

# Работа лазера с ядерной накачкой в режиме задающий генератор – усилитель

А.А.Пикулев, В.М.Цветков, П.В.Соснин, А.А.Синянский

*Исследована эффективность схемы генератор – усилитель и возможность ее использования в многоканальных лазерных системах с ядерной накачкой. Экспериментально определены начальный коэффициент усиления и параметр насыщения для смеси состава He:Ar:Xe = 380:380:1 при давлении 1 атм на длине волны 2.03 мкм. Показано, что начальный коэффициент усиления линейно растет с удельной плотностью мощности накачки и при 40 Вт/см<sup>3</sup> равен 1.1–1.2 м<sup>-1</sup>. Параметр насыщения практически не зависит от мощности накачки и составляет 70–90 Вт/см<sup>2</sup>. Установлено, что в максимуме импульса накачки (40 Вт/см<sup>3</sup>) мощность лазерного излучения после усилителя увеличивается на 100 %.*

**Ключевые слова:** коэффициент распределенных потерь, лазеры с ядерной накачкой, многоканальная лазерная система, начальный коэффициент усиления, схема генератор – усилитель.

## 1. Введение

Создание мощных лазерных установок с ядерной накачкой (ЛЯН) [1] связано с решением проблемы уменьшения количества световых пучков, генерируемых этой установкой. Данная проблема возникает в связи со спецификой ЛЯН: любая достаточно мощная установка непрерывного действия должна быть многоканальной. Из существующих подходов к решению данной проблемы можно выделить следующие.

1. Использование схемы генератор – усилитель. Данный подход был реализован в ГНЦ-ФЗИ на оптическом усилителе с ядерной накачкой [2].

2. Фазирование излучения нескольких лазерных каналов посредством связи Тальбо или с помощью нелинейного кристалла (см. обзор [3]). Этот метод был применен в РФЯЦ – ВНИИТФ, где было достигнуто частичное фазирование излучения [4].

3. Использование схем последовательного и параллельного сложения лазерных каналов, предложенных для ЛЯН непрерывного действия в работе [1]. Последовательное сложение двух идентичных лазерных каналов впервые было реализовано на лазерном модуле ЛМ-4 в экспериментах [5]. Для схемы параллельного сложения каналов проводились только численные исследования [6].

Данная работа является первым этапом в программе исследования эффективности схем сложения лазерных каналов в условиях ядерной накачки и посвящена экспериментальному исследованию схемы генератор – усилитель на двухканальной лазерной установке ЛУНА-2М [7].

Отметим, что экспериментальному исследованию схемы генератор – усилитель при накачке среды осколками деления урана было посвящено несколько работ ([2],

[8–12]), основной целью которых, кроме [2], являлось определение параметров лазерно-активных сред.

Настоящая работа посвящена решению двух основных задач: 1) определение начального коэффициента усиления и параметра насыщения активной смеси He – Ar – Xe на длине волны 2.03 мкм и сравнение с результатами экспериментов [13, 14], проведенных методом калиброванных потерь; 2) исследование эффективности схемы генератор – усилитель. В процессе решения этих задач было исследовано распределение излучения генератора в ближней и дальней зонах, определен начальный коэффициент усиления, изучен процесс усиления в режиме насыщения и найдена эффективность схемы генератор – усилитель.

## 2. Экспериментальная часть

Эксперименты проводились на двухканальной лазерной установке с ядерной накачкой ЛУНА-2М [7], один из каналов которой служил генератором, а другой – усилителем. Возбуждение газовой среды осуществлялось осколками деления <sup>235</sup>U, вылетающими из тонкого слоя окиси-закиси урана при взаимодействии ядер <sup>235</sup>U с нейтронами. В качестве источника нейтронов использовался водный импульсный реактор ВИР-2М [7]. Длительность реакторного импульса на половине высоты составляла 3.2 мс при энерговыделении в активной зоне реактора 54 ± 2 МДж.

В лазерных каналах установки ЛУНА-2М используются слои из окиси-закиси <sup>235</sup>U с поверхностной плотностью ~3 мг/см<sup>2</sup>. Средняя по длине каналов плотность потока нейтронов в максимуме реакторного импульса в пересчете на тепловые нейтроны составляет 2.2 × 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Средняя по объему каналов удельная мощность накачки в максимуме реакторного импульса для исследованной газовой смеси равна примерно 40 Вт/см<sup>3</sup>.

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Энергия лазерного излучения регистрировалась измерителями мощности ИМО-2Н, а форма импульса излучения – фо-

А.А.Пикулев, В.М.Цветков, П.В.Соснин, А.А.Синянский. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

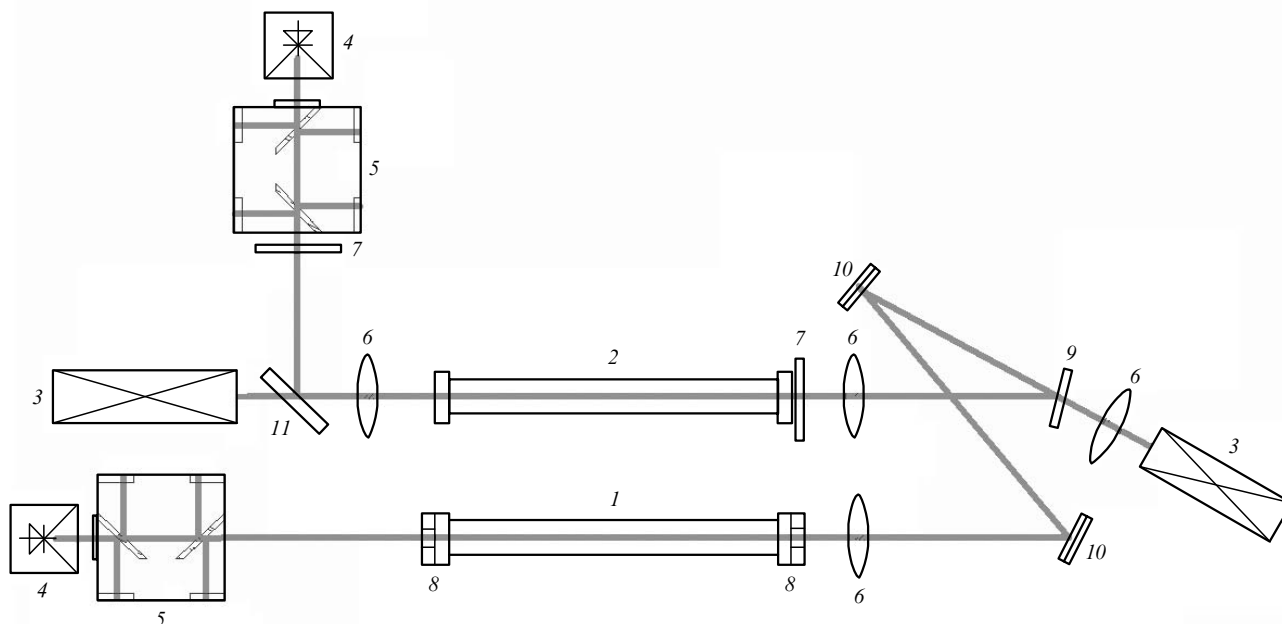


Рис.1. Схема экспериментов:  
 1 – генератор; 2 – усилитель; 3 – измерители мощности ИМО-2Н; 4 – фотодиоды PD24-05; 5 – блоки фотоприемников ФСА-Г1; 6 – фокусирующие линзы; 7 – оптические фильтры; 8 – диафрагмы; 9 – оптический клин, или диэлектрическое зеркало; 10 – алюминиевые зеркала; 11 – светоделительная пластина.

тосопровращениями ФСА-Г1 и фотодиодами PD24-05. Для проверки отсутствия наводки на полезный сигнал, которая могла быть вызвана нейтронным или гамма-излучением реактора, в одном из экспериментов использовалась модуляция оптического сигнала.

Эксперименты по исследованию параметров активных сред, проведенные ранее на установке ЛУНА-2М [13, 14], показали, что для смеси He:Ar:Xe = 380:380:1 при давлении 1 атм максимальные коэффициенты начального усиления на  $\lambda = 2.03$  мкм составляют  $\sim 1 \text{ м}^{-1}$ , на  $\lambda = 2.65$  мкм – около  $2 \text{ м}^{-1}$ . Поскольку коэффициент поглощения излучения парама воды на  $\lambda = 2.65$  мкм (около  $0.3 \text{ м}^{-1}$  при 50%-ной влажности воздуха и нормальных условиях) значительно больше, чем на  $\lambda = 2.03$  мкм ( $\sim 0.07 \text{ м}^{-1}$  при тех же условиях [15, 16]), для проведения экспериментов была выбрана длина волны 2.03 мкм. Поэтому во всех экспериментах, исключая калибровочные, оба канала заполнялись смесью He:Ar:Xe = 380:380:1 при давлении 1 атм. В калибровочных опытах

усилительный канал заполнялся гелием при давлении 2 атм.

На первом этапе исследований были проведены эксперименты по определению распределения излучения задающего генератора в ближней и дальней зонах. С помощью клина Рагульского было получено от трех до пяти изображений на копировальной бумаге с отношением экспозиций между последовательными изображениями  $\sim 1:2$ . Эксперименты показали, что в максимуме импульса генерации распределение излучения генератора в ближней зоне практически однородно в прямоугольной области с размерами (по уровню интенсивности  $\sim 20\%$ )  $39 \times 15$  мм, что несколько меньше, чем просвет лазерного канала ( $50 \times 20$  мм). Расходимость излучения генератора в дальней зоне в горизонтальной и вертикальной плоскостях составила 7.5 и 5.5 мрад соответственно (по уровню интенсивности  $\sim 20\%$ ).

В табл.1 представлены энергетические характеристики излучения на входе и выходе из усилителя, полученные

Табл.1. Энергетические параметры лазерного излучения генератора и усилителя.

Номер эксперимента	$W_{in}$ (мДж)	$W_{out}$ (мДж)	$P_{in}$ (Вт) ФС/ФД	$P_{out}$ (Вт) ФС/ФД	Экспериментальный метод
1*	7.8	7.6	2.4/-	2.3/-	Калибровочный
2*	8.3	8.2	2.6/-	2.5/-	Калибровочный
3*	7.5	31	2.4/2.4	15/16.5	Усиление слабого сигнала
4*	2.7	15	0.9/0.9	8.3/9.3	Усиление слабого сигнала
5*	150	360	50/58	140/140	Усиление насыщенного сигнала
6*	180	330	52/68	110/130	Усиление насыщенного сигнала
7	1300	2300	400/450	650/-	Генератор – усилитель
8	1200	1100	320/370	300/-	Калибровочный
9	1200	1100	330/390	300/340	Калибровочный
10	1200	2200	370/400	720/790	Генератор – усилитель

Примечание: ФС – фотосопровращение; ФД – фотодиод;  $W_{in}$ ,  $W_{out}$  – энергия на входе и выходе усилителя;  $P_{in}$ ,  $P_{out}$  – мощность на входе и выходе усилителя в максимуме импульса накачки; \* – осуществлялось диафрагмирование лазерного пучка.

в 10 экспериментах. Видно, что мощности оптического излучения, рассчитанные исходя из показаний фотодиодов, отличаются в большую сторону от мощностей, найденных по показаниям фотосопротивлений. Причинами этого могут быть неравномерность распределения интенсивности излучения по поверхности фоторезистивного элемента фотосопротивления и динамическое смещение пучка по площади чувствительного элемента фотоприемников.

### 3. Расчетная часть

#### 3.1. Модовый состав и распространение излучения

Резонатор задающего генератора образован двумя зеркалами (плоским и сферическим с радиусом 10 м) с расстоянием между ними 2.4 м; поперечное сечение активного объема приблизительно прямоугольное с размерами 50 × 20 мм. Для  $\lambda = 2.03$  мкм число Френеля резонатора  $N \sim 50$ . Оценки показывают, что при генерации в режиме перемешивания мод [17] расходимость излучения генератора в дальней зоне определяется расходимостью высшей поперечной моды  $TEM_{mn}$  с  $m \approx 170$  и  $n \approx 30$ . Следовательно, углы расходимости в дальней зоне по осям  $x$  и  $y$  составляют соответственно 10 и 4 мрад, что близко к значениям 7.5 и 5.5 мрад, полученным в эксперименте. Отсюда следует, что излучение генератора является частично когерентным.

Законы изменения (по оси  $x$ ) среднеквадратичного радиуса распределения амплитуды и радиуса волнового фронта с расстоянием для частично когерентных пучков в линейной оптической системе описываются соотношениями [18, 19]

$$w_x^2 = w_{0x}^2 \left\{ \left( A_x + \frac{B_x}{R_{0x}} \right)^2 + \left[ \frac{\lambda B_x}{\pi (w_{0x}^g)^2} \right]^2 \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{R_x} = \frac{1}{B_x} \left[ D_x - \frac{w_{0x}^2}{w_x^2} \left( A_x + \frac{B_x}{R_{0x}} \right) \right],$$

где  $w_{0x}$ ,  $w_x$  – среднеквадратичные радиусы распределения амплитуды и  $R_{0x}$ ,  $R_x$  – радиусы волнового фронта на входе и выходе оптической системы;  $A_x B_x C_x D_x$  – матрица прохода оптической системы;  $w_{0x}^g$  – радиус распределения амплитуды эквивалентного гауссова пучка, имеющего ту же расходимость в дальней зоне, что и исходный пучок.

Из экспериментов следует, что среднеквадратичные радиусы лазерного пучка на выходном зеркале резонатора по осям  $x$  и  $y$  составляют 19.5 и 7 мм, а радиусы распределения амплитуды эквивалентного гауссова пучка – 1.8 и 1.3 мм соответственно. Следуя обозначениям Сигмана [20], имеем следующие параметры распространения данного лазерного пучка:  $M_x = 10.6$ ,  $M_y = 5.5$ .

#### 3.2. Оптические неоднородности и расчет оптической схемы

В течение импульса накачки в лазерных каналах установки ЛУНА-2М возникают оптические неоднородности, которые могут приводить к существенным изменениям поперечного размера лазерного пучка при его распространении в усилителе. Для вычисления оптических неоднородностей нами было использовано приближение

малого энерговклада [21], которое хорошо выполняется для смесей, содержащих гелий.

Расчеты распределения энерговклада проводились по методике [22]. Результаты расчетов показали, что параболическая аппроксимация распределения энерговклада описывает его поведение в области канала  $-15 \text{ мм} < x < 15 \text{ мм}$  и  $-5 \text{ мм} < y < 5 \text{ мм}$  с относительной погрешностью не более 3%. Параболическая аппроксимация распределения энерговклада позволяет описать показатель преломления с помощью полинома второго порядка и использовать аппарат матричной оптики для расчета распространения частично когерентных лазерных пучков в оптической системе по формулам (1).

В приосевой области лазерных каналов для второй производной показателя преломления (по  $x$ ) справедливо следующее соотношение [21]:

$$n_{xx}(z; t) \approx -\frac{n_0 - 1}{\gamma \beta} \frac{q_{xx}(0, 0)}{\langle q \rangle} \mu(z) \ln \left[ \frac{P(t)}{P_0} \right], \quad (2)$$

где  $n_0$  – начальный показатель преломления;  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $\beta = V/V_0$  – отношение активного объема кьюветы к полному (для установки ЛУНА-2М  $\beta = 0.24$ );  $q(x, y)$  и  $\langle q \rangle$  – распределение энерговклада по поперечному сечению канала и его среднее значение;  $\mu(z)$  – относительное распределение потока нейтронов по длине усилителя;  $P(t)$  и  $P_0$  – давление газа и его начальное значение.

После вычисления оптических неоднородностей параметры матрицы прохода  $ABCD$  оптической схемы и усилителя определялись с помощью численного интегрирования лучевых уравнений в параксиальном приближении методом Рунге – Кутты четвертого порядка [23].

Расчеты по исследованию распространения лазерного излучения генератора через оптическую схему и усилитель показали, что при заполнении последнего гелием при давлении 2 атм удается практически без дифракционных потерь провести диафрагмированный ( $\varnothing 1$  см) лазерный пучок через усилитель. Для недифрагмированного пучка расчетные потери при распространении через усилитель составили  $\sim 10\%$ . Эти результаты подтверждаются калибровочными экспериментами (табл. 1, эксперименты № 1, 2, 8 и 9).

Результаты расчетов распространения диафрагмированного пучка в усилителе приведены на рис.2. Рассеи-

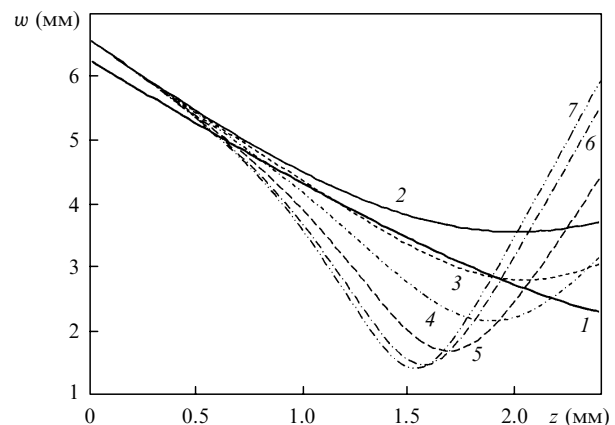


Рис.2. Распределение среднеквадратичного радиуса диафрагмированного пучка в усилительном канале по осям  $x$  и  $y$  соответственно для однородной среды (1, 2) и по оси  $y$  в моменты времени 5 (3), 6 (4), 7 (5), 8 (6) и свыше 9 мс (7).

вающая линза (по оси  $x$ ) лишь незначительно (на доли миллиметра) дополнительно расширяет пучок (на рис.2 не показано). Влияние фокусирующей линзы (по оси  $y$ ), напротив, весьма велико: перетяжка пучка смещается к входу в усилитель приблизительно на 0.5 м, а радиус пучка в перетяжке уменьшается с 4 до 1.5 мм.

**3.3. Усиление слабого сигнала**

В режиме стационарного усиления лазерного пучка малой интенсивности средний по длине усилителя начальный коэффициент усиления [24]

$$\langle \alpha_0 \rangle = \rho + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \tag{3}$$

где  $P_{in}$ ,  $P_{out}$  – мощности излучения на входе и выходе из усилителя;  $\rho$  – коэффициент распределенных потерь;  $L$  – активная длина усилителя (для установки ЛУНА-2М  $L = 2$  м).

Импульсы мощности излучения на входе и выходе усилителя для эксперимента № 4 показаны на рис.3. Видно, что в максимуме реакторного импульса мощность излучения на выходе усилителя приблизительно в 10 раз больше, чем на входе. Расчеты, проведенные по формуле (3), показывают, что в максимуме реакторного импульса коэффициент начального усиления равен примерно 0.9 – 1 м<sup>-1</sup> в эксперименте № 3 и 1.1 – 1.2 м<sup>-1</sup> в эксперименте № 4. Небольшое различие между этими результатами может быть связано со слабым проявлением эффекта насыщения в эксперименте № 3.

Зависимость коэффициента начального усиления от удельной мощности накачки в диапазоне 8–40 Вт/см<sup>3</sup> хорошо описывается линейной функцией вида

$$\langle \alpha_0 \rangle = \langle \alpha_0^{max} \rangle \frac{\langle q \rangle}{\langle q_{max} \rangle} - \rho, \tag{4}$$

где  $\langle \alpha_0^{max} \rangle$  – среднее по длине усилителя значение начального коэффициента усиления в максимуме импульса накачки;  $\langle q_{max} \rangle = 40$  Вт/см<sup>3</sup> – максимальная удельная мощность накачки. В табл.2 приведены параметры аппрокси-

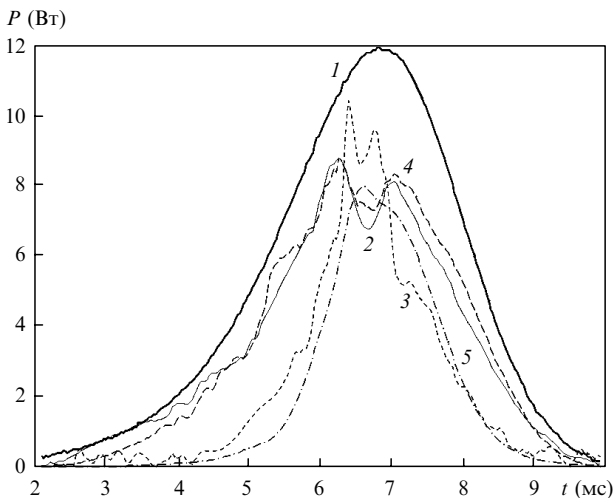


Рис.3. Усиление слабого сигнала в эксперименте № 4 (пучок диафрагмирован, Ø1 см): относительная форма импульса накачки (1) и мощность на входе (увеличено в 10 раз) и выходе усилителя по показаниям фотодиода (2, 3) и фотосопротивления (4, 5) соответственно.

Табл.2. Параметры линейной функции (4).

Номер эксперимента	Фотодиод		Фотосопротивление	
	$\langle \alpha_0^{max} \rangle$ (м <sup>-1</sup> )	$\rho$ (м <sup>-1</sup> )	$\langle \alpha_0^{max} \rangle$ (м <sup>-1</sup> )	$\rho$ (м <sup>-1</sup> )
3	0.96	$1.9 \times 10^{-3}$	0.94	$3.7 \times 10^{-3}$
4	1.18	$2.4 \times 10^{-3}$	1.10	$6 \times 10^{-3}$

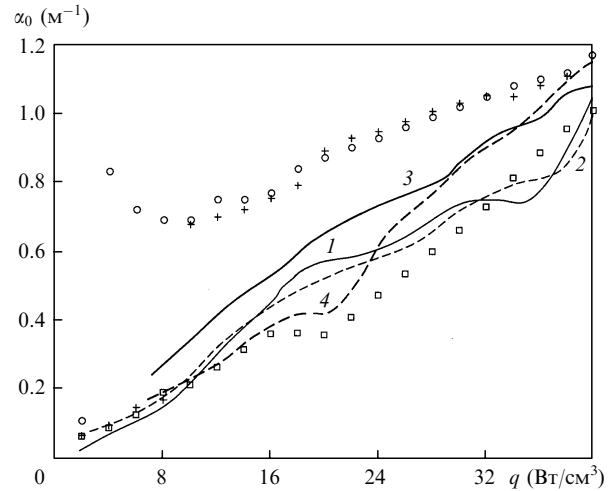


Рис.4. Зависимости начального коэффициента усиления от удельной мощности накачки, определенные аппроксимацией экспериментальных результатов с помощью формулы Ригрода методом наименьших квадратов [14] (крестики – левая ветвь импульса накачки; кружки – правая, квадраты – среднее по левой и правой ветвям импульса накачки; параметр насыщения фиксирован на уровне 80 Вт/см<sup>2</sup>) и методом усиления слабого сигнала по показаниям фотодиода и фотосопротивления соответственно – эксперименты №3 (1, 2) и № 4 (3, 4).

мации (4), определенные методом наименьших квадратов по показаниям фотодиода и фотосопротивления. Из табл.2 следует, что коэффициент распределенных потерь составляет от  $2 \times 10^{-3}$  до  $6 \times 10^{-3}$  м<sup>-1</sup>, что хорошо коррелирует с данными [14].

На рис.4 приведены зависимости начального коэффициента усиления  $\alpha_0$  от удельной мощности накачки, полученные как в работе [14] методом калиброванных потерь, так и в настоящей работе с помощью прямых измерений (метод генератор – усилитель). Видно, что в случае использования метода калиброванных потерь при удельной мощности накачки  $\sim 8$  Вт/см<sup>3</sup> наблюдается резкий скачок  $\alpha_0$  (с  $\sim 0.2$  до  $\sim 0.8$  м<sup>-1</sup>), который сопровождается уменьшением параметра насыщения (с  $\sim 80$  до  $\sim 20$  Вт/см<sup>2</sup>) [14]. Данный эффект может быть следствием непригодности формулы Ригрода [25] для аппроксимации экспериментальных результатов для вышеприведенного уровня мощности накачки. На рис.4 отмечены также значения начального коэффициента усиления (квадраты), полученные методом калиброванных потерь при фиксированном параметре насыщения 80 Вт/см<sup>2</sup>. Видно, что в этом случае имеет место удовлетворительное согласие между результатами, полученными двумя независимыми методами.

**3.4. Определение параметра насыщения**

При определении параметра насыщения предполагалось, что интенсивность излучения равномерно распределена по поперечному сечению лазерного пучка, а распространение среднеквадратичного радиуса распределения амплитуды и радиуса волнового фронта лазерного пучка в усилителе описывается формулами (1).

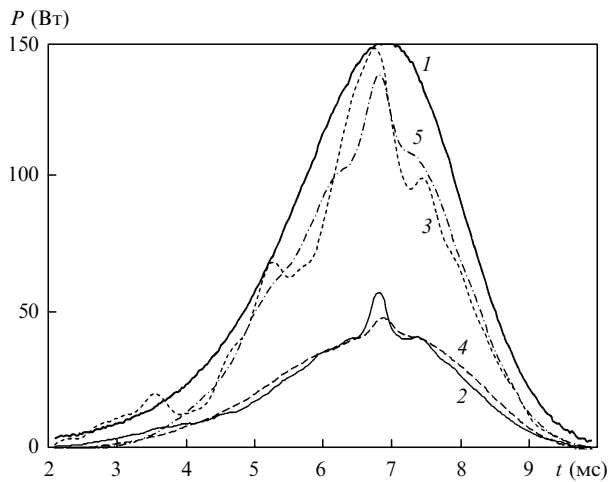


Рис.5. Усиление насыщенного сигнала в эксперименте № 5 (пучок диафрагмирован,  $\varnothing 1$  см): относительная форма импульса накачки (1), а также мощность на входе и выходе усилителя соответственно по показаниям фотодиода (2, 3) и фотосопротивления (4, 5).

Интенсивность излучения на выходе усилителя определялась по формуле [24]

$$I_{\text{out}} = \frac{I_{\text{in}} S_{\text{in}}}{S_{\text{out}}} \exp \left[ \int_0^L \frac{\alpha_0(z)}{1 + I_s^{-1} I(z)} dz - \rho L \right], \quad (5)$$

где  $I_s$  – параметр насыщения;  $I_{\text{in}}, I_{\text{out}}$  – интенсивности излучения на входе и выходе усилителя;  $S_{\text{in}}, S_{\text{out}}$  – поперечные сечения пучка на входе и выходе усилителя.

Усиление в насыщенном режиме диафрагмированного лазерного пучка ( $\varnothing 1$  см) измерялось в экспериментах № 5 и 6. Импульсы мощности излучения на входе и выходе усилителя (эксперимент № 5) представлены на рис.5, из которого следует, что максимальная мощность на выходе усилителя примерно втрое выше, чем на входе.

Значение параметра насыщения определялось из сопоставлений наилучшего совпадения результатов расчета и эксперимента. Расчеты интенсивности излучения в усилителе проводились по формуле (5), данные по коэффициенту начального усиления были получены из эксперимента № 4. Расчеты показывают, что параметр насыщения практически не зависит от мощности накачки (с некоторой тенденцией к увеличению при ее повышении) и в экспериментах № 5 и 6 составляет около 70 и 90 Вт/см<sup>2</sup> соответственно.

### 3.5. Усиление недифрагмированного пучка

В экспериментах № 7 и 10 исследовалась эффективность работы двух лазерных каналов установки ЛУНА-2М в режиме генератор – усилитель без диафрагмирования лазерного пучка. Как отмечалось выше, в данных экспериментах потери, связанные с влиянием оптических неоднородностей и «зарезанием» лазерного пучка на стенках усилительного канала, не превышают 10 %.

Импульсы мощности лазерного излучения на входе и выходе усилителя, зарегистрированные в эксперименте № 10, представлены на рис.6. В максимуме импульса накачки (40 Вт/см<sup>3</sup>) мощность лазерного излучения на выходе усилителя (720–790 Вт) приблизительно вдвое выше, чем на входе (370–400 Вт). В этом эксперименте энергия лазерного излучения на выходе усилителя (2.2 Дж) оказалась примерно на 90 % выше, чем на входе (1.2 Дж).

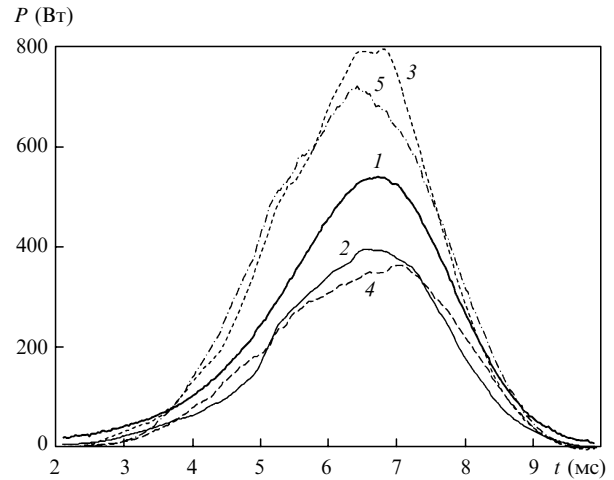


Рис.6. Усиление насыщенного сигнала в эксперименте № 10 (пучок недифрагмирован): относительная форма импульса накачки (1), а также мощность на входе и выходе усилителя соответственно по показаниям фотодиода (2, 3) и фотосопротивления (4, 5).

## 4. Заключение

На двухканальной лазерной установке с ядерной накачкой ЛУНА-2М для смеси He:Ar:Xe = 380:380:1 (давление 1 атм) при использовании схемы генератор – усилитель получены следующие результаты.

- Поперечное сечение лазерного пучка ( $\lambda = 2.03$  мкм) за выходным зеркалом резонатора представляет собой прямоугольник с размерами  $39 \times 15$  мм (по уровню интенсивности  $\sim 20$  %).
- Расходимость излучения генератора в дальней зоне в горизонтальной и вертикальной плоскостях составила 7.5 и 5.5 мрад соответственно (по уровню интенсивности  $\sim 20$  %). Расчеты показали, что такая расходимость отвечает генерации в режиме перемешивания мод.
- Начальный коэффициент усиления практически линейно возрастает с увеличением удельной мощности накачки и при  $q_{\text{max}} = 40$  Вт/см<sup>3</sup> равен  $1.1 - 1.2$  м<sup>-1</sup>.
- Коэффициент распределенных потерь составляет от  $2 \times 10^{-3}$  до  $6 \times 10^{-3}$  м<sup>-1</sup>.
- Параметр насыщения практически не зависит от мощности накачки и равен 70–90 Вт/см<sup>2</sup>.
- Эксперименты по усилению недифрагмированного лазерного пучка показали, что на выходе усилителя мощность оптического излучения в максимуме реакторного импульса ( $q_{\text{max}} = 40$  Вт/см<sup>3</sup>) приблизительно на 100 %, а энергия лазерного излучения на 90 % выше, чем на входе.

Отметим, что в работе [2] исследовалась лазерная установка на смеси He:Ar:Xe = 600:200:1 при давлении 1 атм (длина волны 2.03 мкм). Параметры этой смеси должны быть близки к параметрам смеси He:Ar:Xe = 380:380:1, использованной в наших экспериментах. Результаты работы [2] показали, что начальный коэффициент усиления монотонно (но не линейно) возрастает с увеличением мощности накачки и при  $q = 180$  Вт/см<sup>3</sup> составляет около  $2$  м<sup>-1</sup>. При этом для  $q = 30$  Вт/см<sup>3</sup> коэффициент начального усиления составил  $0.8$  м<sup>-1</sup>, что находится в хорошем согласии с нашими результатами ( $0.75 - 0.85$  м<sup>-1</sup>). Однако в [2] параметр насыщения с ростом мощности накачки линейно возрастал от 90 Вт/см<sup>2</sup> на пороге генерации до 550 Вт/см<sup>2</sup> при  $q = 180$  Вт/см<sup>3</sup>, что отличается от результатов нашей работы.

Авторы выражают благодарность С.П.Мельникову за полезные обсуждения, а также сотрудникам группы эксплуатации реактора ВИР-2М С.Ф.Мельникову, Л.Ю. Глухову и Г.И.Жидову за сотрудничество и помощь, оказанную при проведении данной работы.

1. Синянский А.А. *Труды III межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 377).
2. Дьяченко П.П., Дюжов Ю.А., Орлов А.А., Полетаев Е.Д., Смольский В.Н., Благовестный О.Е. *Труды III межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 40).
3. Глова А.Ф. *Квантовая электроника*, **33** (4), 283 (2003).
4. Бочков А.В., Магда Э.П., Софиенко Г.С., Мироненко В.В., Мурзин В.М. *Труды III межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 244).
5. Патянин С.В., Синянский А.А., Лисенков А.В., Львов Л.В., Соснин П.В., Турутин С.Л., Цветков В.М., Шаравин В.А. *Труды III межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 227).
6. Pikulev A.A. Abramov A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6263**, 186 (2006).
7. Войнов А.М., Довбыш Л.Е., Кривоносов В.Н., Мельников С.П., Мельников С.Ф., Синянский А.А. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*, **2/3**, 63 (2000).
8. Hebner G.A., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **74** (6), 3673 (1993).
9. Hebner G.A., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **73** (8), 3614 (1993).
10. Магда Э.П., Бочков А.В., Крыжановский В.А., Мухин С.Л. *Труды II межд. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 265).
11. Hebner G.A., Hays G.N. *J. Appl. Phys.*, **73** (8), 3627 (1993).
12. Дюжов Ю.А., Евтодиев Е.В., Кухарчук О.Ф., Полетаев Е.Д., Смольский В.Н., Суворов А.А. *Сб. тез. докл. конф. «VIII Харитоновские Читения»* (Саров, 2006, с. 117).
13. Григорьев В.Д., Лисенков А.В., Мельников С.П., Патянин С.В., Пикулев А.А., Синянский А.А., Соснин П.В., Цветков В.М. *Труды III межд. конф. «Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы»* (Снежинск, 2003, с. 178).
14. Abramov A.A., Melnikov S.P., Mukhamatullin A.Kh., Pikulev A.A., Sinyanskii A.A., Tsvetkov V.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 1 (2004).
15. Джемисон Дж.Э., Мак-Фи Р.Х., Пласс Дж.Н., Грубе Р.Г., Ричардс Р.Дж. *Физика и техника инфракрасного излучения* (М.: Сов. радио, 1965).
16. *Таблицы физических величин. Справочник*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
17. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М.Прохорова. (М.: Сов. радио, 1978, т. 2).
18. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
19. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14** (9), 1353 (1971).
20. Siegman A.E. *Proc. Int. Conf. Laser's 95* (MacLean, VA: STS Press, 1996, p. 1).
21. Матвев В.Ю. *Труды II межд. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой»* (Арзамас-16, 1995, т. 1, с. 421).
22. Матвев В.Ю. *ЖТФ*, **71** (1), 72 (2001).
23. Березин И.С., Жидков Н.П. *Методы вычислений* (М.: Физматгиз, 1959, т. 1, 2).
24. Степанов Б.И. *Методы расчёта оптических квантовых генераторов* (Минск: Наука и техника, 1966, т. 1).
25. Rigrod W.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (5), 377 (1978).