

Распределение интенсивности проточного газового лазера с ядерной накачкой

А.Н.Корзнев, Ю.М.Лимарь, А.Н.Сизов, А.А.Синянский

Экспериментально показано, что в проточных газовых лазерах с накачкой рабочей смеси осколками деления ядер урана возникают две зоны генерации, смещенные непосредственно ко входному участку лазерного канала. С возрастанием мощности накачки эти зоны сливаются в одну, которая расширяется в направлении выходного сечения канала. Зависимость мощности генерации от времени качественно повторяет форму возбуждающего нейтронного импульса.

Ключевые слова: проточные газовые лазеры, лазер с ядерной накачкой, использование ядерного реактора.

1. Введение

В газовых лазерах с ядерной накачкой возбуждение лазерной среды осуществляется осколками деления ядер урана, вылетающими из урановых слоев, которые покрывают внутреннюю поверхность стенок кюветы [1–4]. Обычно лазеры, возбуждаемые осколками деления, имеют форму протяженного кругового цилиндра [1, 2] либо прямоугольного канала [3, 4]. В первом случае активный делящийся материал тонким слоем ($\delta_U \sim 1 - 10$ мкм) нанесен на внутреннюю поверхность цилиндрического корпуса лазера. Во втором – на две противоположные параллельные внутренние поверхности канала прямоугольного сечения.

Проведенные исследования развития оптических неоднородностей в герметичных газовых лазерах с ядерной накачкой [5, 6] привели к выводу о том, что необходимым условием получения непрерывной генерации в стационарном и квазистационарном режимах возбуждения является прокачка газа [7]. В результате была предложена концепция системы с поперечной (по отношению к оптической оси) прокачкой газовой смеси. Система представляет собой набор лазерных каналов прямоугольного сечения с плоскими урановыми слоями протяженностью ~ 10 см, расположенными вдоль газового потока. Слой нанесены на внутреннюю поверхность боковых стенок каналов, параллельных направлению этого потока. Для охлаждения разогреваемой в канале смеси на его выходе размещается радиатор в виде набора тонких металлических пластин, располагаемых параллельно потоку газа и перпендикулярно урановым слоям. На входе в канал ставится такой же радиатор, позволяющий за счет теплообмена газа с пластинами задать требуемую входную температуру рабочей смеси и выровнять ее скорость. За выходным радиатором может быть размещен следую-

щий лазерный канал, для которого указанный радиатор играет роль входного, и т. д. Подобным образом может быть построена цепочка лазерных каналов, связанных в единый газовый контур. Именно такая схема была реализована в четырехканальном лазерном модуле ЛМ-4 (см. рис. 1,а), работающем в комплексе с импульсным реактором БИГР [8].

В экспериментах с использованием герметичных лазерных кювет возбуждение осуществлялось импульсными потоками тепловых нейтронов с длительностью импульса на половине высоты $\tau \leq 3 \times 10^{-3}$ с. В экспериментах на прокачном модуле ЛМ-4 длительность возбуждающего нейтронного квазиимпульса составляла ~ 1.5 с. Практически такова же была и длительность генерации.

В работе [4] были выполнены исследования распределения на поверхности зеркала резонатора герметичного лазера с плоскопараллельным расположением урановых слоев интенсивности излучения, формы и площади светового пятна. Было показано, что в момент возникновения генерации излучающая зона сосредоточена вблизи оси лазерной кюветы, затем она начинает увеличиваться и в максимуме импульса генерации приобретает форму, близкую к прямоугольной. Распределение интенсивности излучения симметрично относительно плоскостей симметрии $y = \text{const}$ и $x = \text{const}$, проходящих через оптическую ось. Активный объем генерации достигает $\sim 60\%$ объема лазерной кюветы.

Описанное поведение определяется динамикой развития неоднородностей плотности газа и пространственного перераспределения интенсивности удельного энерговыклада в герметичной кювете лазера в ходе импульса накачки. Естественно, что в лазере с поперечной прокачкой газовой смеси указанная динамика должна иметь иной, более сложный характер. Соответственно должна измениться и картина распределения интенсивности излучения по сечению лазерного канала.

2. Развитие неоднородностей

В работах [5, 6, 9, 10] были выполнены экспериментальные и расчетные исследования динамики развития неоднородностей как в герметичных лазерах с ядерной

А.Н.Корзнев, Ю.М.Лимарь, А.Н.Сизов, А.А.Синянский. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: ankor@expd.vniief.ru, yura@tft.ru, sizovali@rol.ru, sinyanskii@expd.vniief.ru

накачкой, возбуждаемых нейтронными импульсами длительностью ~ 3 мс, так и в каналах стационарных и квазистационарных лазеров с поперечной прокачкой газа. Результаты исследований показали, что непосредственно у нанесенного на металлическую подложку уранового слоя образуется зона газа, из которой тепло интенсивно отводится к самой подложке. Указанная зона характеризуется очень большими положительными градиентами плотности и показателя преломления ($\nabla n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$). Световые лучи, направленные в какой-либо точке этой зоны параллельно оптической оси канала, отклоняются к подложкам, поэтому данная зона не должна входить в область, занятую генерацией. За пределами указанной (так называемой пассивной) зоны в центральной, активной части газового объема поперечные составляющие градиентов плотности и показателя преломления отрицательны и относительно невелики по абсолютной величине ($\nabla n \sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$).

Пассивная зона ограничена с одной стороны стенкой лазерного канала, а с другой – некоторой поверхностью, находящейся в газе на расстоянии l от стенки. Она характеризуется тем, что в ее пределах $\partial T/\partial u < 0$ и $\partial \rho/\partial u > 0$, а на лежащей в самом газе поверхности $\partial T(x, l)/\partial u = \partial \rho(x, l)/\partial u = 0$ (где T – температура газа, ρ – его плотность).

С течением времени размер пассивной зоны импульсных герметичных лазеров увеличивается по закону [9]

$$l(t) \approx A_1 \sqrt{at}, \quad (1)$$

где a – коэффициент температуропроводности газа. Численный коэффициент A_1 для герметичных лазерных кювет с плоскопараллельным расположением урановых слоев примерно равен трем.

В прокачных каналах лазеров, температура стенок которых ниже температуры газового потока, также образуется пассивная зона [9–11]. Однако в этом случае она формируется не только под действием теплообмена со стенкой, но и под влиянием возникновения на стенке вязкого пограничного слоя. В стационарном случае поперечный размер пассивной зоны на расстоянии x от входа в прокачный лазерный канал приближенно описывается равенством [10]

$$l(x) \approx A_2(ax/u)^{1/2}, \quad (2)$$

где u – скорость газового потока вдали от стенки; A_2 – зависящий от числа Прандтля $Pr = \nu/a$ (ν – коэффициент кинематической вязкости) численный коэффициент, лежащий согласно [10] в пределах $1.4 < A_2 < 1.9$. Поскольку x/u есть среднее время нахождения порции газа в канале, то пассивная зона в прокачном лазере примерно в полтора-два раза меньше, чем в герметичных непрозрачных лазерах.

3. Условия эксперимента

В эксперименте использовалась смесь состава $\text{Ne}:\text{Ar}$: $\text{Xe} = 300:100:1$ при давлении 1 атм, которая прокачивалась через лазерный канал модуля ЛМ-4 со скоростью ~ 7.2 м/с; средняя толщина δ_U металлических урановых слоев (90%-ное обогащения по ^{235}U) составляла 2.67 мкм. Указанные слои нанесены на алюминиевые подложки толщиной 4 мм, а со стороны газа покрыты

тонкой (0.5 мкм) алюминиевой пленкой, которая препятствует эжекции ядер ^{235}U в газ [12, 13]. Как и в экспериментах с герметичным лазерным каналом [4], расстояние между слоями равно 2 см; протяженность канала вдоль направления газового потока составляет 6 см, а вдоль направления оптической оси – 1 м. Зеркалами резонатора служили глухое сферическое (радиус кривизны 20 м) и полупрозрачное плоское диэлектрические зеркала.

Возбуждение осуществлялось нейтронами, выходящими из активной зоны реактора БИГР. Схема взаимного расположения лазерного модуля и реактора БИГР, а также направление газового потока представлены на рис.1. Длительность возбуждающего квазиимпульса реактора равнялась ~ 1.5 с, средняя по длине лазерного канала удельная мощность энерговыделения в газе в максимуме возбуждающего импульса достигала ~ 6.2 Вт/см³. Порог генерации был равен $\sim 35\%$ от максимального значения нейтронного потока, а максимальная мощность лазерного излучения составляла 12 Вт.

Изображение лазерного пятна регистрировалось ССД-камерой, работающей в ИК области спектра. Изображение поперечного сечения лазерного пучка, получаемого от одного канала лазерного модуля, строилось на чувствительном элементе камеры с размером пикселя 0.1 мм. Во время нейтронной накачки камера работала в режиме записи и фиксировала изображения лазерного пятна с интервалом 30 мс. В течение импульса было получено 25 кадров, показывающих в хронологическом порядке развитие лазерного пучка. Для определения мощности лазерного излучения использовались датчики ФСА-Г1 с фотоспротивлением на основе сульфида свинца и измерители мощности оптического излучения ИМО-ЗИ.

4. Результаты

На рис.2 приведены экспериментальные зависимости плотности потока нейтронов и мощности лазерного излучения от времени. Генерация начинается в момент достижения порога, и в дальнейшем ее зависимость от времени практически полностью повторяет аналогичную зависимость плотности потока нейтронов.

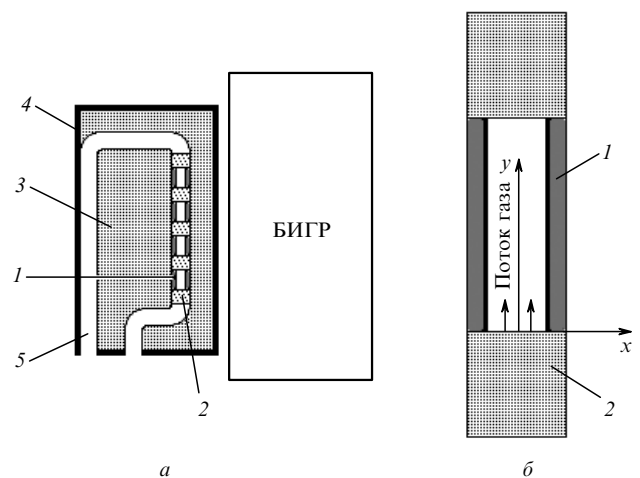


Рис.1. Поперечные разрезы лазерного модуля ЛМ-4 в комплексе с реактором БИГР (а) и лазерного канала (б): 1 – алюминиевая подложка со слоем урана; 2 – радиатор; 3 – графит; 4 – кожух; 5 – газопровод.

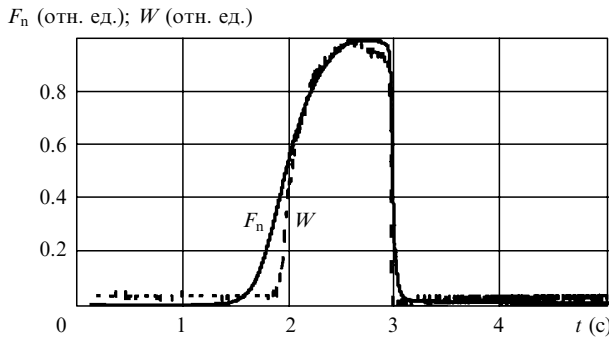


Рис.2. Зависимости плотности потока нейтронов возбуждающего импульса F_n и мощности генерации W от времени.

На рис.3 для ряда последовательных моментов времени представлены распределения интенсивности излучения на выходном зеркале в пределах поперечного сечения лазерного канала. Штриховыми кривыми обозначены две зоны начала генерации. Относительное распределение интенсивности лазерного излучения в перпендикулярном и параллельном направлениях относительно движения газового потока показано на рис.4.

При скорости $u \sim 7$ м/с и протяженности канала вдоль направления газового потока $b = 6$ см характерное время нахождения порции газа в канале τ_0 составляет $\sim b/u \sim 10^{-2}$ с, что значительно меньше длительности нейтронного импульса. Этот факт позволяет для расчета прост-

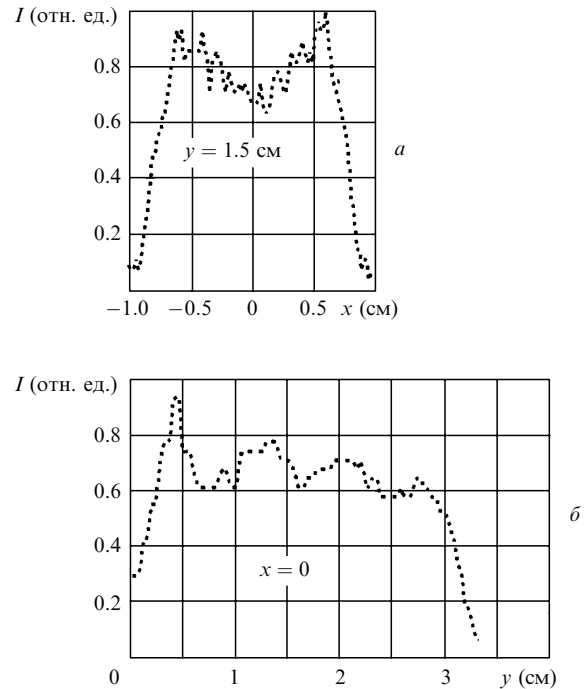


Рис.4. Относительное распределение интенсивности лазерного излучения I в поперечном (а) и продольном (б) направлениях при $y = 1.5$ и $x = 0$.

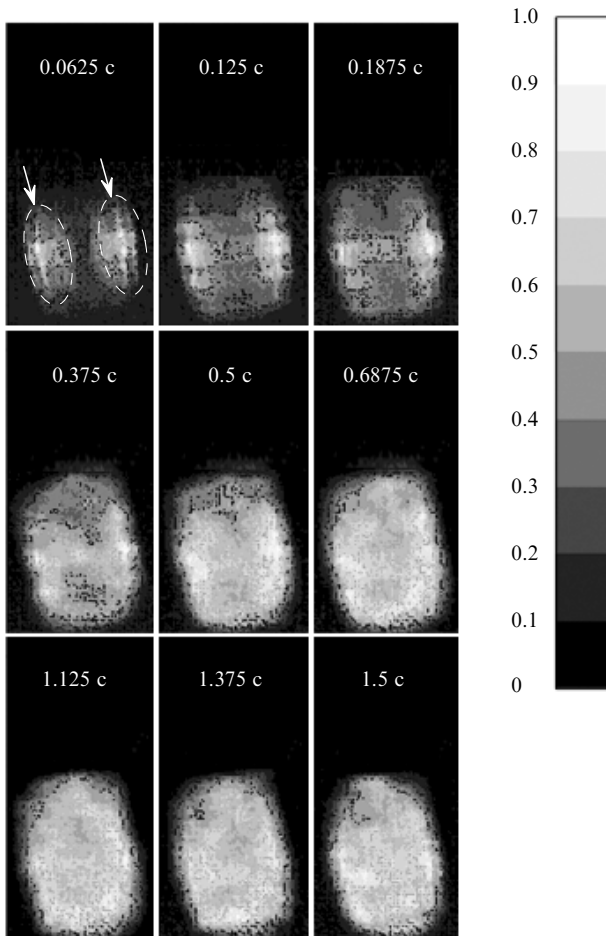


Рис.3. Распределения по поперечному сечению лазерного канала интенсивности излучения (в относительных единицах) на выходном зеркале. Штриховыми кривыми выделены две зоны начала генерации.

ранственных распределений плотности газа и удельной мощности энергоклада в лазерном канале в каждый момент времени использовать изложенную в [11] методику расчета газодинамических характеристик для стационарного режима возбуждения. Результаты расчета приведены на рис.5. Штриховая кривая на рис.5,б является результатом расчета удельного энергоклада в герметичном (без прокачки газа) лазере при $x = 0.9$ см. Для центральных областей ($x < 0.7$ см) различие удельных энергокладов в прокачной и герметичной системах при давлении 1 атм не превышает в среднем $\sim 2\%$.

Результаты экспериментов в совокупности с результатами расчета (рис.5), выполненного по методике [11] при условиях возбуждения и геометрии, полностью соответствующих эксперименту, однозначно свидетельствуют о том, что

- в проточных лазерах с ядерной накачкой генерация «зарождается» в двух симметричных (относительно продольной плоскости симметрии) областях, прилегающих ко входу газа в лазерный канал, в которых удельный энергоклад и плотность газа приближаются к максимальным значениям;

- непосредственно у поверхности урановых слоев, где энергоклад достигает максимального значения, существуют узкие области, не охваченные генерацией, наличие которых может быть объяснено возникновением пассивных зон;

- по мере нарастания мощности возбуждающего нейтронного импульса и, соответственно, пропорционального увеличения мощности удельного энергоклада в каждой точке объема газа обе симметричные, охваченные генерацией зоны смыкаются в одну, которая расширяется в направлении газового потока, достигая максимального размера ($\sim 60\%$ объема лазерного канала) в момент времени, соответствующий максимуму возбуждающего импульса.

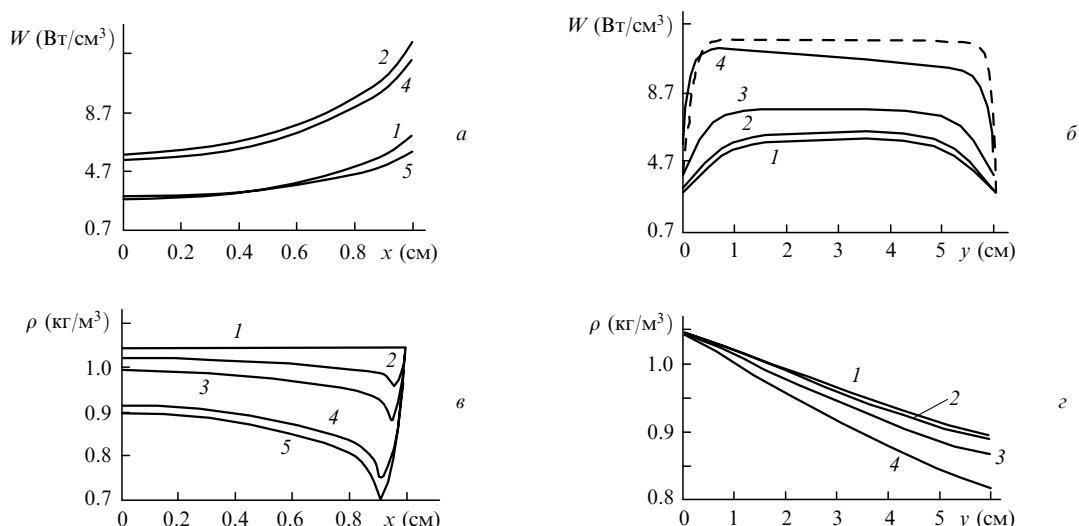


Рис. 5. Пространственное распределение удельной мощности W энергоклада ($a, б$) и плотности ρ газа ($в, з$) в поперечном ($a, в$) и продольном ($б, з$) направлениях при $y = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 5 (4) и 6 см (5) ($a, в$) и $x = 0$ (1), 0.3 (2), 0.6 (3) и 0.9 см (4) ($б, з$) на момент достижения максимума возбуждающего импульса; сплошные кривые – расчет с прокачкой газа, штриховая кривая – без прокачки.

5. Заключение

Полученные экспериментальные результаты по развитию генерации в проточных лазерах с ядерной накачкой продемонстрировали, что в отличие от динамики аналогичного процесса в герметичных лазерах, в которых образуется одна зона генерации в области вокруг оптической оси, в проточном лазере с исследуемой газовой смесью состава $Ne: Ag: Xe = 300: 100: 1$ при давлении 1 атм возникают две зоны, смещенные непосредственно ко входному участку канала. С возрастанием мощности накачки указанные зоны сливаются в одну, которая расширяется в направлении выхода из канала. После превышения порога генерации по мощности удельного энергоклада временная зависимость мощности генерации качественно повторяет форму возбуждающего нейтронного импульса. Максимальный объем зоны генерации составляет $\sim 60\%$ объема лазерного канала и приходится по времени на максимум нейтронного импульса.

1. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Казакевич А.Т., Подмошенский И.В., Синянский А.А. *Письма в ЖТФ*, **5** (7), 422 (1979).
2. Мельников С.П., Синянский А.А. *Квантовая электроника*, **18** (12), 1444 (1991).
3. Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошенский И.В., Синянский А.А. *ЖТФ*, **52** (7), 1346 (1982).
4. Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Синянский А.А. *Труды I Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т. 2, с. 233).
5. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Мельников С.П., Мочкаев И.Н., Нор-Аревян В.А., Синянский А.А., Федоров Г.И. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54** (10), 2009 (1990).
6. Сизов А.Н., Дерюгин Ю.Н. *ЖТФ*, **62** (9), 107 (1992).
7. Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Сизов А.Н., Синянский А.А., Федоров Г.Ф. *Квантовая электроника*, **22** (12), 1187 (1995).
8. Воинов А.М., Синянский А.А., Василенко А.Г. и др. *Труды II Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т. 2, с. 179).
9. Сизов А.Н., Порхаев В.В. *Квантовая электроника*, **23** (6), 510 (1996).
10. Сизов А.Н. *Труды III Международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 263).
11. Сизов А.Н., Бабич Л.П., Куцык И.М., Приходько Е.В. *Труды III Международной конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 298).
12. Казаков Л.Л. *Труды I Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Обнинск, 1993, т. 3, с. 41).
13. Казаков Л.Л. *Труды II Международной конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т. 2, с. 60).