01;03;07

# Особенности газодинамики лазерных и люминесцентных кювет с ядерной накачкой при наличии буферных объемов

© А.А. Пикулев

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 11 февраля 2005 г.)

Рассмотрена нестационарная модель газодинамики герметичных лазерных и люминесцентных кювет, накачиваемых осколками деления урана. Данная модель является обобщением одномерной модели газодинамики в кюветах плоской геометрии [1] на случай кювет с буферными объемами и позволяет проводить расчеты газодинамических процессов в случае ступенчатого распределения энерговклада по длине лазерных кювет.

## Введение

Одной из важных задач при исследовании газовых лазеров и люминесцентных кювет, накачиваемых осколками деления урана [2], является задача исследования термогазодинамических процессов, происходящих в активной среде. Эта задача включает в себя такие вопросы, как определение величины и распределения энерговклада, скорости, плотности, температуры и давления активной среды.

Наиболее ярко влияние газодинамических процессов проявляется в случае, когда величина энергии, вложенная в активную среду, сравнима по величине с начальной внутренней энергией активной среды. В этом случае наблюдаются заметные перераспределения плотности газа, что приводит к существенным изменениям в распределении энерговклада.

Из теоретических моделей газодинамических процессов в герметичных лазерных и люминесцентных кюветах с ядерной накачкой, существующих на данный момент, можно назвать две: 1) приближение малого энерговклада [3], 2) одномерная модель газодинамики в кюветах плоской геометрии [1].

В связи с потенциальностью течений газа для случая малых энерговкладов [3] в рамках первой модели возможно проведение трехмерных расчетов газодинамики с учетом влияния теплопроводности. Существенным недостатком данной модели является весьма жесткое ограничение на величину вложенной энергии.

В рамках второй модели энерговклад прикреплен к лагранжевой координате жидкой частицы и решение газодинамической задачи сводится к квадратурам [1], что является большим достоинством данной модели. К недостаткам можно отнести невозможность адекватного учета теплопроводности и низкую размерность задачи, что не позволяет учитывать неоднородность распределения энерговклада по длине кюветы (т. е. вдоль слоев с делящимся материалом).

В большинстве экспериментальных кювет присутствуют области разгрузки — буферные объемы, в которых мощность накачки равна нулю [2,4]. Характерной особенностью кювет с буферными объемами является вытекание нагретого газа из активного объема (области, где энерговклад больше нуля) в буфер во время импульса накачки. Очевидно, что кюветы с буферными объемами могут рассматриваться как предельный случай кювет с неоднородным по длине распределением энерговклада.

В данной работе рассмотрена модель газодинамики герметичных кювет с буферными объемами, которая является обобщением модели [1]. В модели предполагается, что в процессе импульса накачки акустические колебания давления пренебрежимо малы, активный объем ограничен плоскопараллельными пластинами с делящимся материалом и, кроме того, расстояние между пластинами существенно меньше длины активного объема. Последнее допущение позволяет пренебречь краевыми эффектами на границе активный объем–буфер и свести решение задачи газодинамики к интегрированию обыкновенного дифференциального уравнения для среднего давления и квадратуре в лагранжевых переменных.

## Основные уравнения

Система уравнений газодинамики идеального нетеплопроводного газа сводится к уравнениям неразрывности и энергии [5] (уравнение Навье–Стокса при построении модели не используем)

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + (\nabla, \rho \mathbf{u}) = 0, \\ \dfrac{\partial}{\partial t}\left\{\dfrac{p}{\gamma - 1} + \dfrac{\rho \mathbf{u}^2}{2}\right\} + \operatorname{div}\left\{\dfrac{\gamma p}{\gamma - 1} + \dfrac{\rho \mathbf{u}^2}{2}\Big)\right\} = q, \end{cases} \tag{1}$$

где $\rho$, $\mathbf{u}$, $p$ — плотность, температура, скорость и давление газа; $\gamma$ — показатель адиабаты; $q$ — мощность накачки.

Как показано в работе [1], в случае, если длительность импульса накачки $\tau$ удовлетворяет неравенству $\tau \nu \gg L$ (где $\nu$ — скорость звука, $L$ — длина кюветы), в уравнении энергии можно пренебречь кинетической энергией

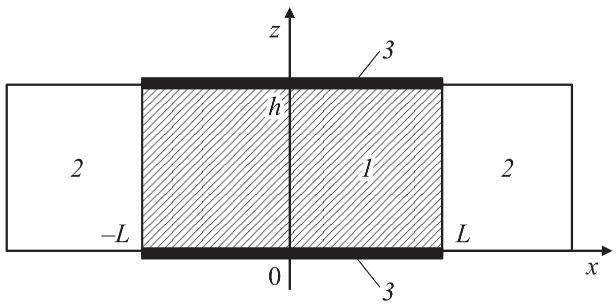


**Рис. 1.** Схема герметичной кюветы с буферными объемами: *1* — активный объем, *2* — буферный объем, *3* — пластины с делящимся материалом.

движения газа по сравнению с потенциальной. Ниже будем пренебрегать интенсивностью акустических волн давления и считать, что давление однородно в пределах кюветы. Тогда уравнение энергии упрощается [3]

$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{dP}{dt}+\frac{\gamma P}{\gamma-1}(\nabla,\mathbf{u})=q, \tag{2}$$

где $P$ — среднее по объему кюветы давление.

Рассмотрим следующую идеализированную схему кюветы с буферным объемом, которая приведена на рис. 1. Кювета представляет собой прямоугольный параллелепипед, разделенный на две области: активный и буферный объемы. Слой делящегося материала нанесен на пластину, совпадающую с плоскостью $z=0$ (кроме того, слой может быть нанесен и на пластину $z=h$), и соприкасается с активным объемом. Ниже будем пренебрегать неоднородностью мощности накачки возле границ слоя делящегося материала и считать, что мощность накачки в активном объеме зависит только от координаты $z$. Кроме того, считаем, что длина активного объема существенно больше, чем расстояние между пластинами с урановым топливом, что позволяет пренебречь краевыми эффектами на границе активный объем–буфер.

Легко видеть, что при выполнении вышеприведенных условий плотность и составляющая скорости газа $w$ вдоль оси $0z$ в активном объеме будут только функциями времени и координаты $z$, а составляющие скорости $u$ и $v$ вдоль координатных осей $0x$ и $0y$ не зависят от координаты $z$. Это является следствием того, что давление в направлении оси $0z$ выравнивается значительно быстрее, чем по осям $0x$ и $0y$. Отметим, что данные предположения ранее были использованы в работе [3] для установления квазиодномерного характера течения в кюветах плоской геометрии.

Уравнения неразрывности и энергии принимают следующий вид:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\rho}{\partial t}+\dfrac{\partial\rho w}{\partial z}+\rho\left\{\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial v}{\partial y}\right\}=0,\\[2mm] \dfrac{1}{\gamma-1}\dfrac{dP}{dt}+\dfrac{\gamma P}{\gamma-1}(\nabla,\mathbf{u})=q.\end{cases} \tag{3}$$

Проинтегрируем второе уравнение системы (3) по всему объему кюветы $V$

$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{dP}{dt}=\beta\langle q\rangle,\quad \beta=\frac{V_0}{V}, \tag{4}$$

где $V$, $V_0$ — полный и активный объемы кюветы соответственно; $\langle q\rangle$ — среднее значение мощности накачки в активном объеме.

Ниже значения всех газодинамических параметров будем рассматривать исключительно в активном объеме, а $\langle\ldots\rangle$ будет обозначать усреднение параметра по активному объему. Усредняя уравнения (3) по координате $z$ и используя условия непротекания на стенках кюветы, получаем

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{d\ln\langle\rho\rangle}{dt},$$
$$\frac{1}{\gamma-1}\frac{dP}{dt}+\frac{\gamma P}{\gamma-1}\left\{\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right\}=\langle q\rangle. \tag{5}$$

Из уравнений (4) и (5), исключая среднюю мощность накачки в активном объеме $\langle q\rangle$, находим следующее соотношение между средней плотностью газа в активном объеме и давлением:

$$\langle\rho\rangle P^{\varphi}=\rho_0P_0^{\varphi},\qquad \varphi=\frac{1-\beta}{\gamma\beta}. \tag{6}$$

Формула (6), полученная в работе [6], устанавливает связь между давлением и средней плотностью в активном объеме, т.е. имеет вид уравнения состояния с „показателем неадиабаты“ $\varphi$. В отсутствие буферного объема $\varphi=0$ и средняя плотность в активном объеме является постоянной.

В качестве небольшого отступления рассмотрим влияние теплопроводности на уравнение состояния (6). Для теплопроводящего газа второе уравнение системы (3) и уравнение (4) принимают вид

$$\begin{cases}\dfrac{1}{\gamma-1}\dfrac{dP}{dt}=\beta\langle q\rangle-\dfrac{J_S}{V},\\[2mm] \dfrac{1}{\gamma-1}\dfrac{dP}{dt}-\dfrac{\gamma P}{\gamma-1}\dfrac{d\ln\langle\rho\rangle}{dt}=\langle q\rangle-\dfrac{J_{S_0}}{V_0},\end{cases} \tag{7}$$

где $J_S$ — полный поток тепла на стенку кюветы, $J_{S_0}$ — поток тепла на стенку кюветы в активном объеме ($\lambda$ — коэффициент теплопроводности)

$$J_S=\iint\limits_S\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\,dS',\quad J_{S_0}=\iint\limits_{S_0}\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\,dS_0'. \tag{8}$$

После исключения из уравнений (7) величины $\langle q\rangle$ и интегрирования по времени получаем уравнение состояния газа в активном объеме с учетом теплоотвода

$$\langle\rho\rangle P^{\varphi}=\rho_0P_0^{\varphi}\exp\left\{\frac{\gamma-1}{\gamma V_0}\int\limits_0^t\frac{J_{S-S_0}}{P}\,dt'\right\}. \tag{9}$$

где $J_{S-S_0}=J_S-J_{S_0}$ — поток тепла на стенки кюветы в буферном объеме.

Из формулы (9) следует, что точность уравнения состояния (6) определяется относительной величиной энергии, переданной нагретым газом стенками буферного объема. Вопросы влияния теплопроводности на газодинамические процессы в герметичных кюветах подробно рассмотрены в работах [3,7], и мы на них останавливаться не будем.

Рассмотрим выражения для средней мощности накачки в активном объеме $\langle q\rangle$. Как показано в работе [8], в предположении, что $q$ пропорциональна величине энерговклада осколков деления в газ, мощность накачки, создаваемая плоским слоем бесконечной протяженности с делящимся материалом, определяется по формуле

$$q = \bar{\rho}\eta(t)q_0\big(\langle\bar{\rho}\rangle_z z\big), \quad \langle\bar{\rho}\rangle_z = \frac{1}{\rho_0 z}\int_0^z \rho(z', t)\,dz', \tag{10}$$

где $\eta$ — относительная форма импульса накачки; $\bar{\rho} = \rho\rho_0^{-1}$ — относительная плотность газа; $\langle\bar{\rho}\rangle_z$ — среднее значение относительной плотности на отрезке $[0, z]$; $q_0$ — мощность накачки в максимуме реакторного импульса для локальной плотности $\bar{\rho} = 1$

$$q_0 = \frac{E_0 L_0\langle n\rangle}{L_{\mathrm{Gas}}}\,f, \qquad f = f_0 - f_\delta, \tag{11}$$

где $E_0$, $L_0$ — средняя энергия деления и пробег среднего осколка в слое делящегося материала; $L_{\mathrm{Gas}}$ — пробег осколка деления в газе с плотностью $\rho_0$; $\langle n\rangle$ — среднее по площади урановых слоев количество актов деления в единице объема в единицу времени; $f$ — безразмерный фактор энерговклада.

В случае квадратичного закона торможения осколков деления для равномерного распределения плотности газа имеем следующее выражение для фактора энерговклада [8]:

$$\begin{cases} f(\xi) = h(1-\xi)\{1 + 2\xi\ln\xi - \xi^2\}/2, \\ \xi_0 = \dfrac{\delta_{\mathrm{Al}}}{L_{\mathrm{Al}}} + \langle\bar{\rho}\rangle_z\,\dfrac{z}{L_{\mathrm{Gas}}}, \qquad \xi_\delta = \xi_0 + \dfrac{\delta}{L_0}, \end{cases} \tag{12}$$

где $h$ — единичная функция Хевисайда; $\delta$, $\delta_{\mathrm{Al}}$ — толщина уранового слоя и слоя защитной алюминиевой пленки; $L_{\mathrm{Al}}$ — пробег осколка деления в алюминии.

Из формул (11), (12) видно, что величина энерговклада зависит только от относительного пробега осколка $\xi$, вычисленного в перпендикулярном к поверхности пластины с делящимся материалом направлении $0z$, и в лагранжевых переменных является величиной постоянной.

## Переход к лагранжевым переменным

Обратимся к законам движения газа в активной области кюветы. Комбинируя формулы (3), (5), получаем следующие уравнения:

$$\frac{\gamma P}{\gamma - 1}\,\frac{\partial w}{\partial z} = q - \langle q\rangle, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{d\ln\langle\bar{\rho}\rangle}{dt}, \tag{13}$$

где предполагается, что давление, средняя плотность газа $\langle\bar{\rho}\rangle$ и средняя мощность накачки в активном объеме $\langle q\rangle$ являются известными функциями времени.

Для решения системы (13) перейдем к лагранжевым переменным [9]. Начальные координаты жидкой частицы обозначим $(x_0, y_0, z_0)$, относительная начальная плотность равна единице. Закон сохранения массы жидкой частицы в лагранжевых координатах имеет вид $dV_0 = \bar{\rho}dV$, а текущие координаты жидкой частицы можно найти, интегрируя следующие уравнения:

$$x = x_0 + \int_0^t u\,dt', \qquad y = y_0 + \int_0^t v\,dt',$$

$$z = z_0 + \int_0^t w\,dt'. \tag{14}$$

Из второго уравнения системы (13) и соотношений (14) находим

$$\frac{\partial x}{\partial x_0}\,\frac{\partial y}{\partial y_0} = \frac{1}{\langle\bar{\rho}\rangle}. \tag{15}$$

Имеем

$$\begin{cases} \bar{\rho}\,dz = \langle\bar{\rho}\rangle dz_0 \to \langle\bar{\rho}\rangle_z z = \langle\bar{\rho}\rangle z_0, \\ \dfrac{1}{\bar{\rho}} = \dfrac{\partial V}{\partial V_0} = \dfrac{1}{\langle\bar{\rho}\rangle}\Big\{1 + \displaystyle\int_0^t \dfrac{\partial w}{\partial z_0}\,dt'\Big\}. \end{cases} \tag{16}$$

Из уравнения (10) и первого уравнения системы (16) следует, что мощность накачки в лагранжевых координатах имеет вид

$$q = \bar{\rho}\eta(t)q_0\big(\langle\bar{\rho}\rangle z_0\big), \tag{17}$$

а средняя по активному объему мощность накачки равна

$$\langle q\rangle = \langle\bar{\rho}\rangle\eta(t)\big\langle q_0\big(\langle\bar{\rho}\rangle\big)\big\rangle,$$

$$\big\langle q_0(p)\big\rangle = \frac{1}{h}\int_0^h q_0(pz_0)dz_0, \tag{18}$$

где $\big\langle q_0\big(\langle\bar{\rho}\rangle\big)\big\rangle$ — среднее по активному объему значение мощности накачки в максимуме импульса в случае равномерного распределения плотности $\langle\bar{\rho}\rangle$.

Подставляя соотношения (6) и (18) в формулу (4), получаем систему уравнений для определения средней плотности газа в активном объеме $\langle\bar{\rho}\rangle$ и давления

$$\frac{1}{\gamma - 1}\,\frac{dP}{dt} = \beta\langle\bar{\rho}\rangle\eta(t)\big\langle q_0\big(\langle\bar{\rho}\rangle\big)\big\rangle, \quad \langle\bar{\rho}\rangle P^{\varphi} = P_0^{\varphi}. \tag{19}$$

Уравнение (19) может быть решено численными методами, например методом Рунге–Кутта или интегрированием по выбранным квадратурным формулам с помощью процедуры последовательных приближений [10].

Отметим, что в случае, если в течение всего импульса накачки длина пробега среднего осколка деления в газе не превосходит расстояния между пластинами с делящимся материалом $h$, средняя мощность накачки не зависит от изменений плотности газа $\langle q_T \rangle = \eta(t)\langle q_0 \rangle$. В этом случае уравнение (19) легко интегрируется

$$P = P_0 + \beta(\gamma - 1)\langle q_0 \rangle \int_0^t \eta(t')\,dt', \tag{20}$$

где $P_0$ — начальное давление.

Формула (20) представляет один из двух предельных случаев для скачка давления, рассмотренных в работе [6], и совпадает с уравнением для давления, полученного в приближении малого энерговклада [3].

## Решение в лагранжевых переменных

Рассмотрим решение системы уравнений (13), где давление и средняя плотность газа $\langle \bar{\rho} \rangle$ являются решениями уравнений (19). Подставляя выражения (18) в первое уравнение системы (13) и учитывая соотношение $\partial z_0/\partial z = \bar{\rho}/\langle \bar{\rho} \rangle$, которое следует из первого уравнения системы (15), находим

$$\frac{\gamma P}{\gamma - 1}\,\frac{\bar{\rho}}{\langle \bar{\rho} \rangle}\,\frac{\partial w}{\partial z_0} = \eta(t)\Big\{\bar{\rho} q_0\big(\langle \bar{\rho} \rangle\big) z_0 - \langle \bar{\rho} \rangle \big\langle q_0\big(\langle \bar{\rho} \rangle\big)\big\rangle\Big\}. \tag{21}$$

Решение уравнения (21) при начальном условии $\rho(0, z_0) = \rho_0$ имеет вид

$$\begin{cases} \displaystyle\int_0^t \frac{\partial w}{\partial z_0}\,dt = \int_0^t C(z_0, t')\left(\frac{P(t')}{P(t)}\right)^{1/\beta\gamma} dt' \\ \displaystyle\qquad\qquad - \left\{1 - \left(\frac{P_0}{P(t)}\right)^{1/\beta\gamma}\right\}, \\ \displaystyle C(z_0, t) = \frac{\gamma - 1}{\gamma P(t)}\,\eta(t)\langle \bar{\rho} \rangle q_0\big(\langle \bar{\rho} \rangle z_0\big). \end{cases} \tag{22}$$

В формуле (22) удобно перейти от интегрирования по времени к интегрированию по функции давления

$$\int_0^t \frac{\partial w}{\partial z_0}\,dt = \frac{1}{\theta}\int_1^\theta \left\{\frac{q_0(\xi^{\beta-1} z_0)}{\langle q_0(\xi^{\beta-1})\rangle} - 1\right\} d\xi,$$

$$\theta = \left\{\frac{P}{P_0}\right\}^{1/\beta\gamma}. \tag{23}$$

Из определения параметра $\theta$ следует, что $\theta^{\beta-1} = \langle \bar{\rho} \rangle$. Поскольку зависимость давления от времени известна из решения дифференциального уравнения (19), параметр $\theta$ является заданной функцией времени, что позволяет численно взять интеграл в правой части формулы (23). С помощью соотношения (23) из уравнений (14) и (16) несложно получить плотность и координату $z$ жидкой частицы, а именно:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\langle \bar{\rho} \rangle}\left\{1 + \int_0^t \frac{\partial w}{\partial z_0}\,dt'\right\},$$

$$z(z_0, t) = z_0 + \int_0^{z_0}\int_0^t \frac{\partial w}{\partial z'_0}\,dt'\,dz'_0. \tag{24}$$

Для обратного перехода к эйлеровым (неподвижным) координатам необходимо во всех полученных формулах перейти от лагранжевых $(x_0, y_0, z_0, t)$ к текущим координатам $(x, y, z, t)$. Для этого нужно обратить систему уравнений (14), что при известных траекториях жидких частиц несложно выполнить численно.

Выражение (23) является обобщением формулы, полученной в работе [1] на случай кювет с буферными объемами. Очевидно, что при отсутствии буфера подынтегральное выражение в формуле (23) не зависит от переменной интегрирования, поэтому для плотности и лагранжевой координаты жидкой частицы мы получаем следующие соотношения:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = 1 + \frac{q_0 - \langle q_0 \rangle}{\langle q_0 \rangle}\left\{1 - \frac{1}{\theta}\right\},$$

$$z = z_0 + \left\{1 - \frac{1}{\theta}\right\}\int_0^{z_0} \frac{q_0 - \langle q_0 \rangle}{\langle q_0 \rangle}\,dz'_0. \tag{25}$$

Формулы (25) совпадают с выражениями, полученными в работе [1].

## Результаты расчетов

При исследовании газодинамики и оптики лазерных и люминесцентных кювет наибольший интерес представляют оптические неоднородности и распределение энерговклада по объему кюветы, для чего необходимо знание плотности и фактора энерговклада. Для рассматриваемой модели, как это легко видеть из формул (11), (17), фактор энерговклада является функцией средней плотности и лагранжевой координаты жидкой частицы

$$f = f\big(\langle \bar{\rho} \rangle z_0\big). \tag{26}$$

С помощью формул (23), (25) выражение для плотности в лагранжевых координатах (24) приводится к следующему виду:

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \left\{\frac{P_0}{P}\right\}^{1/\gamma}\left\{\int_1^\theta \frac{f\big(\xi^{\beta-1} z_0\big)}{\big\langle f(\xi^{\beta-1})\big\rangle}\,d\xi + 1\right\},$$

$$\langle f(p)\rangle = \frac{1}{h}\int_0^h f(p z_0)\,dz_0. \tag{27}$$

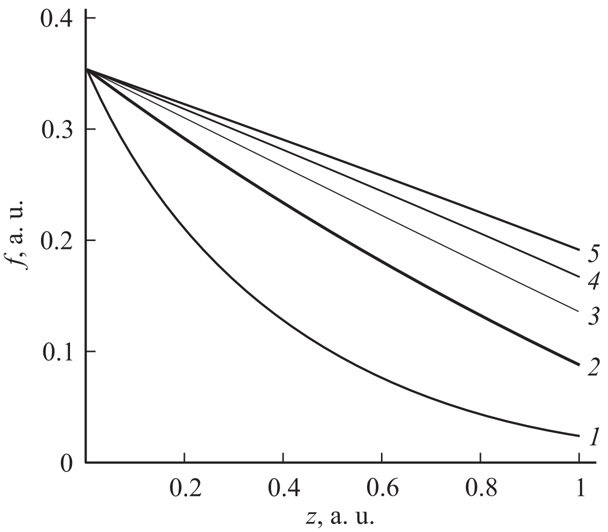


**Рис. 2.** Распределение фактора энерговклада в направлении оси 0z для параметра $\beta = 0.4$ (у кривых — значения давления в a.u.).

Из формул (26), (27) видно, что фактор энерговклада и плотность в лагранжевых координатах зависят только от давления газа (кроме этого, конечно, от параметра $\beta$, показателя адиабаты $\gamma$ и начального распределения фактора энерговклада, т.е. от величин, которые являются неизменными в процессе накачки). Поскольку смещение жидких частиц в наравлении оси 0z тоже зависит только от давления (формула (24)), получаем, что и в эйлеровых координатах фактор энерговклада и плотность зависят только от давления. Учитывая, что давление является термодинамическим параметром, наиболее легко измеряемым экспериментально, результаты расчетов плотности и фактора энерговклада удобнее всего представлять в виде параметрических зависимостей от давления. Это правило не относится к составляющим скорости газа, которые, как это видно из соотношений (13), (21), зависят также от формы и абсолютной величины импульса накачки.

В качестве иллюстрации в данном разделе приведены модельные расчеты распределения плотности газа в зависимости от давления для нескольких значений параметра $\beta$: 1, 0.8, 0.6 и 0.4. В расчетах предполагалось, что кювета заполнена инертным газом ($\gamma = 1.67$), в котором пробег среднего осколка деления в два раза превосходит поперечный размер кюветы, т.е. $R_0 = 2h$. При $h = 1$ cm это соотношение выполняется для гелия при начальном давлении 7 atm, неона — 1.8 atm, аргона — 1.2 atm и ксенона — 0.65 atm [11]. На нижнюю пластину, совпадающую с плоскостью $z = 0$, нанесен слой металлического урана-235 с толщиной 3 $\mu$m, поверх которого нанесена защитная алюминиевая пленка толщиной 0.038 $\mu$m (эти параметры типичны для энерговыделяющих элементов, используемых в лазерных и люминесцентных кюветах с ядерной накачкой). Вычисление фактора энерговклада проводилось в приближении квадратичного закона торможения осколков деления по формуле (12).

Распределение фактора энерговклада для однородного распределения плотности газа представлено на рис. 2 (кривая *1*). На рис. 3 представлены зависимости средней плотности в активном объеме от давления. Для сравнения на рисунке также приведены результаты расчетов для приближения малого энерговклада. Из рисунка видно, что наличие буферного объема приводит к существенному уменьшению плотности в активном объеме с повышением давления: при увеличении давления в пять раз средняя плотность в активном объеме для $\beta = 0.8$ падает приблизительно на 20%, для $\beta = 0.6$ — в два раза, а для $\beta = 0.4$ — более чем в четыре раза.

На рис. 4 приведены смещения жидких частиц в направлении оси 0z в зависимости от их начального

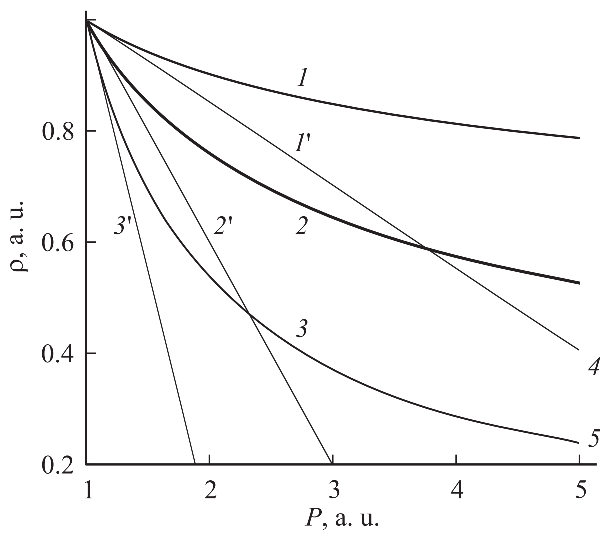


**Рис. 3.** Зависимость средней плотности в активном объеме от давления для нескольких значений параметра $\beta = 0.8$ (*1, 1'*); 0.6 (*2, 2'*); 0.4 (*3, 3'*) (штрихи у цифр расставлены для приближения малого энерговклада).

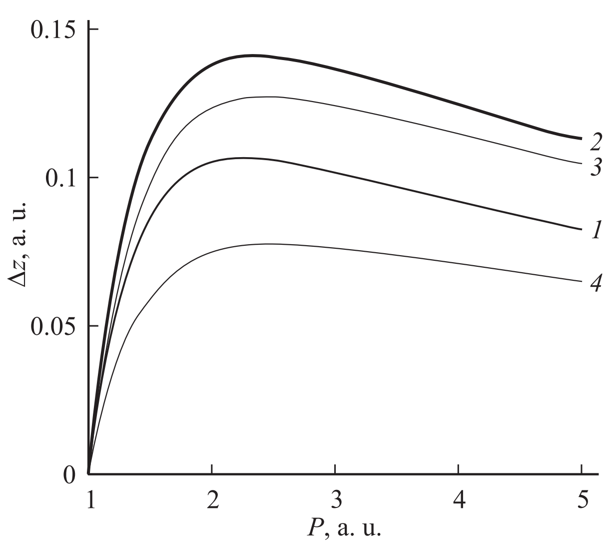


**Рис. 4.** Смещение жидких частиц в направлении оси 0z в зависимости от давления для параметра $\beta = 0.4$: $z_0/h = 0.2$ (*1*), 0.4 (*2*), 0.6 (*3*), 0.8 (*4*).

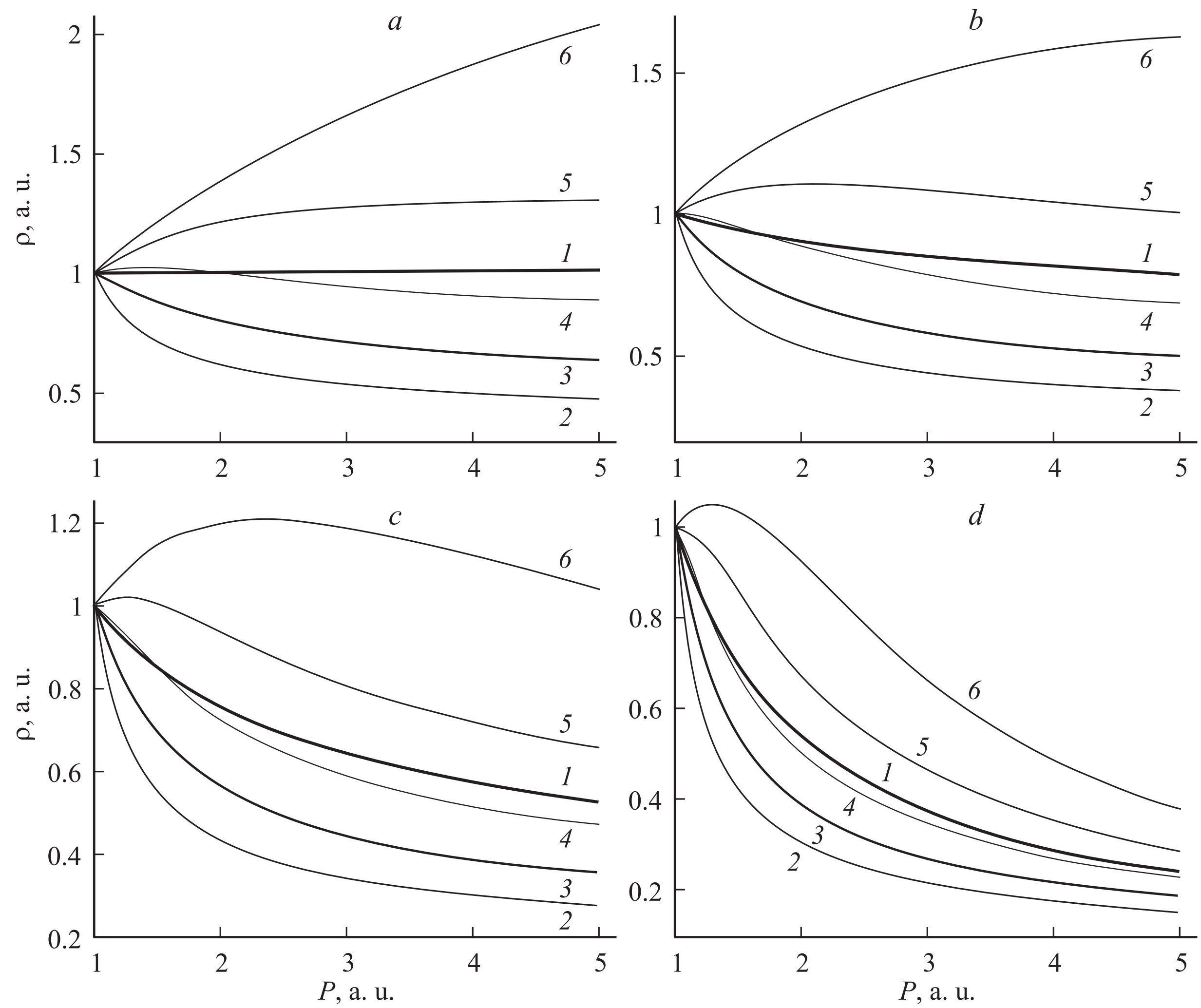


**Рис. 5.** Распределение относительной плотности газа в зависимости от давления для нескольких значений параметра $\beta = 1$ (*a*), 0.8 (*b*), 0.6 (*c*), 0.4 (*d*). Средняя плотность в активном объеме *1*, $z/h = 0$ (*2*), 0.25 (*3*), 0.5 (*4*), 0.75 (*5*), $z/h = 1$ (*6*).

положения для $\beta = 0.4$. С повышением давления жидкие частицы сначала быстро смещаются от пластины с делящимся материалом, что происходит приблизительно до относительного давления 2.5. При дальнейшем увеличении давления жидкие частицы начинают двигаться в обратном направлении. Такое поведение связано с выравниванием профиля энерговклада при увеличении давления (рис. 2).

Распределение относительной плотности в активном объеме в зависимости от давления для четырех значений параметра $\beta = 1$, 0.8, 0.6 и 0.4 представлено на рис. 5. Жирной линией на рисунке обозначена средняя плотность в активном объеме (кривая *1*). Из рисунка видно, что внутренняя область кюветы в направлении оси 0$z$ может быть разделена на две области: область, где плотность ниже средней, и область, где плотность выше среднего значения, причем положение границы приблизительно совпадает с серединой кюветы $z = 0.5$ и слабо зависит от давления (зависимость от давления связана с ненулевым смещением жидких частиц). Для кювет без буферного объема, как это следует из формул (25), с увеличением до бесконечности движение жидких частиц прекращается и распределение плотности в лагранжевых координатах становится обратно пропорциональным распределению фактора энерговклада [1].

При наличии буферного объема на распределение плотности оказывают влияние два различных процесса: уменьшение средней плотности в активном объеме за счет вытекания газа в буфер и перераспределение плотности газа в поперечном к пластинам с делящимся материалом направлении. В нижней половине кюветы $0 < z < 0.5$ (область расширения) влияние этих процессов складывается, что приводит к более быстрому уменьшению плотности газа в этой области по сравнению со случаем $\beta = 1$. С другой стороны, в верхней половине кюветы $0.5 < z < 1$ (область сжатия) эти процессы являются конкурирующими: сначала может наблюдаться (при определенных условиях) сжатие газа, которое при увеличении давления обязательно сменяется расширением (рис. 5).

## Заключение

Проведенное в данной работе исследование показало, что наличие буферного объема в лазерных и люминесцентных кюветах с ядерной накачкой оказывает существенное влияние на газодинамические процессы, происходящие в кюветах. Основным эффектом является вытекание газа из активного объема в буфер во время импульса накачки, что приводит к уменьшению средней плотности газа в активном объеме, выравниванию профиля и уменьшению абсолютного значения энерговклада.

Предложенная модель является обобщением одномерной модели газодинамики в кюветах плоской геометрии [1] и является справедливой при любых значениях вложенной энергии в активную среду. Это позволяет использовать данную модель для оценочных расчетов газотермодинамических и оптических параметров в лазерных и люминесцентных кюветах с накачкой осколками деления урана при высоких значениях вложенной энергии.

## Список литературы

[1] *Torczynski J.R.* // J. Fluid Mech. 1989. Vol. 201. P. 167–188.
[2] *Sinyanskii A.A., Melnikov S.P.* // Proc. SPIE. 1998. Vol. 3686. P. 43–55.
[3] *Матьев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 1. С. 79–85.
[4] *Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И.* // Изв. Академии наук СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009–2015.
[5] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
[6] *Пикулев А.А.* // Тр. III Междунар. конф. „Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы“. Снежинск, 2003. С. 307–315.
[7] *Матье В.Ю.* // Тр. II Междунар. конф. „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Арзамас-16, 1995. Т. 1. С. 410–420.
[8] *Матье В.Ю.* // Тр. отраслевой конференции „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Обнинск, 1993. Т. 2. С. 79–88.
[9] *Ландау Л.Д., Ливашиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
[10] *Самарский А.А., Гулин А.В.* Численные методы. М.: ГФМЛ. 1989. 432 с.
[11] *Казазян В.Т., Литвиенко Б.А., Рогинец Л.П., Савушкин И.А.* Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника. 1972. 248 с.