

6. Bagratishvili V. N., Knyasev I. N. et al. Optoacoustic detection of multiple photon molecular absorption in strong IR field. — Optics Commun., 1976, vol. 18, N 4.
7. Жданов В. М. К кинетической теории многоатомного газа. — ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 6.
8. Коленчиц О. А. Тепловая аккомодация систем газ — твердое тело. Минск: Наука и техника, 1977.
9. Горелик Д. О., Сахаров Б. Б. Оптико-акустический эффект в физико-химических измерениях. М.: Изд-во Стандартов, 1969.
10. Taylors R. S., Ballik E. A., Garside B. K. Saturation characteristics of SF₆ absorption of the 10, 53 μ m CO₂ P(14) line. — J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 2.
11. Kozhushner M. A., Kustarev V. G., Shub R. R. Heterogeneous relaxation of molecule vibrational energy on metals. — Surf. Sci., 1979, vol. 81.

Поступила 18/I 1984 г.

УДК 519.6 + 533.7

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ГАЗЕ ПРИ БЫСТРОМ ВКЛАДЕ ЭНЕРГИИ

Ю. Е. Горбачев, А. И. Жмакин, А. А. Фурсенко

(Ленинград)

Одной из важных задач газовой динамики является исследование нестационарных процессов при импульсном вкладе энергии в ограниченный объем газа. Эта задача возникает, например, при изучении импульсно-периодических лазеров различного типа (электроразрядных на углекислом газе и окиси углерода [1—4], эксимерных [5], химических [6]). Неоднородный характер газодинамических возмущений является следствием пространственной неоднородности энерговклада, которая определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, рабочий объем лазера занимает обычно лишь часть поперечного сечения канала [3, 7—9]. Во-вторых, в газоразрядных лазерах неоднородность накачки связана со сложным характером распределения параметров рабочего газа и электрического поля, а также с приэлектродными процессами [3, 4]. Неоднородность энерговклада может возрасти из-за взаимного влияния нагрева газа и газодинамических процессов [1, 3], однако этот эффект существует только в случаях, когда продолжительность импульса накачки не мала по сравнению с характерным газодинамическим временем.

Практический интерес представляет определение ударно-волновых нагрузок на стенки канала, а также изменения однородности рабочей среды во времени. Наличие возмущений плотности увеличивает расходимость излучения [10], причем этот эффект тем заметнее, чем короче длина волны. С другой стороны, локальное уменьшение плотности приводит к необходимости для предотвращения дугообразования уменьшать напряженность электрического поля и, следовательно, энерговклад [4].

Теоретическому исследованию газодинамических процессов в канале при быстром вкладе энергии посвящен ряд работ, однако в большинстве из них рассмотрены одномерные задачи [1, 11, 12]. В [8] проведен двумерный анализ в акустическом приближении. В то же время газодинамическое возмущение на ранних стадиях процесса нельзя считать малым, так как в результате накачки давление газа может возрасти в несколько раз [4, 5]. В [3] интегрируются двумерные уравнения Эйлера, однако, поскольку авторов интересует влияние газодинамики на устойчивость разряда, расчет заканчивается с окончанием импульса накачки (к этому моменту времени ударные волны еще не достигли стенок канала). Во всех указанных исследованиях в качестве рабочей среды рассматривался газ с постоянным отношением теплоемкостей. Такое упрощение не всегда оправдано: например, в электроразрядном лазере на окиси углерода энергия, запасенная в колебательных степенях свободы, может превосходить энергию поступательных степеней. Очевидно, в этом случае необходимо рассчитывать течение газа с учетом колебательной релаксации.

Заметим, что характерные числа Рейнольдса в рассматриваемой задаче велики, и, следовательно, влиянием диссипации на газодинамику течения (по крайней мере, на начальной стадии процесса) можно пренебречь.

1. Цель данной работы — исследование влияния различных физических эффектов на газодинамические процессы в канале при быстром вкладе энергии. Обычно характерный размер рабочего объема в направлении оптической оси резонатора значительно больше его размеров в других направлениях, поэтому ограничимся двумерным приближением. Рассмотрим плоский канал $\Omega = \{0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H\}$, часть которого $\Omega_1 = \{L_1 \leq x \leq L_2, H_1 \leq y \leq H_2\}$ занимает область энерговклада. Через границу $x = 0$ подается газ со средней скоростью V_0 , через $x = L$ удаляется. Стенки $y = 0$ и $y = H$ непроницаемые. В рассматриваемой

задаче имеется несколько характерных времен: время накачки τ_1 , время излучения τ_2 (включая время задержки), характерные времена акустических $\tau_4 = L/a$ и конвективных $\tau_3 = L/V_0$ процессов (L — характерный размер, a — скорость звука) и интервал между импульсами τ_5 . Как правило, τ_2 сравнимо с τ_1 и $\tau_2 \ll \tau_4$ [2, 4, 7]. Поэтому, если нас интересуют газодинамические процессы между импульсами (а не влияние возмущений плотности на расходимость излучения и устойчивость разряда), можно считать энерговыход мгновенным.

В ряде установок рабочий газ прокачивается со скоростью $V_0 \ll a$ [7], поэтому $\tau_4 \ll \tau_3$ и при рассмотрении интервалов времени порядка нескольких τ_1 невозмущенный газ можно считать покоящимся. Отметим, что при прокачке с числом Маха $M_0 = V_0/a \ll 1$ ударные волны и волны разрежения взаимодействуют с левой границей канала $x = 0$ (которая реально может быть, например, пластиной с малыми отверстиями) как с твердой стенкой.

Особенностью электроразрядных лазеров на молекулярных газах является большой запас энергии колебательных степеней свободы ϵ_V , который может превышать как равновесную колебательную энергию ϵ_V^e , так и энергию поступательно-вращательных степеней свободы ϵ_{TR} . Поэтому корректное описание процессов требует совместного решения уравнений газовой динамики и уравнений заселенностей колебательных уровней. В практически интересном случае, когда $\epsilon_V \gg \epsilon_V^e$, необходимо учитывать большое число уровней (несколько десятков). Очевидно, что в точной постановке такая задача весьма трудоемка; кроме того, получение начальных заселенностей требует совместного расчета колебательной кинетики и функции распределения электронов объемного разряда [13]. Столь подробное описание, необходимое при исследовании кинетических эффектов (например, инверсной заселенности), является излишним при изучении эволюции газодинамических возмущений. В последнем случае влияние колебательной релаксации определяется только запасом колебательной энергии ϵ_V и скоростью обмена энергией W между колебательными и находящимися в равновесии между собой поступательными и вращательными степенями свободы. Если известен вид функции распределения молекул по колебательным уровням, то можно получить явное выражение для W , параметрически зависящее от температуры газа и колебательной энергии.

Таким образом, для замыкания задачи к уравнениям неразрывности, движения и полной энергии требуется добавить лишь одно уравнение, описывающее изменение колебательной энергии. Рассмотрим случай невязкого нетеплопроводного газа. Уравнения в интегральной форме, допускающие разрывные решения, имеют вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho dv + \oint_S \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = 0;$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \mathbf{V} dv + \oint_S (\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + p \mathbf{I}) \mathbf{n} dS = 0;$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \epsilon dv + \oint_S [(\rho \epsilon + p) \mathbf{V}] \cdot \mathbf{n} dS = 0;$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \epsilon_V dv + \oint_S \rho \epsilon_V \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = \int_v \rho W dv,$$

где ρ , $\mathbf{V}$, p , $\epsilon = \epsilon_{TR} + \epsilon_V + (1/2) \mathbf{V} \mathbf{V}$, ϵ_{TR} , ϵ_V — плотность, скорость, давление, полная, поступательно-вращательная и колебательная энергии; $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к поверхности S , окружающей объем v ; $\mathbf{I}$ — единичный тензор.

Начальные условия ставятся следующим образом: в области $\Omega \cap \Omega_1$ $\rho = \rho_0$, $\mathbf{V} = 0$, в области Ω $\epsilon_{TR} = \epsilon_{TR}(T_0)$, $\epsilon_V = \epsilon_V^e(T_0)$, в области

$\Omega_1 \quad \varepsilon_{TR} = \varepsilon_{TR}(T_*)$, $\varepsilon_V = \varepsilon_{V_1}$, причем $\varepsilon_{V_1} \geq \varepsilon_{TR}(T_*)$, $\varepsilon_{V_1} \gg \varepsilon_V^e(T_*)$. Здесь T — поступательно-вращательная температура; ε_V^e — равновесная колебательная энергия.

На границах $x = 0$, $y = 0$, $y = H$ ставится условие непротекания, на $x = L$ — «мягкие условия», означающие равенство нулю вторых производных от консервативных газодинамических величин.

Отметим, что некоторые из использованных упрощений не являются принципиальными. Так, учет конечной скорости прокачки при $M_0 \ll 1$ и конечности времени энерговклада тривиален, однако последнее требует явного задания изменения ε_{TR} и ε_V вследствие накачки и излучения.

2. Возбуждение большого числа колебательных уровней приводит к ряду особенностей протекания процесса релаксации, связанных с ангармоничностью колебательного спектра молекул.

Для представляющих практический интерес двухатомных газов эффективный VV -обмен обеспечивает установление квазистационарного распределения по внутренним степеням свободы за времена, значительно меньшие характерного газодинамического времени τ_1 . Это позволяет для исследуемых явлений пользоваться сокращенным описанием, т. е. вводить только один дополнительный параметр — колебательную энергию ε_V . Величина ε_V определяется соотношением

$$(2.1) \quad \varepsilon_V = N^{-1} \sum_n E_{Vn} f_n,$$

где $E_{Vn} = \hbar \omega_e [n + 1/2 - \chi_e(n + 1/2)^2]$ — энергия ангармонического осциллятора, моделирующего молекулу газа; f_n — функция распределения по колебательным уровням, нормированная на численную плотность N ($\rho = mN$, m — масса молекулы); ω_e — частота осциллятора; χ_e — постоянная ангармонизма.

Ангармоничность молекул приводит к тому, что при достаточно низких температурах устанавливающаяся квазистационарная функция распределения по уровням существенно отличается от максвелл-больцмановской и медленнее последней убывает с номером уровня. Это означает возрастание запаса колебательной энергии на верхних уровнях. Такое распределение было найдено в аналитической форме в [14].

Уравнение (1.4) для $\rho \varepsilon_V$ получается суммированием уравнений для заселенностей уровней, умноженных на $m E_{Vn}$. В правых частях, описывающих столкновительный обмен энергией в сомножителях E_{Vn} пренебрежем поправками на ангармоничность (оставляя такие поправки в вероятностях перехода и в функции распределения). При этом получим «правую часть», в точности соответствующую уравнению для $\hbar \omega_e \alpha$, где $\alpha = N^{-1} \sum_n n f_n$ — средний запас колебательных квантов на одну молекулу.

Определение величин ε_V и $\hbar \omega_e \alpha$ на основе решения уравнений поуровневой кинетики [15] показало, что их значения в процессе релаксации отличаются на 2—3%. Это позволяет считать, что получаемое уравнение будет правильно описывать эволюцию величины $\rho \varepsilon_V$. В результате для W в уравнении (1.4) можно использовать выражение из [14], которое не будем здесь приводить ввиду его громоздкости.

Константы скоростей переходов из начального состояния i в конечное f , используемые в [14] для вычисления W , можно представить в виде

$$(2.2) \quad K_{i \rightarrow f} = K_0 F(T, i \rightarrow f),$$

где K_0 — константы основного перехода; F — масштабный множитель, позволяющий по константе K_0 определять все остальные. Исследование таких представлений [16] показало, что используемые в настоящее время выражения для K_0 плохо описывают температурную зависимость. Это связано с тем, что для расчета констант основных переходов используются упрощенные модели, опирающиеся, как правило, на коллинеарную динамику столкновения и простые (обычно отталкивательные) потенциалы взаимодействия. Однако такие предположения о модели столкновения

оказываются необоснованными, поскольку притягивающая часть потенциала определяет резонансные VV -процессы практически во всем представляющем интерес диапазоне температур. Учет неколлинеарности столкновений также меняет температурную зависимость констант. Кроме того, при снижении энергии сталкивающихся молекул существенной становится обычно не учитываемая разница поступательной энергии до и после столкновения, что приводит к совершенно иному виду констант при температурах, меньших некоторой критической. С другой стороны, область применимости формул для масштабных множителей, вычисленных в рамках общепринятых упрощенных моделей, оказывается значительно шире, чем для констант основных переходов [16]. Поэтому естественно использовать при расчетах этих множителей традиционные представления.

При получении выражения для квазистационарного распределения, позволяющего вычислить все остальные характеристики, использовался лишь вид масштабного множителя, а константы основного перехода входят в окончательные выражения в виде параметров. Различие в области применимости выражений для K_0 и F позволяет использовать для W представление [14] с уточнением в нем лишь параметров основного перехода P_{10} и Q_{10} .

Для определения констант скоростей воспользуемся результатами работ [17, 18], где предлагается систематическая процедура расчета констант для медленных (адиабатических) столкновений. В ее основу положен вариант трехмерного квазиклассического метода расчета амплитуд неупругих переходов. Полученные представления для констант учитывают неколлинеарность столкновений, действие притягивающей части межмолекулярного потенциала, ангармоничность внутримолекулярных колебаний.

Проведенные исследования позволили выявить существование множества различных режимов температурной зависимости констант (большинство из которых ранее не выделялось).

Остановимся прежде всего на константах VT -процессов. Для константы дезактивации первого уровня удастся получить следующую составную формулу [18]:

$$(2.3) \quad P_{10} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{6}} A_0 \left(\pi d \omega_e (1 - \chi_e) \sqrt{\frac{\mu}{kT}} \right)^{1/5} \left(1 - \frac{1}{g} \left(\frac{T_\Delta}{T} \right)^{2/3} \right)^g \times \\ \times \exp \left[- \frac{3}{2} \left(\frac{\pi^2 \mu d^2 \omega_e^2 (1 - \chi_e)^2}{kT} \right)^{1/3} - \frac{\Delta E}{kT} \right] \text{ при } T > T_\Delta;$$

$$(2.4) \quad P_{10} = 8 \sqrt{\frac{2\pi\mu}{kT}} \frac{A_0 (\Delta E)^2}{a_0 (-2\Delta E - kT)} \left(\frac{4a_0 \mu kT}{(-2\mu \Delta E)^{3/2}} \frac{\Delta E + 2kT}{2\Delta E + kT} - \frac{2\Delta E}{kT} \right)^{-1/2} \times \\ \times \exp \left(- \frac{\frac{2\Delta E}{kT} + \frac{a_0 \sqrt{-2\mu \Delta E}}{\mu kT} - \frac{a_0}{\sqrt{-2\mu \Delta E}}}{-\frac{2\Delta E}{kT} - 1} \right) \text{ при } T < T_\Delta,$$

где характеристическая температура определяется соотношением

$$(2.5) \quad kT_\Delta = \frac{(2(1 - 2\chi_e))^{3/2} \hbar}{\pi d (1 - \chi_e)} \sqrt{\frac{\hbar \omega_e}{\mu}},$$

$\Delta E = E_j - E_i$, в нашем случае $\Delta E = -\hbar \omega_e (1 - 2\chi_e)$ (для процессов дезактивации $\Delta E < 0$),

$$g = 1 + 2 \frac{\sqrt{3(-2\mu \Delta E)^{3/2}}}{a_0^{3/2} \epsilon}, \quad a_0 = \pi \mu d \omega_e (1 - \chi_e),$$

$$A_0 = \left[\frac{a^{VT} \pi d}{4\hbar} \left(\frac{\mu d \omega_e}{2} (1 - \chi_e) - \frac{\sqrt{2\mu D}}{2} \right) \right]^2 (2 - \chi_e),$$

d , D — параметры потенциала Морзе, описывающего упругое межмолекулярное взаимодействие; a^{VT} — константа связи, описывающая несферичность молекулы.

В общем виде константы VV -обмена имеют очень сложную структуру [18]. Однако при температурах $T > T_r$, где

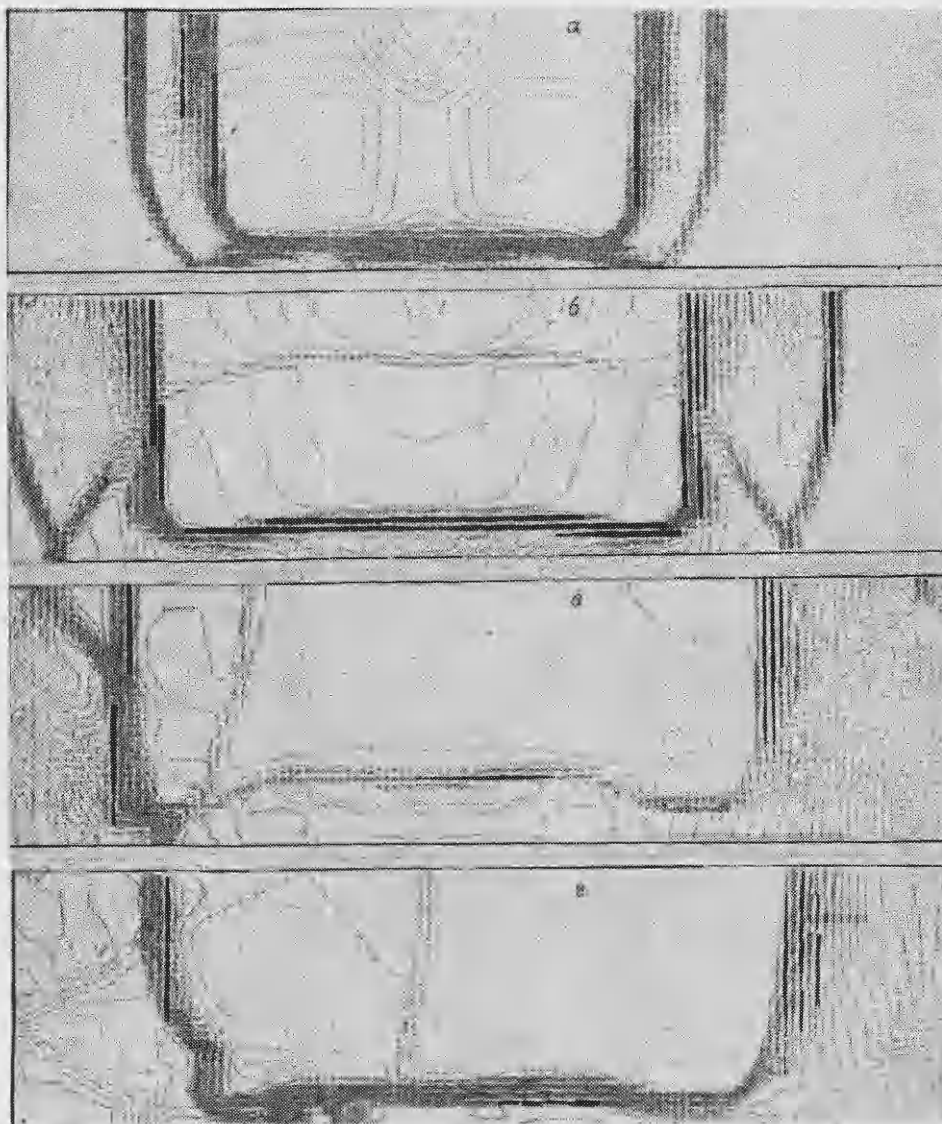
$$(2.6) \quad kT_r = \frac{4}{3} \mu (\omega_e \chi_e d)^2,$$

интересующая нас константа определяется резонансным взаимодействием сталкивающихся молекул. Температура T_r для большинства двухатомных газов мала ($T_r(N_2) = 170$ К, $T_r(CO) = 100$ К), что позволяет во всем температурном диапазоне пользоваться для Q_{10} единым выражением

$$(2.7) \quad Q_{10} = 3 \left(\frac{\pi a^{VV} d}{16h} \right)^2 (2 - \chi_e)(2 - 3\chi_e) \left[D + \frac{kT}{\pi^2} - \sqrt{\frac{kTD}{\pi}} \right],$$

где a^{VV} — константа связи (параметр несферичности молекул).

Результаты расчетов по формулам (2.3) и (2.7) хорошо согласуются с данными траекторных расчетов в случае сравнительно больших энергий



Ф и г. 1

частиц ($T \geq 300$ К) и с имеющимися экспериментальными данными [18].

Приведем также выражение для частоты упругих столкновений частиц (взаимодействие их описывается потенциалом Леннарда — Джонса (2.2) — (2.8)), используя результаты [19] и уточняя численные коэффициенты:

$$(2.8) \quad \tau^{-1} = 4N\sigma^2 \left[\pi^{0.9} 0.931 \left(\frac{2kT}{\mu} \right)^{0.3} \left(\frac{5D\sigma}{4\hbar} \right)^{0.4} + \right. \\ \left. + 2 \sqrt{\frac{2\pi kT}{\mu}} \left(0.976 - \frac{1}{6} \ln \left(1 + 0.119 \frac{kT}{D} \right) \right) \right],$$

где D , σ — параметры потенциала (D — глубина потенциальной ямы).

Для расчетов, проводимых с СО, выбирались следующие значения параметров, входящих в (2.3) — (2.8):

$$\omega_e = 2143 \text{ см}^{-1}, \chi_e = 6,23 \cdot 10^{-3}, d = 0,485 \cdot 10^{-10} \text{ м}, D = 110 \text{ К}, \\ a^{VT} = 8,13 \cdot 10^{-2}, a^{VV} = 0,015, \sigma = 3,59 \cdot 10^{-10} \text{ м}.$$

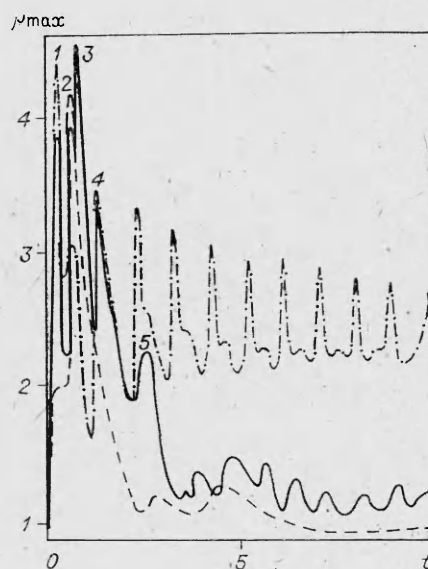
3. Интегрирование описанной системы производилось по монотонной разностной схеме второго порядка точности, подробно описанной в [20]. Остановимся кратко на реализации кинетической модели. Ввиду большого числа элементарных функций в выражениях для колебательной энергии и скорости обмена энергией расчет начинался с построения таблиц $\varepsilon_V(T_i, T_{1j})$, $W(T_i, T_{1j})$, $1 \leq i \leq I$, $1 \leq j \leq J$ (как правило, принималось $I = 30-40$, $J = 100$).

Необходимые в процессе решения значения $\varepsilon(T, T_1)$, $W(T, T_1)$ находились линейной интерполяцией. Затраты машинного времени по сравнению с расчетом течения совершенного газа возросли в 1,6 раза.

Рассмотрим развитие течения на примере совершенного газа ($T_*/T_0 = 5$, $\Omega_1 = \{1 \leq x/L \leq 2,2, 0,3 \leq y/L \leq 1\}$). На фиг. 1, $a - z$ представлены линии постоянной плотности с шагом $\delta\rho/\rho_0 = 0,05$ в моменты времени $t = 0,28; 0,56; 1,12; 1,4$ соответственно.

При распаде двумерного газодинамического разрыва формируются ударная волна, контактный разрыв и волна разрежения. В момент $t = 0,28$ ударная волна отразилась от нижней стенки, к моменту $t = 0,56$ отражение меняет тип на нерегулярное. Движущаяся вправо ударная волна выходит из канала при $t \sim 1$, другая «продольная» ударная волна после отражения от левой стенки сложным образом взаимодействует с контактным разрывом и волной разрежения (фиг. 1, a, z).

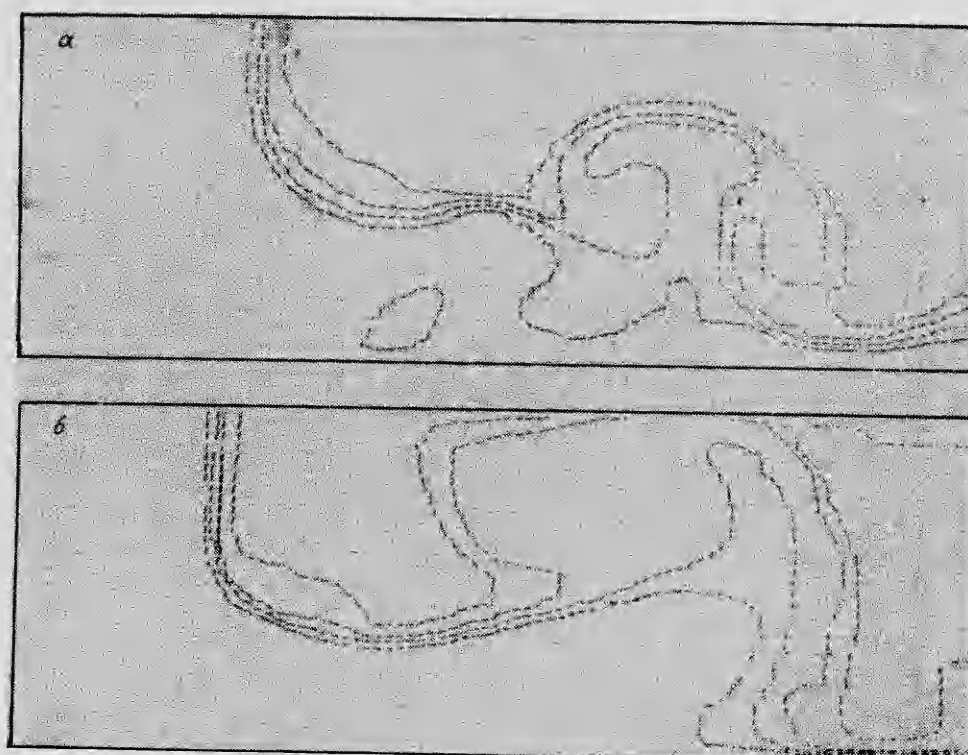
Представленное на фиг. 2 сравнение двумерного (сплошная кривая) и одномерного расчетов (штриховая) показывает определяющую роль поперечных ударных волн в затухании газодинамических возмущений, здесь же приведена временная зависимость максимальной плотности газа в рабочем объеме. Первые максимумы на кривой, полученной в двумерном расчете, легко идентифицировать. Они соответствуют отражению ударной волны от нижней стенки 1, отражению от левой стенки верхней части ударной волны 2 и маховской ножки 3, отражению от верхней стенки 4, взаимодействию ударной волны с контактным разрывом (правой границей горячей области) 5. Видно, что второй и пятый максимумы имеются и в одномерном расчете. Приведенное на фиг. 2



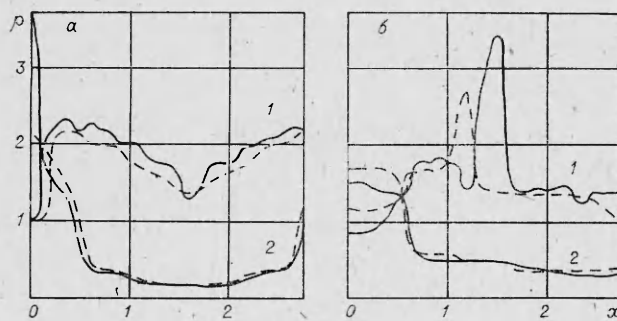
Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

штрихпунктирной линией изменение максимальной плотности со временем для чисто поперечных ударных волн ($\Omega_1 = \{0 \leq x/L \leq \infty, 0.3 \leq y/L \leq 1\}$) показывает, что влияние ошибок аппроксимации на затухание газодинамических возмущений несущественно.

Вследствие взаимодействия с отраженными ударными волнами область горячего газа принимает довольно сложную форму. На фиг. 3 показаны изопики в момент времени $t = 5,6$ для замороженного (а) и неравновесного (б) течений ($T_0 = 120$ К, $\alpha_0 = 0,25$). Линии $\varepsilon_V = \text{const}$ для последнего случая показаны на фиг. 4, а, б в моменты времени $t = 5,6; 12,3$ соответственно.

Сравнение распределений плотности по нижней (кривые 1) и верхней (кривые 2) стенкам для случаев неравновесного (сплошные линии) и замороженного (штриховые) течений представлено на фиг. 5 в моменты времени $t = 0,56$ (а) и $1,4$ (б). Видно, что релаксационные процессы в меньшей степени сказываются на структуре течения (по крайней мере, начальные моменты времени) и в большей на интенсивности движений газа. Этот вывод подтверждает фиг. 6, где показано изменение со временем максимального числа Маха. Сплошные кривые соответствуют $\alpha_0 = 1$, штриховые — $\alpha_0 = 0,5$, $T_*/T_0 = 2$, $T_0 = 150$ К. Кривые 2 отличаются от кривых 1 уменьшенным в 5 раз давлением. Видно, что уменьшение скорости релаксации приводит к тому, что максимальные скорости наблюдаются не в начальные моменты распада газодинамического разрыва, как в случае совершенного газа, а значительно позднее. Резкое уменьшение M при временах порядка $1,5-2$ соответствует выходу ударной волны, отраженной от левой стенки, из канала. Как и следовало ожидать, это происходит тем раньше, чем больше α_0 и чем выше давление.

В заключение укажем, что использованные в расчетах разностные сетки содержали около 3000 ячеек. Время счета одного временного шага в пересчете на одну ячейку составляло 9 мс на ЭВМ БЭСМ-6.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреев В. В., Борисова Н. А. и др. Анализ процессов и методика численного исследования нестационарных течений газа в импульсном газоразрядном лазере периодического действия. Препринт № 3343. М.: ИАЭ АН СССР, 1980.
2. Басов Н. Г., Данилычев В. А. и др. Экспериментальное исследование импульсных электроионизационных лазеров на окиси углерода. — Тр. ФИАН, 1980, т. 116.

3. Srivastava B.-N., Theophanis G. et al. Flow and discharge characteristics of electron-beam-controlled pulsed lasers. AIAA Pap. 80—1433, 1980.
4. Велихов Е. П., Баранов В. Ю. и др. Импульсные CO₂-лазеры и их применение для разделения изотопов. М.: Наука, 1983.
5. Tong K.-O., Knight C. J. et al. Flow and acoustic study for pulsed visible lasers. AIAA Pap. 80—348, 1980.
6. Buonadonna V. R., Weisbach M. F. et al. Performance characteristics of a wave attenuator for pulsed chemical lasers. AIAA Pap. 81—1284, 1981.
7. Boness M. J., Center R. E. High-pressure pulsed electrical CO laser. — J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7.
8. Knight C. J. Transverse acoustic waves in pulsed lasers. AIAA Pap. 81—1283, 1981.
9. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. М.: Атомиздат, 1981.
10. Глотов Е. П., Данилычев В. А. и др. Влияние газодинамического движения активной среды в течение импульса накачки на угловую расходимость излучения электроионизационных лазеров. — КЭ, 1978, т. 6, № 9.
11. Михайлова Н. В., Мышенская Е. Е. и др. Расчет нестационарных газодинамических течений с периодическим локальным подводом энергии. Препринт ИИМ № 101, 1975.
12. Srivastava B. N. Pressure wave attenuation due to anode mufflers in pulsed lasers. AIAA Pap. 81—1282, 1981.
13. Белоусова И. М., Леопов С. Н. и др. Совместный расчет колебательной кинетики и характеристик плазмы объемного разряда в смеси CO и N₂. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 7.
14. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в молекулярных газовых лазерах. М.: Наука, 1980.
15. Pisu C. T., McMillan L. D. Time-dependent solution for de-excitation rates of anharmonic oscillators. — J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, N 11.
16. Dubrovsky G. V., Bogdanov A. V. et al. Analytical formulas for cross sections and rate constants of elementary processes in gases. — In: 13th Int. Symp. Rarefied Gas Dynamics. Vol. 1. Novosibirsk, 1982.
17. Богданов А. В., Горбачев Ю. Е. Модели констант скоростей колебательного и вращательного возбуждения атомом двухатомной молекулы при медленных столкновениях. Препринт № 770. Л.: ФТИ АН СССР, 1982.
18. Богданов А. В., Горбачев Ю. Е., Павлов В. А. К теории обмена колебательными и вращательными квантами при столкновении молекул. Препринт № 833. Л.: ФТИ АН СССР, 1983.
19. Богданов А. В., Дубровский Г. В., Павлов В. А. Оценки сечений и частот столкновений для потенциалов с твердой сердцевиной. — В кн.: Физическая механика. Л.: ЛГУ, 1978, вып. 3.
20. Головизнин В. П., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. Об одном численном методе исследования разрывных течений релаксирующих смесей. — ДАН СССР, 1982, т. 264, № 6.

Поступила 13/II 1984 г.

УДК 535 + 534.222 + 539.198

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ $\lambda = 10,6$ мкм В УСИЛИВАЮЩИХ СРЕДАХ

В. А. Левин, В. В. Нетесов, А. М. Старик

(Москва)

В последнее время широкое развитие получили исследования процессов усиления излучения в многокаскадных CO₂-усилителях. При этом для получения высокой интенсивности лазерного излучения в дальней зоне и малой расходимости пучка необходима информация как об амплитудных, так и о фазовых характеристиках усиливаемого луча.

При распространении коллимированного пучка через усиливающую среду CO₂ — N₂ в результате индуцированных переходов с уровня 00⁰1 на уровень 10⁰0 и последующей колебательно-поступательной релаксации энергии колебаний молекул CO₂ происходит нагрев газа. Более того, вследствие неоднородности распределения интенсивности по радиусу пучка (обычно имеется гауссово распределение) термализация газа по радиусу пучка будет происходить также неравномерно.

Неоднородное поле температур приведет в свою очередь к неравномерному изменению по радиусу луча показателя преломления и к дефокусировке пучка, распространяющегося через усиливающую среду.

Впервые исследование влияния этих процессов на амплитудно-фазовые характеристики усиливаемого излучения было проведено в [1]. Однако вопросы влияния возможной неоднородности среды (в частности, неоднородности коэффициента усиления по радиусу пучка), а также некоторых особенностей процессов колебательного энергообмена на характеристики излучения при этом не рассматривались.