

02

©1992 г.

РАСЧЕТЫ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ С НАКАЧКОЙ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ

А. Н. Сизов, Ю. Н. Дерюгин

Выполнены расчеты динамики развития неоднородностей плотности, возникающих в цилиндрических газовых лазерах, возбуждение которых осуществляется осколками деления урана. Получено хорошее согласие с экспериментом.

В последние годы заметно возрос интерес к лазерам с ядерной накачкой на смесях инертных газов (см., например, [1,2]). В большинстве случаев они представляют собой герметичные кюветы [3,4], в которых возбуждение лазерных сред осуществляется осколками деления ядер урана, эжектируемыми из тонких урансодержащих активных слоев, нанесенных на внутреннюю поверхность цилиндрической трубки кругового сечения [3] или на плоские параллельные пластинки [4]. Для инициирования делений ядер ^{235}U использовались импульсные потоки тепловых нейтронов длительностью до $\tau \sim 10^{-3}$ с. Наряду с непосредственными экспериментальными исследованиями лазерных смесей большое внимание уделяется анализу кинетики лазерных переходов, установлению механизма образования инверсной населенности и разработке кинетических моделей лазеров указанного типа [1,5].

Для расчета с использованием упомянутых моделей плотности мощности излучения на выходе из резонатора необходимо знать коэффициент вредных потерь, которые возникают в основном за счет развития оптических неоднородностей в активной среде. В работе [1] коэффициент вредных потерь принимался равным нулю, хотя в той же работе указывается, что для смеси Ar-Xe при давлениях аргона выше 0.5 атм потери могут быть существенными. Важное значение для расчета полной мощности излучения имеют и поперечные размеры области лазерной среды, которая не охвачена генерацией. Возникновение указанной области также связано с развитием оптических неоднородностей.

В работе [6] приведены результаты экспериментов по определению оптических неоднородностей в кюветах газовых лазеров с ядерной накачкой. Краткое сообщение о расчетных исследованиях по возникновению и развитию названных оптических неоднородностей опубликовано в [7]. В

данной работе более детально излагаются результаты расчетов такого рода и сравнение их с экспериментами [6]. Названные эксперименты были выполнены как с кюветами прямоугольного сечения, так и с цилиндрическими кюветами. Последние обладают симметрией, что в значительной степени упрощает проведение численных расчетов динамики упомянутых явлений. Сравнение результатов таких расчетов с экспериментом позволяет судить о степени справедливости существующих представлений по физике возникновения и развития оптических неоднородностей.

В экспериментах [6] слой окиси-закиси урана (90% обогащения по ^{235}U) со средней толщиной 5.9 мг/см^2 был нанесен на внутреннюю поверхность цилиндрической алюминиевой трубки радиусом $r_T = 1.4 \text{ см}$ и длиной 57 см , толщина трубки 3 мм . Трубка помещалась во внешний цилиндрический кожух из нержавеющей стали длиной 77 см с внутренним диаметром 3.5 см и толщиной стенки 2.5 мм . Кювета облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов. Среднее по активной длине кюветы число делений в уране за импульс составляло $1.47 \cdot 10^{10} \text{ дел/мг}$. Длительность импульса на половине высоты равна $\sim 3 \text{ мс}$ [6].

В данной работе в предположении, что распределение плотности делений в активном слое исследуемой кюветы не зависит от координат, а ее длина заметно превосходит поперечный размер, динамика газа описывалась зависящей лишь от времени и радиальной координаты системой уравнений, включающей уравнения движения и непрерывности, уравнение энергии с учетом переноса тепла и уравнение состояния, которое для инертных газов в рассматриваемой области изменения температуры и давления хорошо передается уравнением состояния идеального газа. Численные расчеты проводились по методике [8]. Пространственное распределение удельных источников энерговыклада $q(r, t)$ в газе и урано-содержащем активном слое, обусловленное торможением осколков деления, определялось способом, изложенным в [9]. Следует отметить, что в ходе облучения распределение плотности газа в реальном лазере трансформируется со временем. Соответственно поскольку потери энергии ионов на единице пути однозначно связаны с плотностью тормозящей среды, то деформируется и профиль удельного энерговыклада осколков деления по сечению лазерной кюветы. Для учета этого фактора распределение удельных источников энерговыклада привязывалось к лагранжевым координатам. На границах контакта газа и активного слоя, активного слоя и алюминиевой трубки, на которую нанесен этот слой, задавалось равенство температур и потоков тепла. Внешняя поверхность трубки считалась теплоизолированной. Теплоемкость и коэффициенты теплопроводности активного слоя и алюминиевой трубки полагались неизменными, зависимость коэффициента теплопроводности газа от температуры задавалась согласно рекомендациям [10]. Набор газов, значения их начальных давлений и температур, временная зависимость интенсивности облучения, заложенные в расчеты, полностью повторяют соответствующие экспериментальные характеристики. Форма облучающего импульса приведена на рис. 1.

На рис. 2 для примера представлены распределения плотности газа по радиусу для нескольких моментов времени в варианте заполнения кюветы гелием (начальное давление $P_0 = 2 \text{ атм}$). Расчеты показывают, что объем газа разделяется на две части. Граница раздела $r_0(t)$ определяется равенством $\partial\rho(r, t)/\partial r = 0$. При $0 < r < r_0(t)$ градиент плотности газа

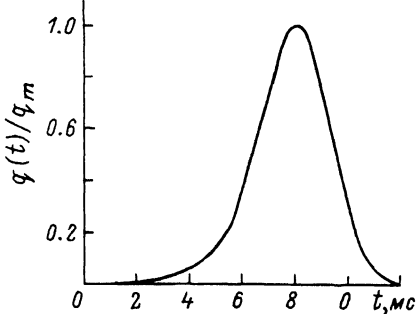


Рис. 1. Форма облучающего импульса.

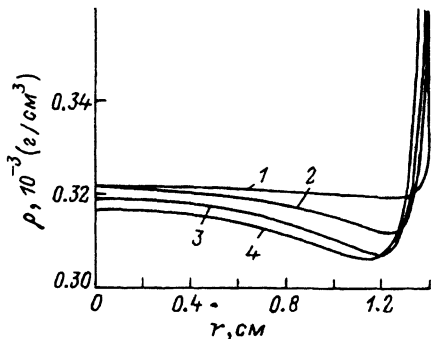


Рис. 2. Распределение плотности газа в кювете, заполненной гелием.

$P_0 = 2$ атм; t , см: 1 — 6, 2 — 8, 3 — 10, 4 — 12.

и, следовательно, градиент показателя преломления отрицательны. При $r_0(t) < r < r_T$ градиент показателя преломления положителен и настолько велик, что световые лучи, имеющие в какой-либо точке этой области направление, параллельное оси кюветы, загибаются к внутренней поверхности алюминиевой трубки (по крайней мере за несколько проходов резонатора). В указанной области сильную роль играет теплоотвод к стенке алюминиевой трубки, теплоемкость единицы объема которой значительно превосходит теплоемкость единицы объема газа. С течением времени поперечный размер этой области увеличивается по закону $\sim \sqrt{at}$, где a — коэффициент температуропроводности газа.

В экспериментах [6] непосредственно измерялись ход изменения давления $\Delta P(t) = P(t) - P_0$ (P_0 — начальное давление газа в кювете) и изменение оптического пути зондирующего излучения лазера непрерывного действия. Изменения плотности исследуемой среды пересчитывались по данным оптических измерений, поскольку они однозначно связаны с указанными изменениями оптического пути. В [6] экспериментальные результаты по изменениям плотности представлены относительной величиной $\sigma(r, t) = \rho(r, t)/\rho_0$ (где ρ_0 — начальная плотность газа).

Полученные из расчетов зависимости давления в кювете от времени и пространственные распределения плотности и температуры газа в любой момент находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов [6].

На рис. 3–5 приведены для иллюстрации некоторые расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (штриховые) зависимости давления $\Delta P(t)$, изменения относительной плотности на оси кюветы и распределения относительной плотности $\sigma(r)$ по радиусу кюветы. В таблице представлены физические характеристики, полученные экспериментальным путем и в результате расчетов.

В данной таблице $q(1)/q(0)$ — отношение удельного энерговклада в газ на расстоянии $r = 1$ см от оси кюветы к его значению при $r = 0$; ΔP_m — максимальный прирост давления в кювете; $\sigma(0, t)$ — значение приведенной плотности на оси кюветы в момент $t = 10$ мс.

Обращает на себя внимание стабильное завышение приведенной расчетной плотности $\sigma(0, t)$ над экспериментальной. Указанное завышение можно объяснить тем, что в расчетах никак не учитывается истечение

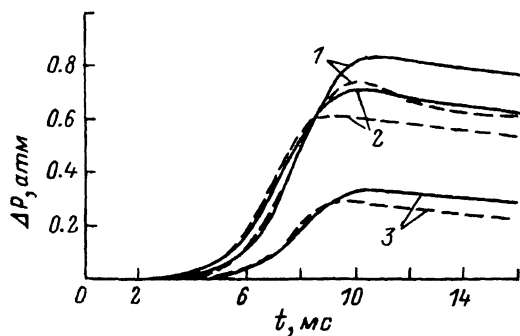


Рис. 3. Изменение давления в кювете со временем.

$P_0 = 1$ атм; 1 — Ar, 2 — Ne, 3 — He.

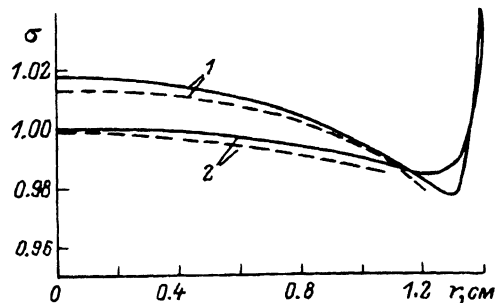


Рис. 4. Зависимость приведенной плотности в центре кюветы от времени.

1 — Ar, 2-4 — Ne; P_0 , атм: 1,4 — 1, 2 — 5, 3 — 2.

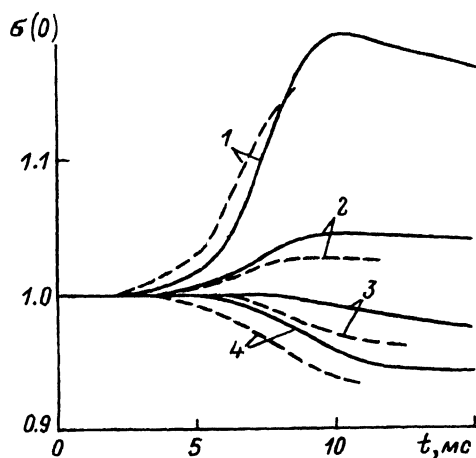


Рис. 5. Распределение относительной плотности газа Ne по радиусу.

t , мс: 1 — 7.6, 2 — 7.5; P_0 , атм: 1 — 5, 2 — 2.

Таблица.

Газ		Ne				Ar			Ne
P_0 , атм		1	2	3	5	0.25	0.5	1	1
$q(1)$	Эксперимент	1.11	1.33	1.43	2.5	1.11	1.43	2.5	1.67
	Расчет	1.10	1.21	1.45	3.1	1.10	1.22	2.15	1.41
ΔP_m , атм	Эксперимент	0.30	0.51	—	0.69	—	—	0.74	0.61
	Расчет	0.34	0.58	0.68	0.65	0.41	0.68	0.83	0.72
$\sigma(0, t)$ $t = 10$ мс	Эксперимент	0.939	0.969	0.98	1.026	0.79	0.87	—	0.945
	Расчет	0.959	0.991	1.013	1.044	0.97	10.43	1.19	1.069

газа в ходе облучения в буферный объем (пространство между торцевыми окнами внешнего кожуха кюветы и столбом газа, охваченным алюминиевой подложкой, а также зазор между этой подложкой и внутренней цилиндрической поверхностью кюветы [6]), которое имело место в экспериментах. Однако это завышение невелико и не приводит к заметным

отличиям в пространственном распределении профиля плотности. Оценки показывают, что наибольшего значения доля утекающего в буферный объем газа достигает для аргона и за весь импульс облучения не превосходит 25%. Для неона и гелия эта величина не превышает 12 и 7% соответственно.

Результаты приводимых расчетов в согласии с экспериментами [6] показали, что для используемых в лазерах с ядерной накачкой благородных газов меньшие перепады плотности и, следовательно, показателя преломления возникают при сходных начальных условиях для газов с меньшим атомным весом. Величина указанных перепадов уменьшается с понижением начального давления.

Расчеты подтверждают замеченное в экспериментах [6] возникновение вблизи подложки с урансодержащим активным слоем области с большими положительными градиентами плотности. Соответствующие им градиенты показателя преломления составляют $\text{grad}n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$.

Сопоставление результатов данных расчетов с экспериментальными позволяет сделать вывод о справедливости использованной расчетной модели, что открывает возможность для отыскания оптических потерь при вычислении характеристик лазеров с накачкой осколками деления.

Авторы выражают благодарность В.В.Боровкову и Б.В.Лажинцеву за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 100–113.
- [2] Alford W.I., Haas G.N. // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65. N 10. P. 3760–3766.
- [3] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 10. С. 422–424.
- [4] Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 245. С. 80–83.
- [5] Воинов А.М., Мельников С.П., Синянский А.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 19. С. 56–59.
- [6] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 10. С. 2009–2015.
- [7] Сизов А.Н., Дерюгин Ю.Н. // Тез. Докл. VI Всесоюз. конф. „Оптика лазеров“. Л., 1990. С. 132.
- [8] Дмитриев Н.А., Софронов И.Д., Тихомиров Б.П. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методика и программы численного решения задач математической физики. 1983. Вып. 3 (14). С. 3–8.
- [9] Казаян 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. 246 с.
- [10] Варгафтик Н.Б., Филипов Л.П., Тарзиманов А.А., Тоцкий Е.Е. Теплопроводность жидкостей и газов. М.: Изд-во стандартов, 1978. 472 с.

Поступило в Редакцию
15 июля 1991 г.