

$\alpha_0^2 = 0.008$  м, длительность импульса  $\tau_0 = 100$  фс.

Для описания влияния атмосферы использована модель фазовых экранов, в которой спектр пространственных флуктуаций показателя преломления атмосферы задан модифицированным кармановским спектром. На рис. 1 приведены значения набега фазы поля излучения за фазовым экраном, что соответствует прохождению трассы в турбулентной атмосфере длиной 10 м, со структурной постоянной  $C_n^2 = 5.0 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ , с внешним масштабом турбулентности  $L=1\text{м}$ , и внутренним масштабом  $l=0.001\text{м}$ . Как видно из рис.1 крупномасштабные возмущения показателя

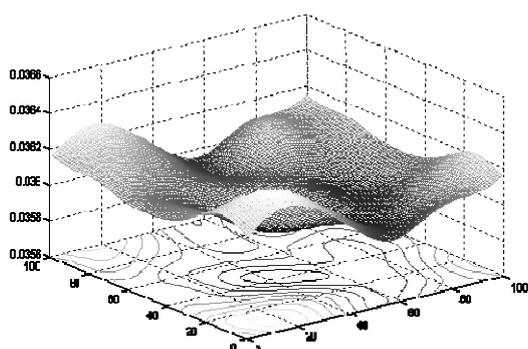


Рис.1 Набег фазы поля излучения за единичным фазовым экраном. Ось абсцисс и ось ординат - номера пространственных ячеек с шагом 0.0003 м. Вертикальная ось - величина набега фазы в радианах.

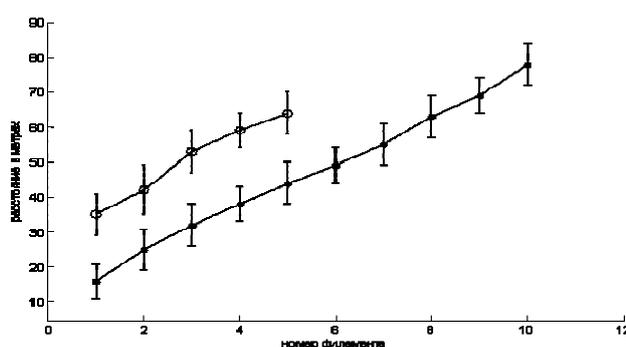


Рис.2. Расстояние до начала формирования очередного филамента при различных пиковых мощностях импульса  $P_0 = 1.0 \cdot 10^{11}$  Вт (светлые окружности), и при  $P_0 = 5.0 \cdot 10^{11}$  Вт (темные окружности).

преломления привели к общему положительному набегу фазы, на которое наложены мелкомасштабные флуктуации. Здесь же на плоскости  $xOy$  показаны линии равного набега фаз. Более темные линии соответствуют меньшему набегу фаз.

Для анализа процесса формирования мультифиламентов в турбулентной атмосфере для каждого лазерного импульса был синтезирован ансамбль случайных фазовых экранов с толщиной турбулентной среды в 10м. Для определения среднего значения начала формирования  $N$  – того филамента в пучке было проведено усреднение по 40 импульсам. На рис.2 приведена зависимость средней длины формирования  $N$  – того филамента в зависимости от порядкового номера филамента в пучке, для двух значений пиковой мощности. С увеличением расстояния  $z$  число филаментов в пучке возрастает.

С увеличением мощности лазерного импульса филаменты начинают формироваться ближе к выходной апертуре лазера. Как видно из рис.2, вследствие случайного разброса расстояний до начала филамента, в общем случае нельзя с уверенностью сказать, сколько филаментов будет образовываться от импульса к импульсу на заданном расстоянии от экрана. Таким образом, интенсивность широкополосного зондирующего излучения оказывается случайной, что необходимо учесть при обработке данных получаемых фемтосекундным лидаром.

#### Литература:

1. Wille H., Rodrigue M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Woste L. *Eur. Phys. J.*, **20**, 183, (2002).
2. С.А. Шленов, В.П. Кандидов *Оптика атмосферы и океана*, **17**, №8, 630-636, (2004).

### ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТНОГО СОЛНЕЧНОГО ЛАЗЕРА

Бахрамов С.А., Пайзиев Ш.Д., Шайимов Ф.Ф.

НПО «Академприбор», лаборатория лазерной физики, г. Ташкент

Лазеры, накачиваемые непосредственно солнечным излучением представляют большой интерес как на пути эффективного преобразования и транспортировки энергии солнечного излучения, так и его непосредственного применения для решения проблем экологии и энергетики возобновляемых источников энергии. В большинстве случаев исследований в качестве активного элемента в таких лазерах используются твердотельные элементы. Однако средняя мощность генерации этих лазеров оказалась ограниченной возможностями теплоотвода и механическими свойствами кристаллов.

Возможность создания газовых солнечных лазеров рассматривалась в [1,2]. В этом случае, проблема теплоотвода также оказалась весьма существенной, и решить эту проблему возможно лишь путем перехода к системам с быстрой прокачкой рабочего газа через активный резонатор. Анализ таких лазеров показывает, что существующие газовые лазеры имеют низкие К.П.Д (0.2-0.3 %), т.е. для практического использования не целесообразны. В тоже время жидкие активные среды могут иметь ряд преимуществ при создании мощных лазеров и усилителей, а именно:

1. Возможность изготовления активных элементов любой геометрической формы и размеров.
2. Благодаря циркуляции активной жидкости, упрощаются проблемы охлаждения лазера
3. Жидкостные активные среды отличаются дешевизной по сравнению с твердотельными активными элементами.

В настоящей работе рассматривается модель жидкостного солнечного лазера с мощностью накачки 1 МВт, которое достигается на фокусе Большой Солнечной Печи (БСП). Расчеты проведены методом Монте-Карло. Активный элемент предполагался расположенным в фокусе БСП, внутри вторичного прямоугольного концентратора, что позволяет обеспечить равномерное распределение излучения накачки на поверхности активного элемента. В качестве активного элемента использована неодимсодержащей оксихлорид фосфора  $\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4\text{-Nd}^{3+}$ . В работе [3] сообщается, что не ухудшая основные параметры среды, удалось значительно уменьшить коэффициент поглощения среды на длине волны генерации  $\lambda=1052$  нм. В настоящее время при концентрации неодима  $10^{20}\text{см}^{-3}$  удается синтезировать жидкую лазерную среду с коэффициентом поглощения  $(2-3)\cdot 10^{-4}\text{см}^{-1}$ , что существенно уменьшает порог генерации и улучшает выходные характеристики лазера.

В расчетах модели солнечного лазера использовались следующие значения параметров оксихлорид фосфора: концентрации ионов неодима  $N_{\text{Nd}}=10^{20}\text{см}^{-3}$ , сечение вынужденного перехода из состояния  ${}^4F_{3/2}$  в  ${}^4I_{11/2}$  - состояние,  $\sigma=8\cdot 10^{-20}\text{см}^2$ , время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_2=2.5\cdot 10^{-4}$  с, показатель преломления лазерной среды  $n=1.46$ , коэффициент поглощения  $\mu=3\cdot 10^{-4}\text{см}^{-1}$ .

Как известно, в фокусе БСП, на площади  $1\text{м}^2$  максимальная мощность составляет  $\sim 1$  МВт. При этом с помощью компьютерного управления гелиостатов не трудно получить равномерное распределение солнечного потока в фокусном пятне который соответствует интенсивности  $100\text{Вт}/\text{см}^2$ . В фокусном пятне можно установить ряд заполненных активной средой стеклянных цилиндрических кювет длиной 100 см с внутренним диаметром 1.5 см. Для эффективного концентрирования солнечного излучения можно использовать вторичные концентраторы прямоугольной формы с шириной в 2-3 раза большей, чем диаметр кюветы. В этом случае в фокусе можно разместить порядка 25 кювет.

В жидкой неодимсодержащей активной среде на основе оксихлорида фосфора активными элементами являются ионы неодима, на которых происходит генерация по хорошо известной четырехуровневой схеме.

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= W(t)N_g - BqN_2 - \frac{N_2}{\tau_2} \\ \frac{dq}{dt} &= (V_aBN_2 - \frac{1}{\tau_a})q \\ N_{\text{Nd}} &= N_g + N_2 \\ N_1 &= N_3 = 0. \end{aligned} \tag{1}$$

При расчетах использованы следующие начальные условия  $N_2(0)=0$  и  $q(0)=q_0$ , где  $q_0$  – малое число фотонов в резонаторе, необходимое для возникновения генерации.  $N_1, N_2, N_3$  – концентрации ионов неодима в возбужденных состояниях 1, 2 и 3.  $N_g$  – концентрация ионов неодима в основном

состоянии.  $N_{Nd}$  – концентрация ионов неодима в лазерной жидкости.  $W(t)$  – удельная скорость накачки;  $B$  – коэффициент Эйнштейна вынужденного излучения;  $q$  – полное число фотонов в резонаторе;  $\tau_2$  – среднее время жизни в возбужденном состоянии 2;  $V_a$  – объем, занимаемый модой в активной среде;  $\tau_a$  – среднее время жизни фотона в резонаторе.

При солнечной накачке выражение для удельной скорости накачки можно представить в виде :

$$W(t) = \delta P / (V h \nu N_g); \quad 0 \leq t \leq t_p \quad (2)$$

где  $\delta$  – эффективность накачки;  $P$  – мощность накачки;  $V$  – объем лазерной жидкости;  $h \nu = 1.17$  эВ – энергия лазерного перехода;  $t_p$  – длительность импульса накачки. В расчетах полагалось  $t_p = 1$  мс.

Система уравнений (1) решалась для используемой жидкой лазерной среды на основе оксихлорида фосфора при выше указанных основных параметров.

Временная зависимость выходной мощности жидкостного импульсного лазера с теми же параметрами, работающего в режиме свободной генерации, при накачке от Солнца представлена на рис.1.

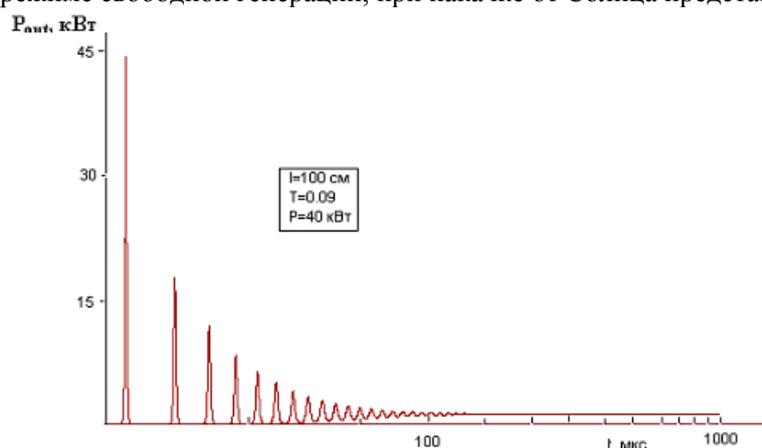


Рис.1. Временная зависимость выходной мощности  $P_{out}$  жидкостного лазера при накачке от Солнца импульсом длительностью 1 мс.

Из рис.1. видно что, выходная мощность отдельных пиков достигает нескольких десятков киловатт, но средняя мощность излучения составляет  $\approx 1.3$  кВт на импульс. При интенсивности солнечного излучения  $100 \text{ Вт/см}^2$ , оптимальные коэффициенты пропускания выходного зеркала равнялись 0.05 и 0.09 для резонаторов длиной 50см, 100см соответственно,. При интенсивности  $200 \text{ Вт/см}^2$ , она равнялась 0.08 для резонатора длиной 50 см. Средняя выходная мощность лазерного излучения достигает до 1.66 кВт в импульсе, при интенсивности солнечного излучения  $200 \text{ Вт/см}^2$ . При этом КПД лазера, который определяется как отношение выходной энергии лазера к энергии солнечного излучения, падающего на фокальную плоскость концентратора, составляет 4.2% .

Численные эксперименты показали, что использование  $\text{POCl}_3\text{-SnCl}_4\text{-Nd}^{3+}$  в качестве активной среды лазера накачиваемого концентрированным солнечным излучением, позволяет получить эффективность преобразования до 5%. Общая средняя мощность за импульс, такого лазера на БСП может достигать значения  $\sim 40$  кВт при использовании параллельных кювет.

#### Литература:

1. Голгер А.Л., Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Квантовая электроника , 5 , 1982 (1978)
2. Гордиец Б.Ф., Гудзенко Л.И., Панченко В.Я. Писма в ЖЭТФ. 26, 163 (1977)
3. А.А. Серегин., Е.А. Серегина. Квантовая электроника. 34, 99 (2004)

### ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ ГЕТЕРОДИННОГО ФОТОПРИЕМНИКА В СЛУЧАЕ НЕИДЕАЛЬНОГО ЛАЗЕРА

Р.Р. Вильданов, Г.Б. Эшонкулов, Н.Б. Турсунова  
 Национальный университет Узбекистана [radiophysic@nuu.uz](mailto:radiophysic@nuu.uz)