

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО СЛОЖЕНИЯ ДВУХ ЛАЗЕРНЫХ КАНАЛОВ. ЭФФЕКТЫ СЕЛЕКЦИИ ПРОДОЛЬНЫХ МОД

А.А. Пикулев

Институт ядерной и радиационной физики ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров
E-mail: pikulev@expd.vniief.ru

Представлены результаты расчетно-аналитического исследования схемы параллельного сложения двух лазерных каналов в приближении среднего «эффективного коэффициента отражения». На примере одинарного лазерного канала с поперечным выводом излучения исследован эффект селекции продольных мод. Выполнены расчеты мощности генерации в приближении равномерного распределения спектрального состава продольных мод излучения по волновому числу и проведено сравнение расчета с результатами экспериментов.

Ключевые слова:

Многоканальная лазерная система, лазеры с ядерной накачкой, параллельное сложение лазерных каналов, сложный резонатор, селекция продольных мод.

Key words:

Multichannel laser system, nuclear-pumped lasers, parallel composition of laser channels, complex cavity, selection of longitudinal modes.

Среди различных методов формирования излучения многоканальных лазерных установок с ядерной накачкой наиболее перспективным является метод параллельного сложения [1]. Результаты экспериментов [2] показывают, что при параллельном сложении не происходит аккумуляции оптических неоднородностей и выполняется закон масштабности: форма импульсов генерации не зависит от количества лазерных каналов, а мощность и энергия генерации пропорциональна их числу.

Метод расчета мощности и энергии генерации нескольких параллельно сложенных лазерных каналов в приближении усредненных значений интенсивности излучения изложен в работе [1]. Существенным недостатком данного метода является большой объем вычислений и сложность задания начального приближения.

В данной статье представлена методика расчета мощности генерации двух параллельно сложенных каналов с помощью решения нелинейного уравнения с одним неизвестным, спектр решений которого можно представить графически. Рассмотрены эффекты селекции продольных мод и изучено их влияние на параметры генерации лазерного канала с поперечным выводом излучения.

Оптическая схема параллельного сложения двух лазерных каналов и обозначения мощностей бегущих волн приведены на рис. 1. Для мощностей излучения P_{lm} ($l=1, 2$; $m=1-4$) имеем следующую систему уравнений

$$\begin{cases} \kappa_1 P_{1,1} = T_1 P_{1,4} + R_1 P_{2,2}, & \kappa_2 P_{2,1} = T_2 P_{2,4} + r R_2 P_{2,3}, \\ P_{1,2} = R_1 P_{1,4} + T_1 P_{2,2}, & P_{2,2} = R_2 P_{2,4} + r T_2 P_{2,3}, \\ P_{1,3} = R_1 P_{1,1} + T_1 P_{1,2}, & P_{2,3} = R_2 P_{2,1} + T_2 P_{1,3}, \\ P_{1,4} = T_1 P_{1,1} + R_1 P_{1,2}, & P_{2,4} = T_2 P_{2,1} + R_2 P_{1,3}. \end{cases} \quad (1)$$

где κ – «эффективный коэффициент отражения»; R , T – коэффициенты отражения и пропускания зеркал [1]. Мощность генерации определяется по формуле $P_{out} = (1-r)P_{2,3}$.

Для $P_{l,1}$ справедливы следующие приближенные соотношения [1, 3]:

$$P_{l,1} = \frac{\beta_l L_l P_l^s}{1 - \kappa_l} \left\{ \frac{\alpha_l^0}{\beta_l + \rho_l} - 1 \right\}, \quad \beta_l = \frac{1}{2L_l} \ln \left\{ \frac{1}{\kappa_l} \right\},$$

где L – длина активной среды; β – коэффициент сосредоточенных потерь; α^0 – коэффициент начального усиления; P^s – мощность насыщения.

Матрица линейной системы уравнений (1) имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} -\kappa_1 & 0 & 0 & T_1 & 0 & R_1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & R_1 & 0 & T_1 & 0 & 0 \\ R_1 & T_1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_1 & R_1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\kappa_2 & 0 & rR_2 & T_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & rT_2 & R_2 \\ 0 & 0 & T_2 & 0 & R_2 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & R_2 & 0 & T_2 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Система (1) имеет нетривиальное решение при равенстве нулю ее определителя [4]

$$\begin{cases} a_{12} \kappa_1 \kappa_2 - a_1 \kappa_1 - a_2 \kappa_2 + a_0 = 0, \\ a_{1,2}, a_1, a_2, a_0 \geq 0, \\ a_{12} = \det \left\{ \frac{\partial^2 A}{\partial \kappa_1 \partial \kappa_2} \right\}, a_1 = -\det \left\{ \frac{\partial A_{\kappa_2=0}}{\partial \kappa_1} \right\}, a_2 = \\ = -\det \left\{ \frac{\partial A_{\kappa_1=0}}{\partial \kappa_2} \right\}, a_0 = \det \{ A_{\kappa_1=\kappa_2=0} \}. \end{cases}$$

На рис. 2 представлены зависимости $\kappa_2(\kappa_1)$ для нескольких значений r при $R_1=R_2=0,4$ и $\delta=0,01$ ($\delta=1-R-T$ – потери на поворотных зеркалах). Из рисунка видно, что графики зависимостей $\kappa_2(\kappa_1)$ состоят из двух ветвей. Физический смысл имеет только верхняя ветвь, для которой $a_0 > a_1 \kappa_1$, $a_2 > a_{12} \kappa_1$.

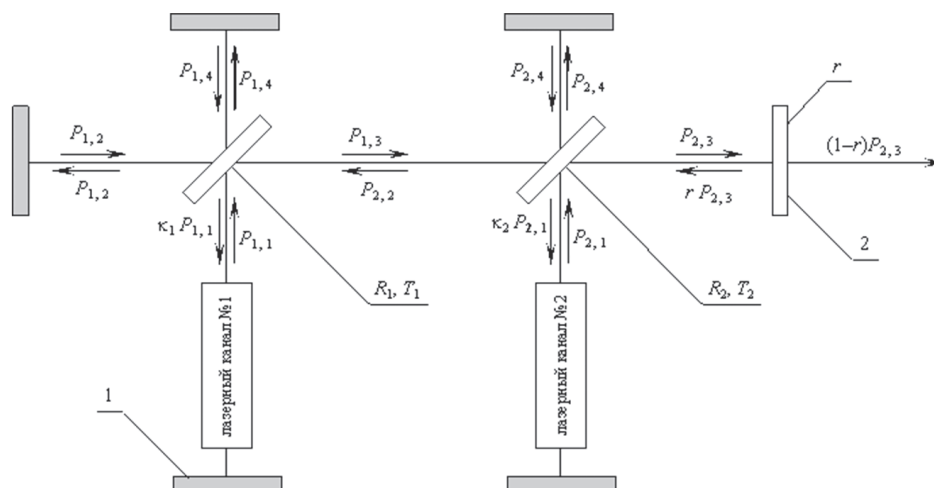


Рис. 1. Схема двух параллельно сложенных лазерных каналов: 1) глухое; 2) полупрозрачное зеркало

Поскольку определитель системы (2) равен нулю, одно уравнение из системы (1) является следствием других и может быть опущено. В этом случае расширенная матрица системы уравнений имеет вид (опущено уравнение для $P_{2,1}$)

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & T_1 & 0 & R_1 & 0 & 0 & -\kappa_1 P_{1,1} \\ -1 & 0 & R_1 & 0 & T_1 & 0 & 0 & 0 \\ T_1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_1 P_{1,1} \\ R_1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & T_1 P_{1,1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & r T_2 & R_2 & 0 \\ 0 & T_2 & 0 & R_2 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & R_2 & 0 & T_2 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

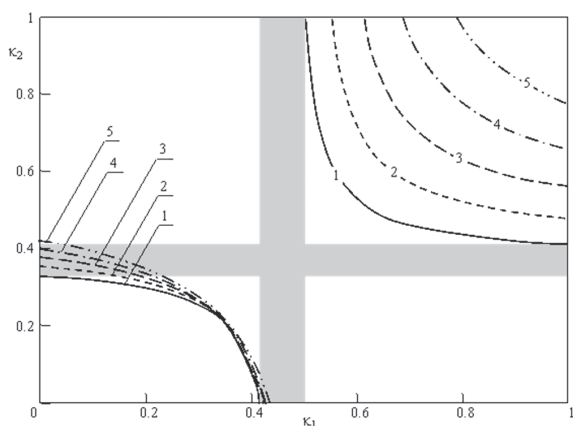


Рис. 2. Зависимость $\kappa_2(\kappa_1)$ для значений r : 1) 0; 2) 20; 3) 40; 4) 60; 5) 80 %

Мощности излучения $P_{2,1}$ и $P_{2,3}$ могут быть вычислены из расширенной матрицы системы (3) по формулам Крамера [4]:

$$P_{2,1} = B_1 B^{-1}, \quad P_{2,3} = B_2 B^{-1},$$

где B — определитель матрицы системы (3), а определитель B_1 (B_2) получен из B заменой 4-го (6-го) столбца на 8-й столбец расширенной матрицы (3).

Определители B_1 и B_2 удобно представить в виде, в котором явно выделена линейная зависимость от κ_1 ($b_{11}, b_{21}, b_{10}, b_{20} \geq 0$):

$$B_1 = P_{1,1} \{ \kappa_1 b_{11} - b_{10} \}, \quad B_2 = P_{1,1} \{ \kappa_1 b_{21} - b_{20} \}.$$

Зависимости коэффициентов b_{11}, b_{10}, b_{21} и b_{20} от r являются линейными.

Для мощности излучения на входе во второй лазерный канал и на выходе из генератора имеем следующие соотношения ($b_0 = -B \geq 0$):

$$P_{2,1} = P_{1,1} \{ \kappa_1 b_{11} - b_{10} \} b_0^{-1}, \\ P_{out} = (1-r) P_{1,1} \{ \kappa_1 b_{21} - b_{20} \} b_0^{-1}.$$

Мощности $P_{1,1}$ и $P_{2,1}$ являются взаимно однозначными монотонно возрастающими функциями κ_1 и κ_2 : $P_{1,1} = f_1(\kappa_1)$ и $P_{2,1} = f_2(\kappa_2)$. В результате имеем одно нелинейное уравнение с одним неизвестным κ_1 :

$$f_1 \{ \kappa_1 \} = \frac{b_0}{\kappa_1 b_{11} - b_{10}} f_2 \left\{ \frac{a_0 - a_1 \kappa_1}{a_2 - a_{12} \kappa_1} \right\}. \quad (4)$$

При проведении расчетов мы использовали следующие параметры лазерно-активной среды He/Ar/Xe (380:380:1, давление 1 атм, длина волны 2,03 мкм) [5]: $\alpha_0 = 1,1 \text{ м}^{-1}$; $\rho = 0,01 \text{ м}^{-1}$; $P^s = 300 \text{ Вт}$; $L = 2 \text{ м}$. Графическое решение уравнения (4) для $R_1 = R_2 = 0,4$, $\delta = 0,01$ представлено на рис. 3.

Расчетные и экспериментальные зависимости максимальной мощности генерации двух параллельно сложенных лазерных каналов для $R_1 = R_2 = 0,15$, $\delta = 0,01$, приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что расхождение между расчетом и экспериментом для $r > 0,4$ может превосходить 50 %. Причиной такого расхождения может служить эффект селекции продольных мод, который рассмотрен ниже.

Эффекты селекции продольных мод рассмотрим на примере одинарного лазерного канала с поперечным выводом излучения в приближении плоских волн.

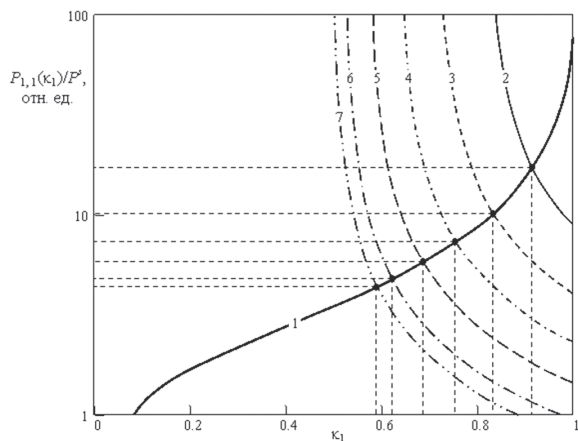


Рис. 3. Графическое решение нелинейного уравнения (4): 1) левая часть. Правая часть для значений r : 2) 90; 3) 70; 4) 50; 5) 30; 6) 10; 7) 0 %

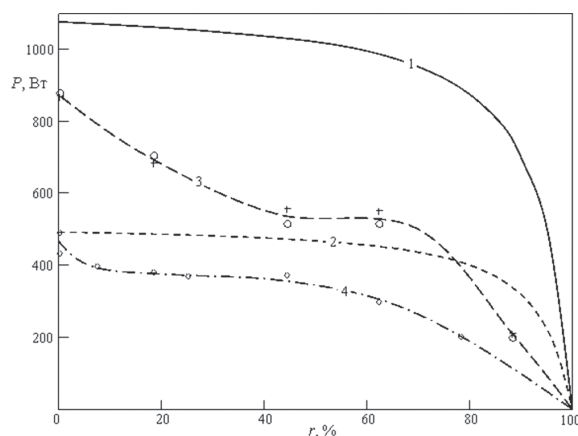


Рис. 4. Мощность генерации: 1,3) двух параллельно сложенных лазерных каналов и 2,4) одинарного лазерного канала с поперечным выводом излучения: 1,2) расчет; 3,4) эксперимент

Схема лазерного канала представлена на рис. 5 (обобщенный резонатор Фокса-Смита). Для электромагнитных волн имеем следующую систему уравнений

$$\begin{cases} \kappa' E_1^+ \exp\{-2ik(L_0 + L_1) + \rho L_1\} = T'R'_3 E_3^+ + R'R'_1 E_4^+, \\ E_2^+ \exp\{-2ikL_2 + \rho L_2\} = R'R'_2 E_3^+ + T'R'_2 E_4^+, \\ E_3^+ \exp\{-2ikL_3 + \rho L_3\} = T'R'_3 E_1^+ + R'R'_3 E_2^+, \\ E_4^+ \exp\{-2ikL_4 + \rho L_4\} = r'R'E_1^+ + r'T'E_2^+. \end{cases} \quad (5)$$

где κ' – «эффективный коэффициент отражения» по полю; k – волновое число.

Амплитуду генерации можно найти по формуле

$$E_{out} = t'(r')^{-1} E_4^+ \exp\{-ikL_3 - \rho L_4 / 2\}. \quad (6)$$

Учитывая равенство нулю определителя однородной системы Δ (5) имеем следующее уравнение для определения «эффективного коэффициента отражения» κ'

$$\kappa' = -\Delta_{\kappa'=0} \left\{ \frac{d\Delta}{d\kappa'} \right\}^{-1}.$$

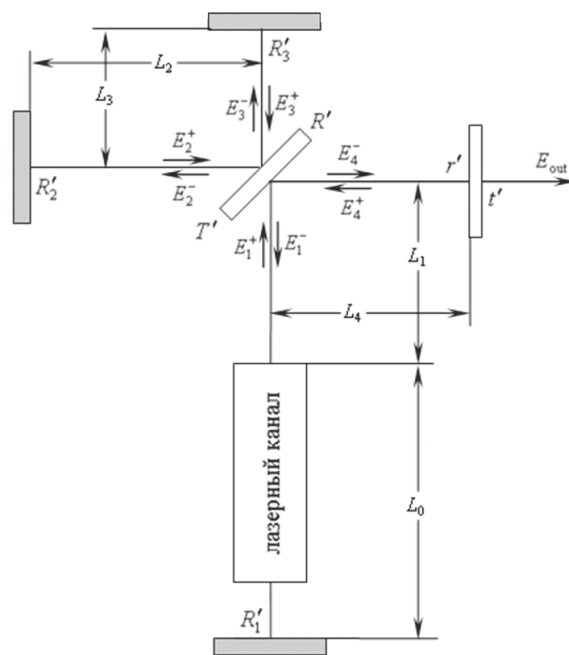


Рис. 5. Схема лазерного канала с поперечным выводом излучения

Спектральный «эффективный коэффициент отражения» $\kappa(k)$ определяется по формуле

$$\kappa(k) = |\kappa'|^2, \quad \phi(k) = \arg\{\kappa'\}.$$

При $\phi(k)=0$ наблюдается полное воспроизведение поля при обходе резонатора.

На рис. 6 представлены результаты расчетов для $\kappa(k)$ при использовании в качестве поворотного зеркала плоскопараллельной пластинки с толщиной 2 мм.

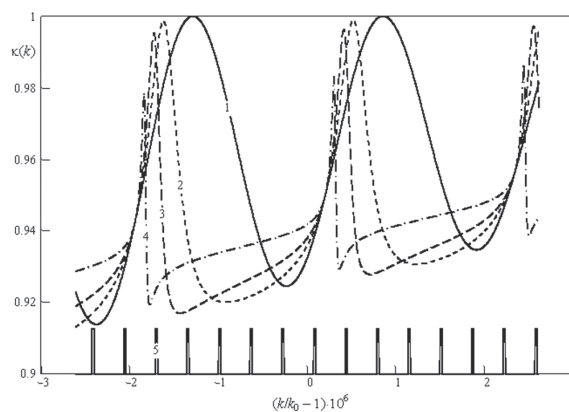


Рис. 6. «Эффективный коэффициент отражения» $\kappa(k)$: 1) $r=0$; 2) 30; 3) 60; 4) 90 %; 5) нули фазы поля

Если период $\kappa(k)$ существенно меньше, чем ширина линии излучения, можно ввести среднее значение «эффективного коэффициента отражения»

$$\kappa = \frac{1}{\Delta k_\tau} \int_0^{\Delta k_\tau} \kappa(k) dk = \lim_{A \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{2A} \int_{-A}^A \kappa(k) dk \right\}, \quad (7)$$

где Δk_τ – период функции $\kappa(k)$.

Значение κ можно получить из системы уравнений для интенсивностей бегущих электромагнитных волн (1), в которых фазовые соотношения не учитываются.

Мощность излучения на выходе из лазерно-активной среды для фиксированного волнового числа k можно найти по приближенной формуле

$$P_1^+(k) = \frac{\beta(k)L_0 P^s}{1 - \kappa(k)} \left\{ \frac{\alpha^0(k)}{\beta(k) + \rho(k)} - 1 \right\},$$

$$\beta(k) = \frac{1}{2L_0} \ln \frac{1}{\kappa(k)},$$

где $P_1^+(k) = E_1^+(k) \{E_1^+\}^* = |E_1^+|^2$ (E^* – комплексно-сопряженное значение).

Мощность генерации можно найти из соотношения (6), которое после умножения на комплексно-сопряженное выражение принимает вид

$$P_{out}(k) = r^{-1} t E_4^+(k) \{E_4^+(k)\}^* = r^{-1} t P_4^+(k).$$

На рис. 7 приведена спектральная мощность генерации при использовании в качестве поворотного зеркала плоскопараллельной пластинки с толщиной 2 мм.

Обратимся к вопросу о вычислении мощности генерации в сложном резонаторе. Если вариации длин плеч сложного резонатора в течение всего лазерного импульса много меньше длины волны излучения, а модами резонатора являются плоские волны, то генерация будет происходить на длинах волн, имеющих максимальный κ_{max} :

$$P_{out} = P_{out}(\kappa_{max}), \quad \forall k \rightarrow \kappa(k_{max}) \geq \kappa(k).$$

Вышеописанный режим генерации достигается в лазерах, генерация в которых происходит на одной поперечной моде и имеющих согласованный сложный резонатор [6]. В случае, если генерация происходит на нескольких поперечных модах или зеркала резонатора являются несогласованными, данный режим не реализуется.

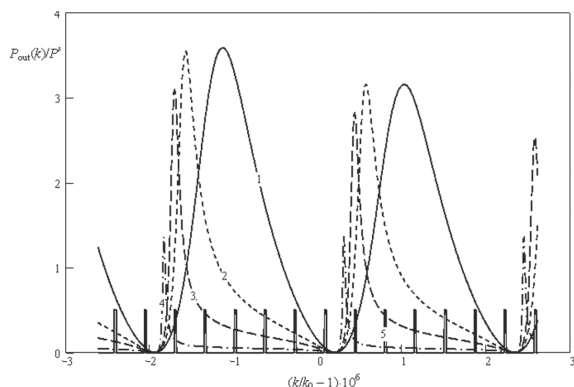


Рис. 7. Относительная мощность генерации в зависимости от k : 1) $r=0\%$; 2) 30% ; 3) 60% ; 4) 90% ; 5) нули фазы поля

В многомодовом режиме генерация имеет вид конкуренции продольных мод, которые постоянно

сменяют друг друга – режим перемешивания продольных мод.

Для определения мощности генерации в таком режиме можно использовать приближения: 1) среднего «эффективного коэффициента отражения»; 2) равномерного распределения спектра генерации по волновому числу.

1. В первом приближении для мощности генерации справедливо соотношение

$$\langle P_{out} \rangle = P_{out}(\kappa),$$

где κ – среднее (по спектру) значение «эффективного коэффициента отражения» (7).

2. Второе приближение предполагает, что в спектре генерации попеременно присутствуют все продольные моды, для которых выполнены условия по порогу генерации, причем среднее время генерации на каждой моде не зависит от волнового числа k . В данном случае мощность генерации можно найти по формуле

$$\langle P_{out} \rangle = \frac{1}{S_k} \int_0^\infty P_{out}(k) dk, \quad S_k = \int_0^\infty h \{P_{out}(k)\} dk,$$

где h – единичная функция Хевисайда [7].

На рис. 8 приведена мощность генерации, вычисленная в приближениях № 1 и 2 при использовании в качестве делительных зеркал плоскопараллельной пластинки с толщиной 2 мм (параметры лазерно-активной среды He/Ar/Xe приведены выше).

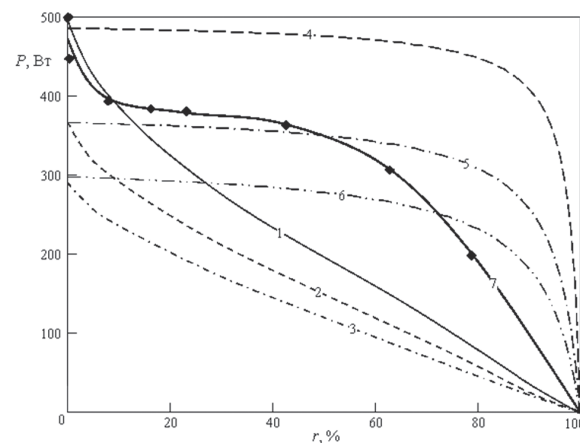


Рис. 8. Мощность генерации лазерного канала с поперечным выводом излучения: 1–3) приближение № 1; 4–6) приближение № 2; 7) эксперимент. Потери на пластинке: 1,4) 0; 2,5) 1; 3,6) 2 %

Из рис. 8 видно, что экспериментальная зависимость лежит между приближением среднего «эффективного коэффициента отражения» (№ 1) и приближением равномерного распределения спектра генерации по волновым числам (№ 2). Приближение № 2 достаточно хорошо описывает поведение генерации в области $r \approx 0$; при увеличении коэффициента отражения выходного зеркала экспериментальная кривая идет выше, чем расчетная.

Отсюда следует, что при увеличении r некоторая селекция по волновому числу все-таки наблюдается, и генерация в основном происходит на продольных модах, имеющих большее значение «эффективного коэффициента отражения».

Выводы

Предложен аналитический метод определения мощности генерации двух параллельно сложенных лазерных каналов в приближении среднего «эффективного коэффициента отражения». Метод позволяет редуцировать нелинейную систему 10 уравнений с 10 неизвестными, которая ранее нами решалась численно [1], к одному нелинейному уравнению. Сравнение результатов экспериментов и расчетов показывает достаточно значительное расхождение, которое может быть связано с влиянием эффекта селекции продольных мод в сложном резонаторе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pikulev A.A., Abramov A.A. The numerical investigation efficiency of parallel and successive laser cells composition // Proc. of SPIE. – 2006. – V. 6263. – P. 186–196.
2. Pikulev A.A., Patyanin S.V., Sinyanskii A.A., Sosnin P.V., Turutin S.L., Tsvetkov V.M. Forming of optical radiation of multi-channel nuclear-pumped lasers // Proc. of SPIE. – 2008. – V. 6938. – P. 69380D–69389D.
3. Rigrod W.W. Homogeneously broadened CW lasers with uniform distributed loss // Journal of Quantum Electronics. – 1978. – V. QE-14. – № 5. – P. 377–381.
4. Курош А.Г. Курс высшей алгебры. – М.: Физматлит, 1963. – 432 с.

Эффект селекции продольных мод исследован на примере одинарного лазерного канала с поперечным выводом излучения. Выполнены расчеты мощности генерации в приближении равномерного распределения спектрального состава продольных мод излучения по волновому числу. Сравнение результатов расчета с экспериментом показывает, что использованное приближение достаточно хорошо описывает поведение генерации в области $r \approx 0$, но при увеличении коэффициента отражения выходного зеркала экспериментальная кривая идет выше расчетной. По-видимому, при увеличении r происходит некоторая селекция по волновому числу, и генерация в основном происходит на продольных модах, имеющих минимальные потери.

Материалы статьи доложены и обсуждены на Международной конференции Atomic and Molecular Pulsed Lasers, Томск, 14–18 сентября, 2009 г.

5. Abramov A.A., Melnikov S.P., Mukhamatullin A.Kh., Pikulev A.A., Sinyanskii A.A., Tsvetkov V.M. Study of fission-fragment excited xenon laser in He-Xe, Ar-Xe, and He-Ar-Xe mixtures // Proc. of SPIE. – 2004. – V. 5483. – P. 1–13.
6. Быков В.П., Силичев О.О. Лазерные резонаторы. – М.: Физматлит, 2004. – 320 с.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1984. – 832 с.

Поступила 12.01.2010 г.