27. **Лосев С. А., Макаров В. Н., Павлов В. А., Шаталов О. П.** Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.— ФГВ, 1973, № 4.
28. **Белков П. В., Вакатов В. П., Ткаченко Б. К., Широков Н. И.** Экспериментальное исследование зависимости показателя усиления в газодинамическом лазере на смеси CO_2 — N_2 — H_2O от содержания паров воды.— ФГВ, 1976, № 4.
29. **Смехов Г. Д., Полторацкий В. А., Британ А. Б.** Обобщенная схема измерения температуры газа методом обращения спектральных линий.— ТВТ, 1979, т. 16, № 3.
30. **Зеленов А. А., Райхман Б. А., Семенов Е. И.** Стабилизация мощности излучения лазера ЛГ-23.— Оптико-механическая промышленность, 1974, № 6.
31. **Лосев С. А.** О свертке информации, получаемой в экспериментах на ударных трубах.— Труды НИИМ МГУ, 1973, № 21.

УДК 535+534.222+539.196

РЕЗОНАНСНАЯ САМОФОКУСИРОВКА В СМЕСИ CO_2 И N_2

В. А. Выслоух, Л. И. Огнев

(Москва)

Резонансное поглощение импульсного излучения CO_2-лазера в смеси CO_2 и N_2 сопровождается эффектом кинетического охлаждения [1]. В смесях, содержащих более 1% углекислого газа, это явление изучалось экспериментально [2—4] и теоретически [4, 5]. На основе кинетических уравнений для запасов колебательных квантов в модах [4, 5] исследована зависимость глубины и времени существования охлаждения от параметров импульса и среды. Показано [6], что глубина охлаждения заметно возрастает при повышении температуры смеси до 500—600 К. Рассмотрение проводилось в приближении заданного поля излучения, справедливом на коротких трассах.

В то же время ясно, что возрастание плотности в приосевой области пучка, вызванное кинетическим охлаждением, приводит к подавлению дифракционного расплывания и может вызвать самофокусировку, что, в свою очередь, повлияет на параметры среды. Данная работа посвящена численному исследованию самосогласованной задачи о взаимодействии излучения CO_2-лазера со смесью углекислого газа и азота. Характерные параметры соответствуют условиям лабораторного эксперимента [4]. Основное внимание уделяется выявлению тех условий, при которых самофокусировка за счет кинетического охлаждения может быть зафиксирована в натурном эксперименте.

1. Самовоздействие рассматривается в приближении квазиоптики [7] на основе «параболического» уравнения для комплексной амплитуды электрического поля $\mathscr{E}(r, z, t)$:

$$2ikn\left(\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial z} + \frac{1}{v}\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial t}\right) = \Delta_\perp \mathscr{E} + 2k^2 \delta n \mathscr{E} - ik\alpha \mathscr{E}, \tag{1.1}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; v — групповая скорость света; α, n — коэффициенты поглощения и преломления света в среде; δn — изменение коэффициента преломления среды; $\Delta_\perp = 1/r \cdot \partial/\partial r(r\partial/\partial r)$. В правой части уравнения (1.1) первый член описывает дифракцию, последний — поглощение в среде. Поглощение предполагается линейным, т. е. явление оптического просветления среды не учитывается. Самовоздействие, возникающее за счет изменения показателя преломления среды при кинетическом охлаждении, описывается вторым членом в правой части уравнения (1.1). Изменение показателя преломления среды предполагается пропорциональным возмущению плотности $\delta n = (n_0 - 1)\delta\rho/\rho_0$. В свою очередь, относительное изменение плотности газа $\rho(r, z, t)$ удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} - c_0^2\Delta_\perp\rho = c_0^2\beta\Delta_\perp T, \tag{1.2}$$

где β — коэффициент теплового расширения; c_0 — скорость звука; $T(I_0,\ t)$ — функция температурных источников. Уравнение (1.2) записано в предположении, что продольные градиенты плотности пренебрежимо малы по сравнению с поперечными. Функция температурных источников находится из уравнения

$$\partial T/\partial t = \Phi(I_0,\ t)/(C_p\rho_0), \tag{1.3}$$

где $\Phi(I_0,\ t)$ — плотность мощности источников охлаждения (нагревания) при обмене энергией между поступательными и колебательными степенями свободы молекул; ρ_0 — невозмущенная плотность газа; C_p — теплоемкость поступательных и вращательных степеней свободы газа при постоянном давлении. При записи уравнения (1.3) предполагалось, что влияние теплопроводности и вынужденной конвекции в интересующих нас временных масштабах мало.

Действительно, характерные времена установления развитой конвекции $\tau_к$ и теплопроводности $\tau_т$ определяются как [5]

$$\tau_к \sim r(\alpha I_0 r^2\beta g/\rho_0 C_p)^{-1/3}, \quad \tau_т \sim r^2/(4\chi).$$

При значениях параметров, соответствующих условиям лабораторного эксперимента [4], $\tau_к \gtrsim 10^{-3}$ с, $\tau_т \gtrsim 0{,}1$ с. Приведенная оценка относится к случаю мгновенной термализации поглощенной энергии $\Phi(I_0,\ t) = \alpha I_0$, где $I_0 = cn|\mathscr{E}_0|^2/8\pi$. В рассматриваемом случае кинетического охлаждения $|\Phi(I_0,\ t)| < \alpha I_0$, так как энергия, поступающая в колебательные уровни молекул из поступательных степеней свободы газа, меньше поглощенной энергии. Следовательно, оценка для $\tau_к$ является заниженной. Время же существования кинетического охлаждения $\tau \lesssim 10^{-4}$ с, по крайней мере, на порядок меньше времен $\tau_к$ и $\tau_т$, что оправдывает использованные приближения. Плотность мощности источников охлаждения $\Phi(I_0,\ t)$ определяется соотношением

$$\Phi(I_0, t) = N\left[A(\varepsilon_2)E_{010}P\left(\varepsilon_2, \varepsilon_2^0\right) - \left(E_{001} - A(\varepsilon_2)E_{030}\right)W_3(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\right]. \tag{1.4}$$

Это разность потока энергии из поступательных степеней свободы на уровень (01^10) (первый член в правой части (1.4)) и потока энергии, выделяющейся в тепло при трехквантовом распаде уровня (00^01) (второй член в (1.4)). Нагревание является следствием дефекта энергии при переходе (00^01) $\to$ (03^10). Обозначения в (1.4) соответствуют принятым в работе [5]: N — концентрация молекул углекислого газа;

$$A(\varepsilon_2) = 2(1+\varepsilon_2)/(2+6\varepsilon_2+3\varepsilon_2^2); \quad P\left(\varepsilon_2, \varepsilon_2^0\right) =$$
$$= P_{20}\left(\varepsilon_2 - \varepsilon_2^0\right)\left(1 - \exp\left(-E_{010}/T_0\right)\right);$$
$$W_3(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \frac{P_3}{8}\left[\exp\left(-500/T_0\right)\varepsilon_2^3(1+\varepsilon_1) - \varepsilon_1(\varepsilon_2+2)^3\right];$$
$$P_{20} = p_{\text{у}}K_1 + p_{\text{а}}K_2; \quad P_3 = p_{\text{у}}K_3 \text{ s } p_{\text{а}}K_4;$$

K_i — кинетические коэффициенты; $p_{\text{у}}$, $p_{\text{а}}$ — парциальные давления углекислого газа и азота в смеси; P_{20} и P_3 имеют смысл обратных времен поступательно-колебательной релаксации и трехквантового распада соответственно; ε_1 — среднее число квантов объединенных асимметричной моды CO_2 и колебаний N_2; ε_2 — то же для объединенных симметричной и деформационной мод CO_2, находящихся в равновесии между собой; ε_2^0 — равновесное значение ε_2; T_0 — газовая температура. Запасы колебательных квантов ε_1 и ε_2 удовлетворяют кинетическим уравнениям

$$\frac{d\varepsilon_1}{dt} = X\left[W_3(\varepsilon_1, \varepsilon_2) + E(I_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2)\right]; \tag{1.5}$$

$$\frac{d\varepsilon_2}{dt} = A(\varepsilon_2)\left[-3W_3(\varepsilon_1, \varepsilon_2) - 2E(I_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2) - P\left(\varepsilon_2, \varepsilon_2^0\right)\right], \tag{1.6}$$

где $X = p_{\rm y}/(p_{\rm y} + p_{\rm a})$; $E(I_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2)$ — член, содержащий оптическую накачку [8]:

$$E(I_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = (\sigma_0 I_0/\hbar\omega)\left[\varepsilon_2^2/(2 + \varepsilon_2)^2 - \varepsilon_1/(1 + \varepsilon_1)\right] \times$$
$$\times 16(1 + \varepsilon_2)/[(1 + \varepsilon_1)(2 + \varepsilon_2)^4],$$

$\hbar\omega = E_{001} - E_{100}$ — энергия оптического перехода; σ_0 — сечение поглощения излучения молекулой CO_2.

Таким образом, исследование самовоздействия в условиях кинетического охлаждения предполагает рассмотрение уравнения квазиоптики (1.1) совместно с уравнениями, описывающими изменение плотности (1.2), отток тепла (1.3) и кинетику запаса колебательных квантов (1.5), (1.6).

2. Для численного анализа в (1.1)—(1.6) удобно перейти к безразмерным переменным и функциям $r' = r/a_0$, $z' = z/\left(ka_0^2\right)$, $\tau = (t - z/v)/t_0$, $\mathscr{E}' = \mathscr{E}/|\mathscr{E}_0|$, $\rho' = \rho/\rho^*$, $T' = T/T^*$, где a_0 — начальный радиус пучка; t_0— длительность импульса; $\mathscr{E}_0$ — характерное значение амплитуды поля на входе в среду; ρ^* и T^* — масштабы для измерения плотности и функции температурных источников. В новых переменных будем иметь *

$$i\frac{\partial\mathscr{E}}{\partial z} = \frac{1}{2}\Delta_\perp\mathscr{E} + R\rho\mathscr{E} - i\alpha\mathscr{E}. \tag{2.1}$$

Параметр нелинейности R пропорционален энергии импульса W и зависит от характеристик среды:

$$R = W\frac{k^2(n_0 - 1)X}{\pi T_0}\frac{E_{010}}{\hbar\omega}\frac{\sigma_0 N_A}{(7/2)R_0}\frac{\varepsilon_1^0\left(1 + \varepsilon_2^0\right)}{\left(1 + \varepsilon_2^0/2\right)^4},$$

где N_A — число Авогадро; R_0 — универсальная газовая постоянная; $\alpha = \alpha_0 X k a_0^2/2$ — приведенное поглощение. Волновое уравнение примет вид

$$\partial^2\rho/\partial\tau^2 - c^2\Delta_\perp\rho = c^2\Delta_\perp T, \tag{2.2}$$

где $c = t_0 c_0/a_0$ — акустический параметр — отношение длительности импульса к характерному времени выравнивания давления по сечению пучка. Масштаб плотности $\rho^* = \rho_0 j t_0 \gamma$ и функции температурных источников $T^* = T_0 j t_0 \gamma$, здесь (jt_0) имеет смысл отношения энергии, прошедшей через сечение поглощения молекулы CO_2 за время t_0 к энергии оптического перехода, $j = \sigma_0 I_0\left(1 + \varepsilon_2^0\right)/\left[\hbar\omega\left(1 + \varepsilon_2^0/2\right)^4\right]$, $\gamma = NE_{010}\varepsilon_1^0/(\rho_0 C_p T_0)$. Уравнения (1.3)—(1.6) с хорошей точностью линеаризуются относительно отклонений запасов колебательных квантов от равновесных значений $\Delta\varepsilon_1 = \varepsilon_1 - \varepsilon_1^0$ и $\Delta\varepsilon_2 = \varepsilon_2 - \varepsilon_2^0$. В безразмерных переменных линеаризованные уравнения принимают вид

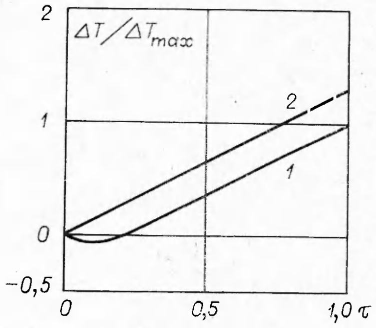
$$\partial T/\partial\tau = \lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2; \tag{2.3}$$

$$\partial e_1/d\tau = X[\nu - e_1 t_0(\mu + j) + e_2 t_0 \zeta(\xi + j)]; \tag{2.4}$$

$$de_2/d\tau = -2\nu + 2e_1 t_0(3\mu/2 + j) - 2e_2 t_0 \eta(\theta + j), \tag{2.5}$$

* Здесь и далее штрих у безразмерных переменных опущен.

$e_i = \Delta\varepsilon_i/(\varepsilon_1^0 j t_0)$. Постоянные коэффициенты в уравнениях (2.3)—(2.5) сложным образом зависят от молекулярных констант, в частности, при $T_0 = 500$ K $\xi \sim \sim 0{,}1P_3$, $\mu \sim 1{,}6P_3$, $\theta \sim 0{,}8P_3 + 8P_{20}$, причем $\theta > \mu > \xi$. Если среда далека от насыщения ($j \ll \xi$), то за время трехквантового распада уровня (00^01) энергия, прошедшая через сечение σ_0, много меньше $\hbar\omega$. В этом случае глубина кинетического охлаждения пропорциональна энергии импульса W. Если за время колебательно-поступательной релаксации $\tau \sim 1/P_{20}$ через σ_0 проходит энергия, много большая $\hbar\omega$ ($j \gg \theta$), то глубина охлаждения достигает максимума и дальнейшее увеличение интенсивности приводит лишь к ускорению переходного процесса *.



Фиг. 1

Характерная зависимость приведенной глубины охлаждения от времени изображена на фиг. 1. Она получена из решения системы (2.3)—(2.5) в приближении заданной интенсивности $I_0 = \text{const}$ (кривая *1*). Кривая *2* соответствует нерезонансному поглощению.

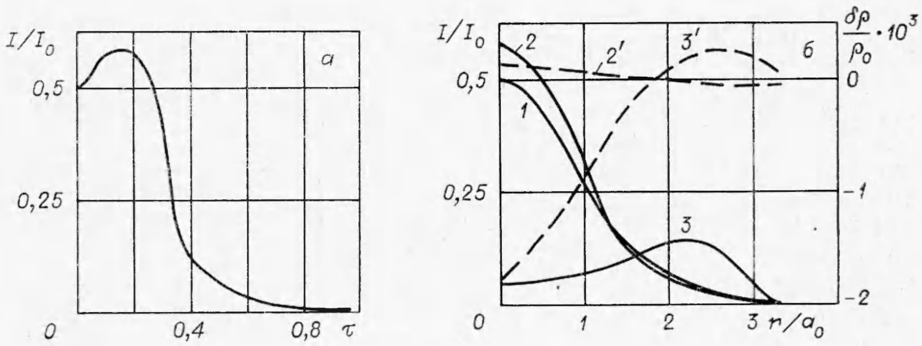
3. Система уравнений (2.1)—(2.5) решалась на основе разработанного комплекса программ. Для интегрирования уравнения квазиоптики (2.1) применялся метод конечных элементов [9], волнового уравнения (2.2) — метод дискретного преобразования Фурье — Бесселя. В процессе счета на печать выводились пространственно-временные распределения интенсивности при различных z, профили возмущений плотности и функция температурных источников T **.

С точки зрения регистрации эффекта самовоздействия в натурном эксперименте важен относительный прирост интенсивности в точке наблюдения $\Delta = (I(t^*, r, z) - I(0, r, z))/I(0, r, z)$. В то же время для оценки эффективности самофокусировки удобным параметром является интенсивность в точке наблюдения, нормированная на входную $I(t, r, z)/I(0, 0, 0)$. Оба эти параметра используются в данной работе, причем Δ обозначает относительный прирост интенсивности на оси пучка. Время t^* соответствует наибольшей самофокусировке.

Характерные результаты, соответствующие комнатным температурам ($T_0 = 300$ K, $X = 0{,}5$, $t_0 = 90$ мкс, $\alpha = 0$, $R = 0{,}14$, значение $n_0 - 1$ взято из [11]), приведены на фиг. 2. Начальные условия соответствуют прямоугольному по времени импульсу, имеющему гауссов профиль интенсивности $I(t, r, z) = I_0 \exp(-(r/a_0)^2)$ с плоским фазовым фронтом. На фиг. 2,*а* изображен временной ход нормированной интенсивности на оси пучка на расстоянии дифракционной длины от входа в среду. Видно, что передний фронт испытывает дифракционное расплывание (фиг. 2,*б*, кривая *1*, $\tau = 0$).

* В литературе приводятся различные значения кинетических констант релаксации в CO_2 при повышенных температурах. Здесь использованы данные работы [6]. При использовании констант, приведенных в [10], глубина охлаждения уменьшается в 1,5—2 раза.

** Проверка точности расчетов проводилась по значению полной мощности излучения в пучке $P = 2\pi \int_0^\infty I(t, r, z) r dr$. Убывание мощности с расстоянием от входа в среду соответствовало линейному поглощению. Было также показано, что при уменьшении шага интегрирования в 2 раза числовое значение решения меняется в пределах нескольких процентов.



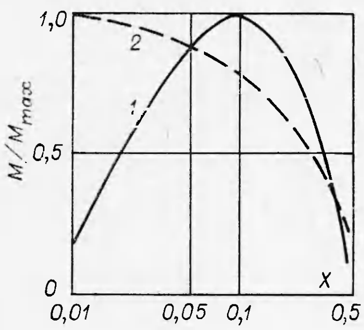
Ф и г. 2

На временах t порядка времени существования охлаждения наблюдается рост интенсивности (*2* — $\tau = 0{,}25$, далее — по мере перехода охлаждения в нагрев — дефокусировка (*3* — $\tau = 0{,}5$)). Распределения нормированного возмущения плотности по радиусу на расстоянии дифракционной длины изображены на фиг. 2,*б* штриховыми линиями. Кривые *2'* и *3'* соответствуют временам $\tau = 0{,}25$ и 0,5. Отрицательные значения возмущений плотности на кривой *2'* и положительные на кривой *3'* на периферии пучка объясняются гидродинамическими эффектами выравнивания давления. В рассмотренном примере относительный прирост интенсивности Δ на расстоянии дифракционной длины достигает 20%.

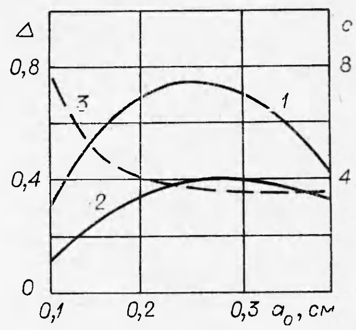
Как уже отмечалось, при повышенных температурах глубина кинетического охлаждения возрастает. Поэтому имеет смысл рассматривать самовоздействие при температуре смеси $T_0 = 500$ К. В теории нестационарной самофокусировки характерным параметром является энергия импульса [12]. Поэтому в первой серии численных экспериментов фиксировалась энергия импульса $W = 1$ Дж ($R = 0{,}25$), варьировался радиус пучка a_0. Для того чтобы влияние дифракции было одинаковым в пределах всей серии экспериментов, точка наблюдения помещалась на расстоянии $z = ka_0^2$ или $ka_0^2/2$. Длительность импульса подбиралась такой, чтобы наибольший прирост Δ достигался в момент времени $^2/_3 t_0$ (с учетом гидродинамических эффектов). При выборе концентрации углекислого газа учитывалась как зависимость глубины охлаждения ΔT от содержания CO_2 в смеси при заданной энергии импульса, так и поглощение излучения в среде, существенное при повышенных температурах.

За оптимальную концентрацию X принята такая, при которой произведение глубины охлаждения на коэффициент ослабления излучения $M(X) = \Delta T \exp(-\alpha_0 X z)$ достигает максимума. Здесь z — расстояние наблюдения. Если длительность импульса выбирать равной времени достижения наибольшего охлаждения, то для пучка $a_0 = 0{,}2$ см, $W = 1$ Дж зависимость $M(X)$ имеет максимум при $X = 0{,}1$ (фиг. 3, кривая *1*). Поэтому численные эксперименты первой серии проводились для $X = 0{,}1$.

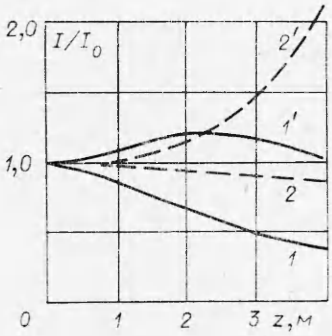
Зависимости Δ от начального радиуса пучка a_0 приведены на фиг. 4. Точки наблюдения находятся на дифракционной длине (кривая *1*) и на половине дифракционной длины (кривая *2*). Изменение акустического числа c в пределах серии изображено на фиг. 4 штриховой линией *3*. Как видно из графиков, зависимость относительного прироста интенсивности Δ от a_0 имеет характерные максимумы. Уменьшение самофокусировки при больших радиусах a_0 объясняется влиянием поглощения, так как наблюдение ведется на бóльших расстояниях. Характерно, что максимум кривой *2* (фиг. 4) сдвинут в сторону бóльших a_0 по сравнению с максимумом



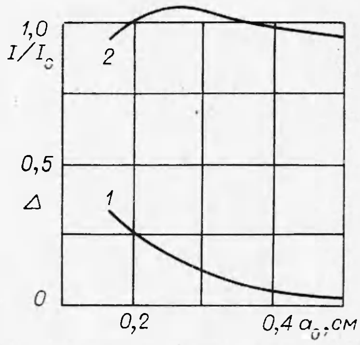
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

кривой *1*. Уменьшение Δ, наблюдающееся при малых a_0, объясняется тем, что при высоких интенсивностях начинает сказываться явление насыщения. Вследствие этого рост дифракционного расплывания при малых a_0 уже не может быть скомпенсирован ростом глубины охлаждения за счет увеличения интенсивности.

Вторая серия численных экспериментов проводилась при фиксированных интенсивности I_0 и длительности импульса $t_0 = 50$ мкс. Предполагалось, что наблюдение ведется на расстояниях порядка 1—4 м, что соответствует условиям реального эксперимента. При фиксированной интенсивности излучения глубина охлаждения возрастает с уменьшением содержания углекислого газа в смеси (за счет удлинения времени существования охлаждения). В соответствии с этим эффект самофокусировки должен быть заметнее при малых концентрациях CO_2. Зависимость $M(X)$ в этом случае приведена на фиг. 3 штриховой линией *2*. Однако длительность импульса ограничена конструкцией источников излучения. Поэтому была выбрана концентрация $X = 0{,}05$. На фиг. 5 приведена зависимость нормированной интенсивности на оси пучка I/I_0 от z ($0 \leqslant z \leqslant 400$ см) для двух начальных радиусов $a_0 = 0{,}25$ см (кривые *1*, *1'*) и $a_0 = 0{,}5$ см (кривые *2*, *2'*). Начальному моменту времени соответствуют кривые *1*, *2*, моменту наибольшей самофокусировки $\tau = 0{,}4$ — *1'*, *2'*. Следует отметить, что с увеличением радиуса пучка a_0 растет энергия импульса, а следовательно, и параметр нелинейности R. Для $a_0 = 0{,}25$ см параметр нелинейности $R = 0{,}6$, а для $a_0 = 0{,}5$ см $R = 2{,}4$. Однако, как видно из фиг. 5, если расстояние наблюдения менее 2 м, то рост I/I_0 более заметен для пучка с меньшим радиусом. Это связано с тем, что при малых радиусах пучка нелинейные эффекты сказываются на меньших расстояниях. Характерная зависимость параметров самофокусировки Δ и I/I_0 от начального радиуса пучка при фиксированном значении нелинейного параметра $R = 0{,}5$ приведена на фиг. 6. Расстояние наблюдения 1 м. Относительный прирост Δ монотонно уменьшается с ростом a_0, так как уменьшается длина трассы z/ka_0^2. Такая монотонность нарушается для зависимости I/I_0 от начального радиуса (кривая *2*). По-видимому, для узких пучков возросшая дифракция уже не может быть скомпенсирована при рассматриваемом механизме самовоздействия. Отметим, что численные эксперименты с пучками «супергауссова» профиля $I = I_0 \exp(-(r/a_0)^6)$ на расстояниях $z = 0$—100 см не показали заметного усиления эффекта самовоздействия по сравнению с гауссовыми пучками.

На эффективность самофокусировки может оказать влияние форма переднего фронта импульса излучения, так как в [4] показано, что глубина кинетического охлаждения больше в случае импульса с крутым передним фронтом. Однако на временах $t \leqslant P_3^{-1}+P_{20}^{-1}$ глубина кинетического охлаждения определяется плотностью энергии прошедшего через среду излучения [4]. Поэтому для импульсов, в которых время нарастания переднего фронта значительно меньше времени существования кинетического охлаждения в среде, эффективность самофокусировки будет определяться в основном энергией импульса W (значением нелинейного параметра R).

Как показали результаты численного моделирования, нестационарное тепловое самовоздействие, возникающее благодаря эффекту кинетического охлаждения в газе, существенно влияет на форму импульса, распространяющегося в среде. При высоких температурах этот эффект может быть заметным на расстояниях порядка 1 м. Это позволяет надеяться на возможность регистрации данного вида самовоздействия в эксперименте.

Эксперименты по самовоздействию резонансного излучения в условиях кинетического охлаждения могут служить критерием правильности выбора кинетических констант скоростей колебательной релаксации в молекулах углекислого газа.

Поступила 1 VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Wood A. D., Camac M., Gerry E. T.** Effects of 10.6μ laser induced air chemistry on the atmospheric refractive index.— Appl. Optics, 1971, vol. 10, N 8.
2. **Aoki T., Katayama M.** Impulsive optic-acoustic effect of CO_2, SF_6 and NH_3 molecules.— Jap. J. of Appl. Phys., 1971, vol. 10, N 10.
3. **Aung H., Katayama M.** Interferometric studies of transient cooling and heating of CO_2 induced by 10.6μ laser pulse and vibration-translation relaxation.— Jap. J. of Appl. Phys., 1975, vol. 14, N 1.
4. **Гордиенко В. М., Горшков В. А., Панченко В. Я., Сухоруков А. П.** Кинетическое охлаждение смеси газов CO_2 — N_2 излучением CO_2-лазера.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 3(9).
5. **Ахманов С. А., Гордиенко В. М., Панченко В. Я.** Термализация молекулярного газа при резонансном возбуждении лазерным излучением.— Изв. вузов. Физика, 1977, № 11.
6. **Варакин В. Н., Гордиенко В. М., Панченко В. Я.** Температурная зависимость эффекта кинетического охлаждения.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 4.
7. **Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.** Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— УФН, 1967, т. 93, вып. 1.
8. **Справочник** по лазерам. Т. 1. М., Сов. радио, 1978.
9. **Выслоух В. А., Кандидов В. П.** Метод конечных элементов в задаче о тепловом самовоздействии световых пучков.— В кн.: Труды VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. Т. 1. М., 1977.

10. **Бирюков А. С., Кулагин Ю. А., Шелепин Л. А.** О влиянии галогеноводородов на работу газодинамического CO_2-лазера. Препринт ФИАН СССР, № 105, 1975.
11. **Buser R. B., Rohde R.** Transient blooming of long laser pulses.— Appl. Optics, 1975, vol. 14, N 1.
12. **Мастрюков А. Ф., Сынах В. С.** О нестационарной тепловой самофокусировке импульсов.— ПМТФ, 1978, № 2.

УДК 536.253

СМЕШАННАЯ КОНВЕКЦИЯ НАД НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА

А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. А. Капустин

(*Томск*)

Смешанная конвекция над горизонтальной нагретой поверхностью при ламинарном режиме течения исследовалась в [1—3]. В [1] в рамках приближения Буссинеска получены уравнения ламинарного пограничного слоя при смешанной конвекции, точные автомодельные и приближенные решения этих уравнений, полученные методом, аналогичным методу Кармана — Польгаузена. В [2] при описании смешанной конвекции были сняты ограничения, вытекающие из приближения Буссинеска, а также методом Кармана — Польгаузена определены толщины динамического, теплового и диффузионного пограничных слоев. В [3] численно решены уравнения пограничного слоя в форме Буссинеска и дан анализ взаимного влияния вынужденной и свободной конвекции при обтекании горизонтальной нагретой пластины.

В данной работе предлагается постановка задачи о смешанной конвекции для случаев устойчивой и нейтральной стратификации среды [4] за пределами пограничного слоя.

В результате качественного анализа задачи установлено, что при убывании температуры подстилающей поверхности напряжение трения как для ламинарного, так и для турбулентного течения сильно уменьшается и может иметь место отрыв пограничного слоя. Методом [5] получены асимптотические формулы для напряжения трения и теплового потока, которые для ламинарного режима течения согласуются с результатами численных расчетов. При помощи итерационно-интерполяционного метода [6, 7] и ЭВЦМ установлены пределы применимости приближения Буссинеска и показано, что при определенных условиях свободная конвекция мало влияет на величину теплового потока к обтекаемой поверхности.

1. Постановка задачи. Рассматривается течение стратифицированного газа над произвольной плоской нагретой поверхностью, через которую осуществляется вдув нагретого газа той же природы. В общем случае такое течение описывается уравнениями Навье — Стокса для ламинарного течения или уравнениями Рейнольдса для турбулентного течения [4]. В случае, когда число Рейнольдса Re велико, а массовая скорость набегающего потока $\rho_e u_e \gg (\rho v)_w$ — массовой скорости вдува, всю область течения можно разбить на пограничный слой, где существенны процессы молекулярного (молярного) переноса, и зону внешнего течения, где силами вязкости можно пренебречь. Если дополнительно предположить, что состав газа не меняется, то течение в пограничном слое описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0; \tag{1.1}$$

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g \sin\alpha; \tag{1.2}$$