

01;07;12

Оптические неоднородности в лазерах с ядерной накачкой с плоскими урановыми слоями

© В.Ю. Матьев, В.В. Боровков, С.П. Мельников

Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 28 октября 1999 г. В окончательной редакции 22 февраля 2000 г.)

Для газовых лазеров с ядерной накачкой проведены расчеты оптических неоднородностей, формирующихся под воздействием неоднородного энерговклада осколков деления, облучающих лазерно-активный газ из тонких плоских урановых слоев. Результаты расчетов согласуются с экспериментом.

Введение

Проблема прямого преобразования ядерной энергии в когерентное световое излучение активно изучается в России и США [1–3]. Основным принципом ядерной накачки лазеров заключается в создании рекомбинационно-неравномерной плазмы путем облучения газа ионами — продуктами ядерных реакций. Под воздействием неоднородного энерговклада ионов в газе образуются градиенты плотности, что ухудшает оптическое качество лазерного излучения (главную роль играют градиенты, поперечные к оптической оси). Оптические неоднородности в лазерных кюветах, облучаемых осколками деления из тонких урановых слоев (плоских и цилиндрических), изучены экспериментально [4]. Поперечный профиль плотности газа в цилиндрических кюветах рассчитывался численно [5,6]. Создан ряд одномерных аналитических моделей [7–11] динамики газа в лазерах с ядерной накачкой в пренебрежении теплопроводом на стенку кюветы [7–10] и с учетом его [11]. Однако расчет оптических неоднородностей для экспериментов [4] на кюветах с плоскими слоями осложнен наличием большого буферного объема, куда вытекал газ из лазерно-активной области. Феноменологический расчет плотности газа в таких кюветах уже проводился [12], но сравнение с результатами экспериментов [4] сделано не было. В данной работе на основе

модели [11], обобщенной на случай кювет с буферным объемом, рассчитаны оптические неоднородности для экспериментов [4] на кюветах с плоскими слоями.

Условия эксперимента

В экспериментах [4] лазерная кювета (рис. 1) представляла собой герметичную трубу длиной $l_1 = 230$ см и диаметром $\phi_1 = 8$ см, в которую на расстоянии $d_0 = 2$ см друг от друга помещались параллельно друг другу две плоские пластины (длиной $l_0 = 200$ см и шириной $b = 6$ см) с нанесенным урановым слоем. Лазерно-активный объем кюветы (объем газа между слоями) составлял $V_0 = bl_0d_0 = 2.4 \cdot 10^3$ см³; отношение активного объема к полному объему газа V_G составляло $\beta = V_0/V_G = 0.24$. Кювета наполнялась инертными газами (He, Ar) при разных начальных давлениях P_0 (см. таблицу).

Средняя по площади пластин толщина уранового слоя (окись-закись урана 90% обогащения) составляла $d_1 \approx 3.2$ мг/см², или 4.1 мкм; приведенная толщина слоя $D_1 = d_1/R_1 \approx 0.43$, где $R_1 \approx 9.6$ мкм, — пробег осколков деления в слое. Средний по слою флюенс тепловых нейтронов достигал $0.7 \cdot 10^{13}$ см⁻² за импульс; среднее по слою число ядерных делений N^* в единице объема слоя за импульс указано в таблице.

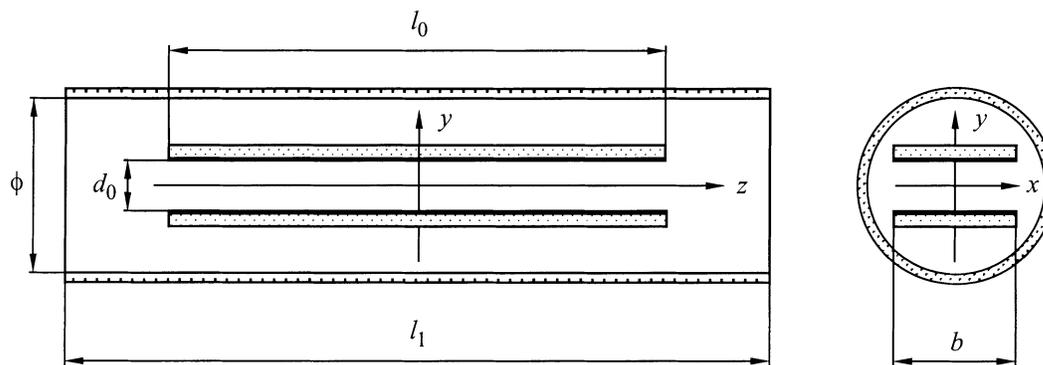


Рис. 1. Схема плоской кюветы лазера с ядерной накачкой.

Расчетные параметры ($D_1 = 0.43$, $d_0 = 2$ см, $\beta = 0.24$)

Газ	P_0 , atm	N^* , 10^{14} cm $^{-3}$	R_0 , cm	D_0	\bar{f}_0	$f(0, 0, 0)$	f_1	$\Theta \cdot 0.9$	χ , cm 2 /s	C , 10^{-5}
He	2.0(∥)	0.66	5.5	0.36	0.34	0.94	1.50	0.31	0.86	6.37
He	2.0(⊥)	0.70	5.5	0.36	0.34	0.94	1.50	0.33	0.86	6.37
He	5.0	0.69	2.2	0.91	0.164	0.47	2.79	0.157	0.34	15.9
Ar	0.25	0.66	10.4	0.192	0.45	1.04	1.26	1.75	0.8	6.5
Ar	0.5	0.67	5.2	0.38	0.33	0.93	1.53	1.29	0.4	12.9

Примечание. Для He (2 atm) измерения проводились дважды: в одном случае (∥) измерялся продольный (вдоль пластин) профиль плотности, в другом случае (⊥) измерялся поперечный (к пластинам) профиль плотности и параболический коэффициент показателя преломления.

Временной профиль нейтронного импульса аппроксимировался функцией [13]

$$\psi(t) = A\psi_0(t), \quad \psi_0(t) = \text{ch}^{-2} \left[\frac{a(t-t_1)}{\tau^*} \right],$$

$$\tau^* = \begin{cases} \tau_0, & t < t_1, \\ \tau_1, & t > t_1, \end{cases} \quad A = \frac{a}{\tau_0 + \tau_1}, \quad (1)$$

где $t_1 = 7.6$ ms соответствует максимуму импульса, $\tau_0 = 3.30$ ms, $\tau_1 = 2.45$ ms, $a = 2 \text{ Arch}\sqrt{2} = 1.763$.

При этом

$$\Psi(t) = \int_{-\infty}^t \psi(t') dt'$$

$$= \left\{ \tau_0 + \tau^* \text{th} \left[\frac{a(t-t_1)}{\tau^*} \right] \right\} (\tau_0 + \tau_1)^{-1}. \quad (2)$$

Начало импульса можно формально отнести к $-\infty$: $\Psi(0) \approx 3 \cdot 10^{-4} \ll \Psi(\infty) = 1$. Профильная функция $\psi_0(t)$ представлена на рис. 2 в сравнении с точным профилем.

Оптические неоднородности измерялись с помощью интерферометра Маха–Цендера на длине волны He–Ne лазера (633 nm) с разрешением до 50 μ s. Поскольку в процессе измерения оптические неоднородности усреднялись по всей длине кюветы, то в данной работе все величины в активной области также будут полагаться продольно-усредненными; наличие необлучаемых торцевых областей будет учтено особо.

Энерговклад осколков деления

Метод расчета энерговклада осколков деления в лазерах с ядерной накачкой с прямоугольными урановыми слоями изложен в работах [14,15]. В основе метода лежат общепринятые приближения [16,17]: однородность потока нейтронов, изотропный разлет и прямолинейная траектория полета осколков деления, моноэнергетический спектр осколков. В расчет заложен квадратичный закон торможения [16,17]: энергия осколка E зависит от пройденного расстояния l как $E = E_0(1 - l/R)^2$, где E_0 — начальная энергия осколков деления, R — пробег. Согласно [14], энергию δE^* , поглощаемую в

малом объеме газа δV за единицу времени δt , можно представить в виде

$$\frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\rho_0} Q(\mathbf{r}, t),$$

$$Q(\mathbf{r}, t) = \frac{\Theta P_0}{\gamma - 1} \psi(t) f(\mathbf{r}, t), \quad f(\mathbf{r}, t) = \frac{j(\mathbf{r}, t)}{\bar{j}_0}, \quad (3)$$

$$\Theta = (\gamma - 1) \frac{2E_0}{P_0} \frac{R_1}{R_0} N^* \bar{j}_0, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3}, \quad (4)$$

где $\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность газа, ρ_0 — начальная плотность газа; P_0 — начальное давление; c_p и c_v — теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме; R_1 и R_0 — пробеги осколков в слое и в невозмущенном газе; $j(\mathbf{r}, t)$ — функция энерговклада, определяемая геометрией слоев и плотностью газа; \bar{j}_0 — функция энерговклада, усредненная по объему V_0 для невозмущенного газа.

Параметр Θ определен как отношение энергии, поглощенной в объеме V_0 за импульс (рассчитанной для невозмущенного газа), ко внутренней энергии газа; он введен [11] как термодинамически значимая мера энерговклада и примерно равен относительному приращению средней температуры газа. Поскольку пробег и давление входят в Θ в виде произведения $P_0 R_0$, а $R_0 \propto 1/P_0$, то отношение R_1/R_0 можно брать для 1 atm; при этом комплекс $(\gamma - 1)E_0/P_0$ (тоже взятый для 1 atm) будет величиной постоянной, равной $1.77 \cdot 10^{-10}$ cm 3 , для $E_0 = 168$ MeV.

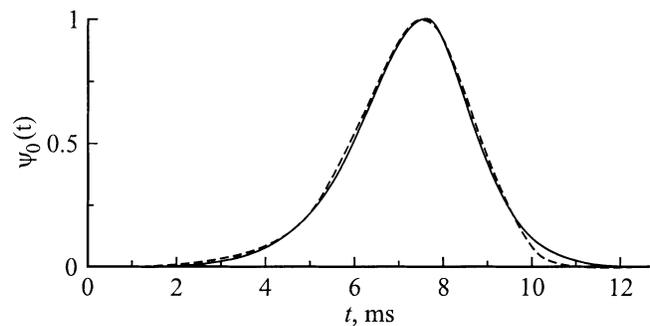


Рис. 2. Временной профиль нейтронного импульса. Сплошная кривая — расчетная функция, штриховая — измеренный профиль.

Для одной плоской длинной ($l_0 \gg R_0$) пластины и однородной плотности газа

$$j_1(x, y) = \omega(H_0, \varphi_L) + \omega(H_0, \varphi_R) - \omega(H_0 + D_1, \varphi_L) - \omega(H_0 + D_1, \varphi_R), \quad (5)$$

$$\omega(D, \varphi) = \int_0^\varphi \hat{v} \left(\frac{D}{\cos \varphi} \right) \frac{d\varphi}{2\pi},$$

$$v(\Lambda) = \sqrt{1 - \Lambda^2} - 2\Lambda \arccos \Lambda + \Lambda^2 \text{Arth} \left(\sqrt{1 - \Lambda^2} \right),$$

$$\hat{v}(\Lambda) = \begin{cases} v(\Lambda), & \Lambda \leq 1 \\ 0, & \Lambda > 1 \end{cases},$$

$$\varphi_L = \arctg \frac{b/2 + x}{h_0}, \quad \varphi_R = \arctg \frac{b/2 - x}{h_0},$$

$$H_0 = \frac{h_0}{R_0} = \frac{D_0}{2} + Y, \quad h_0 = \frac{d_0}{2} + y,$$

$$D_0 = \frac{d_0}{R_0}, \quad Y = \frac{y}{R_0}, \quad D_1 = \frac{d_1}{R_1}. \quad (6)$$

Здесь h_0 — расстояние от пластины (нижней); координаты x и y отсчитываются от оси кюветы (рис. 1). Функция энерговклада от верхней пластины отличается от (5) заменой $h_0 \rightarrow d_0 - h_0$; обе функции надо сложить. Для широкой пластины ($b \gg R_0$, случай бесконечной плоской геометрии) $\omega(D, \arccos D) = \omega_\infty(D) \equiv (1 - D^2 + 2D \ln D)/4$ [15].

Особый интерес для оптических приложений представляет параболическая аппроксимация энерговклада вблизи медиальной плоскости ($y = 0$)

$$j(x, y) = j(x, 0) + \frac{1}{2} Y^2 j''(x, 0), \quad y \ll \frac{d_0}{2},$$

$$j''(x, 0) = 2\omega''(D_0/2, \varphi_L) + 2\omega''(D_0/2, \varphi_R) - 2\omega''(D_0/2 + D_1, \varphi_L) - 2\omega''(D_0/2 + D_1, \varphi_R),$$

$$\omega''(D, \varphi) = \int_0^\varphi \hat{v}'' \left(\frac{D}{\cos \varphi} \right) \frac{d\varphi}{2\pi \cos^2 \varphi},$$

$$v''(\Lambda) = 2 \text{Arth} \left(\sqrt{1 - \Lambda^2} \right); \quad (7)$$

для бесконечной плоской геометрии $2\omega''_\infty(D) = 1/D - 1$.

Формирование оптических неоднородностей

Газодинамические процессы в лазерах с ядерной накачкой характеризуются тем [4–11], что давление газа практически однородно поперек кюветы, а теплопроводность играет существенную роль лишь в узкой области у стенок кюветы (где рефракция излучения очень велика [4,5]). Действительно, для кюветы шириной $d_0 \sim 2$ см время релаксации поперечных градиентов

давления $\tau_P \sim d_0/u_s \sim 0.01$ ms (где $u_s \sim 10^5$ cm/s — скорость звука) много меньше длительности импульса $\tau^* \sim 1$ ms. Размер же области, эффективно охваченной теплопроводностью за время τ , оценивается как

$$\lambda \cong \sqrt{\chi\tau}, \quad (8)$$

где $\chi \sim 1$ cm²/s — коэффициент температуропроводности [18], что за время импульса τ^* составляет $\lambda \sim 0.03$ cm $\ll d_0$.

Теплопроводность проявляется лишь у стенок кюветы (более холодных, чем газ), где развивается термический погранслой [5]. Поперечное число Рейнольдса $Re = d_0 u/\eta \sim 10^3 \gg 1$ ($u \sim d_0/\tau^*$ — поперечная скорость газа, $\eta \sim 1$ cm²/s — кинематическая вязкость), а у стенки поперечная скорость равна нулю и без участия вязких сил, поэтому влияние вязкости на поперечное движение пренебрежимо.

Итак, в основной части кюветы газ полагается идеальным, нетеплопроводным и невязким, а давление — однородным, $P = P(t)$; задача сводится к термодинамике [11]: энергия ΔE^* , поглощенная малым элементом газа объемом v , идет на приращение его внутренней энергии $E_T = Pv(\gamma - 1)$ и работу на расширение $P\Delta v$, поэтому

$$(\gamma - 1)\Delta E^* = \gamma P\Delta v + v\Delta P.$$

С учетом сохранения массы ($\rho v = \rho_0 v_0$) получаем основное уравнение [11]

$$(\gamma - 1) \frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} = \frac{dP}{dt} - \frac{\gamma P}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad \frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\rho_0} Q(\mathbf{r}, t), \quad (9)$$

которое можно получить и другим путем — как нулевое приближение при разложении газодинамических уравнений (для идеального, нетеплопроводного и невязкого газа) в ряды по степеням числа Маха [7]. Формальное решение (9) при заданном, согласно (3), энерговкладе (“уравнение неадиабаты”) для произвольного движения имеет вид [11]

$$\frac{\rho_0}{\rho(\mathbf{r}, t)} = \left(\frac{P_0}{P(t)} \right)^{1/\gamma} \cdot \left\{ 1 + \frac{\Gamma}{P_0} \int_{t_0}^t \left(\frac{P_0}{P(t')} \right)^\Gamma Q(\mathbf{r}(t'), t') dt' \right\},$$

$$\Gamma = \frac{\gamma - 1}{\gamma}. \quad (10)$$

Давление газа определяется усредненным по объему энерговкладом за вычетом теплоотвода на стенки кюветы [8,19]

$$P(t) = P^*(t) - p(t), \quad \frac{dP^*}{dt} = (\gamma - 1) \cdot \left\langle \frac{\delta E^*}{\delta V \delta t} \right\rangle_v,$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma - 1}{V_G} \oint_{S_v} \mathbf{q} dS, \quad (11)$$

где $\mathbf{q} = -k\nabla T$ — плотность потока тепла на стенку, k — коэффициент теплопроводности, T — температура газа; поскольку область теплоотвода мала, можно полагать $p \ll P^*$.

Изменение плотности газа определяется энерговыкладом, который сам зависит от распределения плотности. Для поперечного движения газа в бесконечной плоской геометрии функция энерговыклада для фиксированной лагранжевой координаты не зависит от перераспределения плотности [7,15]. В общем же случае (особенно при наличии буферных объемов, куда вытекает газ) энерговыклад следует перерасчитывать синхронно с изменением плотности. В данной работе газодинамический расчет проведен в два этапа. В первом приближении для всего газа в лазерно-активном объеме V_0 (даже для элементов газа, вытекающих из этого объема) закрепляется значение функции энерговыклада для невозмущенного газа $f(x(t), y(t), t) = f_0(x_0, y_0)$, $x_0 = x(0)$, $y_0 = y(0)$; энергией, вложенной в газ за пределами объема V_0 , пренебрегается (эта энергия незначительна). В пренебрежении теплоотводом ($p = 0$) из(3), (10), (11)

$$P(t) \approx P^*(t) \equiv P_0(1 + \beta\Theta\Psi(t)), \quad \beta = V_0/V_G, \quad (12)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho(x, y, t)} = \left(\frac{P_0}{P^*(t)}\right)^{1/\gamma} \left\{ 1 + \left[\left(\frac{P^*(t)}{P_0}\right)^{1/\gamma} - 1 \right] \frac{f_0(x_0, y_0)}{\beta} \right\}, \quad (13)$$

$$\frac{T(x, y, t)}{T_0} = \left(\frac{P^*(t)}{P_0}\right)^\Gamma \left\{ 1 + \left[\left(\frac{P^*(t)}{P_0}\right)^{1/\gamma} - 1 \right] \frac{f_0(x_0, y_0)}{\beta} \right\}, \quad (14)$$

где $T(x, y, t)$ — температура газа; $T_0 = T(x, y, 0)$.

Для небольших энерговыкладов ($\Theta \ll 1$)

$$\frac{\rho(x, y, t)}{\rho_0} \approx 1 - \frac{\Theta}{\gamma} [f_0(x_0, y_0) - \beta] \Psi(t),$$

$$\frac{T(x, y, t)}{T_0} \approx 1 + \frac{\Theta}{\gamma} [f_0(x_0, y_0) + (\gamma - 1)\beta] \Psi(t). \quad (15)$$

Согласно условию сохранения массы газа (в рамках двумерной задачи),

$$\rho_0 dv_0 = \rho(x, y, t) dv(x, y, t), \quad (16)$$

где dv_0 и dv — начальное и текущее значения объема элемента газа.

При этом полный объем облучаемого газа $V_A(t)$, согласно (13), (16), изменяется как

$$V_A(t) = \int_{V_0} \frac{\rho_0}{\rho(x, y, t)} dv_0 = \frac{V_0}{\Sigma(t)},$$

$$\frac{1}{\Sigma(t)} = \left(\frac{P_0}{P^*(t)}\right)^{1/\gamma} \left\{ 1 + \frac{1}{\beta} \left[\left(\frac{P^*(t)}{P_0}\right)^{1/\gamma} - 1 \right] \right\}, \quad (17)$$

где $V_A(0) \equiv V_0$, тогда как объем необлучаемого газа $V_B(t)$, где $f(x, y) = 0$, изменяется адиабатически $V_B(t) = V_B(0)(P_0/P^*(t))^{1/\gamma}$; общий же объем газа не меняется $V_A(t) + V_B(t) = V_G$. Таким образом, средняя плотность газа в активном объеме изменяется как

$$\langle \rho \rangle_A(t) = \rho_0 \frac{V_0}{V_A(t)} = \rho_0 \Sigma(t). \quad (18)$$

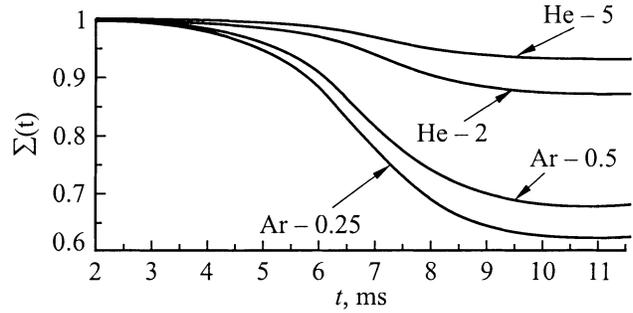


Рис. 3. Изменение средней плотности газа в активном объеме. У кривых указаны состав и давление газа.

Величина $\Sigma(t)$ представлена на рис. 3. Расчетные параметры указаны в таблице. Величина Θ взята с поправочным фактором 0.9 на неоднородность слоев [19].

Во втором приближении функция энерговыклада по-прежнему привязывается к начальным координатам $f(x(t), y(t)) = f_0(x_0, y_0, t)$, но плотность газа полагается равной (18), т.е. в (6) пробег R_0 делится (а величины Y , D_0 и H_0 домножаются) на $\Sigma(t)$. Перераспределение плотности газа таким образом учитывается лишь усредненно.

Оценим теплоотвод, рассматривая его как возмущение. Увеличение температуры газа в пристеночной области на величину $\delta T(t')$ создает, согласно (8), приращение плотности потока тепла на стенку (ее температуру полагает неизменной и равной T_0)

$$\delta q(t) \cong k \frac{\delta T(t')}{\lambda(t, t')}, \quad \lambda(t, t') = \sqrt{\chi(t-t')}, \quad \chi = \frac{k}{\rho_0 c_p}.$$

Суммируя по импульсу, получаем плотность потока тепла на стенку

$$q(t) \cong k \int_{t_0}^t \frac{dT_1}{dt} \Big|_{t'} \frac{dt'}{\sqrt{\chi \cdot (t-t')}} = \frac{\gamma P_0}{\gamma - 1} \int_{t_0}^t \frac{d}{dt} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)_{t'} \sqrt{\frac{\chi}{t-t'}} dt', \quad (19)$$

где $T_1(t)$ — температура газа у стенки в пренебрежении теплоотводом (14), причем функцию энерговыклада $f_0(x_0, y_0)$ ввиду малой толщины погранслоя можно заменить ее значением на стенке $f_1 = \langle f_0(x_0, d_0/2) \rangle$, усредненным по поверхности активного слоя (в буферном объеме $f_1 = 0$); коэффициенты k и χ полагаются постоянными.

Тогда

$$\frac{dT_{1A}}{dt} = T_0 \left[f_1 + \Gamma(\beta - f_1) \cdot \left(\frac{P_0}{P^*(t)} \right)^{1/\gamma} \right] \cdot \Theta \psi(t),$$

$$\frac{dT_{1B}}{dt} = T_0 \left(\frac{P_0}{P^*(t)} \right)^{1/\gamma} \beta \Gamma \Theta \psi(t)$$

в активном объеме кюветы и в буферном объеме соответственно. Общий поток тепла на стенки кюветы в пренебрежении теплоотводом на торцы и крепежные кольца

$$\oint_{S_V} \mathbf{q} d\mathbf{S} \approx q_A S_A + q_B (S_A + S_B),$$

$$\frac{S_A}{V_G} = \beta \frac{S_A}{V_0} = \frac{2\beta}{d_0}, \quad \frac{S_B}{V_G} = \beta \frac{S_B}{V_0} = \beta \frac{\pi \phi l_1}{b d_0 l_0}, \quad (20)$$

где $S_A = 2bl_0$ — площадь поверхности активного слоя (и наружной стороны подложки), $S_B \approx \pi \phi l_1$ — площадь поверхности буферного объема V_B .

Согласно (11), (19), (20),

$$\frac{dp}{dt} \approx \frac{2\beta\gamma P_0}{d_0} \int_{t_0}^t \left\{ \frac{d}{dt} \left(\frac{T_{1A}}{T_0} \right)_{t'} + \left(1 + \frac{\pi \phi l_1}{2b l_0} \right) \frac{d}{dt} \left(\frac{T_{1B}}{T_0} \right)_{t'} \right\} \times \sqrt{\frac{\chi}{t-t'}} dt' = \beta \xi \Theta P_0 \int_{t_0}^t G(t') \frac{\psi(t') dt'}{\sqrt{t-t'}},$$

$$\xi = \frac{2\gamma}{d_0} \sqrt{\chi},$$

$$G(T) = f_1 + \Gamma \left(\frac{P_0}{P^*(t)} \right)^{1/\gamma} \left[\beta - f_1 + \beta \left(1 + \frac{\pi \phi l_1}{2b l_0} \right) \right],$$

$$p(t) = 2\beta \xi \Theta P_0 \int_{t_0}^t G(t') \sqrt{t-t'} \psi(t') dt'. \quad (21)$$

Подставляя переменный энерговклад $f(x_0, y_0, t)$ и давление в (10), получаем

$$\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} = \left(\frac{P(t)}{P_0} \right)^{1/\gamma} \left\{ 1 + \frac{\Theta}{\gamma} \int_{t_0}^t \left(\frac{P_0}{P(t')} \right)^\Gamma \times \frac{j(x_0, y_0, t') \psi(t') dt'}{j_0} \right\}^{-1}, \quad \frac{\rho_B(t)}{\rho_0} = \left(\frac{P(t)}{P_0} \right)^{1/\gamma}$$

в активном и буферном объемах соответственно, причем $x = x(x_0, y_0, t)$, $y = y(x_0, y_0, t)$ и эту зависимость надлежит задать. Для плотности, усредненной по всей длине кюветы,

$$\left\langle \frac{\rho(x, y, t)}{\rho_0} \right\rangle = \frac{l_0}{l_1} \frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} + \frac{l_1 - l_0}{l_1} \frac{\rho_B(t)}{\rho_0}. \quad (22)$$

На рис. 4 представлены в сравнении с экспериментом результаты расчетов относительной плотности (22) на оси кюветы ($x = x_0 = 0$, $y = y_0 = 0$). Расчет проведен как с учетом теплоотвода ($P(t) = P^*(t) - p(t)$), так и без учета ($P(t) = P^*(t)$). В целом результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными. Поправка на теплоотвод оказалась небольшой, поскольку ввиду большого буферного объема давление изменялось мало (максимально на треть для случая Ar, 0.25 atm).

На рис. 5 показан продольный (по оси x) профиль относительной плотности в медиальной плоскости ($y = 0$) для разных моментов времени (газ He, 2 atm). В расчетах использовались две модели продольного движения газа: модель неподвижного газа, $x = x_0$; модель равномерного продольного расширения газа, $x(x_0, t) = x_0/\Sigma(t)$. Вторая модель позволяет хорошо

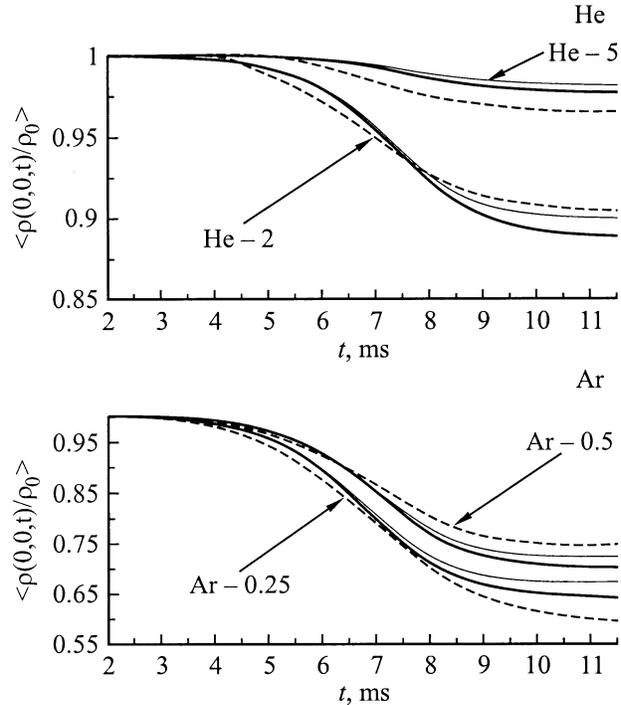


Рис. 4. Относительная плотность на оси кюветы. Тонкая кривая — расчет без учета теплоотвода, жирная кривая — расчет с учетом теплоотвода, пунктир — экспериментальные данные [4]. У кривых указаны состав и давление газа.

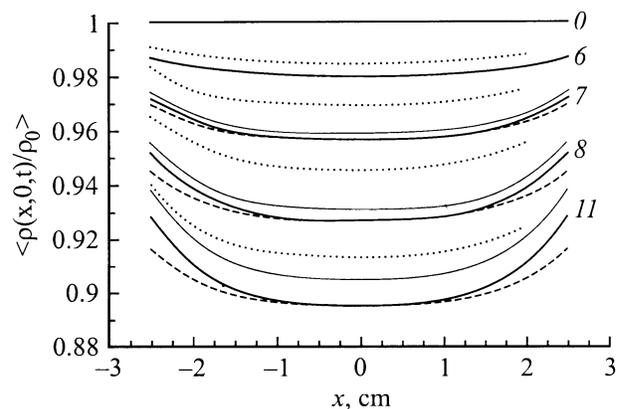


Рис. 5. Относительная плотность в медиальной плоскости кюветы ($y = 0$); газ He, 2 atm. Тонкая линия — расчет без учета теплоотвода для неподвижного газа, жирная — расчет с учетом теплоотвода для неподвижного газа, штриховая — расчет с учетом теплоотвода в модели равномерного продольного расширения газа, пунктир — экспериментальные данные [4]. Цифрами указано время t , ms.

описать кривизну профиля плотности. Соответствие по абсолютной величине оставляет желать лучшего, однако в другом эксперименте (рис. 4) для такого же случая (He, 2 atm) согласие с расчетом хорошее.

Несколько слов о других газодинамических подходах. Одномерные модели [7–11] для анализа экспериментов [4] непригодны: в этих моделях плотность газа на оси (где энерговклад минимален) максимальна и монотонно растет, тогда как в экспериментах [4] плотность газа на оси падает (рис. 4). Это легко объяснить с помощью (15): если $f(0, 0, 0) < \beta < 1$, плотность газа на оси растет; если же (для больших буферных объемов) $\beta < f(0, 0, 0)$, плотность газа на оси падает. При $\beta = 1$ (12)–(15) сводятся к моделям [7,11].

Чтобы преодолеть ограничения модели [7,8], в работе [20] из общего объема кюветы были выделены "быстро охлаждаемые области" (узкие щели), описываемые феноменологически; газодинамические уравнения решались численно. Однако большие буферные объемы не могут трактоваться как области с повышенным теплоотводом. В работе [12] использовалась расчетная схема, в которой (в наших обозначениях)

$$\frac{T(x, y, t)}{T_0} = 1 + \Xi(t) \frac{\rho(x, y, t)}{\rho_0} f_0(x, y), \quad x = x_0, \quad y = y_0,$$

где коэффициент $\Xi(t)$ определялся из условия сохранения общей массы газа в кювете; теплоотвод не учитывался.

Отсюда для малых энерговкладов с учетом (12)

$$\frac{\rho(x, y, t)}{\rho_0} = 1 - [\Xi(t) f_0(x, y) - \beta \Theta \Psi(t)],$$

$$\Xi(t) = \Theta \Psi(t), \quad \Xi(t) \ll 1,$$

что согласуется по структуре с (15), но относительное приращение плотности газа при этом оказывается завышенным на фактор $\gamma \approx 1.7$.

Параболический коэффициент показателя преломления

Как показали эксперименты [4], поведение показателя преломления на большей части кюветы (за исключением пристеночных областей) описывается зависимостью

$$n(y, t) = n(y, t) - \alpha(t) y^2. \quad (23)$$

Параболический коэффициент $\alpha(t)$ представляет собой наибольший практический интерес для расчета хода лучей и устойчивости резонатора. Показатель преломления газов зависит от плотности как $n = 1 + C(\rho/\rho_0)$; константы C указаны в таблице. Согласно (22), (23), усредненный по длине параболический коэффициент на оси кюветы с учетом разложения функции энерговклада (7) равен

$$\langle \alpha(t) \rangle = - \left\langle \frac{\partial^2 n(x, y, t)}{2 \partial y^2} \right\rangle = - \frac{C}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left\langle \frac{\rho(x, y, t)}{\rho_0} \right\rangle$$

$$= - \frac{l_0}{2l_1} C \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right), \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right)_{y=0} = g^2(x, 0, t) \frac{\partial^2}{\partial y_0^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right)_{y_0=0},$$

$$g(x, y, t) = \frac{\partial y_0}{\partial y}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y_0^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right)_{y_0=0} = - \left(\frac{P(t)}{P_0} \right)^{1/\gamma}$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{\Theta}{\gamma} \int_{t_0}^t \left(\frac{P_0}{P(t')} \right)^\Gamma \frac{j(x_0, y_0, t')}{\bar{j}_0} \psi(t') dt' \right\}^{-2}$$

$$\times \frac{\Theta}{\gamma} \int_{t_0}^t \left(\frac{P_0}{P(t')} \right)^\Gamma \left[\frac{\Sigma(t')}{R_0} \right]^2 \frac{j''(x_0, 0, t')}{\bar{j}_0} \psi(t') dt'. \quad (26)$$

Необходимо задать связь координат $y = y(x_0, y_0, t)$. Рассмотрено три варианта этой связи. Для неподвижного газа $y = y_0$, $g(x, y, t) = g_0 = 1$. Если газ совершает лишь поперечное движение $\rho_0 dy_0 = \rho_A(x, y, t) dy$, то $g(x, y, t) = g_1(x, y, t) = \rho_A(x, y, t)/\rho_0$; если при этом пренебречь изменением энерговклада и теплоотводом, то из (13) и (25) следует результат

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right)_{y=0} = \frac{1 - (P_0/P^*(t))^{1/\gamma}}{\left\{ f(x, 0, 0)/\beta + (P_0/P^*(t))^{1/\gamma} [1 - f(x, 0, 0)/\beta] \right\}^4}$$

$$\times \frac{j''(x, 0, 0)}{\bar{j}_0 R_0^2 \cdot \beta},$$

который для бесконечной плоской геометрии при $\beta = 1$ сводится к уже известному [8].

В приближении равномерного продольного расширения газа, подставляя в (16) $dv = dx dy$, $dv_0 = dx_0 dy_0$, $dx = dx_0/\Sigma(t)$, имеем $g(x, y, t) = g_2(x, y, t) = \rho_A(x, y, t)/(\rho_0 \Sigma(t))$.

В пределе малых энерговкладов и в пренебрежении теплоотводом

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\rho_A(x, y, t)}{\rho_0} \right)_{y=0} \approx - \frac{\Theta}{\gamma} \Psi(t) \frac{j''(x, 0, 0)}{\bar{j}_0 R_0^2},$$

$$g(x, y, t) = 1, \quad \Theta \ll 1. \quad (27)$$

Результаты расчетов параболического коэффициента представлены на рис. 6 в сравнении с экспериментом [4]. Расчеты для неподвижного газа и для равномерного продольного расширения газа дают близкие результаты (почти совпадающие для He, 2 atm): продольное расширение и поперечное сжатие взаимно компенсируются. Расчеты в приближении поперечного движения газа и расчеты по формуле (27) еще приемлемы для He (когда $\Theta \ll 1$), но для Ar (когда $\Theta > 1$) сильно расходятся с экспериментом и здесь не приведены. Результаты

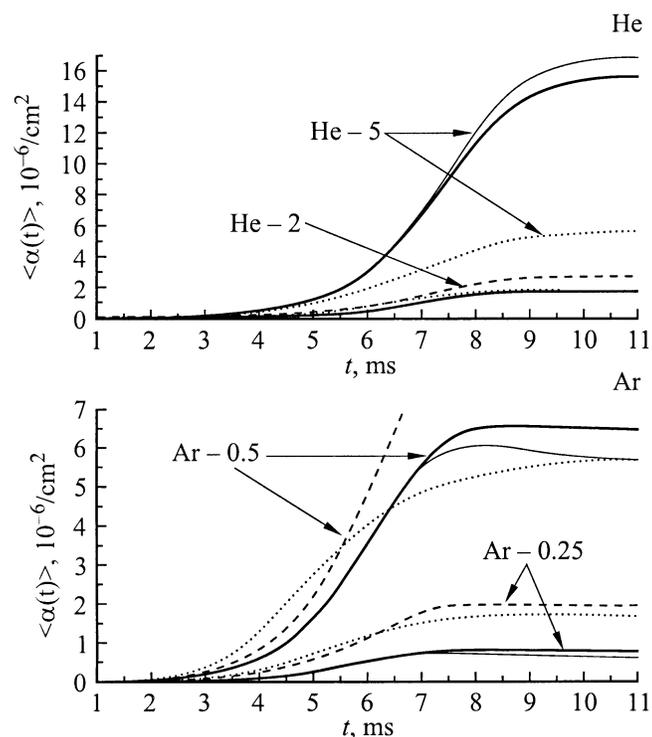


Рис. 6. Параболический коэффициент показателя преломления на оси кюветы. Жирная линия — расчет для неподвижного газа; тонкая — расчет в модели равномерного продольного расширения газа; штриховая — расчет для неподвижного газа (без учета теплоотвода), взятым для бесконечной плоской геометрии; пунктир — экспериментальные данные [4]. У кривых указаны состав и давление газа.

расчетов без учета теплоотвода отличаются от представленных в той же степени, что и на рис. 4, и не приводятся. Представлены также результаты расчетов с функцией энерговклада, взятой для бесконечной плоской геометрии (в пренебрежении теплоотводом). Эффект конечной ширины пластин уранового слоя для He довольно мал (для He, 5 atm почти неощутим), а для Ar имеет более важное значение, чем теплоотвод и двумерное движение газа.

В наиболее важных случаях (He, 2 atm и Ar, 0.5 atm) согласие с экспериментом хорошее, для Ar, 0.25 atm — плохое, для He, 5 atm — очень плохое. Последний случай отличается от других лишь малым пробегом; возможно, неучтенное движение газа вдоль оптической оси играет в этом случае особую роль. Или, быть может, использованный в расчетах энерговклада квадратичный закон торможения (хорошая модель для расчета энерговклада [16,17]) для больших D_0 не позволяет точно рассчитать параболический коэффициент, определяемый второй производной от распределения энерговклада и потому гораздо более чувствительный к выбору закона торможения.

Авторы выражают благодарность А.А. Синянскому за поддержку работы.

Список литературы

- [1] Сб. докл. конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Обнинск: ФЭИ, 1992–1993.
- [2] Сб. докл. Второй конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 1, 2.
- [3] Schneider R.T., Hohl F. *Advances in Nuclear Science and Technology*. New York: Plenum Press, 1984. Vol. 16. P. 123–287.
- [4] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009–2015.
- [5] Сизов А.Н., Дерюгин Ю.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 9. С. 107–111.
- [6] Качанов Б.В., Гулевич А.В. // Сб. докл. Второй конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 1. С. 358–367.
- [7] Torczynski J.R. // *J. Fluid. Mech.* 1989. Vol. 201. P. 167–188.
- [8] Torczynski J.R. // *J. Thermophys. & Heat Transf.* 1991. Vol. 5. N 3. P. 318–326.
- [9] Анучин М.Г., Гребенкин К.Ф., Кандиев Я.З. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 3–8.
- [10] Гулевич А.В., Дубовская В.А., Зродников А.В. и др. // Сб. докл. Второй конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 3. С. 77–82.
- [11] Матвеев В.Ю. // Сб. докл. Второй конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 1. С. 410–420.
- [12] Приходько Е.В., Сизов А.Н. // *Квантовая электрон.* 1995. Т. 22. № 6. С. 613–618.
- [13] Чикин К.Р., Харитов В.В. // *Атомная энергия.* 1988. Т. 65. № 6. С. 435–437.
- [14] Матвеев В.Ю. // Сб. докл. Второй конф. "Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой". Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 2. С. 79–88.
- [15] Матвеев В.Ю., Сизов А.Н. // Там же. Т. 2. С. 209–218.
- [16] Kahn S., Harman R., Forgue V. // *Nucl. Sci. Eng.* 1965. Vol. 23. N 1. P. 8–20.
- [17] Казалян В.Т., Литвиненко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А. *Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии*. Минск: Наука и техника, 1972. 242 с.
- [18] Чиркин В.С. *Теплофизические свойства материалов*. М.: Физматгиз, 1959. 356 с.
- [19] Боровков В.В., Влох Г.В., Лажинцев Б.В. и др. // *Квантовая электрон.* 1995. Т. 22. № 3. С. 219–224.
- [20] Torczynski J.R., Neal D.R. // *Nucl. Sci. Eng.* 1993. Vol. 113. N 3. P. 189–206.