

## ОПТИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЛАЗЕРАХ С ЯДЕРНОЙ НАКАЧКОЙ

## OPTICAL INHOMOGENEITIES IN NUCLEAR-PUMPED LASERS

А. Н. Сизов

A. N. Sizov

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров Нижегородской обл.

Federal Nuclear Center of Russia – All-Russian Research Institute of Experimental Physics

*Изложены основные этапы расчетных исследований оптических неоднородностей в лазерах с ядерной накачкой**This report contains major steps of calculated studies of optical inhomogeneities in nuclear pumped lasers*

Неоднородности удельного энерговклада в лазерах с накачкой осколками деления ядер и теплообмен возбуждаемого газа со стенками лазерной кюветы приводят к пространственному перераспределению плотности, т. е. к нарушению оптической однородности рабочей среды. В докладе [1] со ссылкой на отчет А. Н. Сизова и Ю. Н. Дерюгина за 1980 год указывается, что впервые расчетно-теоретические исследования динамики возникновения и развития оптических неоднородностей в таких лазерах были начаты во ВНИИЭФ. На первом этапе данные исследования касались лишь явлений, возникающих в герметичных лазерах, возбуждаемых импульсными потоками нейтронов.

Расчеты были проведены для цилиндрических лазеров с зависимостью только от одной радиальной координаты  $r$  [2, 3]. Они показали, что в ходе импульсного возбуждения объем газа разделяется на две характерные части, существенно отличающиеся друг от друга по своим оптическим свойствам. В центральной части под влиянием монотонно возрастающего от оси кюветы к ее стенкам профиля энергосвечения тормозящихся в газе осколков возникает область (названная активной областью) с отрицательными значениями градиентов плотности и показателя преломления  $|\nabla n| \sim 10\text{--}6 \text{ см}^{-1}$ . В периферийной части, прилегающей к стенкам кюветы, образуется зона (названная пассивной зоной) с большими положительными градиентами плотности и показателя преломления до  $\nabla n \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ .

Пассивная зона возникает в области, где сильную роль играет теплоотвод к твердой стенке, теплоемкость единицы объема которой значительно превосходит теплоемкость единицы объема газа. Световые лучи, имеющие в какой-либо точке этой зоны направление параллельное оси кюветы, отклоняются к ее стенкам и упираются в них (по крайней мере, за несколько проходов резонатора). Поэтому эта зона не должна входить в область, охваченную генерацией. В активной области, образующей положительную газовую линзу, световые лучи осциллируют около оптической оси с пространственным периодом порядка десятка метров. На начальном этапе возбуждения при временах порядка миллисекунд размер пассивной зоны возрастает пропорционально  $\sqrt{t}$ . Однако, начиная с  $t > 10$  мс, зависимость этого размера от времени заметно отклоняется от указанной закономерности – пассивная зона развивается более стремительно. К моменту  $t \sim 0,1$  с зона с положительным градиентом показателя преломления охватывает практически весь газовый объем. Вследствие этого в квазистационарных (с длительностью  $\tau_n \geq 0,1$  с) и стационарных режимах возбуждения герметичных лазеров, в большей части газового объема создаются неблагоприятные для получения генерации условия. Необходимым условием получения непрерывной генерации в этих режимах является прокачка газа, при которой его полная смена в кювете осуществляется за временной интервал  $\Delta t \sim 0,01$  с. Расчеты, выполненные для лазерных кювет с плоскопараллельным расположением урановых слоев, привели к тем же выводам.

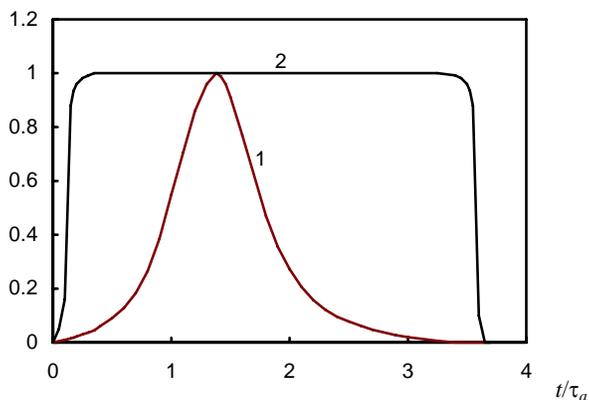
$\Phi$ , отн. ед.

Рис. 1. Временная зависимость плотности потока тепловых нейтронов: 1 – импульс с длительностью на половине высоты  $\tau_n = 0,8$  мс ( $\tau_a = 1$  мс); 2 – импульс с длительностью  $\tau_n \approx 1$  с ( $\tau_a = 0,3$  с);

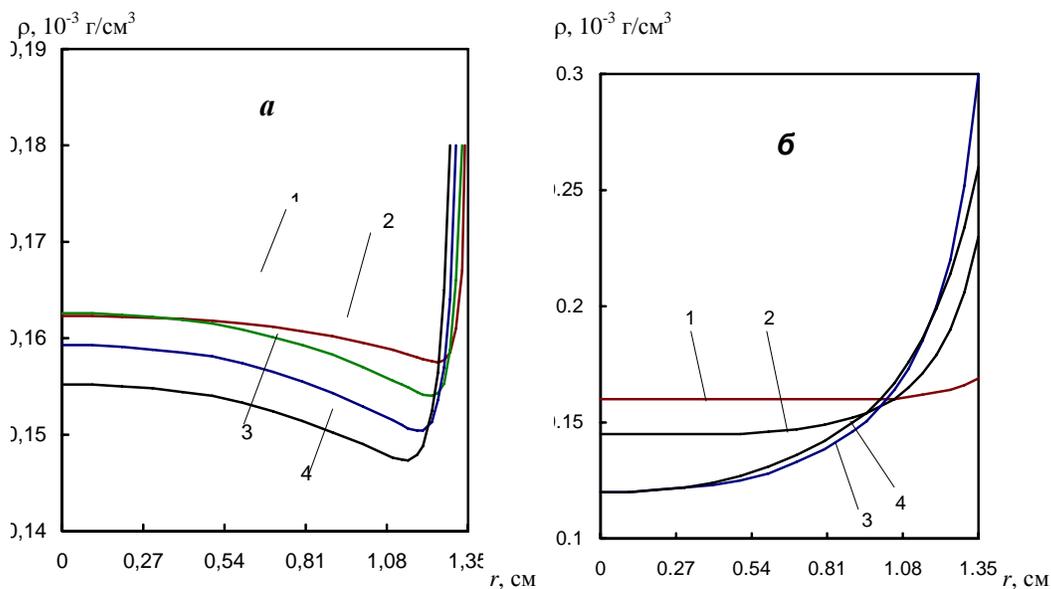


Рис. 2. Распределение плотности газа по сечению лазерной кюветы (*a* – импульс с длительностью  $\tau_n = 0,8$  мс: 1 –  $t = 1$  мс, 2 –  $t = 1,4$  мс, 3 –  $t = 1,8$  мс, 4 –  $t = 2,2$  мс; *б* – импульс с длительностью  $\tau_n \approx 1$  с: 1 –  $t = 0,03$  с, 2 –  $t = 0,06$  с, 3 –  $t = 0,1$  с, 4 –  $t = 1$  с).

Были проведены эксперименты [4], которые полностью подтвердили эти результаты. Как расчеты, так и эксперименты показали, что меньшие поперечные перепады плотности и, следовательно, показателя преломления возникают при сходных начальных условиях для газовых смесей с меньшим атомным весом. Величина этих перепадов уменьшается с понижением начального давления.

Примерно в те же годы аналогичные исследования проводились также и другими авторами (см., например, [5–9]). В задачу данного доклада не входило детальное перечисление физических упрощений, использованных в каждой конкретной работе. Упомянем только, что согласно [10] авторы [5, 6, 7] полностью пренебрегают теплообменом. В работе [7], кроме того, профиль удельного энерговыклада, привязанный к эйлеровым координатам, полагается неизменным на протяжении всего импульса возбуждения. В работах [5, 6, 8] указанный профиль привязывается к лагранжевым координатам, что более корректно соответствует физике протекающих процессов. В работе [9] зависимость профиля удельного энерговыклада от переменной плотности определяется точно, однако используются упрощенные газодинамические уравнения.

Расчетным путем были исследованы способы противодействия развитию пассивной зоны. Первый способ – использование импульса накачки, период нарастания переднего фронта которого существенно меньше характерного времени выравнивания температурного поля в газовом объеме. Второй – синхронный с возрастанием температуры газа подогрев стенок лазерной кюветы за счет введения в материал стенок малых концентраций ядер  $^{235}\text{U}$  (или за счет существенного увеличения толщины активного уранового слоя, служащего поверхностным источником возбуждающих газ осколков деления). В результате указанных исследований был сделан вывод: для того, чтобы при первом способе в кювете с выбранными параметрами, по крайней мере, половина объема газовой смеси входила в состав активной области, период нарастания потока нейтронов должен быть не выше  $\tau = 7,5$  мс. При этом время существования активной области такого объема не превосходит 0,1 с. При применении второго способа можно полностью избежать появления пассивной зоны. Однако даже при сравнительно умеренных флюенсах тепловых нейтронов  $\phi \sim 10^{13}$  н/см<sup>2</sup> при оптимальной толщине уранового слоя  $\delta_{\text{U}} = 2,8 \cdot 10^{-4}$  см как сама стенка кюветы, так и газ нагреваются более, чем на  $\Delta T = 1000$  К, за время  $t \sim 0,1$  с, что также ограничивает возможности применения указанного способа.

Для достижения устойчивой генерации в стационарном режиме необходимость полной смены газа за короткий временной интервал  $\Delta t \sim 0,01$  с требует введения непрерывной прокачки газа. Однако при реализации прокачного режима существует опасность турбулизации газового потока, что может привести к ощутимым флуктуациям показателя преломления. Возникают проблемы искажения волнового фронта и заметного ослабления когерентного светового пучка. В [10] проведен оценочный анализ допустимых значений скоростей течения газа, при которых турбулентные пульсации заведомо не оказывают прямого воздействия на оптическое качество среды.

$$\bar{U} < \frac{1}{3} u_s \left\{ \frac{\lambda^2 \ln[r_m(1-R_D)]}{16\pi^2 C_n^2 \Lambda L_A} \right\}^{1/4},$$

где  $C_n$  – константа рассматриваемого сорта газа (из соотношения связи плотности  $\rho$  и показателя преломления  $n = 1 + C_{n\rho}$ );  $L_A$  – длина активного усиливающего участка газовой среды, заполняющей резонатор (можно принять равной размеру уранового слоя в направлении оптической оси);  $R_D$  – доля дифракционных и других потерь;  $r_m$  – коэффициент отражения выходного зеркала (коэффициент отражения второго зеркала принимается равным единице);  $\bar{U}$  – усредненная по поперечному сечению скорость газа в канале;  $u_s$  – скорость звука;  $\Lambda$  – характерный размер крупномасштабных вихрей;  $\lambda$  – длина световой волны. В результате таких оценок получено, что в лазере с параметрами  $L_A = 1$  м;  $\Lambda = 1$  см (т. е. порядка поперечного размера лазерного канала);  $R_D = 0$ ;  $r_m = 0,9$  для смесей на основе He (при  $P_0 = 50$  кПа) имеем  $U < 30$  м/с, а на основе Ag (при  $P_0 = 50$  кПа) –  $U < 10$  м/с.

Турбулизация среды может привести к ощутимому увеличению размеров пассивной области по сравнению с режимом ламинарного течения, поскольку скорость выравнивания усредненных профилей температуры и плотности при турбулизации возрастает. В [10] показано, что эффективный коэффициент турбулентной теплопроводности  $a_T$  оценивается как  $a_T \sim \Lambda \bar{U}$ . Среднее время прохождения порцией газа участка лазерного канала длиной  $x$  составляет  $t \sim x/\bar{U}$ . Полагая, что зависимость роста размера  $l$  пассивной зоны от времени пребывания газа в канале определяется закономерностью  $l \sim \sqrt{a_T t}$ , для размера этой зоны на участке канала, охваченном турбулентностью имеем  $l \sim \sqrt{\Lambda x}$ . Таким образом, пассивная зона может охватить практически всю ширину канала  $d$  по прохождении газом турбулентного участка длиной  $x \sim d^2/\Lambda$ , что в предположении  $\Lambda \sim d$  дает  $x \sim d$ , т. е. заведомо меньше продольной длины канала.

В связи с этим во ВНИИЭФ была предложена концепция системы с поперечной (по отношению к оптической оси) прокачкой газовой смеси [10]. Система представляет собой набор лазерных каналов прямоугольного сечения с плоскими урановыми слоями шириной  $\sim d$ , нанесенными на внутреннюю поверхность боковых стенок каналов, параллельных направлению газового потока. Для охлаждения разогреваемой в канале смеси на его выходе размещается пластинчатый радиатор. За выходным радиатором может быть помещен следующий лазерный канал, для которого

указанный радиатор будет входным и т. д. Таким образом может быть построена цепочка лазерных каналов, объединенных в единый газовый контур.

В работе [11] был предложен относительно простой метод прямого численного расчета двумерных пространственных неоднородностей в канале ЛЯН с поперечной прокачкой газа. Он основан на том, что при течении газа в плоскопараллельном канале (см. рис. 3), длина которого  $b$  сопоставима с его поперечным размером  $d$ , давление в поперечном сечении лазерного канала практически однородно [10]. Характерное время выравнивания температуры газа в канале составляет  $\tau_T \sim d^2/a$ , где  $a$  – коэффициент температуропроводности газа ( $a \leq 1 \text{ см}^2/\text{с}$ ). При  $d \sim 1 \text{ см}$  время выравнивания температурного поля в канале  $\tau_T \geq 1 \text{ с}$ . Время, за которое порция газа проходит канал, определяется соотношением  $\tau \sim b/U$ . При скоростях прокачки  $U > 1 \text{ м/с}$  и  $b \sim 10 \text{ см}$  среднее время присутствия порции газа в канале  $\tau < 0,1 \text{ с}$ . Указанный метод двумерного расчета течения газа в канале применим для скоростей газового потока, при которых время нахождения порции газа в канале  $\tau$  заметно меньше характерного времени теплообмена  $\tau_T$ . В этом случае при приближенных расчетах процессами теплообмена в подавляющей части газового объема можно пренебрегать. Исключение составляют лишь тонкие пристеночные слои пассивных зон. В [10] показано, что в лазерах с прокачкой размер пассивной зоны зависит от числа Прандтля, т. е. определяется не только теплопроводностью, но и вязкостью, и приближенно может быть представлен зависимостью  $l_a = A\sqrt{ax/U}$  (коэффициент  $A$  лежит в пределах  $1,4 < A < 1,9$ ).

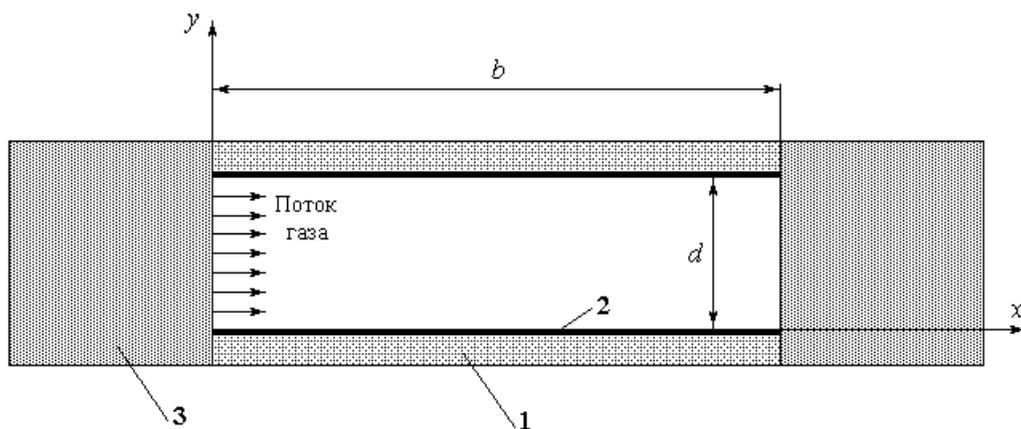


Рис. 3. Поперечный разрез лазерного канала: 1 – металлическая подложка; 2 – слой урана; 3 – радиатор

В первом приближении описываемого метода линии тока и, соответственно, выделенные вдоль каждой линии струи газа полагались прямолинейными, а пространственное распределение энерговклада осколков рассчитывалось в предположении, что распределение плотности газа однородно по объему канала. Затем для каждой линии тока рассчитывалась зависимость температуры газа от направленной вдоль течения координаты  $x$ , а по ней с помощью уравнения состояния, исходя из условия, что давление газа практически однородно по всему каналу, рассчитывается пространственное распределение плотности газа. Далее, в соответствии с результатами работ [12, 13], согласно которым профиль продольной скорости газа  $U_n(x)$  поперечно однороден (за исключением узкого пристеночного вязкого пограничного слоя), и исходя из требования постоянства массового расхода как во всем канале, так и в каждой из выделенных струй, рассчитывались скорость газа и изменение поперечных размеров струй в зависимости от координаты  $x$ . Это позволяло определять искривление линий тока, а по ним корректировать пространственное распределение плотности газа. На следующем этапе расчет распределения удельного энерговклада осколков производился по полученному на предыдущем этапе распределению плотности, а затем процедура отыскания распределения плотности повторялась. Таким образом, при расчетах течение газа в плоском канале представлялось в виде суперпозиции независимых струй, изгиб и толщина которых могут меняться с пройденным расстоянием  $x$ . Влиянием вязкости внутри струй и трения между соседними струями пренебрегалось; теплообменом между струями также пренебрегалось.

Распределение температуры в пассивной зоне описывалось параболическим приближением

$$T_p(x, y) = \alpha_0(x) + \alpha_1(x)y + \alpha_2(x)y^2.$$

Коэффициенты  $\alpha_i$  определялись из условий на границе пассивной зоны и на стенке канала. Так, например, при постоянной температуре стенки используются условия:

$$T_p(x, l_a) = T(x, l_a); \quad \partial T_p(x, l_a) / \partial y = 0; \quad T_p(x, 0) = T_0.$$

Поперечный размер пристеночной пассивной зоны на этом расстоянии определялся в первом приближении из соотношения

$$l_v(x) = R \left[ v \int_0^x \frac{dx}{\bar{U}(x)} \right]^{1/2}.$$

Для описания распределения скорости в вязком пограничном слое использовалось приближение [14]

$$u(x, y) = \bar{U} \left( \frac{3}{2} \frac{y}{l_v(x)} - \frac{1}{2} \left[ \frac{y}{l_v(x)} \right]^3 \right).$$

В этом случае согласно теореме импульсов  $R = 4,64$ .

Отличие результатов расчета распределения плотности по данной методике от аналогичных расчетов [12], выполненных по двумерной газодинамической программе, не превышает 2%. Было установлено, что вариации значения коэффициента  $A$  от 1,4 до 3 приводят к ощутимым изменениям плотности при расчетах одного и того же варианта задачи лишь в пассивной области; для активной области такие изменения не превышают ~1%.

Оптимизацию энергоуклада в герметичных, непрокачиваемых ЛЯН, возбуждаемых сравнительно короткими нейтронными импульсами длительностью порядка миллисекунд, удобно проводить по параметру [15]

$$\omega_0 = D_1 \varepsilon_0 \frac{w_0}{\langle w \rangle},$$

где  $D_1 = \delta_U / R_1$  – относительная толщина уранового слоя;  $\varepsilon_0$  – идеальная эффективность энергоуклада в канале с однородным распределением плотности (доля энергии, вложенной в газ от полной энергии деления, генерированной в урановых слоях лазерного канала)  $R_1$  – длина пробега среднего осколка деления в этих слочх;  $w_0$  – удельная мощность энергоуклада в центре лазерного канала;  $\langle w \rangle$  – среднее по сечению канала значение удельной мощности энергоуклада.

В лазерных каналах с прокачкой газа пристеночная пассивная зона при относительно невысоких скоростях прокачки может достигать на выходе из канала заметных размеров. Кроме того, в продольном направлении плотность газа монотонно падает. В силу этих причин реальная эффективность энергоуклада  $\varepsilon$  может заметно отличаться от эффективности энергоуклада невозмущенного канала  $\varepsilon_0$ . Поэтому в [11] были предложены более строгие формулировки параметров оптимизации:

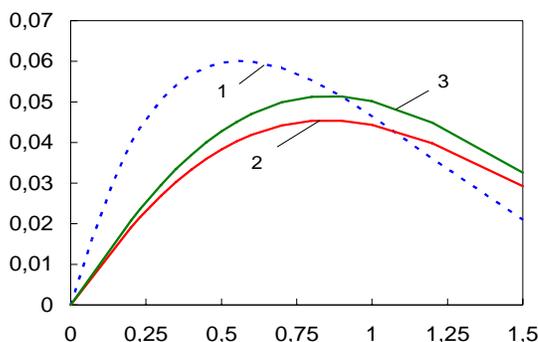
$$\omega_1 = D_1 \varepsilon \frac{\langle w(0) \rangle_x}{\langle w(x, y) \rangle}; \quad \omega_2 = D_1 \varepsilon \frac{w(h/2, 0)}{\langle w(x, y) \rangle};$$

$$\langle w(0) \rangle_x = \frac{1}{h} \int_0^h w(x, 0) dx; \quad \langle w(x, y) \rangle = \frac{1}{hd} \int_0^h \int_{-d/2}^{d/2} w(x, y) dx dy$$

где  $w(h/2, 0)$  – значение удельного энергоуклада в точке, соответствующей геометрическому центру канала;  $w(x, y)$  – значение удельного энергоуклада в точке с координатами  $x$  и  $y$ .

На рис. 4 показаны зависимости параметров оптимизации  $\omega_1$  и  $\omega_2$  от давления аргона в канале при скорости на входе  $U_0 = 4,5$  м/с. Здесь же показана аналогичная зависимость для идеального параметра  $\omega_0$  (при  $U_0 = 0$ ). В приведенных расчетах канал характеризуется размерами  $d = 2$  см,  $b = 6$  см и открытыми (без защитной пленки) слоями из металлического урана толщиной  $\delta_U = 2,78$  мкм (относительная толщина  $D_1 = 0,5$ ) и протяженностью  $b = 6$  см. Полагалось, что интенсивность делений урана в активных слоях составляет  $q = 2 \cdot 10^{16}$  дел/с·см<sup>3</sup>. На рис. 5 приведены расчетные зависимости оптимальных (по энерговкладу) давлений аргона и гелия от скорости прокачки. Отметим, что оптимальное давление аргона в канале с прокачкой газа в исследованном интервале скоростей  $U_0$  может в 1,5 раза (до  $P = 0,9$  атм) превышать оптимальное давление для герметичного непрокачного лазера, работающего в режиме генерации сравнительно коротких ( $\leq 10$  мс) импульсов ( $P \approx 0,6$  атм), в то время как оптимальное давление гелия в канале с прокачкой газа слабо (не более 15 %) отличается от оптимального давления для герметичного непрокачного лазера. На рис. 6 и 7 для иллюстрации представлены пространственные распределения плотности аргона при оптимальном давлении  $P = 0,9$  атм,  $T_0 = 293$  К и скорости  $U_0 = 4,5$  м/с.

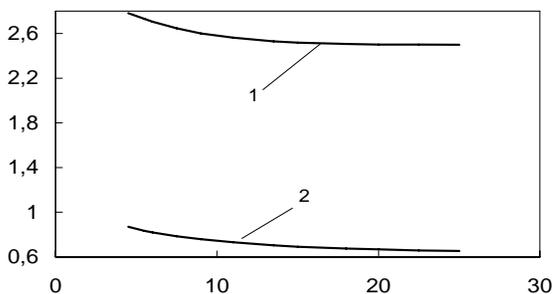
$\omega$ , отн. ед.



$P$ , атм

Рис. 4. Зависимость параметров оптимизации для аргона от давления при  $U_0 = 4,5$  м/с: 1 –  $\omega_0$ ; 2 –  $\omega_1$ ; 3 –  $\omega_2$ .

$P$ , атм



$U_0$ , м/с

Рис. 5. Зависимость оптимального давления газа от скорости прокачки: 1 – гелий; 2 – аргон

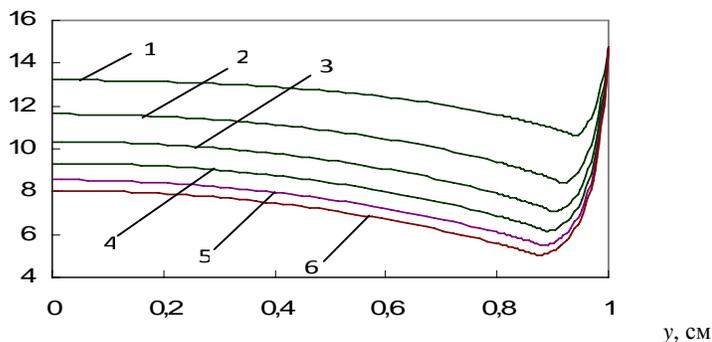
$\rho, 10^{-4} \text{ г/см}^3$ 

Рис. 6. Распределение плотности газа в лазерном канале в поперечном направлении при оптимальном давлении аргона ( $U_0 = 4,5 \text{ м/с}$ ): 1 –  $x = 1 \text{ см}$ ; 2 –  $x = 2 \text{ см}$ ; 3 –  $x = 3 \text{ см}$ ; 4 –  $x = 4 \text{ см}$ ; 5 –  $x = 5 \text{ см}$ ; 6 –  $x = 6 \text{ см}$ .

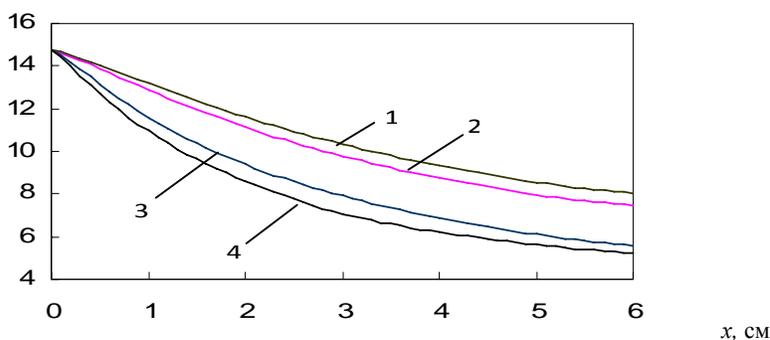
 $\rho, 10^{-4} \text{ г/см}^3$ 

Рис. 7. Распределение плотности газа в лазерном канале в продольном направлении при оптимальном давлении аргона ( $U_0 = 4,5 \text{ м/с}$ ): 1 –  $y = 0$ ; 2 –  $y = 0,4 \text{ см}$ ; 3 –  $y = 0,8 \text{ см}$ ; 4 –  $y = 0,9 \text{ см}$ .

### Список литературы

1. Матьев В. Ю. Газодинамика околоцентральных областей в герметичных каналах ЛЯН // Тр. 2-й Международ. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16, 1995. Т. 1. С. 410–420.
2. Сизов А. Н., Дерюгин Ю. Н. Расчет пространственных неоднородностей в цилиндрических газовых лазерах с ядерной накачкой // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Ленинград, 1990. С. 132.
3. Сизов А. Н., Дерюгин Ю. Н. Расчеты пространственных неоднородностей в цилиндрических газовых лазерах с накачкой осколками деления // ЖТФ. 1992. Т. 62, № 9. С. 107–111.
4. Боровков В. В., Лажинцев Б. В., Мельников С. П., Мочкаев И. Н., Нор-Аревян В. А., Синянский А. А., Федоров Г. И. Исследование оптических неоднородностей в лазерах с ядерной накачкой // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1990. Т. 54, № 10. С. 2009–2015.
5. Анучин М. Г., Гребенкин К. Ф., Кандиев Я. З., Черепанова Е. И. Расчетное исследование накачки газовой среды заряженными частицами – продуктами ядерных реакций // ЖТФ. 1991. Т. 61, № 1. С. 3–8.
6. Torczynski J. R. On the motion of a gas experiencing range-dependent volumetric heating // J. Fluid Mech. 1989. Vol. 201. P. 167–188.
7. Гулевич А. В., Дубовская В. А., Зродников А. В., Качанов Б. В. Расчетное исследование газодинамических и тепловых характеристик лазерно-активного элемента // Тр. отраслевой конф.

«Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Обнинск, 1993. Т. 3. С. 77–82.

8. Матьев В. Ю., Боровков В. В., Мельников С. П. Оптические неоднородности в цилиндрических лазерах с ядерной накачкой // Квантовая электроника. 2000. Т. 30, № 3. С. 215–220.

9. Качанов Б. В., Гулевич А. В. О влиянии неравномерности нейтронного потока и плотности газа на энерговыдел осколков деления в лазерно-активном элементе // Тр. 2-й Межд. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16, 1995. Т. 1. С. 358–363.

10. Мельников С. П., Сизов А. Н., Синянский А. А. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008.

11. Сизов А. Н., Бабич Л. П., Куцык И. М., Приходько Е. В. Расчет пространственных неоднородностей в прокачных ЛЯН // Тр. 3-й Международ. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы». Снежинск, 2003. С. 298–306.

12. Montierth L. M., Neuman W. A., Nigg D. W., Merrill B. J. Energy deposition in direct nuclear pumped optical cavities // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69, No. 10. P. 6776–6788.

13. Матьев В. Ю. Двумерный профиль скорости течения газа в каналах ЛЯН // Тр. 2-й Международ. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой». Арзамас-16, 1995. Т. 1. С. 430–442.

14. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Иностран. лит-ра, 1956. С. 650.

15. Сизов А. Н. О связи пространственных неоднородностей накачки с мощностью генерации лазеров, возбуждаемых осколками деления урана // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 9. С. 64–67.