

Спектр генерации твердотельного лазера с неоднородным распределением накачки вдоль резонатора Фабри–Перо

Е.А.Овчинников, П.А.Хандохин, Е.Ю.Широков

Экспериментально и теоретически исследовано влияние неоднородного распределения ненасыщенного усиления вдоль резонатора, обусловленного частичным заполнением активной средой резонатора и экспоненциальным поглощением излучения накачки вдоль активного элемента, на конкурентное взаимодействие продольных мод. Обсуждаются доводы в пользу такого подхода к описанию многомодовой генерации твердотельных лазеров с продольной неоднородной накачкой.

Ключевые слова: твердотельный линейный лазер, спектр излучения, пространственно неоднородная накачка.

Введение

Проблема влияния пространственно неоднородного распределения усиления в твердотельном лазере на его динамические характеристики (оптический спектр, поляризация излучения и т. д.) имеет давнюю историю. В первую очередь это касается связи продольной по резонатору неоднородности усиления с особенностями оптического спектра излучения лазера [1, 2]. Было обнаружено, что расположение активной среды вблизи зеркал резонатора приводит к увеличению конкуренции продольных мод, в результате которой наблюдается прореживание оптического спектра, т. е. в генерацию вступают моды, отстоящие друг от друга более чем на два межмодовых интервала. Увеличение конкуренции мод имеет простое качественное объяснение. Пространственные структуры собственных мод резонатора наиболее сильно перекрываются вблизи зеркал резонатора, поскольку узлы всех мод сходятся на зеркалах. Количественное проявление этого эффекта зависит от конкретного вида продольной неоднородности усиления.

Появление лазеров с диодной накачкой через один из торцов активного элемента, на котором, как правило, располагается входное зеркало резонатора, вызвало новый всплеск интереса к особенностям их динамического поведения, обусловленным неоднородным распределением усиления внутри резонатора лазера. Одной из причин продольной неоднородности усиления является частичное заполнение резонатора активной средой. Другая причина заключается в экспоненциальном затухании интенсивности пучка накачки в процессе его распространения вдоль оси активного элемента.

Исследование влияния каждого типа неоднородности усиления проводилось в работах [3, 4]. В работе [3] экспериментально и теоретически было показано, что частичное заполнение резонатора активной средой может приводить к подавлению оптических мод с потенциально

большим усилением (например, центральной моды) более слабыми модами. К аналогичным выводам пришли авторы работы [4], учитывавшие экспоненциальное уменьшение инверсии населенностей от одного торца кристалла (через который осуществляется накачка) к другому. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуется совместное действие отмеченных факторов продольной неоднородности ненасыщенного усиления вдоль резонатора на конкурентное взаимодействие продольных мод.

1. Модель твердотельного лазера с диодной накачкой

Основные черты поведения многомодовых твердотельных лазеров хорошо описываются балансной моделью Танга, Статца и де Марса [5], тщательно изученной в случае однородного распределения усиления вдоль резонатора [6–9]:

$$\frac{dI_k(\tau)}{d\tau} = GI_k(\tau) \left[g_k \int_0^L n(z, \tau) \psi_k^2(z) dz - 1 - \beta_k \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(z, \tau)}{\partial \tau} = A(z) - n(z, \tau) \left[1 + \sum g_j \psi_j^2(z) I_j(\tau) \right]. \quad (2)$$

Здесь $I_k(\tau)$ – интенсивность отдельной моды, отнесенная к полю насыщения; $n(z, \tau)$ – плотность инверсии населенностей; $\tau = t/T_1$ – время, измеренное в единицах времени затухания инверсии населенностей; z – продольная координата; L – оптическая длина резонатора; $A(z)$ – параметр накачки, отражающий ненасыщенное распределение инверсии населенностей вдоль резонатора; $\psi_k(z) = \sqrt{2} \sin(\pi q_k z/L)$ – собственная функция резонатора для продольных мод резонатора Фабри–Перо; $\pi q_k/L$ – волновое число (q_k – большое целое число, равное числу полуволн k -й моды на длине резонатора); $k = 1, 2, \dots, K$; K – полное число лазерных мод, включенных в рассмотрение; $G = T_1/T_c$; T_c – время жизни фотона в резонаторе; g_k – коэффициент усиления k -й моды; β_k – дополнительные потери в k -й моде по сравнению с эталонными потерями, задаваемыми $1/T_c$.

В простейшем случае, когда накачка однородна по всей длине резонатора ($A(z) = A_0$), переход от интегродифференциальных уравнений к системе обыкновенных дифференциальных уравнений осуществляется путем разложения инверсии населенностей в бесконечный ряд

$$n(z, \tau) = D_0(\tau) - 2 \sum_{k=1}^K n_k(\tau) \cos(2\pi q_k z/L) + \dots, \quad (3)$$

в котором принимаются во внимание только выписанные в (3) члены разложения; коэффициенты последнего непосредственно входят в уравнения для интенсивностей мод. Порядок системы при этом составляет $2K + 1$. Коэффициенты этого разложения представляют собой усредненную по длине резонатора инверсию населенностей и амплитуды пространственных решеток инверсии с масштабом неоднородности порядка $\lambda/2$, обусловленные выжиганием инверсии населенностей каждой оптической модой. Подчеркнем, что вне поля зрения этой модели [6–9] остались как крупномасштабные решетки инверсии населенностей с масштабом неоднородности $\sim L/2(q_i - q_j)$, так и мелкомасштабные решетки с масштабом неоднородности $\sim \lambda/4$. Многочисленные исследования показывают, что это приближение вполне оправданно для описания низкочастотной динамики многомодовых твердотельных лазеров в случае однородного распределения накачки вдоль резонатора.

В реальном эксперименте ненасыщенное усиление активной среды распределено вдоль резонатора далеко не однородным образом. В связи с этим к настоящему времени намечились два альтернативных подхода к проблеме учета неоднородного распределения усиления (инверсии населенностей) вдоль оси резонатора лазера, различающиеся видом разложения инверсии населенностей активной среды в ряд по функциям $\cos(2\pi Q_i z/L)$ [2–4, 10]. Здесь через Q_i обозначены как небольшие целые числа (0, 1, 2, ..., $K - 1$), так и большие числа, совпадающие с q_k .

В работе [11] строго обосновывается модель многомодового твердотельного лазера, в которой для учета пространственной неоднородности ненасыщенного усиления активной среды в рассмотрение вводится отдельный постоянный во времени множитель $\Phi(z)$ ($A(z) = A_0 \Phi(z)$), описывающий ненасыщенный профиль усиления:

$$n(z, \tau) = \Phi(z)N(z, \tau). \quad (4)$$

Здесь $\Phi(z)$ определяется только геометрией задачи (размерами кристалла, экспоненциальным изменением усиления вдоль кристалла и т. д.) и описывает медленные изменения инверсии населенностей вдоль оси резонатора, новая переменная $N(z, \tau)$ описывает насыщение инверсии населенностей генерируемым полем (в отсутствие поля $N(z, \tau) = A_0$). Такое представление инверсии населенностей приводит к появлению в уравнениях для интенсивностей полей дополнительных членов (по сравнению с простейшим случаем), описывающих изменение конкурентного взаимодействия мод; порядок системы при этом остается прежним ($2K + 1$):

$$\begin{aligned} \frac{dI_k}{d\tau} &= GI_k \left[g_k \left(D_0 + \sum_{m=1}^K N_m \Phi_{|k-m|} \right) - 1 - \beta_k \right], \\ \frac{dD_0}{d\tau} &= A_0 - D_0 \left(1 + \sum_{m=1}^K g_m I_m \right) - \sum_{m=1}^K g_m I_m N_m, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{dN_k}{d\tau} = - \left(1 + \sum_{m=1}^K g_m I_m \right) N_k - \frac{1}{2} g_k I_k D_0.$$

Здесь коэффициенты разложения Φ_j введены следующим образом:

$$\Phi_0 = \frac{1}{L} \int_0^L \Phi(z) dz \equiv 1, \quad \Phi_j = \frac{1}{L} \int_0^L \Phi(z) \cos \frac{2\pi j z}{L} dz. \quad (6)$$

Следует лишний раз подчеркнуть, что в предлагаемом подходе учитываются крупномасштабные решетки инверсии населенностей, обусловленные продольной неоднородностью накачки:

$$D_p^0(\tau) = D_0(\tau) \Phi_p.$$

Верхний индекс при $D_p^0(\tau)$ обозначает, что эти решетки описывают ненасыщенный крупномасштабный профиль инверсии населенностей. Другими словами, в их формировании генерируемые моды не принимают участия, что обуславливает отсутствие амплитуд $D_p^0(\tau)$ в числе переменных в уравнениях (5). Полную амплитуду крупномасштабных решеток можно представить в следующем виде:

$$D_p(\tau) \equiv \frac{1}{L} \int_0^L n(z, \tau) \cos \frac{2\pi p z}{L} dz = D_p^0(\tau) + D_p^s(\tau). \quad (7)$$

Здесь слагаемое $D_p^s(\tau)$ описывает насыщение. Его учет в работе [10] приводит к увеличению размерности системы уравнений до $3K$. В предлагаемой модели мы пренебрегаем решетками $D_p^s(\tau)$, оставаясь, таким образом, в рамках приближения, общепринятого для случая равномерного распределения ненасыщенного усиления.

Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими результатами, полученными на основе модели (5), зададимся конкретным видом продольной неоднородности ненасыщенного усиления, обусловленным экспоненциальным затуханием накачки вдоль кристалла, неполностью заполняющего резонатор лазера, что соответствует реальным экспериментальным условиям:

$$\Phi(z) = \begin{cases} \alpha L \exp(-\alpha z) / [1 - \exp(-\alpha l)], & 0 \leq z \leq l, \\ 0, & l < z \leq L. \end{cases} \quad (8)$$

Такой вид функции распределения обеспечивает выполнение равенства $\Phi_0 = 1$. Остальные коэффициенты разложения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_p &= \frac{1}{1 + q^2 p^2} \left[\frac{\exp(\alpha l) - \cos(2\pi p l / L)}{\exp(\alpha l) - 1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{q^2 p^2 \alpha l}{\exp(\alpha l) - 1} \frac{\sin(2\pi p l / L)}{2\pi p l / L} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где $p = 1, 2, \dots, K - 1$; $q = 2\pi / \alpha L$. Выражение (9) переходит в соответствующие выражения из работ [4] (при $l \rightarrow L$) или [2, 3] (при $\alpha \rightarrow 0$).

Результаты численных расчетов приведены ниже совместно с экспериментальными данными.

2. Экспериментальные результаты

Схема экспериментальной установки изображена на рис.1. Накачка осуществлялась полупроводниковым лазером I , генерирующим линейно поляризованное излу-

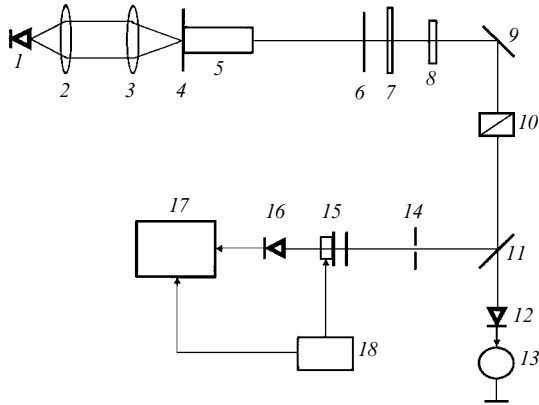


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер накачки ($\lambda = 810$ нм); 2, 3 – коллимирующие линзы; 4, 6 – зеркала резонатора; 5 – кристалл YAG:Nd^{3+} ; 7 – фильтр ($\lambda = 810$ нм); 8 – полуволновая пластинка ($\lambda = 1064$ нм); 9, 11 – поворотные зеркала; 10 – призма Глана; 12, 16 – фотодиоды; 13 – микроамперметр; 14 – диафрагма; 15 – эталон Фабри–Перо; 17 – осциллограф; 18 – блок управления интерферометром Фабри–Перо.

чение с $\lambda = 810$ нм. В качестве активного элемента использовался стержень из кристалла Nd:YAG (диаметр 6 мм, длина 10 мм) с торцами, скошенными под углом $\sim 1.5^\circ$ друг к другу. Входной торец 4, перпендикулярный оси стержня и имеющий многослойное диэлектрическое покрытие, обеспечивал высокий коэффициент отражения (~ 0.995) на $\lambda = 1064$ нм и сравнительно большой коэффициент пропускания на $\lambda = 810$ нм. Второй торец просветлен на $\lambda = 1064$ нм. Выходное сферическое зеркало 6 с радиусом кривизны 30 см имело коэффициент отражения ~ 0.99 на $\lambda = 1064$ нм. Экспериментальные исследования проводились при двух оптических длинах резонатора 5.7 и 8.3 см, что соответствовало коэффициентам заполнения резонатора активной средой 0.32 и 0.22. Полуволновая пластинка 8 и призма Глана 10 использовались для исследования поляризации оптического спектра. Оптический спектр излучения лазера анализировался эталоном Фабри–Перо 15 с базами 2.4 и 4.1 мм, что соответствовало областям дисперсии ~ 63 и 37 ГГц. Фактор F резкости эталона составлял 119.

Квазиизотропный резонатор Nd:YAG -лазера обеспечивает возможность одновременной генерации двух собственных ортогонально поляризованных систем продольных мод резонатора. Линейно поляризованное излучение лазера накачки вносит дискриминацию в условия возбуждения ортогонально поляризованных мод [12]. С помощью полуволновой пластинки на $\lambda = 810$ нм (на рис.1 не показана) направление поляризации излучения накачки подбиралось таким образом, чтобы обеспечить максимальную дискриминацию мод различной поляризации. По этой причине в излучении лазера наблюдались системы «сильных» и «слабых» поляризационных мод, которые можно выбирать для исследования с помощью полуволновой пластинки 8 и поляризатора 10.

На рис.2 приведены характерные фотографии оптического спектра сильных поляризационных мод Nd:YAG -лазера при $L_{\text{opt}} = 8.3$ см ($\Delta\nu = c/2L_{\text{opt}} = 1.8$ ГГц). Видно, что спектр неэквидистантен. Расстояние между центральной и ближайшими к ней боковыми модами $\Delta\nu'_{\text{las}}$ больше, чем между двумя парами крайних мод $\Delta\nu''_{\text{las}}$. Оценка частотных интервалов между генерирующими модами проводилась путем их сравнения с межмодовым интервалом эталона Фабри–Перо $\Delta\nu_{\text{fp}} = 37$ ГГц (рис.2,б). С

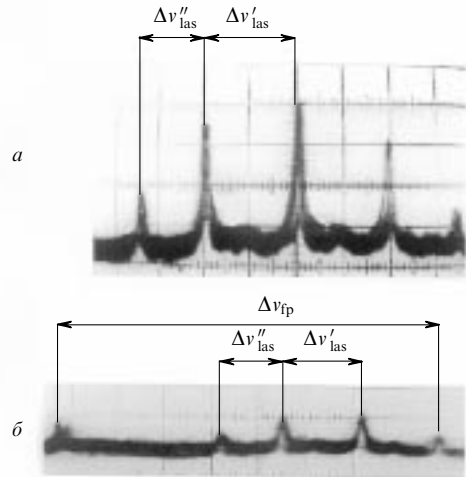


Рис.2. Спектры генерации лазера в доминирующей поляризации при $L_{\text{opt}} = 8.3$ см, $A = 1.22$ (а) и 1.16 (б); $\Delta\nu'_{\text{las}}$, $\Delta\nu''_{\text{las}}$ – частотные интервалы между генерирующими модами, $\Delta\nu_{\text{fp}}$ – межмодовый интервал эталона Фабри–Перо.

учетом погрешности измерения расстояния между генерирующими модами $\Delta\nu'_{\text{las}} = 5.6 \pm 0.7$ и 7.4 ± 0.9 ГГц. Это примерно соответствует трем ($1.8 \cdot 3 = 5.4$ ГГц) и четырем ($1.8 \cdot 4 = 7.2$ ГГц) межмодовым интервалам $\Delta\nu$. Следовательно, между генерирующими модами оказывались подавленными две или три продольные моды.

На рис.3 приведены зависимости интенсивностей оптических мод от параметра накачки как в двумерном (рис.3,а), так и в трехмерном виде (рис.3,б) со схематиче-

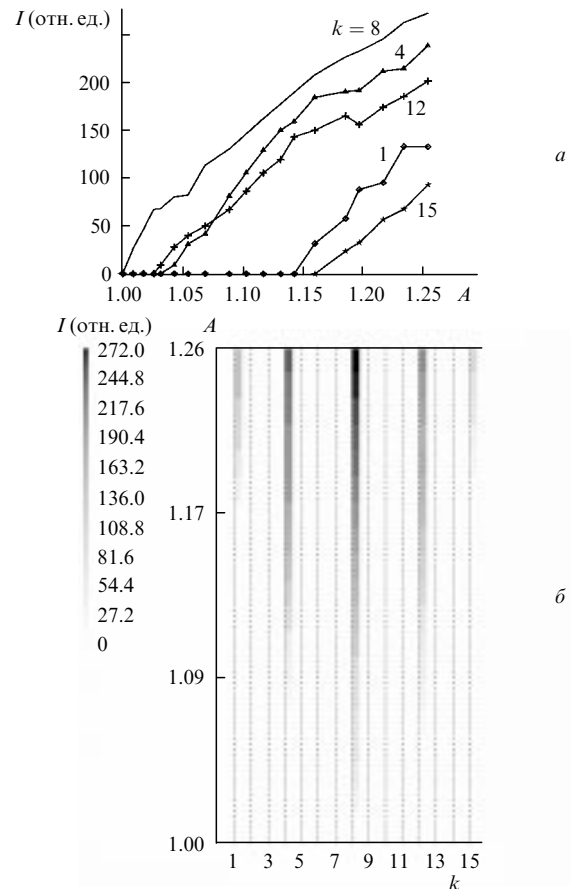


Рис.3. Зависимости интенсивностей оптических мод от параметра накачки A в двумерном (а) и трехмерном (б) представлениях при $L_{\text{opt}} = 8.3$ см.

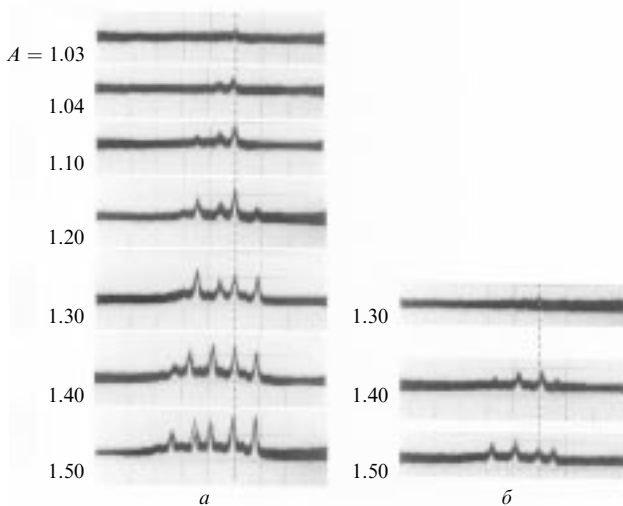


Рис.4. Динамика оптического спектра при увеличении параметра накачки A для сильной (а) и слабой (б) поляризационных мод.

ским изображением расположения генерирующих мод на оси частот с учетом частотного расстояния между ними (в единицах элементарных межмодовых интервалов $\Delta\nu$).

Как видно из рис.3, при интенсивности накачки, близкой к пороговой, генерирует лишь одна мода 8. При увеличении параметра накачки практически одновременно в генерацию вступают сначала боковые моды 12 и 4, находящиеся на расстоянии четырех межмодовых интервалов от центральной моды 8, затем боковые моды 1 и 15, отстоящие от соседних с ними мод 4 и 12 на три межмодовых интервала, и происходит практически монотонный рост интенсивностей всех участвующих в генерации мод. Перескоков между модами с соседними продольными индексами в эксперименте практически не наблюдается, спектр в значительной степени симметричен и стабилен.

Аналогичная серия опытов была проведена с более коротким резонатором длиной $L_{\text{opt}} = 5.7$ см ($\Delta\nu = c \times (2L_{\text{opt}})^{-1} = 2.6$ ГГц). Исследование оптического спектра Nd:YAG-лазера в этом случае проводилось с помощью эталона Фабри – Перо, имевшего базу 2.4 мм, что соответствует полосе обзора ~ 63 ГГц. Ширина моды эталона была близка к 0.5 ГГц. Динамика оптического спектра сильной поляризационной моды при изменении параметра накачки представлена на рис.4.а. Число мод, участвующих в генерации, при этом менялось от одной до пяти. Как видно из фотографий, спектр неэквидистантен. Боковые моды вступают в генерацию несимметрично: при увеличении накачки центр оптического спектра смещается в низкочастотную область (влево). Измерения показали, что интервал между генерирующими модами составляет 4.8 ± 0.6 и 7.8 ± 0.9 ГГц, что соответствует двум ($2.6 \cdot 2 = 5.2$ ГГц) и трем ($2.6 \cdot 3 = 7.8$ ГГц) элементарным межмодовым интервалам $\Delta\nu$. Это означает, что одна или две продольные моды, расположенные между двумя генерирующими, оказываются подавленными.

Трехмерный график зависимости интенсивностей генерирующих мод от параметра накачки с учетом их положения на оси частот показан на рис.5. Аналогично ведут себя продольные моды при слабой поляризации (см. рис.4.б). Видно, что пороговый параметр накачки для слабой поляризационной моды $A = 1.3$. Число продольных мод при слабой поляризации несколько меньше, чем при сильной, но частотные интервалы между генерирующими модами в обоих случаях совпадают. Надо

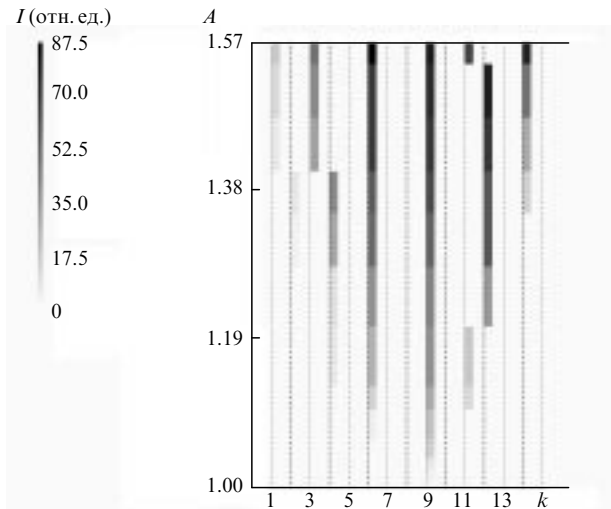


Рис.5. Зависимости интенсивностей оптических мод от параметра накачки A в трехмерном представлении при $L_{\text{opt}} = 5.7$ см.

отметить, что, в отличие от случая с длинным резонатором, при данной конфигурации резонатора оптический спектр обнаруживал существенную нестабильность при обеих поляризациях. Это проявлялось в частом перескоке с одной продольной моды на соседние моды, что хорошо видно из рис.5. Причиной такого поведения могла быть более высокая чувствительность лазера в этих условиях к неконтролируемому в эксперименте изменению оптической длины резонатора.

Таким образом, экспериментальное исследование оптического спектра линейного Nd:YAG-лазера с активным элементом, придвинутым вплотную к входному зеркалу резонатора, при малых коэффициентах заполнения (0.2 и 0.3) дало следующие результаты. Спектр генерации существенно разрежен. Частотные интервалы между генерирующими модами варьируются от двух до четырех межмодовых интервалов холодного резонатора. Уменьшение коэффициента заполнения приводит к большему разрежению спектра, при этом генерирующие моды становятся более устойчивыми по отношению к внешним возмущениям и к конкурентному влиянию соседних продольных мод.

3. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов

Для сравнения теории с экспериментом проводилось численное интегрирование системы уравнений (5), записанной для случая возможного участия в генерации 20 мод. Предполагая, что профиль линии усиления имеет лоренцевую форму, коэффициенты усиления g_k запишем в следующем виде:

$$g_k = \left\{ 1 + \left[\left(\frac{K}{2} + 1 - k \right) \delta - \delta_0 \right]^2 \right\}^{-1}.$$

Здесь $k = 1, 2, \dots, K$; $K = 20$; δ и δ_0 – соответственно межмодовый интервал и отстройка ближайшей к центру линии усиления моды ($k = 11$) от центра линии, нормированные на полуширину линии усиления. Взяв ширину линии усиления равной ~ 160 ГГц (в [12] и [13] она составляет 135 и 195 ГГц соответственно), для наших экспериментальных условий получим $\delta = 0.021$ ($L_{\text{opt}} = 8.3$ см) и $\delta = 0.03$ ($L_{\text{opt}} = 5.7$ см). Для обеспечения несиммет-

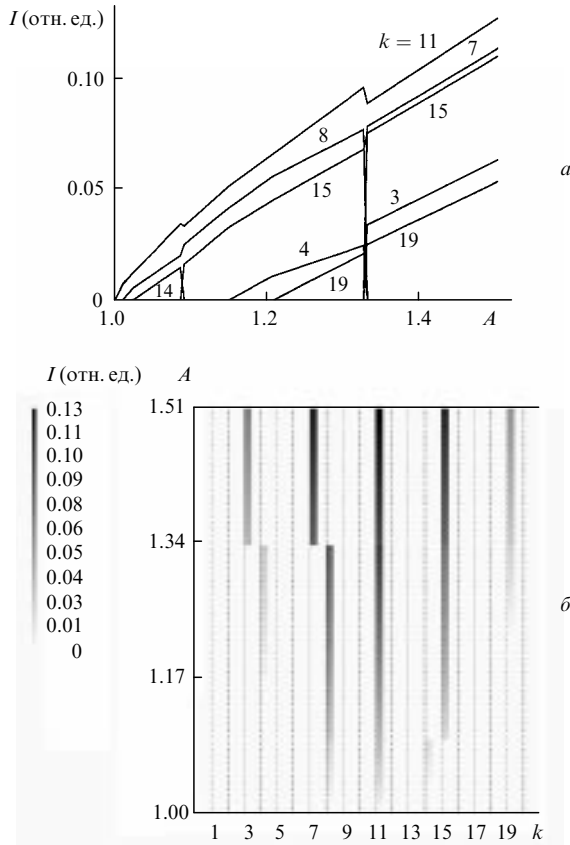


Рис.6. Теоретические зависимости интенсивностей оптических мод от параметра накачки A в двумерном (а) и трехмерном (б) представлениях при $G = 2500$, $l/L = 0.22$, $\delta = 0.021$, $\delta_0 = \delta/4$, $\alpha = 3.5 \text{ см}^{-1}$.

ричной ситуации, когда все моды имеют различные коэффициенты усиления, в численном счете использовалась отстройка $\delta_0 \approx \delta/4$. Для коэффициента поглощения α в литературе имеются различные значения: от 3 до 8 см^{-1} на длине волны 808 нм [14]. По нашим измерениям $\alpha = 3-4.5 \text{ см}^{-1}$. Одной из причин разброса значений может быть изменение температуры полупроводникового лазера при изменении тока лазерного диода, что вызывает смещение частоты генерации.

При численном интегрировании системы уравнений (5) параметр αl был взят равным 3.5. На рис.6 в качестве примера приведены результаты численного расчета поведения интенсивностей мод при изменении параметра накачки для коэффициента заполнения резонатора активной средой $l/L = 0.22$. Аналогичные расчеты проводились и для $l/L = 0.32$. Сравнение с экспериментальными данными (см. рис.3 и 5) показывает, что развитая модель (5) довольно точно описывает динамику оптического спектра многомодового твердотельного лазера с неоднородным продольным распределением усиления. Во-первых, это касается частотного интервала между генерируемыми модами. Уменьшение коэффициента заполнения приводит к увеличению частотного интервала между генерируемыми модами в полном соответствии с экспериментом. Более того, при выбранном для расчетов параметре затухания излучения накачки наблюдается совпадение расчетного числа подавленных мод с экспериментально наблюдаемым. Кроме этого, из рис.6 видно, что изменение интенсивности накачки приводит к переключениям на соседние продольные моды. Это также может быть одной из причин (наряду с техническими флуктуа-

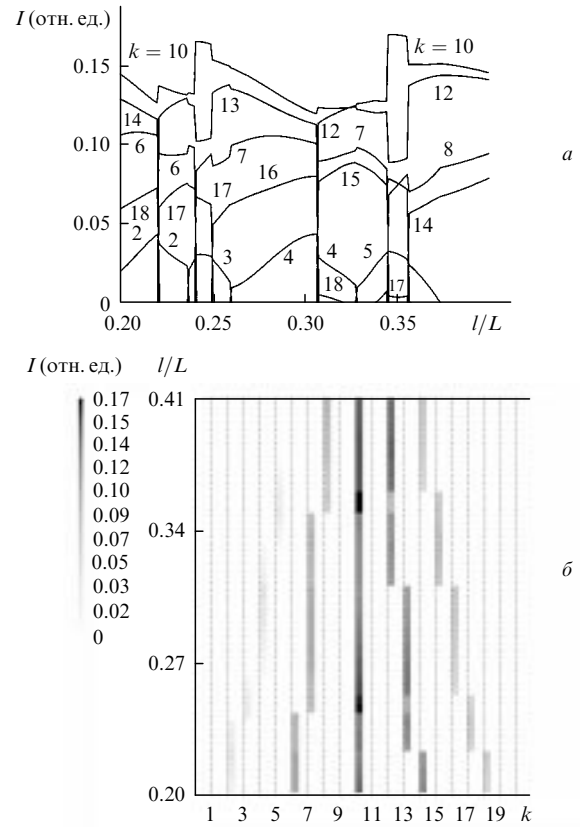


Рис.7. Теоретические зависимости интенсивностей оптических мод от параметра заполнения резонатора активной средой l/L в двумерном (а) и трехмерном (б) представлениях при $G = 2500$, $A = 1.5$, $\delta = 0.030$, $\delta_0 = \delta/4$, $\alpha = 3.5 \text{ см}^{-1}$.

циями параметров, например длины резонатора) наблюдаемых в эксперименте переключений мод.

На рис.7 показано поведение интенсивностей продольных мод при изменении коэффициента заполнения резонатора. При расчете моделировалась реальная ситуация изменения коэффициента заполнения l/L вследствие изменения оптической длины резонатора, которое сопровождалось пропорциональным изменением межмодового интервала δ . Из рис.7 видно, что при уменьшении l/L в генерацию вовлекаются новые продольные моды резонатора. Число же генерируемых мод практически не меняется, а расстояние между ними увеличивается от двух до четырех межмодовых интервалов. Ширина спектра генерации при этом изменяется очень слабо. Это связано с тем, что уменьшение фактора заполнения в два раза сопровождается таким же уменьшением межмодового интервала.

Исходя из рис.7, следует отметить, что при $l/L \sim 0.2$ в генерацию вовлекаются все 20 мод. Видно, что дальнейшее уменьшение l/L должно приводить к еще большему увеличению числа продольных мод, участвующих в генерации. Однако принятое нами ограничение системы уравнений (5) двадцатью модами делает невозможной демонстрацию этого эффекта, поэтому анализ фактора заполнения менее 0.2 не имеет смысла.

Характер влияния экспоненциального поглощения излучения накачки можно видеть из рис.8 и 9, демонстрирующих динамику оптического спектра при изменении коэффициента поглощения α при $l/L = 0.22$ и 0.32 , реализованных в эксперименте. Из рис.8 и 9 видно, что появление экспоненциального затухания ($0 < \alpha < 0.1$) при-

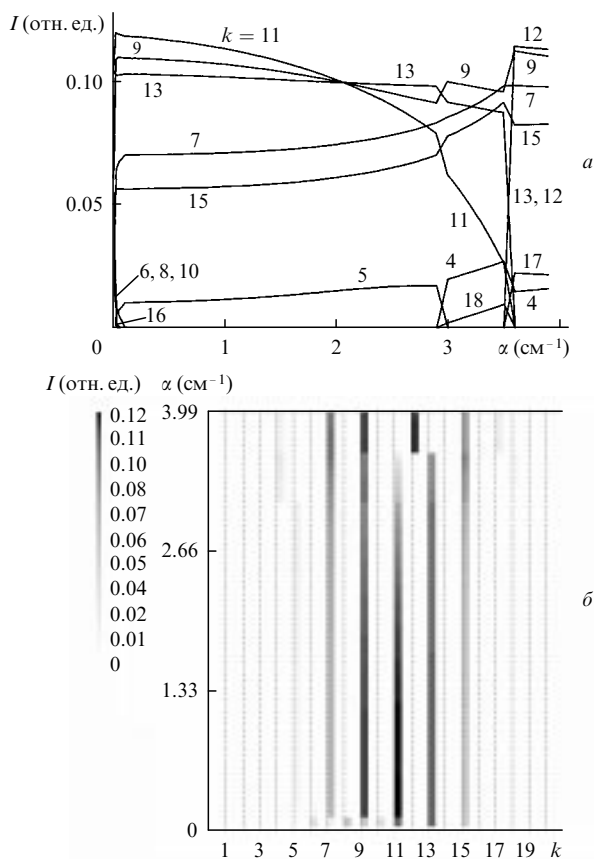


Рис.8. Теоретические зависимости интенсивностей оптических мод от коэффициента затухания излучения накачки α в двумерном (а) и трехмерном (б) представлениях при $G = 2500$, $A = 1.5$, $l/L = 0.22$, $\delta = 0.021$, $\delta_0 = \delta/4$.

водит к резкому прореживанию спектра. Дальнейшее увеличение α сопровождается резкими перескоками между некоторыми соседними модами, что сопровождается скачкообразными изменениями интенсивностей генерирующих мод.

Следует подчеркнуть, что в отсутствие экспоненциальной неоднородности накачки ($\alpha = 0$) изменение фактора заполнения хотя и сопровождается немонотонными изменениями интенсивностей мод, но без резких скачков. То же касается полного заполнения резонатора ($l/L = 1$): изменение параметра α не сопровождается скачкообразными изменениями интенсивностей мод. Таким образом, скачки интенсивностей мод, включая и перескоки соседних мод, характерны только для совместного действия двух рассматриваемых механизмов продольной неоднородности усиления вдоль резонатора. Из рис.8,б и 9,б можно видеть, что для достижения качественного согласия теории с экспериментом параметр α должен лежать в интервале $2 < \alpha < 4$. Это практически совпадает с прямыми измерениями α , выполненными в настоящей работе.

4. Обсуждение результатов и заключение

Экспериментальное исследование оптического спектра твердотельного лазера показало, что уменьшение фактора заполнения резонатора активной средой от 0.32 до 0.22 приводит к прореживанию оптического спектра: число подавленных мод между соседними генерирующими модами увеличивается от одной-двух до двух-трех

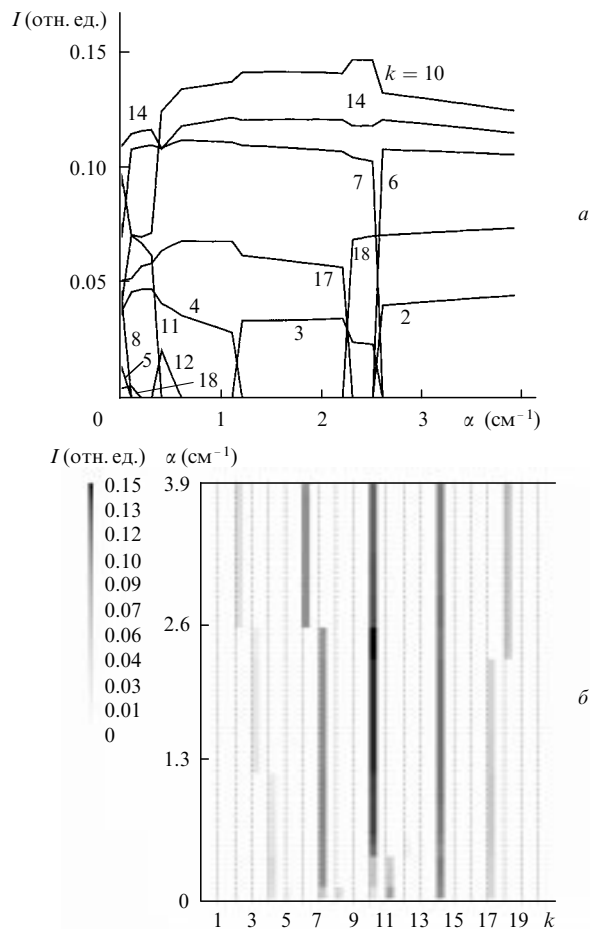


Рис.9. То же, что и на рис.8, при $l/L = 0.32$ и $\delta = 0.030$.

соответственно. Наблюдаемые в эксперименте особенности оптического спектра излучения находят свое объяснение в развитой теории.

В работе представлена модель твердотельного лазера с резонатором Фабри–Перо, в которой учитывается неоднородное распределение ненасыщенного усиления вдоль оси лазера, обусловленное как затуханием излучения накачки вдоль кристалла, так и частичным заполнением активной средой резонатора лазера. Предложенная модель остается в рамках приближения, общепринятого при равномерном распределении интенсивности накачки. В этом приближении не учитывается влияние на динамику лазера крупномасштабных решеток инверсии населенностей $D_p^s(\tau)$, обусловленных насыщающим действием генерирующих мод. При этом крупномасштабные решетки инверсии, обусловленные продольной неоднородностью накачки (ненасыщенная часть инверсии населенностей), учитываются в обсуждаемой модели появлением дополнительных членов в уравнениях для интенсивностей мод по сравнению с простейшим случаем равномерного распределения интенсивности накачки по длине резонатора. При таком подходе размерность развитой нами модели (5) остается той же, что и в случае однородного продольного распределения ненасыщенного усиления ($2K + 1$).

Расчет, проведенный по модели, предложенной в работе [10], показал, что поведение интенсивностей совпадает с расчетами по модели (5), а стационарные амплитуды решеток $\bar{D}_p^s = \bar{D}_p - \bar{D}_0 \Phi_p$ по порядку величины остаются практически в интервале $0.01 \bar{D}_0 - 0.03 \bar{D}_0$ как в

отсутствие неоднородного распределения усиления ($l/L = 1$ и $\alpha = 0$), так и во всей области изменений параметров l/L и α , в которой остается правомочным приближение 20-модовой генерации. Эти расчеты демонстрируют оправданность выбранного приближения для расчета стационарных состояний и исследования низкочастотной динамики твердотельных лазеров.

Реально в эксперименте наблюдалась генерация ортогонально поляризованных мод. Исследования показывают, что поляризационное взаимодействие мод не влияет на эффект прореживания оптического спектра многомодовой генерации твердотельного лазера. О справедливости этого заключения можно судить по рис.4,а, где фотографии 1–4 получены при низких интенсивностях накачки, при которых ортогонально поляризованные моды еще не вступали в генерацию. В этих условиях на прореживании оптического спектра поляризационное взаимодействие мод не сказывается. Оно проявляется только в низкочастотной динамике в виде дополнительных релаксационных колебаний [11].

Надо заметить, что линейно поляризованное излучение накачки приводит к поляризационной неоднородности усиления [11], влияющей на характер поляризационного взаимодействия мод. Очевидно, что для описания особенностей многомодовой генерации биполяризационного твердотельного лазера в качестве стартовой модели удобнее использовать модель с изначально меньшей размерностью, поскольку вовлечение в рассмотрение системы ортогональных мод и угловых гармоник инверсии населенностей приведет к значительному увеличению размерности системы (примерно в 4 раза [12]).

Развитая нами модель (5) предоставляет также возможности для аналитического поиска стационарных состояний: процедура поиска стационарных состояний в случае учета только экспоненциального уменьшения интенсивности накачки вдоль кристалла предложена в работе [4]. Обобщение на случай произвольной продольной неоднородности усиления не вызывает принципиальных затруднений.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Я.И.Ханину за плодотворное обсуждение результатов и критические замечания в процессе выполнения этой работы. Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты № 96-02-19274 и 96-15-96742).

1. Коваленко Е.С. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **10**, 1765 (1967); Коваленко Е.С., Шангина Л.И. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **12**, 846 (1969); Гусев А.А., Кружалов С.В., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. *Письма в ЖТФ*, **4**, 1250 (1978); Mironenko V.R., Yudson V.I. *Optics Comms*, **41**, 126 (1982); Евтюхов К.Н., Капцов Л.Н., Митин И.В. *ЖПС*, **32**, 18 (1980); Викторов Е.А., Соколов В.А., Ткаченко Е.В., Устюгов В.И. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 920 (1990).
2. Евдокимова О.Н., Капцов Л.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 1557 (1989).
3. Abraham N.B., Sekaric L., Carson L.L., Seccareccia V., Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Koryukin I.V., Zhislina V.G. *Phys.Rev. A* (submitted).
4. Stamatescu L., Hamilton M.W. *Phys.Rev. A* (submitted).
5. Tang C.L., Statz H., de Mars G. *J. Appl.Phys.*, **34**, 2289 (1963).
6. Khanin Ya.I. *Principles of laser dynamics* (North-Holland/Elsevier, Amsterdam, 1995); Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999).
7. Mandel P. *Theoretical problems in cavity nonlinear optics* (Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1997).
8. Khandokhin P.A., Mandel P., Koryukin I.V., Nguen B.A., Khanin Ya.I. *Phys.Letts*, **235**, 248 (1997).
9. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Celet J.-C., Dangoisse D., Glorieux P. *Optics Comms*, **123**, 372 (1996).
10. Pieroux D., Mandel P. *Quantum and Semiclassical Optics*, **9**, L17 (1997).
11. Khandokhin P.A., Ovchinnikov E.A., Shirokov E.Yu. *Phys.Rev.A* (submitted).
12. Хандохин П.А., Ханин Я.И., Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Широков Е.Ю., Белавски С., Дерозье Д., Глорье П. *Квантовая электроника*, **25**, 517 (1998); Khandokhin P., Khanin Ya., Mamaev Yu., Milovsky N., Shirokov E., Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Quantum and Semiclassical Optics*, **10**, 97 (1998); Khandokhin P.A., Milovsky N.D., Mamaev Yu.A., Ovchinnikov E.A., Shirokov E.Yu. *Proc. SPIE*, **3682**, 53 (1998).
13. Koechner W. *Solid-state laser engineering* (Heidelberg, Springer, 1993).
14. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. *Лазеры на кристаллах и их применение* (М., Радио и связь, 1994).
15. Fan T.Y., Byer L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 605 (1987).

Е.А.Овчинников, П.А.Хандохин, Е.Ю.Широков. Emission spectrum of a solid-state laser with an inhomogeneous pump distribution along a Fabry–Perot cavity.

The influence of an inhomogeneous distribution of the unsaturated gain along a cavity on a competitive interaction of longitudinal modes was investigated experimentally and theoretically. This inhomogeneity is the result of a partial filling of the cavity by the active medium and of an exponential absorption of the pump radiation along the active element. An analysis is made of the evidence in support of this approach to the description of multimode operation of solid-state lasers with longitudinal inhomogeneous pumping.