

Модель жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой

А.А.Серёгин, Е.А.Серёгина

Построена модель жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой, позволяющая анализировать его работу при различных параметрах установки, составах активной среды и импульсах накачки. Выполнены расчеты усилительных характеристик жидкостного усилителя на неодим- и урансодержащей лазерной среде на основе оксихлорида фосфора. Показано, что усиление в этой среде может быть получено при накачке нейтронами реактора БАРС-6.

Ключевые слова: активные среды, жидкостный оптический усилитель, ядерная накачка.

1. Введение

Для осуществления инерциального термоядерного синтеза, промышленного разделения изотопов и ряда других крупных проектов необходимы мощные, но в то же время дешевые источники лазерного излучения. Такими источниками вполне могут стать импульсные лазеры и оптические квантовые усилители с ядерной накачкой, в которых энергия деления атомных ядер прямо преобразуется в энергию лазерного излучения [1, 2].

Наиболее актуальной проблемой при разработке таких лазеров и усилителей является поиск эффективных лазерно-активных сред для ядерной накачки. В настоящее время в ГНЦ РФ – ФЭИ разработана технология получения жидкой лазерно-активной неодим- и урансодержащей среды на основе оксихлорида фосфора ($\text{POCl}_3 - \text{SnCl}_4 - {}^{235}\text{UO}_2^{2+} - \text{Nd}^{3+}$) с параметрами, необходимыми для получения лазерного излучения как при оптической, так и при ядерной накачке [3]. Для этой среды в работе [4] была разработана модель жидкостного лазера с ядерной накачкой, позволяющая рассчитать зависимости основных характеристик этого лазера от параметров установки, состава среды и импульса накачки.

В настоящей работе развивается модель жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой.

2. Жидкостный оптический квантовый усилитель с ядерной накачкой

Простейшая схема жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой представлена на рис.1. Основным элементом в этой схеме является кювета, наполненная жидкой рабочей средой, состоящей из матрицы, активных и делящихся элементов. Активными элементами могут быть ионы редкоземельных элемен-

тов (неодима, европия и т. д.), а делящимися – ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$ или ${}^{239}\text{Pu}$, т. е. элементы, которые хорошо делятся медленными нейтронами, не имеют линий поглощения на длине волны усиливаемого излучения и не тушат верхний рабочий уровень активного элемента. Матрицей может служить вещество, которое удерживает вместе активные и делящиеся элементы в необходимых концентрациях, не имеет линий поглощения на длине волны усиления, не тушит верхней рабочей уровень активного элемента и слабо поглощает медленные нейтроны.

Жидкостный оптический квантовый усилитель работает следующим образом. Во время вспышки импульсного ядерного реактора поток быстрых нейтронов падает на кювету с урансодержащей рабочей средой, окруженную слоем полиэтилена, который замедляет нейтроны до тепловых энергий. Поток тепловых нейтронов, попадая в кювету, вызывает деление ядер ${}^{235}\text{U}$. Осколки деления ядер ${}^{235}\text{U}$, двигаясь в жидкой рабочей среде, ионизируют и возбуждают ее молекулы, атомы и ионы, в том числе активные ионы. Так как последние живут в возбужденных состояниях 200–300 мкс, то за нейтронную вспышку, длящуюся 100–200 мкс, можно будет на-

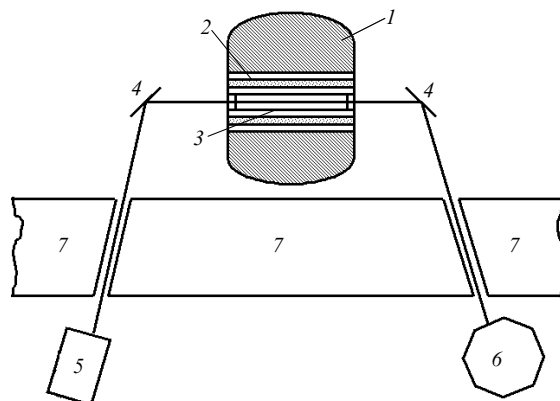


Рис.1. Принципиальная схема жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой:

1 – активная зона ядерного реактора; 2 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 3 – кювета с жидкой лазерно-активной урансодержащей средой; 4 – зеркало; 5 – генератор усиливаемого излучения; 6 – приемник усиленного излучения; 7 – бетонная защита.

копить большое число возбужденных ионов активных элементов. Если в течение 350–500 мкс после начала вспышки реактора пропустить через возбужденную лазерную среду импульс электромагнитного излучения с энергией, равной энергии перехода с верхнего долгоживущего уровня на нижний, то можно получить усиление излучения.

Наиболее просто лазерное усиление можно описать в рамках двухуровневой модели с помощью скоростных уравнений. Ограничимся случаем, когда падающее излучение является коротким импульсом с длительностью τ , причем $\tau_1 \ll \tau \ll \tau_2$, где τ_1 и τ_2 – времена жизни нижнего и верхнего уровней. Дифференциальное уравнение для нахождения потока энергии выходного импульса $\Gamma(L)$ (L – длина усилителя) имеет вид [5]

$$\frac{d\Gamma}{dz} = g_0 \Gamma_s \left[1 - \exp\left(-\frac{\Gamma}{\Gamma_s}\right) \right] - \mu \Gamma, \quad (1)$$

где $g_0 = \sigma N_2$ – ненасыщенный коэффициент усиления; σ – сечение вынужденного перехода; N_2 – населенность верхнего рабочего уровня; $\Gamma_s = hv/\sigma$ – поток энергии насыщения; μ – коэффициент потерь в среде; hv – энергия перехода. Уравнение (1) необходимо решить в интервале $0 - L$ с граничным условием $\Gamma(0) = \Gamma_{in}$, где Γ_{in} – поток энергии входного импульса. Для характеристики усиления удобно ввести коэффициент усиления $\kappa = \Gamma(L)/\Gamma_{in}$, который является функцией N_2 , Γ_{in} и μ . Таким образом, для расчета коэффициента усиления при данном Γ_{in} необходимо знать населенность N_2 и коэффициент μ . Отметим, что впервые зависимость коэффициента усиления от потерь среды была исследована в [6].

3. Жидкостный оптический квантовый усилитель с накачкой от импульсного реактора БАРС-6

Как уже упоминалось, в ГНЦ РФ – ФЭИ синтезирована жидкая неодим- и урансодержащая лазерная среда на основе оксихлорида фосфора ($\text{POCl}_3 - \text{SnCl}_4 - {}^{235}\text{UO}_2^{2+} - \text{Nd}^{3+}$), с которой и проводятся эксперименты по обнаружению усиления. Схема эксперимента при накачке нейтронами от импульсного реактора БАРС-6 представлена на рис.2. Активными элементами в этой рабочей среде являются ионы неодима, на которых и происходит усиление. Схема уровней иона неодима хорошо известна [5]. Долгоживущим возбужденным состоянием в ионе неодима является состояние ${}^4F_{3/2}$, время жизни которого равняется 150–250 мкс в зависимости от технологии приготовления рабочей среды. Поскольку время жизни на уровнях 1 и 3 мало по сравнению со временем жизни на уровне 2 ($\tau_1 \approx \tau_3 \approx 10^{-9}$ с, $\tau_2 \approx 10^{-4}$ с), а входной импульс имеет длительность порядка 10^{-6} с, то для расчета зависимости населенностей от времени можно ограничиться упрощенными скоростными уравнениями для четырехуровневого лазера [5]

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= W(t)N_g - BqN_2 - \frac{N_2}{\tau_2}, \\ \frac{dq}{dt} &= \left(vBN_2 - \frac{1}{\tau_c} \right) q, \\ N_{\text{Nd}} &= N_g + N_2, \end{aligned} \quad (2)$$

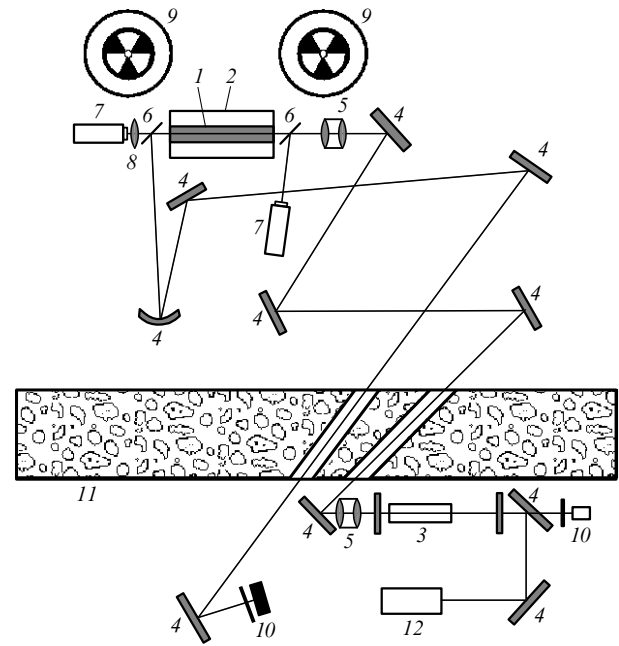


Рис.2. Оптическая схема эксперимента:

1 – кювета с жидкостью; 2 – полиэтиленовый замедлитель нейтронов; 3 – генератор усиливаемого излучения; 4 – поворотные алюминиевые зеркала; 5 – телескопические системы; 6 – делительные пластины; 7 – измерители энергии лазерного излучения; 8 – кварцевая линза ($f = 48$ мм); 9 – активные зоны реактора БАРС-6; 10 – фотодиоды; 11 – бетонная защита; 12 – юстировочный лазер.

$$N_1 = N_3 = 0$$

с начальными условиями

$$N_2(0) = 0 \text{ и } q(0) = q_0,$$

где q_0 – минимальное число фотонов в резонаторе, необходимое для возникновения генерации; N_1, N_2, N_3 – населенности ионов неодима на соответствующих уровнях; N_g – населенность ионов неодима в основном состоянии; N_{Nd} – концентрация ионов неодима в лазерной жидкости; $W(t)$ – скорость накачки; B – коэффициент Эйнштейна вынужденного излучения; q – полное число фотонов в резонаторе; v – объем, занимаемый модой в активной среде; τ_c – среднее время жизни фотона в резонаторе.

4. Ядерная накачка нейтронами импульсного реактора БАРС-6

В экспериментах по обнаружению усиления при накачке нейтронами кювета с жидкой лазерно-активной средой окружается полиэтиленом, в котором быстрые нейтроны от реактора БАРС-6 замедляются почти до тепловых скоростей. Под действием этих нейтронов ${}^{235}\text{U}$ делится. В результате в кювете с лазерно-активной средой происходит выделение удельной мощности, которую можно аппроксимировать функцией [7]

$$\begin{aligned} N_f(t) &= \frac{\sigma_f C_U E_n k}{2\theta_1} \exp\left(\frac{\theta_r^2}{4\pi\theta_1^2} - \frac{t}{\theta_1}\right) \\ &\times \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi}t}{\theta_1} - \frac{\theta_r}{2\theta_1\sqrt{\pi}}\right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_f = 583 \text{ б}$ – сечение деления ядер ^{235}U тепловыми нейтронами; $C_U = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – концентрация ядер ^{235}U в лазерно-активной среде; $E_n = 2 \cdot 10^{17}$ – число делений в двух зонах реактора; $k \approx 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ – геометрический фактор; $\theta_r \approx 50 - 70 \text{ мкс}$ – длительность нейтронного импульса в активной зоне реактора; $\theta_1 \approx 100 - 200 \text{ мкс}$ – длительность нейтронного импульса в кювете после замедления; $\text{erf } x$ – функция ошибок. Если принять, что $k = 1.1915 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ и $\theta_1 = 100 \text{ мкс}$, то можно согласовать расчетные значения N_f с данными, полученными в эксперименте на БАРС-6 [8]. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных позволяет использовать функциональную зависимость (3) в последующих вычислениях различных величин и их зависимостей от времени.

Еще одним параметром, необходимым для последующих расчетов, является коэффициент наведенных дополнительных потерь μ_a , возникающих, в основном, при рассеянии электромагнитной волны на треках осколков деления урана, которые образуются в лазерно-активной среде [9, 10]:

$$\mu_a = \sigma_t \int_{t-\tau_0}^t N_f(t') dt', \quad (4)$$

где σ_t – сечение рассеяния электромагнитной волны на одном треке; τ_0 – среднее время жизни трека. К сожалению, σ_t и τ_0 трудно рассчитать, а из экспериментальных данных можно найти только μ_a [9]. Полагая, что $\tau_0 \approx 10^{-8} \text{ с}$ (это следует из нашей оценки и оценки из работы [10]) и используя экспериментальные данные работы [9], получаем $\sigma_t \approx 10^{-9} \text{ см}^2$.

Наконец, приведем явное выражение для скорости накачки $W(t)$ верхнего лазерного уровня осколками деления:

$$W(t) = \frac{\delta q_f N_f(t)}{N_{\text{Nd}} h\nu}. \quad (5)$$

Здесь q_f – энерговыделение в одном акте деления ядра ^{235}U ; $h\nu = 1.17 \text{ эВ}$ – энергия лазерного перехода;

$$\delta = \eta \frac{\tau_s}{\tau_2} \quad (6)$$

– эффективность накачки осколками верхнего лазерного уровня [11]; η – конверсионная эффективность преобразования энергии осколка в электромагнитное излучение с энергией $h\nu$; τ_s – радиационное время жизни; τ_2 – время жизни рабочего уровня. Эффективность накачки δ в настоящее время рассчитать не удастся, но ее можно определить экспериментально. Из экспериментальных данных следует, что при одинаковой концентрации активных ионов значение δ максимально у кристаллов, несколько меньше в жидких средах и еще меньше в стеклах [11].

5. Результаты расчетов

Решение системы уравнений (2) было получено для неодим- и урансодержащей жидкой лазерно-активной среды на основе оксихлорида фосфора при следующих типичных значениях основных параметров среды: концентрация ядер урана $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов неодима $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сечение вынужденного перехода $\sigma = 8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, время жизни возбужденного состояния $\tau_2 = 200 \text{ мкс}$. Согласно экспериментальным данным, эффективность накачки осколками деления растет про-

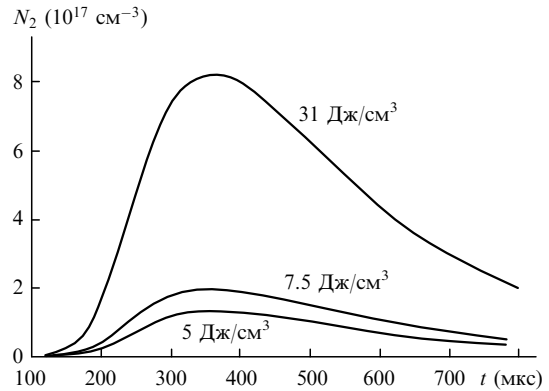


Рис.3. Временные зависимости населенности верхнего рабочего уровня N_2 для разных энерговкладов в лазерную среду при накачке нейтронами от реактора БАРС-6.

порционально концентрации ионов неодима и при концентрации 10^{20} см^{-3} составляет 0.005 [11]. Длина кюветы с лазерно-активной жидкостью принималась равной 30 см, радиус лазерного пучка составлял 0.4 см, коэффициент пропускания торцевых стекол кюветы был равен 0.92, а длительность импульса накачки – 100 мкс.

Система уравнений (2) с указанными выше параметрами решалась численно методом Гира. Наиболее интересными представляются временные зависимости населенности верхнего рабочего уровня N_2 и коэффициента полных потерь μ от энерговклада. На рис.3 представлены зависимости населенности от времени при накачке нейтронами для удельных энерговкладов 5, 7.5 и 31 Дж/см³. Видно, что при увеличении энерговклада пропорционально увеличивается и населенность верхнего рабочего уровня.

Для жидкостного оптического квантового усилителя с ядерной накачкой принципиально важно рассмотреть вопрос о возникновении усиления при условии, что коэффициент полных потерь μ может увеличиваться в процессе накачки. При ядерной накачке

$$\mu = \mu_0 + \mu_a, \quad (7)$$

где $\mu_0 = 0.007 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент потерь невозмущенной осколками среды. На рис.4 представлены временные зависимости коэффициента полных потерь при ядерной накачке нейтронами для энерговкладов, равных 5, 7.5 и 31 Дж/см³. Видно, что прозрачность кюветы с лазерно-активной жидкостью значительно уменьшается. При

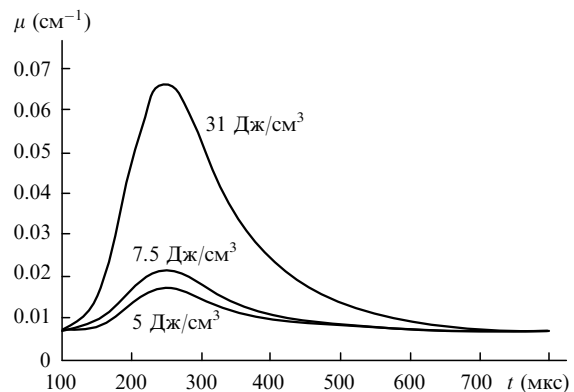


Рис.4. Временные зависимости коэффициента полных потерь в лазерной среде для разных энерговкладов при накачке нейтронами от реактора БАРС-6.

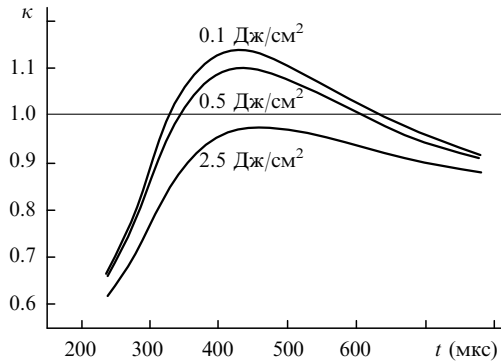


Рис.5. Временные зависимости коэффициента усиления при энерго-вкладе 7.5 Дж/см^3 для разных потоков входной энергии.

этом с увеличением энерговклада в 1.5 и 6 раз коэффициент потерь увеличивается в 1.3 и 4 раза. Таким образом, с ростом энерговклада увеличивается не только населенность верхнего рабочего уровня, но и потери. Однако населенность верхнего рабочего уровня растет несколько быстрее.

С учетом рассчитанных населенностей и коэффициентов потерь по формуле (1) были найдены зависимости коэффициентов усиления от времени в случае ядерной накачки при разных энерговкладах. При энерговкладе 5 Дж/см^3 и менее, как это следует из расчетов, усиление отсутствует.

На рис.5 приведена зависимость коэффициента усиления от времени при энерговкладе 7.5 Дж/см^3 . Видно, что в этом случае усиление уже может быть обнаружено. Видно также, что максимальный коэффициент усиления 10 % достигается через 420 мкс от начала нейтронного импульса.

И наконец, на рис.6 представлены временные зависимости коэффициента усиления при энерговкладе 31 Дж/см^3 . Видно, что при таком энерговкладе усиление должно быть максимальным.

Авторы выражают благодарность П.П.Дьяченко и А.П.Буднику за полезные замечания.

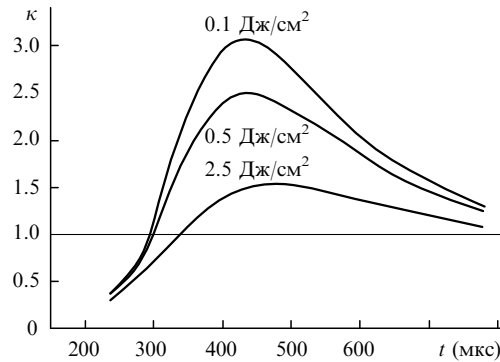


Рис.6. Временные зависимости коэффициента усиления при энерго-вкладе 31 Дж/см^3 для разных потоков входной энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-02-16551).

1. Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Kononov V.N., Poupko V.Ya., Korobkin V.V., Prokhorov A.M. *Fusion Technology*, **20**, 969 (1991).
2. Lipinski R.G., McArthur D.A. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой» (ЛЯН-94)* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 44).
3. Дьяченко П.П., Серёгина Е.А., Тихонов Г.В. Активный материал для жидкостных лазеров и усилителей. Патент РФ № 2075143 от 10.03.97.
4. Серёгин А.А., Добровольский А.Ф., Дьяченко П.П., Серёгина Е.А. *Квантовая электроника*, **27**, 127 (1999).
5. Звелто О. *Принципы лазеров* (М., Мир, 1984).
6. Tilleman M.M., Jacob J.H. *Appl. Phys. Letts*, **50**, 121 (1987).
7. Kononov V.N., Bokhovko M.V., Dyachenko P.P. et al. *Proc. VIII Intern. Conf. «Emerging Nucl. Energy Syst.» (ICENES'96)* (Obninsk, IPPE, 1997, v.1, p. 336).
8. Seragina E.A., Dobrovolskiy A.F., Dyachenko P.P. et al. *Proc. IX Intern. Conf. «Emerging Nucl. Energy Syst.» (ICENES'98)* (Tel-Aviv, Izrael, 1998, p. 824).
9. Серёгина Е.А., Добровольский А.Ф., Калинин В.В. и др. *Химия высоких энергий*, **33**, 139 (1999).
10. Сизов А.Н. *Труды II междунар. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой» (ЛЯН-94)* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 397).
11. Серёгина Е.А. *Химическая физика*, **15**, 23 (1996).