 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 300 \text{ К}$. Начальная скорость бралась равной $D_0 = 1,1C_0$, где C_0 - скорость звука в невозмущенном газе. На рис. 1 представлена зависимость интенсивности ударной волны от времени при начальной колебательной температуре $T_{10} = 3000 \text{ К}$.

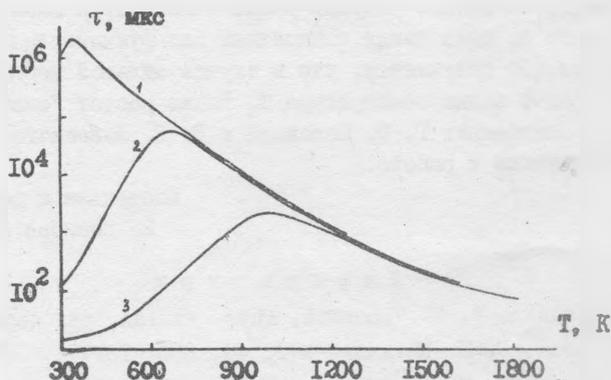
Как и следовало ожидать, вследствие релаксации колебательной энергии за фронтом ударной волны наблюдается усиление волны с последующим выходом на стационарный режим со скоростью D_s (здесь D_s - скорость распространения ударной волны в режиме Куте; см. /5/). При этом временная зависимость интенсивности ударной волны определяется спецификой зависимости времени колебательной релаксации в системе ангармонических осцилляторов от температуры газа. Действительно в этом случае функция $\partial\tau/\partial T$ является знакопеременной, а $\tau(T)$ имеет характерный максимум в точке $T = T^*$. Причем величина T^* является монотонно возрастающей функцией T_1 (рис. 2). Из рис. 1 видно, что усиление ударной волны проходит через две стадии, разделенные между собой



Р и с. 1. Зависимость интенсивности ударной волны от времени ($T_{10} = 3000 \text{ К}$; $T_0 = 300 \text{ К}$)

стадией медленного нарастания ее амплитуды. Для объяснения сказанного рассмотрим эволюцию состояния фиксированного объема газа, прошедшего в начальный момент времени через скачок уплотнения ударной волны. Вследствие сильной неравновесности газа время релаксации непосредственно за фронтом волны в момент $t = 0$ равно 100 мкс. По мере протекания релаксации температура газа увеличивается и происходит существенное уменьшение скорости колебательной релаксации ($\tau = 4,5$ мс при $T = 650$ К).

Таким образом вначале, когда непосредственно за скачком уплотнения происходит быстрое выделение колебательной энергии в тепло, должно происходить первое интенсивное усиление ударной волны. Оно сопровождается повышением температуры на скачке и замедлением релаксации за ним (так как $T < T^*$). Из рисунка видно, что первое усиление ударной волны происходит за 300 мкс с увеличением давления на скачке от 1 атм до 3 атм. Затем в течение 40 мс давление увеличивается всего от 3 атм до 6 атм. При этом в области зоны релаксации, где достигается температура $T > T^*$ колебательные степени свободы молекул "размораживаются". Ускоренная релаксация колебательной энергии обеспечивает значительное локальное повышение давления и формирование ударной волны. Эта



Р и с. 2. Зависимость времени колебательной релаксации в системе ангармонических осцилляторов от температуры газа $T_1 = 2000$ К (1), 3000 К (2), 4000 К (3)

волна к моменту $t \approx 40$ мс догоняет первую ударную волну и сливается с ней. При распаде образовавшегося разрыва формируется стационарная детонационная волна, соответствующая режиму Луге.

Численные расчеты показывают, что характер временной зависимости интенсивности ударной волны сильно зависит от первоначальной степени неравновесности газа. В случае сильной неравновесности (например, $T_{10} = 4000$ К) вследствие малых времен релаксации и быстрого изменения величины S практически отсутствует медленная стадия разгона ударной волны. Время выхода на стационарный режим равно 20 мкс. При $T_{10} = 2000$ К, когда молекулы практически можно рассматривать как гармонические осцилляторы и $T^* \approx T_0$, переход к режиму Луге происходит без первой стадии интенсивного разгона за 7 с.

В заключение отметим скачкообразное поведение величины T_1 на фронте в случае сильной неравновесности. Этот результат очевиден, если учесть, что в течение малого времени порядка τ_{vv} , как следует из уравнения (2), для объема газа, прошедшего через скачок уплотнения, должно выполняться равенство:

$$S(T_1, T) = \text{const.} \quad (3)$$

В самом деле, на фронте ударной волны температура газа растет скачкообразно и, имея ввиду конкретный вид функции $S(T_1, T)$ /6/, из равенства (3) получается, что в случае сильной неравновесности на фронте волны температура T_1 также растет "скачкообразно".

Авторы благодарят Г. М. Батанова и Е. Е. Ловецкого за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию
21 декабря 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Srinivasan, W. G. Vincenti, Phys. Fluids, 18, 1670 (1975).
2. Е. Я. Коган, В. Н. Мальков, ЖТФ, 47, 653 (1977).
3. М. Nasegawa, J. Phys. Soc. Jap., 37, 193 (1974).
4. А. И. Климов, Г. И. Мишин, Письма в ЖТФ, 8, 439 (1982).
5. Е. А. Буينوва и др., Химическая физика, 12, 1701 (1982).
6. Б. Ф. Гордиенц, А. И. Осипов, Л. А. Шелепин, Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, "Наука", М., 1979 г., гл. 4, § 5.

7. Л. А. Васильев, И. В. Ершов, С. С. Семенов, ДАН СССР, 186,
1041 (1969).
8. M. A. Kovacs, M. E. Mack, Appl. Phys. Lett., 20, 487 (1972).
9. M. A. Kovacs, IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 189 (1973).
10. R. W. Mac Cosmack, AIAA Paper, N 354 (1969).
11. А. И. Жмакин, А. А. Фурсенко, Препринт ФТИ АН СССР, № 623,
Ленинград, 1979 г.