

С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ СПОСОБЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: svn@ire.kharkov.ua*

Изучены особенности формирования генерационных характеристик излучения твердотельных лазеров на красителях с поперечной накачкой. Экспериментально исследованы зависимости энергии, спектра и направленности излучения цилиндрических полиуретановых лазерных матриц от энергии и степени фокусировки возбуждающего пучка. Показано, что неоднородность распределения интенсивности накачки в возбуждаемом объеме матрицы, возникающая при поперечном способе накачки, оказывает значительное влияние на энергию, направленность и спектр генерируемого излучения. Ил. 8. Библиогр.: 16 назв.

Ключевые слова: твердотельный лазер на красителе, полиуретановая матрица, поперечная накачка.

Твердотельные лазеры на красителях (ТЛК) являются новым поколением лазеров с перестраиваемой длиной волны в видимой части спектра. ТЛК обладают всеми преимуществами традиционных жидкостных лазеров на красителях (ЖЛК), но превосходят их по компактности, а главное, по пожарной и экологической безопасности. К настоящему времени уже создан целый ряд высокоэффективных и стойких твердых активных сред, а также разработаны и испытаны перспективные конструкции ТЛК, обеспечивающие как большой ресурс работы этих лазеров, так и возможности управления их спектральными характеристиками [1–4].

В подавляющем большинстве случаев ТЛК представляют собой лазеры с монохроматической накачкой, которая может осуществляться двумя способами: вдоль или поперек оптической оси резонатора. Преимущества и недостатки продольной и поперечной накачки хорошо известны [5, 6], и оба эти способа успешно используются в схемах экспериментальных и серийно выпускаемых лазеров на красителях. Однако критерии выбора способа накачки активных элементов ЖЛК и ТЛК могут существенно отличаться. Для ЖЛК способ возбуждения обычно выбирается исходя из требований к энергии, направленности и спектральным характеристикам генерируемого излучения. При этом форма и размеры лазерных кювет определяются исключительно в соответствии с выбранной геометрией накачки. Для ТЛК может возникать обратная ситуация, когда именно конфигурация изготовленных лазерных матриц определяет возможный способ накачки. Это связано с тем, что часто выбор формы изготавливаемых активных элементов ТЛК ограничивается оптическими и теплофизическими свойствами материала твердой основы. Характерным примером таких материалов могут служить компаунды на основе производных полиуретана.

Изучение полиуретановых сред началось более двадцати лет назад. Предпосылками к этому послужили результаты проводившихся ранее исследований по выяснению механизма разрушения полимерных матриц, позволивших сделать вывод о необходимости использования эластичных материалов, которые обладают значительными упругими деформациями в широком диапазоне рабочих температур. Первые практически значимые результаты были получены только к концу 1990-х гг., когда были созданы и испытаны при наносекундной длительности возбуждения работоспособные лазерные матрицы на основе полиуретана и полиуретанакрилата [7, 8]. Эти работы доказали принципиальную возможность создания лазерно-активных сред на основе полиуретановых компаундов, но не выявили главного преимущества эластичных матриц, а именно способности работать в гораздо более широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульсов облучения. К тому же на том этапе не удалось преодолеть главный недостаток полиуретановых сред – невысокое оптическое качество, поэтому в экспериментах использовались лишь матрицы с тонким слоем активной среды. Такие матрицы позволяли применять только продольный или квазипродольный способ накачки, что ограничивало энергетические характеристики лазера. Учитывая это, нами были предприняты исследования, направленные на создание протяженных лазерных матриц на основе полиуретановых активных сред, способных работать в условиях мощной поперечной накачки микросекундной длительности [9–11]. Была разработана методика изготовления цилиндрических полиуретановых матриц длиной более 10 мм, а в качестве твердой основы испытано несколько промышленных полиуретановых компаундов, активированных рядом родаминовых и оксазиновых красителей. В итоге впервые на полиуретановых средах была получена лазерная генерация

микросекундной длительности с энергией более 100 мДж и КПД ~ 28 %.

При создании ТЛК на полимерных средах, которые, подобно полиуретану, не обладают высокой оптической однородностью, важнейшей задачей является обеспечение оптимальных условий возбуждения. Для этого необходимо детальное исследование тех факторов накачки, которые наиболее сильно влияют на формирование основных генерационных характеристик активных элементов. В первую очередь это относится к воздействию пространственной неоднородности возбуждения, характерной для поперечного способа накачки. Этим исследованиям и посвящена наша работа.

1. Методика эксперимента. Главная цель экспериментов состояла в изучении влияния неравномерности распределения энергии возбуждающего излучения в накачиваемой области на генерационные характеристики ТЛК. Эта неравномерность связана с двумя факторами. Первый – неоднородность распределения плотности накачки на поверхности матрицы, вызванная неравномерностью распределения интенсивности излучения по сечению возбуждающего пучка. Вторым – быстрое снижение возбуждающей энергии по мере прохождения излучения накачки вглубь поглощающей активной среды. Поэтому для достижения поставленной цели в ходе эксперимента проводились измерения энергетических, спектральных и пространственно-угловых характеристик излучения ТЛК при изменении плотности и характера распределения излучения накачки на поверхности матриц.

Активные элементы твердотельного лазера представляли собой цилиндрические матрицы диаметром 20 мм и длиной 10 мм. Резонатор ТЛК был образован плоскими диэлектрическими широкополосными зеркалами. Полностью отражающее зеркало имело коэффициент отражения $R \sim 0,99$, а пропускание выходного зеркала варьировалось. В качестве источников поперечного возбуждения использовался импульсно-периодический ЖЛК с ламповой накачкой. Диаметр кюветы ЖЛК составлял 7 мм. Рабочим веществом лазера накачки служил этанольный раствор красителя Родамин 6G. Этот лазер генерировал импульсы излучения длительностью ~ 4 мкс по основанию с длиной волны вблизи 587 нм и энергией до 350 мДж. Варьирование энергии возбуждения осуществлялось отражающей пластиной, что позволяло сохранять неизменной форму импульса и диаграмму направленности излучения ЖЛК. Пучок накачки фокусировался на исследуемую матрицу перемещаемой цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 90 мм.

Активная среда была изготовлена на основе промышленно производимой прозрачной поли-

уретановой смолы T-809 (Италия) с внедренным в нее красителем Сульфородамин 101 (*Sigma-Aldrich*). Нормированные спектры поглощения (D) и флуоресценции (F) Сульфородамина 101 в полиуретановом компаунде приведены на рис. 1. Можно отметить, что эти спектры подобны спектрам данного красителя в этаноле [12], отличаясь лишь некоторым сдвигом максимумов полос поглощения и флуоресценции. В обоих случаях спектральные контуры обладают выраженной колебательной структурой в коротковолновой части полосы поглощения и в длинноволновой части спектра флуоресценции. Максимальное значение коэффициента экстинкции Сульфородамина 101 в полиуретане составило $\varepsilon_{\max} = 1,31 \cdot 10^5 \text{ л} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, что лишь немного меньше, чем в этанольном растворе (по данным из [12] для этанольного раствора $\varepsilon_{\max} = 1,39 \cdot 10^5 \text{ л} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$)

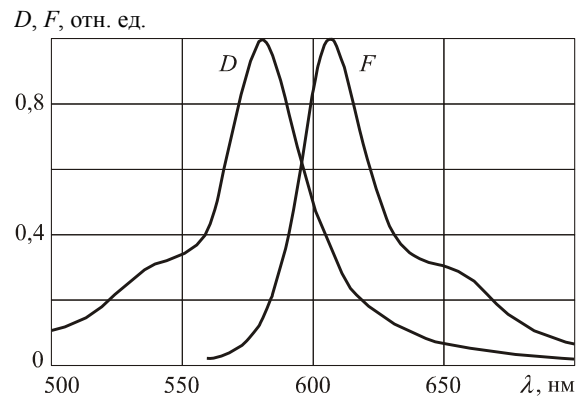


Рис. 1. Нормированные спектры поглощения (D) и флуоресценции (F) Сульфородамина 101 в полиуретане

Эксперимент проводился на установке, схема которой аналогична описанной в работе [10]. Энергии накачки и генерации ТЛК измерялись калориметрическими измерителями энергии ИМО-2Н. Интегральные спектры регистрировались спектрографом на базе камеры УФ-90 с дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм, а для изучения временного развития спектров использовался скоростной фоторегистратор (СФР) в комбинации с дифракционной решеткой, имевшей 300 штрихов/мм. Для оценки расходимости пучка фотографировалось далекополюсное распределение интенсивности излучения, наблюдавшееся в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 900 мм.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Изменение условий возбуждения твердых матриц достигалось варьированием двух параметров: общей энергии накачки и степени фокусировки возбуждающего пучка на поверхности матриц. Последнее осуществлялось путем перемещения фокусирующей линзы относитель-

но матрицы и являлось самым простым способом изменения распределения плотности энергии накачки на поверхности активного элемента при заданном распределении интенсивности по сечению возбуждающего пучка.

Характер изменения плотности накачки при перемещении фокусирующей линзы демонстрирует рис. 2, где приведены изображения облучаемой зоны, полученные на эмульсионном слое фотобумаги при общей энергии накачки $E_p = 140$ мДж; f – расстояние от линзы до матрицы. Хотя данные картины носят качественный характер, тем не менее они позволяют достаточно точно определить форму и размер пятна накачки.

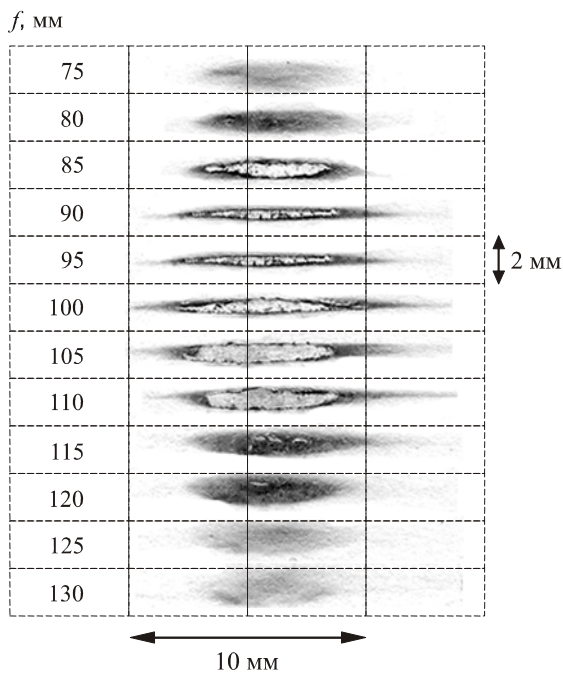


Рис. 2. Изменение распределения энергии накачки на поверхности матрицы при перемещении фокусирующей линзы

Из рисунка видно, что распределение интенсивности накачки на поверхности матрицы очень неоднородно. Заметим, что при сильной фокусировке в зоне с большой плотностью энергии наблюдается не просто сильное почернение эмульсионного слоя, а полное его выгорание. Максимальная плотность энергии наблюдается на оси пучка накачки и значительно снижается в области торцов активного элемента. Можно утверждать, что распределение плотности накачки на поверхности матрицы качественно повторяет распределение интенсивности по сечению исходного фокусируемого пучка, которое в условиях нашего эксперимента близко к гауссовому. В результате возбуждаемая зона имеет форму сильно вытянутого эллипса, соотношение осей которого зависит от степени фокусировки пучка накачки. Наиболее сфокусированным пучок ока-

зывается при положении линзы на расстоянии $f = 95$ мм от матрицы. В этом случае плотность энергии в фокусе максимальна, а поперечный размер области возбуждения наименьший. Таким образом, степень фокусировки влияет не только на достигаемую плотность энергии накачки, но и на размер возбуждаемой зоны. Это в свою очередь должно приводить к существованию зависимости энергии генерации E_e от степени фокусировки пучка накачки. Для анализа этих зависимостей были проведены измерения энергии генерации матриц при перемещении фокусирующей линзы. На рис. 3 показаны нормированные зависимости энергии генерации ТЛК на матрице с концентрацией $C = 0,5$ ммоль/л от расстояния f между линзой и матрицей, измеренные при разных энергиях накачки.

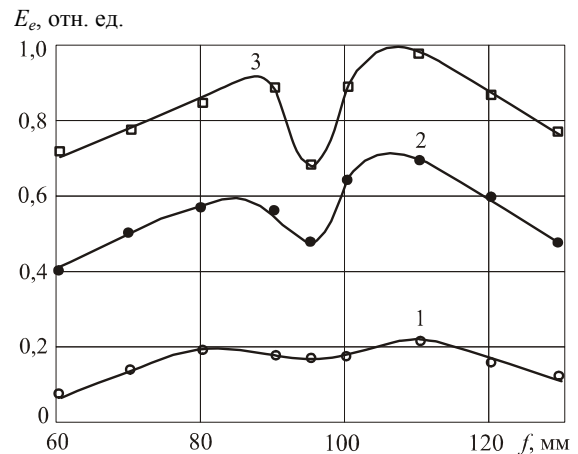


Рис. 3. Зависимости энергии генерации от положения фокусирующей линзы для матрицы с концентрацией красителя $C = 0,5$ ммоль/л при разных энергиях накачки E_p : 1 – $E_p = 60$ мДж; 2 – $E_p = 90$ мДж; 3 – $E_p = 140$ мДж

Эти зависимости показывают, что в данном диапазоне энергий накачки при наивысшей степени фокусировки возбуждающего пучка ($f = 95$ мм) наблюдается спад энергии генерации. Смещение линзы от этого положения в любую сторону приводит вначале к возрастанию, а затем к падению энергии генерации. Максимальные значения энергии генерации достигаются при размещении линзы на расстоянии $f = 110$ мм. При этом с увеличением энергии накачки зависимость энергии генерации от степени фокусировки накачки становится более резкой. Для объяснения характера полученных зависимостей следует сопоставить эти данные с приведенными на рис. 2 изображениями возбуждаемой зоны. При максимальной степени фокусировки площадь накачиваемой области минимальна, а следовательно, минимален и объем генерирующей зоны. Кроме того, в этом случае апертура генерирующей зоны становится очень малой, возрастают потери излучения и,

несмотря на большую плотность энергии накачки, матрица излучает наименьшую энергию. Небольшая расфокусировка возбуждающего пучка за счет смещения линзы в ту или другую сторону сопровождается заметным расширением облучаемой зоны при сохранении в ней достаточно высокой плотности энергии накачки. Это увеличивает объем облучаемой зоны и приводит к росту энергии генерации. При дальнейшей расфокусировке излучения накачки решающим фактором становится уменьшение плотности энергии возбуждения на поверхности матрицы, обуславливающее падение энергии генерации. Следует отметить также разную степень влияния на энергию генерации направления смещения линзы от положения максимальной фокусировки. Это, по-видимому, связано с различным характером объемного распределения излучения накачки, возникающего в том и другом случаях.

Для лазеров на красителях, в том числе и твердотельных, наряду с энергетическими характеристиками большое значение имеют спектральные свойства их излучения, поэтому особое внимание было уделено изучению закономерностей формирования спектров генерации исследуемых матриц при поперечном способе возбуждения. Главная особенность этих спектров заключалась в том, что они имели двухполосный характер. Необходимо заметить, что подобные бихроматические спектры генерации наблюдались ранее для целого ряда красителей, относящихся к разным классам, но обладающих структурными спектрами люминесценции [11, 13, 14]. В наших экспериментах длинноволновая полоса излучалась в области 645...657 нм, а коротковолновая – в диапазоне 612...627 нм. При изменении интенсивности и степени фокусировки излучения накачки относительная интенсивность полос менялась, но двухполосный характер спектра сохранялся. Только при самых малых плотностях возбуждения в спектре присутствовало лишь коротковолновое излучение. Развернув при помощи камеры СФР спектры излучения во времени, мы обнаружили, что обе полосы генерируются практически одновременно, сосуществуя в течение всего импульса. Это демонстрируют спектрохронограммы, приведенные на рис. 4, а, зарегистрированные при разных положениях фокусирующей линзы. Отметим, что аналогичная закономерность формирования спектров генерации наблюдалась в работе [13] для этанольных растворов бензопирановых красителей.

Одновременная генерация двух спектральных полос в одном и том же объеме активной среды может быть вызвана двумя причинами. Первая – это присутствие в активной среде двух видов излучающих центров с разными спектральными характеристиками.

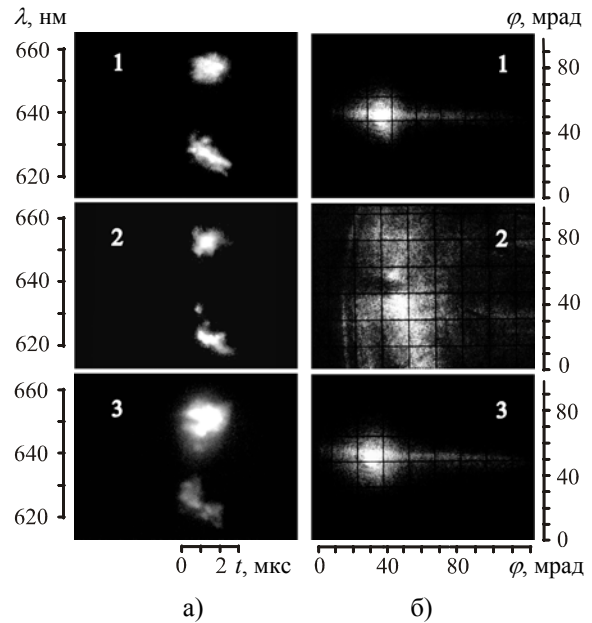


Рис. 4. Временные развертки спектров (а) и далекополюсные картины (б) излучения матриц при различных положениях фокусирующей линзы: 1 – $f=85$ мм; 2 – $f=95$ мм; 3 – $f=110$ мм

Таковыми центрами могут быть, например, различные ассоциированные формы красителей, взаимодействие между которыми и определяет спектральные характеристики излучения. В целом ряде работ именно такой механизм рассматривается в качестве основного для объяснения эффекта бихроматической генерации [14]. Вторая причина – существование в неоднородно возбуждаемом объеме пространственно разнесенных зон генерации с различным уровнем потерь, а значит, с разными спектральными контурами усиления. Это утверждение согласуется с обоснованным в рамках кинетической теории выводом о том, что многочастотность генерации лазеров в значительной мере определяется возникновением пространственной неравновесности возбуждений, имеющей вид пространственно разобщенных зон [15]. Здесь следует подчеркнуть, что эффект пространственной неоднородности возбуждений ранее рассматривался и в более широком смысле, например для объяснения многомодовости генерации когерентных фононов [16]. Поэтому, не отрицая возможного влияния парных взаимодействий молекул на спектральные характеристики активной среды, мы тем не менее полагаем, что более вероятной причиной бихроматичности излучения является возникновение пространственно разнесенных зон генерации. При поперечной лазерной накачке это может быть вызвано неравномерностью распределения интенсивности излучения как по сечению возбуждающего пучка, так и по глубине активной среды. Продемонстрируем это, рассчитав зависимости длины генерирующей зоны от глубины ее расположения.

Рассмотрим распределение интенсивности накачки в толстом слое активной среды длиной l , лежащем в плоскости падения возбуждающего пучка, которая проходит через длинную ось фокального пятна фокусирующей линзы. Введем в этой плоскости систему прямоугольных координат так, чтобы поперечная ось x совпадала с длиной осью фокального пятна, а продольная ось y была направлена в глубь среды. За начало отсчета выберем точку, лежащую на середине длины активного слоя. Предположим, что поперечное распределение плотности мощности накачки $I_0(x)$ на поверхности матрицы в данном сечении может быть задано функцией Гаусса с полушириной Δx :

$$I_0(x) = I_{\max} \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2\right], \quad (1)$$

где I_{\max} – плотность мощности на оси пучка. Тогда, согласно закону Бугера, распределение плотности мощности по толщине слоя активной среды будет иметь вид

$$I(x, y) = I_0(x) \exp(-N \sigma_p y).$$

Здесь N – концентрация; σ_p – сечение поглощения красителя на частоте излучения накачки. Распределение скорости накачки $W(x, y)$, обеспечиваемой поглощенным средой излучением с частотой ν_p , связано с распределением плотности мощности падающего излучения как

$$W(x, y) = I(x, y) \sigma_p / h \nu_p, \quad (2)$$

где h – постоянная Планка. Очевидно, что вблизи торцов активного элемента скорость накачки меньше, чем в зоне, расположенной на оси пучка. Поскольку при прохождении внутрь активной среды излучение накачки ослабляется, то может возникнуть ситуация, когда на определенной глубине скорость накачки вблизи торцов станет меньше порогового значения W_{th} и длина генерирующей зоны в данном слое сократится.

Представим для простоты энергетическую схему молекул красителя в виде двух уширенных синглетных электронных уровней: основного с населенностью N_0 и первого возбужденного с населенностью N_1 , тогда в стационарном приближении значение пороговой скорости накачки может быть получено из системы уравнений

$$\begin{aligned} K_g &= K_1, \\ W_{th} N_0 - \tau_s^{-1} N_1 &= 0, \\ N_1 + N_0 &= N, \end{aligned} \quad (3)$$

где K_g – коэффициент усиления; K_1 – коэффициент потерь; τ_s – время жизни возбужденного

состояния молекул красителя. В таком приближении

$$K_g = N_1 \sigma_{em} - N_0 \sigma_{ab}, \quad (4)$$

где σ_{em} и σ_{ab} – соответственно эффективные сечения излучения и поглощения на длине волны генерации. Коэффициент потерь определяется коэффициентами отражения зеркал резонатора r_1 и r_2 , величиной паразитных потерь ρ и зависит от длины генерирующей среды Δl :

$$K_1(\Delta l) = (2\Delta l)^{-1} \ln(r_1 r_2)^{-1} + \rho. \quad (5)$$

С учетом симметрии задачи $\Delta l = 2|x'|$, где $\pm x'$ – координаты правого и левого края генерирующей зоны в слое, расположенном на расстоянии y от поверхности матрицы. Тогда на основании (3), (4) и предположив, $N_0 \approx N$, а $\sigma_{em} \gg \sigma_{ab}$, получим

$$W_{th}(\Delta l) = \tau_s^{-1} \left(\frac{K_1(\Delta l) + N \sigma_{ab}}{N \sigma_{em}} \right). \quad (6)$$

Из простых физических соображений следует, что генерация будет возникать в зоне, длина которой ограничится точками с максимальным значением $|x'|$, в которых выполняется пороговое условие

$$W(\pm x', y) = W_{th}(\Delta l). \quad (7)$$

При этом в пределах самой зоны генерации (для $|x| \leq |x'|$) скорость накачки $W(x, y)$ должна превышать пороговую величину $W_{th}(\Delta l)$. Уравнение (7) с использованием соотношений (2) и (6) позволило численно рассчитать зависимости длины генерирующей зоны от глубины ее расположения $\Delta l(y)$ при разной полуширине распределения интенсивности накачки Δx . Вариация параметра Δx моделирует изменение неоднородности распределения плотности мощности накачки на поверхности матрицы. Характер этого изменения иллюстрирует рис. 5, где показаны рассчитанные при помощи (1) распределения относительной плотности $I_0(x)/I_{\max}$ для разных величин Δx .

Зависимости длины генерирующей зоны от глубины ее расположения, вычисленные при показанных на рис. 5 распределениях плотности накачки, представлены на рис. 6 (кривые 1–5), где даны и зависимости коэффициента потерь K_l , при котором в соответствующей зоне происходит генерация (штриховые кривые 1'–5').

В вычислениях использовались следующие параметры среды: $N = 15 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $\sigma_{em} = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$; $\sigma_{ab} = 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$; $\tau_s = 8 \text{ нс}$; $l = 10 \text{ мм}$; $\rho = 0,05 \text{ см}^{-1}$. Резонатор был образован зеркалами с коэффициентами отражения $r_1 = 1,0$ и $r_2 = 0,5$. Излучение

накачки характеризовалось частотой $\nu_p = 5 \cdot 10^{14}$ Гц и максимальной плотностью мощности $I_{\max} = 5 \cdot 10^6$ Вт/см².

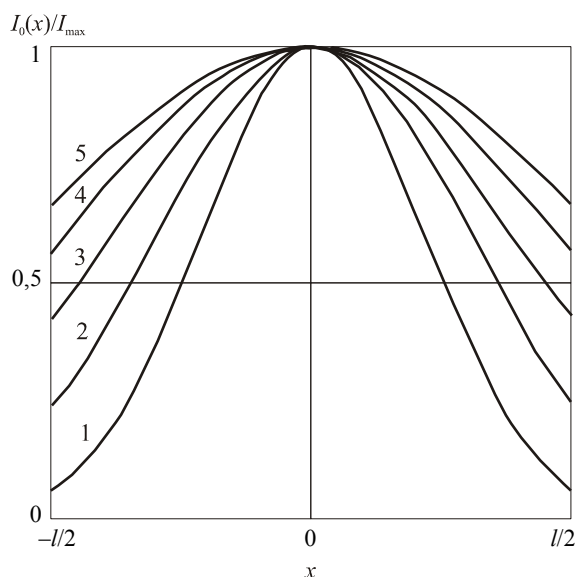


Рис. 5. Распределения относительной плотности мощности накачки на поверхности матрицы при разных значениях Δx : 1 – $\Delta x = 0,5l$; 2 – $\Delta x = 0,7l$; 3 – $\Delta x = 0,9l$; 4 – $\Delta x = 1,1l$; 5 – $\Delta x = 1,3l$

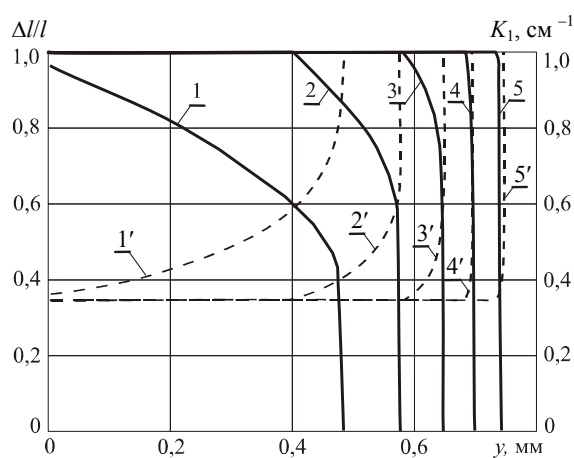


Рис. 6. Зависимости относительной длины $\Delta(y)/l$ генерирующей зоны (1–5) и коэффициента потерь K_l в этой зоне (1'–5') от координаты y при разных Δx : 1, 1' – $\Delta x = 0,5l$; 2, 2' – $\Delta x = 0,7l$; 3, 3' – $\Delta x = 0,9l$; 4, 4' – $\Delta x = 1,1l$; 5, 5' – $\Delta x = 1,3l$

Представленные зависимости наглядно подтверждают высказанное ранее предположение о возможном сокращении длин более глубоко расположенных генерирующих зон. При этом чем значительнее неоднородность поперечного распределения интенсивности накачки, тем существеннее это укорочение. Тенденция сокращения длины активной зоны по мере продвижения вглубь активной среды сохраняется вплоть до слоев, где интенсивность накачки уже не может компенсировать возросшие потери.

Заметим, что таким образом неоднородность накачки на поверхности матрицы влияет и на общий объем зоны генерации. Чем выше неоднородность, тем меньше толщина возбуждаемой области, а следовательно, меньше ее объем.

В процессе формирования спектра излучения принципиально важно то, что коэффициент потерь в зонах с меньшей длиной оказывается большим и спектральный контур усиления смещается в коротковолновую сторону. Ранее было показано, что в активных средах на красителях, которые подобно Сульфородамину 101 обладают частично перекрывающимися структурными полосами поглощения и люминесценции, спектральные контуры коэффициента усиления имеют специфический вид. Они характеризуются наличием двух локальных максимумов, относительная интенсивность которых зависит от величины пороговой инверсии в данной зоне [11]. Этим и объясняется возникновение двухполосной генерации.

Из выше приведенного анализа следует, что в неравномерно возбужденной активной среде длинноволновое излучение должно генерироваться преимущественно в наружных слоях, а коротковолновая часть спектра формируется в более глубоко расположенных слоях области генерации. С целью подтверждения этого был проведен соответствующий эксперимент, в котором регистрировались спектры излучения, формирующегося в различных зонах области возбуждения матрицы с концентрацией красителя $C = 0,5$ ммоль/л. Для выделения определенной области генерации в резонатор ТЛК помещалась подвижная щелевая диафрагма с шириной щели 0,5 мм. Перемещение диафрагмы от наружной стенки матрицы к ее центру осуществлялось при помощи микрометрического винта. Нормированные интегральные спектры генерации, зафиксированные при последовательном перемещении диафрагмы на расстоянии d вглубь зоны генерации с шагом 0,05 мм, показаны на рис. 7 (кривые 1–5); для наглядности приведен спектр генерации, наблюдавшийся в отсутствие диафрагмы (кривая А).

Полученные результаты показывают, что вблизи передней стенки матрицы наблюдается только длинноволновое излучение (спектр 1), а по мере продвижения вглубь возбуждаемого объема возрастает доля коротковолновой составляющей в спектре генерации (кривые 2–4). И наконец, в самой глубокой зоне наблюдается только коротковолновое излучение (спектр 5). Распределение интенсивности по длинам волн в спектре излучения, генерируемого всем объемом, зависит от суммарного энергетического вклада всех зон. Чем глубже расположена излучающая зона, тем меньше ее энергетический вклад. В условиях

данного эксперимента в результирующем спектре преобладает длинноволновая составляющая (кривая А). Таким образом, этот эксперимент подтверждает решающую роль неоднородности возбуждения в возникновении двухполосной генерации активных сред на красителях со структурными спектрами флуоресценции.

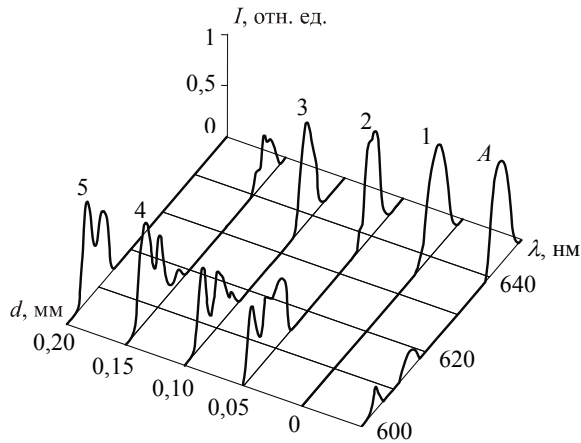


Рис. 7. Интегральные спектры генерации зон, выделенных щелью на расстоянии d от передней стенки матрицы (1–5). А – спектр излучения без диафрагмы

На соотношение интенсивности коротковолновой и длинноволновой полос спектра генерации влияет также характер объемного распределения излучения накачки. По этой причине перемещение фокусирующей линзы сказывается не только на энергии генерации, но и несколько меняет ее спектр. Это можно заметить по спектрохронограммам на рис. 4, а. Соответствующие интегральные спектры, приведенные на рис. 8, демонстрируют этот эффект еще более наглядно.

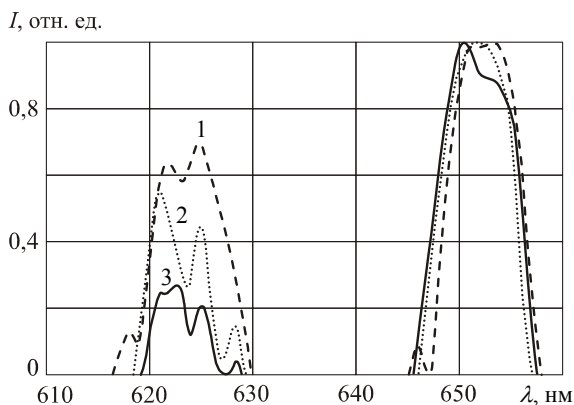


Рис. 8. Нормированные спектры генерации при разных положениях фокусирующей линзы: 1 – $f = 85$ мм; 2 – $f = 95$ мм; 3 – $f = 110$ мм

Наибольшую долю коротковолновое излучение составляет при максимальной степени

фокусировки пучка накачки. Это, как и падение энергии генерации в аналогичном случае, связано с уменьшением апертуры возбуждаемой зоны и, соответственно, с увеличением общих потерь. Смещение линзы от этого положения ближе или дальше от матрицы увеличивает апертуру генерирующей зоны, но по-разному фокусирует излучение накачки во внутренних слоях активной среды. Вследствие этого наблюдается разное соотношение интенсивностей спектральных полос генерации.

Еще одной важной характеристикой излучения ТЛК является направленность генерируемого излучения. Хорошо известно, что расходимость пучка лазера определяется неравномерностью распределения энергии накачки в возбуждаемом объеме активной среды. Для исследования зависимости диаграммы направленности излучения ТЛК от характера фокусировки возбуждающего пучка мы регистрировали далекополюсные распределения генерируемого излучения при перемещении фокусирующей линзы. Фотографии наблюдавшихся далекополюсных картин для трех положений линзы приведены на рис. 4, б. Видно, что наиболее сильно расходящееся излучение ТЛК генерирует при максимальной степени фокусировки пучка накачки ($f = 95$ мм). При смещении линзы от этого положения направленность излучения возрастает, однако наблюдается значительная асимметрия диаграммы направленности. Пучок расходится в плоскости фокусировки излучения накачки в противоположную от наружной стенки матрицы сторону. Можно утверждать, что наблюдавшиеся диаграммы направленности характеризуют полиуретан как среду с отрицательным термооптическим коэффициентом значительной величины. В таких средах неоднородность распределения энергии накачки приводит к неоднородному нагреву активной среды и вызывает неравномерное распределение показателя преломления с градиентом, направленным от наружного слоя. Среда на этом участке становится подобна призме, и генерируемое излучение отклоняется в сторону возрастания показателя преломления. Этот вывод подтверждается и результатами работы [10], в которой изучено влияние наведенных термооптических искажений полиуретановой среды на энергетические характеристики ТЛК.

Выводы. Таким образом, исследовано влияние неоднородности распределения энергии возбуждения на поверхности и в объеме полиуретановых матриц, активированных Сульфородаминол 101, на их генерационные характеристики при поперечном способе накачки. Показано, что максимальная энергия генерации достигается не при наиболее острой фокусировке возбуждающего пучка с наивысшей плотностью мощности, а

при обеспечении некоторого оптимального распределения возбуждающей энергии на поверхности матрицы.

Изучены особенности формирования двухполосных спектров генерации Сульфородамина 101 в полиуретане. Высказано и экспериментально подтверждено предположение о том, что главной причиной формирования двухполосного спектра является наличие пространственно разнесенных зон генерации с различными спектральными контурами усиления, образующихся в результате неравномерности возбуждения активного слоя. Этот эффект позволяет с общей точки зрения объяснить возникновение бихроматической генерации в любых активных средах на красителях различных классов, обладающих частично перекрывающимися структурными спектрами поглощения и флуоресценции.

Показано, что расходимость излучения полиуретановых матриц обусловлена наведенными термооптическими искажениями, которые характерны для сред с отрицательным термооптическим коэффициентом.

1. Kytina I. G. High power polymer dye laser with improved stability / I. G. Kytina, V. G. Kytin // Appl. Phys. Lett. – 2004. – 84, N 24. – P. 4902–4904.
2. Highly photostable solid-state dye lasers based on silicon-modified organic matrices / A. Costela, I. Garcia-Moreno, D. del Agua et al. // J. Appl. Phys. – 2007. – 101, N 7. – P. 731–742.
3. Duarte F. J. Tunable Laser Applications. – New York: CRC Press, 2009. – 444 p.
4. Red-edge laser action from borondipyrromethene dyes / I. Garcia-Moreno, D. Zhang, A. Costela et al. // J. Appl. Phys. – 2010. – 107, N 7. – P. 073105(7).
5. Анохов С. П. Перестраиваемые лазеры / С. П. Анохов, Т. Я. Марусий, М. С. Соскин. – М.: Радио и связь, 1982. – 360 с.
6. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение / С. М. Копылов, Б. Г. Лысой, С. Л. Серегин, О. Б. Чередиенко. – М.: Радио и связь, 1991. – 240 с.
7. Бондар М. В. Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства пиррометинового красителя РМ-567 в этаноле и полимерной матрице / М. В. Бондар, О. В. Пржонская // Квантовая электрон. – 1998. – 25, № 9. – С. 775–778.
8. Ishchenko A. A. Photonics and molecular design of dye-doped polymers for modern light-sensitive materials / A. A. Ishchenko // Pure Appl. Chem. – 2008. – 80, N 7. – P. 1525–1538.
9. Николаев С. В. Лазерная генерация микросекундных импульсов на полиуретановых матрицах, активированных красителями / С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко // Квантовая электрон. – 2006. – 36, № 8. – С. 758–762.
10. Николаев С. В. Генерационные характеристики оксазиновых красителей в твердых полиуретановых матрицах / С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2009. – 14, № 3. – С. 358–365.

11. Твердотельный полиуретановый лазер на красителе, излучающий в дальней красной области спектра / С. В. Николаев, В. В. Пожар, М. И. Дзюбенко, А. О. Дорошенко // Квантовая электрон. – 2009. – 39, № 9. – С. 789–792.
12. PhotochemCAD: A computer-aided design and research tool in photochemistry / H. Du, R. A. Fuh, J. Li et al. // Photochemistry and Photobiology. – 1998. – 68. – P. 141–142.
13. Маслов В. В. Двухполосная лазерная генерация бензопирановых красителей в красной области спектра / В. В. Маслов, В. М. Никитченко // Журн. прикладной спектроскопии. – 2006. – 73, № 3. – С. 401–404.
14. Bichromatic laser emission from dipyrromethene dyes incorporated into solid polymeric media / M. A. Alvarez, I. Costela, F. Garcia-Moreno et al. // J. Appl. Phys. – 2007. – 101, N 11. – P. 113110(9).
15. Машкевич В. С. Кинетическая теория лазеров / В. С. Машкевич. – М.: Наука, 1971. – 472 с.
16. Гананольский Е. М. Усиление и генерация когерентных фоонов в рубине в условиях инверсии населенностей спиновых уровней / Е. М. Гананольский, Д. Н. Маковецкий // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1977. – 72, вып. 1. – С. 203–217.

S. V. Nikolaev, V. V. Pozhar, M. I. Dzyubenko

STUDY OF EMISSION FEATURES OF SOLID-STATE DYE LASERS AT A TRANSVERSE METHOD OF EXCITATION

In this work the special features of the formation of emission characteristics of solid-state dye lasers with the transverse pumping are studied. The dependences of energy, spectrum and directivity of the emission from cylindrical polyurethane laser matrices on energy and degree of the exciting beam focusing are experimentally investigated. It is shown that the inhomogeneity of the pumping intensity distribution in the excitable matrix volume, which appears at a transverse mode of excitation, renders significant influence on the energy, directivity and spectrum of laser emission.

Key words: solid-state dye laser, polyurethane matrix, transverse pumping.

С. В. Николаєв, В. В. Пожар, М. І. Дзюбенко

ДОСЛІДЖЕННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ ГЕНЕРАЦІЇ ТВЕРДОТІЛЬНИХ ЛАЗЕРІВ НА БАРВНИКАХ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМУ СПОСОБІ ЗБУДЖЕННЯ

Вивчено особливості формування генерацийних характеристик випромінювання твердотільних лазерів на барвниках з поперечною накачкою. Експериментально досліджено залежності енергії, спектра і спрямованості випромінювання циліндричних поліуретанових матриць від енергії та ступеня фокусування збуджуючого пучка. Показано, що неоднорідність розподілу інтенсивності накачки в збуджуваному об'ємі матриці, яка виникає при поперечному способі накачки, має значний вплив на енергію, спрямованість і спектр генерованого випромінювання.

Ключові слова: твердотільний лазер на барвнику, поліуретанова матриця, поперечна накачка.

Рукопись поступила 24.01.11 г.