

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ СВЕТА В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С ПОМОЩЬЮ КИНЕТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Н. М. Штыков, С. П. Палто*

*Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 октября 2013 г.

Представлены результаты расчета пороговых мощностей накачки для получения лазерной генерации света в холестерических жидких кристаллах, легированных флуоресцентными красителями. Учтены специфика спектральных свойств хиральной холестерической среды как фотонной структуры, а также пространственно-распределенный характер обратной связи в активной среде. Рассчитаны зависимости величины пороговой мощности излучения накачки от толщины образца, концентрации красителя и длительности фронта нарастания мощности накачки. Показана эволюция формы импульса лазерной генерации в зависимости от мощности излучения накачки и длительности фронта нарастания мощности в случае длинного импульса накачки.

DOI: 10.7868/S0044451014050152

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная генерация света флуоресцентными красителями в различных жидкокристаллических структурах является одним из новейших объектов фундаментальных исследований, которые в последние годы интенсивно развиваются во всем мире [1]. Особенностью жидких кристаллов является способность изменять свои оптические свойства при изменении температуры, введении различных функциональных добавок или под действием электрического поля [2]. Это дает возможность плавно управлять длиной волны генерации в широком диапазоне длин волн спектра видимого света, что пока не может быть достигнуто с помощью полупроводниковых лазеров.

Впервые идея получения лазерной генерации в средах с пространственной периодичностью диэлектрической проницаемости была предложена Когельником и Шенком [3]. Позже, в теории фотонных кристаллов, эта идея была воспроизведена в терминах пространственно-распределенной обратной связи и плотности фотонных состояний [4, 5]. Применение этой идеи к холестерическим жидким кристаллам

усилило интерес к физике фотонных кристаллов и привело к созданию жидкокристаллических микролазеров [6, 7].

Спиральная структура холестерических жидких кристаллов (ХЖК) обладает периодичностью и демонстрирует все свойства одномерного фотонного кристалла с характерной запрещенной зоной (стоп-зона, stop-band), которая проявляется в виде области селективного брэгговского отражения в спектре отражения (пропускания) света. Для луча света, распространяющегося вдоль оси спирали, длина волны в центре стоп-зоны равна $\lambda_B = nr$, где n — средний показатель преломления ХЖК, а r является шагом холестерической спирали. Характерной особенностью ХЖК является зависимость пропускания света в области стоп-зоны от поляризации: волна с циркулярной поляризацией, знак которой совпадает со знаком холестерической спирали ХЖК, испытывает селективное отражение; волна с поляризацией противоположного знака свободно проходит через среду.

В данной работе с помощью кинетических уравнений изучается влияние оптических параметров ХЖК, легированных флуоресцентными красителями, на величину пороговой мощности накачки среды для возникновения лазерной генерации света. Исследуются два типа накачки среды: коротким им-

*E-mail: nshtykov@mail.ru

пульсом света с длительностью 11.5 нс на половине амплитуды и длинным трапецевидным импульсом длительностью 200 нс и с различной длительностью фронта нарастания мощности. Целью моделирования второго типа накачки является оценка возможности использования миниатюрных полупроводниковых лазеров в качестве источников излучения накачки для ХЖК-лазеров на красителях.

2. СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХЖК

Структура холестерической фазы и ее оптические свойства подробно описаны в литературе [2, 8]. В ряде работ [9–11] предложены аналитические решения задачи прохождения и отражения света, распространяющегося вдоль оси спирали ХЖК. В данной работе приведем только основные термины и результаты этих расчетов, имеющие отношение к заявленной теме.

Локально, в плоскости, перпендикулярной оси спирали (helix), оптические свойства ХЖК характеризуются показателями преломления вдоль директора n_{\parallel} и перпендикулярно директору n_{\perp} или главными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, соответственно $\epsilon_{\parallel} = n_{\parallel}^2$ и $\epsilon_{\perp} = n_{\perp}^2$. Кроме этих основных параметров для характеристики оптических свойств ХЖК вводится также средний показатель преломления $n = \sqrt{(n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2)}/2$ и параметр оптической анизотропии $\alpha = (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)/(n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2) \approx \Delta n/n$, где $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$. При движении вдоль оси спирали (ось z) директор ХЖК испытывает вращение и его азимутальный угол ориентации относительно оси x лабораторной системы координат изменяется в соответствии с формулой $\varphi = 2\pi z/p$, где p — шаг спирали ХЖК.

Решение волнового уравнения в локальной системе координат для собственных волн (eigenwaves) показывает, что вдоль оси геликоида ХЖК могут распространяться четыре собственные волны, две в положительном направлении оси z и две в противоположном направлении. Две волны испытывают затухание внутри стоп-зоны, ограниченной длинами волн $n_{\perp} \leq \lambda/p \leq n_{\parallel}$, а две другие не имеют особенностей во всем спектральном диапазоне.

Собственные волны, испытывающие затухание, в общем случае являются эллиптически-поляризованными и только на границах стоп-зоны становятся линейно-поляризованными. На длинноволновом краю (edge) стоп-зоны их поляризация направлена вдоль

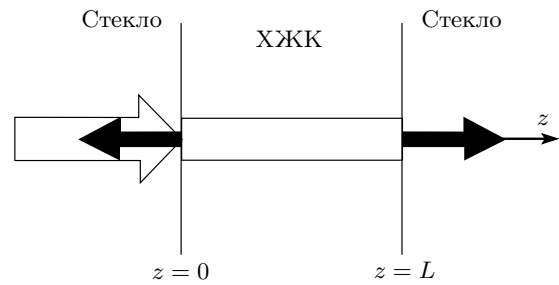


Рис. 1. Схема лазерной генерации в слое ХЖК. Слой заключен между двумя полубесконечными стеклянными областями. Луч накачки проникает в слой через границу $z = 0$, а излучение генерации выходит через границы $z = 0$ и $z = L$

директора ХЖК, а на коротковолновом краю — перпендикулярно директору. Собственные волны, не испытывающие затухания, циркулярно поляризованы во всем диапазоне существования, за исключением коротковолновой области $\lambda/p \ll 1$.

Когда слой ХЖК имеет конечные размеры вдоль оси спирали (ось z) и заключен между двумя полубесконечными областями изотропной среды (например, стекла, рис. 1), для получения коэффициентов отражения и пропускания света слоем ХЖК решается граничная задача [11]. На рис. 2 приведен спектр коэффициента пропускания слоя ХЖК для моды, испытывающей затухание, на длинноволновой границе стоп-зоны.

Пики осцилляций на спектре пропускания обусловлены возбуждением в ХЖК так называемых «краевых мод» [12], располагающихся вблизи границы стоп-зоны. В обычных лазерах с зеркальными резонаторами скорость уменьшения интенсивности излучения внутри резонатора за счет выхода излучения через полупрозрачные зеркала, дифракции на краях зеркал и поглощения в среде характеризуется временем жизни излучения в резонаторе τ_c . В случае лазера на ХЖК с распределенной обратной связью утечка излучения краевых мод через границы ХЖК–стекло также приводит к конечному времени жизни излучения в слое ХЖК. Беляковым и Семеновым [12] рассчитано время жизни излучения краевых мод в слое ХЖК, которое выражается формулой

$$\tau_s \approx \frac{1}{4} \frac{nL}{c} \left(\frac{\alpha L}{ps} \right)^2, \quad (1)$$

где $s = 1, 2, \dots$, — номер краевой моды, L — толщина слоя ХЖК, а c — скорость света в вакууме. Мода $s = 1$ является ближайшей к границе стоп-зоны и

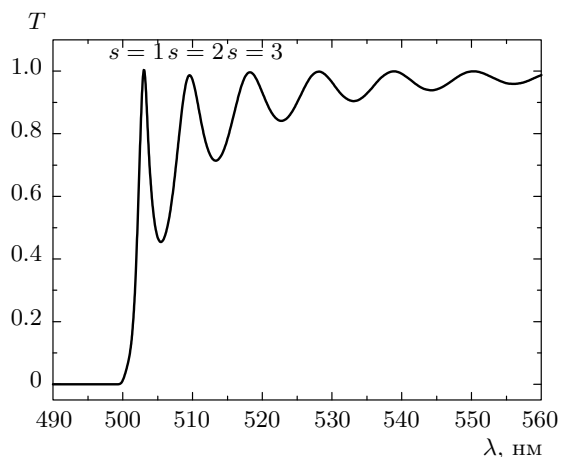


Рис. 2. Спектр коэффициента пропускания (T) слоя ХЖК для моды, испытывающей селективное отражение, на длинноволновой границе стоп-зоны. Вычисление пропускания выполнено для случая равенства средних показателей преломления ХЖК и стекла, а толщина слоя ХЖК составляла $L = 8$ мкм

наиболее долгоживущей. С учетом распределенных потерь за счет поглощения или рассеяния излучения в слое ХЖК обратная величина от времени жизни излучения τ_c может быть записана в виде

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{n} \left(\beta + \frac{4p^2 s^2}{\alpha^2 L^3} \right), \quad (2)$$

где β — коэффициент распределенных потерь.

В данной работе мы ограничиваемся приближением, основанным на том, что время жизни излучения в резонаторе не зависит от мощности накачки и, соответственно, от степени заселенности возбужденного уровня красителя. Прежде всего, нас интересует первая краевая мода, так как, согласно теоретическим предсказаниям [3, 13], она имеет наименьший порог генерации, что подтверждается экспериментальными результатами [1, 7, 14].

3. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ СВЕТА

Применительно к ХЖК расчеты некоторых параметров генерации света с помощью кинетических уравнений уже проводились [15]. Однако авторами рассматривался стационарный случай пространственно-однородной накачки образца, что обычно не соответствует экспериментальным условиям. В данной работе мы попробуем учесть пространствен-

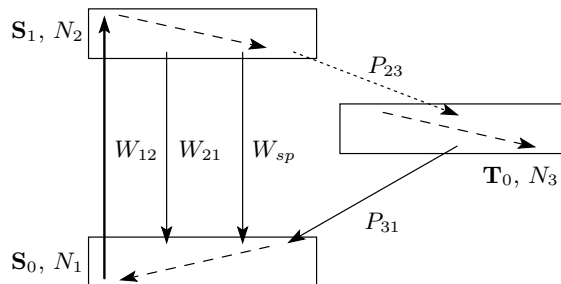


Рис. 3. Схема уровней красителя. Сплошные стрелки показывают радиационные переходы, штриховые — термализационные процессы (безызлучательные релаксационные переходы на более низкие уровни в пределах энергетической зоны). Пунктирной стрелкой изображены интеркомбинационные переходы с возбужденного синглетного уровня на триплетный, происходящие с вероятностью P_{23} . Переходы с триплетного уровня на основной синглетный, происходящие с вероятностью P_{31} , описывают процесс фосфоресценции

ную неоднородность скорости накачки и, соответственно, неоднородность населенности возбужденного уровня красителя [16], которые возникают, когда пучок накачки входит в образец с одной его стороны (рис. 1). При этом интенсивность накачки, а следовательно, и населенность возбужденного уровня красителя вследствие поглощения энергии быстро уменьшаются по мере удаления от входной границы среды.

Рассматривается лазер, работающий по схеме трех электронных зон, содержащих колебательно-вращательные состояния. Применительно к флуоресцентным красителям схема (рис. 3) может быть представлена основным S_0 и первым возбужденным S_1 синглетными уровнями, а также основным триплетным уровнем T_0 . На рисунке приняты следующие обозначения: W_{12} — вероятность индуцированного перехода молекулы красителя с основного уровня на возбужденный при поглощении фотона накачки, W_{21} — вероятность индуцированного перехода молекулы красителя с возбужденного уровня на основной при излучении фотона (генерация), $W_{sp} = 1/\tau_{21}$ — вероятность спонтанного перехода молекулы красителя с возбужденного уровня на основной при излучении фотона, которая определяется временем жизни τ_{21} молекулы красителя на возбужденном уровне (флуоресценция).

Вероятности вынужденных переходов W_{12} и W_{21} можно выразить через сечения поглощения σ_a , вы-

нужденного излучения σ_e и интенсивности излучений накачки I_a и генерации I_e [17]:

$$W_{12} = \frac{\sigma_a I_a}{h\nu_a}, \quad W_{21} = \frac{\sigma_e I_e}{h\nu_e}, \quad (3)$$

где ν_a, ν_e — частоты фотонов накачки и генерации, h — постоянная Планка. Для упрощения значения сечений поглощения и вынужденного излучения будем считать равными σ .

Система кинетических уравнений в случае пространственно-неоднородной населенности уровней энергии красителя может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2(z, t)}{\partial t} &= \frac{\sigma I_a(z, t)}{h\nu_a} N_1(z, t) - \\ &- \frac{\sigma I_e(t)}{h\nu_e} N_2(z, t) - \frac{N_2(z, t)}{\tau_{21}} - P_{23} N_2(z, t), \\ \frac{\partial N_3(z, t)}{\partial t} &= P_{23} N_2(z, t) - P_{31} N_3(z, t), \\ \frac{dI_e(t)}{dt} &= \frac{ch\nu_e S}{nV} \int_0^L \left(\frac{\sigma I_e(t)}{h\nu_e} N_2(z, t) + \right. \\ &\left. + k \frac{N_2(z, t)}{\tau_{21}} \right) dz - \frac{I_e(t)}{\tau_c}, \\ N_1(z, t) + N_2(z, t) + N_3(z, t) &= N. \end{aligned} \quad (4)$$

В первом уравнении выражен локальный баланс между процессами накачки, вынужденного и спонтанного излучения с возбужденного синглетного уровня, а также переход молекул на триплетный уровень. Частная производная в левой части отражает факт пространственной зависимости концентрации возбужденных молекул красителя от координаты z (направление от входной поверхности образца вдоль нормали внутрь активной среды, рис. 1). В плоскости xy концентрации считаются однородными.

Второе уравнение описывает процесс накопления возбужденных молекул красителя на триплетном уровне. В третьем уравнении интегрирование проводится по объему активной среды и учитывает вклады индуцированного и спонтанного процессов в интенсивность излучения генерации в слое ХЖК. Объем области накачки $V = SL$, где S — сечение области накачки, а L — толщина слоя ХЖК (рис. 1). Коэффициент k отражает долю спонтанного излучения с длиной волны краевой моды, распространяющегося вдоль оси спирали. Последний член в третьем уравнении учитывает уменьшение интенсивности излучения в слое ХЖК за счет выхода излуче-

ния через границы ХЖК–стекло. Время жизни излучения τ_c в слое ХЖК выражается формулой (2).

В последнем уравнении системы отражен локальный закон сохранения общего числа молекул красителя. Величина N обозначает полное число молекул красителя в единице объема, $N_1(z, t)$ и $N_2(z, t)$ равны населенностям основного и возбужденного синглетных уровней, а $N_3(z, t)$ — населенность триплетного уровня в точке с координатой z .

В третьем уравнении под знаком интеграла пространственно-зависимой величиной является только населенность $N_2(z, t)$, поэтому вычисление интеграла сводится к вычислению среднего значения населенности возбужденного синглетного уровня

$$\frac{1}{L} \int_0^L N_2(z, t) dz,$$

которое обозначим $n_2(t)$.

Из четвертого уравнения выразим $N_1(z, t)$, подставим в первое уравнение и проинтегрируем первое, второе и четвертое уравнения системы по координате z . В результате получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2(t)}{dt} &= \frac{\sigma N}{h\nu_a L} \left[\int_0^L I_a(z, t) dz - \right. \\ &- \frac{1}{N} \int_0^L I_a(z, t) N_2(z, t) dz - \\ &- \left. \frac{1}{N} \int_0^L I_a(z, t) N_3(z, t) dz \right] - \\ &- \left(\frac{\sigma I_e(t)}{h\nu_e} + \frac{1}{\tau_{21}} + P_{23} \right) n_2(t), \\ \frac{dn_3(t)}{dt} &= P_{23} n_2(t) - P_{31} n_3(t), \\ \frac{dI_e(t)}{dt} &= \frac{c}{n} \left(\sigma I_e(t) + k \frac{h\nu_e}{\tau_{21}} \right) n_2(t) - \frac{I_e(t)}{\tau_c}, \\ n_1(t) &= N - n_2(t) - n_3(t). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь для обозначения средних значений населенностей $N_1(z, t)$ и $N_3(z, t)$ по координате z были введены переменные $n_1(t)$ и $n_3(t)$.

Подставляем в первое уравнение (5) выражение для зависимости интенсивности накачки

$$I_a(z, t) = I_{a0}(t) \exp[-\sigma n_1(t)z]$$

от координаты z и вычисляем интегралы, входящие в первое уравнение системы:

$$\int_0^L I_{a0}(t) \exp[-\sigma n_1(t)z] dz = \frac{I_{a0}(t) [1 - \exp(-\sigma n_1(t)L)]}{\sigma n_1(t)}, \quad (6)$$

где, согласно четвертому уравнению (5), $n_1(t) = N - n_2(t) - n_3(t)$. Второй и третий интегралы в первом уравнении вычисляются по частям следующим образом:

$$\int_0^L I_a(z, t) N_i(z, t) dz = \left[I_a(z, t) \int_0^z N_i(x, t) dx \right]_0^L - \int_0^L \left(\int_0^z N_i(x, t) dx \right) \frac{dI_a(z, t)}{dz} dz, \quad (7)$$

где $i = 2, 3$. Введем функции среднего значения населенности в интервале $[0, z]$:

$$\bar{n}_i(z, t) = \frac{1}{z} \int_0^z N_i(x, t) dx,$$

которые в пределе $z = L$ равны средним значениям $n_i(t)$. Перепишем (7) в новом виде с учетом этих функций

$$\int_0^L I_a(z, t) N_i(z, t) dz = [I_a(z, t) \bar{n}_i(z, t) z]_0^L - \int_0^L [\bar{n}_i(z, t) z] \frac{dI_a(z, t)}{dz} dz. \quad (8)$$

Очевидно, что при нашем способе накачки среды эти функции максимальны при $z = 0$ и монотонно уменьшаются при увеличении z до минимальных значений $n_i(t)$. Тогда функции $\bar{n}_i(z, t)z$ равны нулю при $z = 0$ и возрастают при увеличении z до величин $n_i(t)L$. Для приблизительного вычисления интеграла (8) заменим под знаком интеграла функцию $\bar{n}_i(z, t)z$ на функцию, не зависящую от z и равную среднему от ее значений на границах интервала $n_i(t)L/2$. Тогда приближенное значение интеграла (8) будет равно

$$\begin{aligned} \int_0^L I_a(z, t) N_i(z, t) dz &\approx I_a(L, t) n_i(t) L - \\ &- \frac{1}{2} n_i(t) L \int_0^L dI_a(z, t) = I_a(L, t) n_i(t) L - \\ &- \frac{1}{2} n_i(t) L [I_a(L, t) - I_a(0, t)] = \\ &= \frac{n_i(t) L [I_a(L, t) + I_a(0, t)]}{2}. \quad (9) \end{aligned}$$

Если уравнение зависимости интенсивности накачки от координаты z имеет вид

$$I_a(z, t) = I_{a0}(t) \exp[-\sigma n_1(t)z],$$

то (9) приводится к виду

$$\begin{aligned} \int_0^L I_a(z, t) N_i(z, t) dz &\approx \\ &\approx \frac{n_i(t) L I_{a0}(t) [1 + \exp(-\sigma n_1(t)L)]}{2}. \quad (10) \end{aligned}$$

Запишем систему кинетических уравнений в окончательном виде, заменив интенсивности накачки и генерации $I_e(t)$, $I_{a0}(t)$ на соответствующие мощности излучений по формуле $I_i(t) = P_i(t)/S$ и опустив ради компактности функциональную зависимость от времени в обозначении функций $n_1(t)$, $n_2(t)$, $n_3(t)$, $P_{a0}(t)$, $P_e(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= - \left(\frac{\sigma P_e}{h\nu_e S} + \frac{1}{\tau_{21}} + P_{23} + \right. \\ &+ \left. \frac{\sigma P_{a0} [1 + \exp(-\sigma n_1 L)]}{2h\nu_a S} \right) n_2 - \\ &- \frac{\sigma P_{a0} [1 + \exp(-\sigma n_1 L)]}{2h\nu_a S} n_3 + \\ &+ \frac{NP_{a0} [1 - \exp(-\sigma n_1 L)]}{h\nu_a n_1 LS}, \quad (11) \end{aligned}$$

$$\frac{dn_3}{dt} = P_{23}n_2 - P_{31}n_3,$$

$$\frac{dP_e}{dt} = \frac{c}{n} \left(\sigma P_e + k \frac{h\nu_e S}{\tau_{21}} \right) n_2 - \frac{P_e}{\tau_c}.$$

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Определение порога генерации при накачке коротким импульсом

Первая часть работы посвящена изучению параметров генерации при накачке коротким импульсом

Таблица

Название параметра	Величина параметра
Показатель преломления вдоль директора ХЖК	$n_{\parallel} = 1.595$
Показатель преломления перпендикулярно директору ХЖК	$n_{\perp} = 1.487$
Среднее значение показателя преломления ХЖК	$n = 1.542$
Оптическая анизотропия	$\Delta n = 0.108$
Параметр оптической анизотропии	$\alpha = 0.07$
Шаг спирали	$p = 0.314$ мкм
Концентрация красителя в ХЖК	$N = 10^{19}$ см ⁻³
Сечение поглощения (флуоресценции)	$\sigma = 2.0 \cdot 10^{-16}$ см ²
Время жизни возбужденного состояния красителя	$\tau_{21} = 3.0 \cdot 10^{-9}$ с
Коэффициент распределенных потерь	$\beta = 100$ см ⁻¹
Вероятность перехода на триплетный уровень	$P_{23} = 5.0 \cdot 10^7$ с ⁻¹
Вероятность перехода с триплетного уровня	$P_{31} = 1.0 \cdot 10^4$ с ⁻¹
Длины волн накачки и лазерной генерации	$\lambda_a = 445$ нм, $\lambda_e = 600$ нм
Площадь сечения области накачки	$S = 65 \times 65$ мкм ²
Толщина слоя ХЖК	$L = 25$ мкм

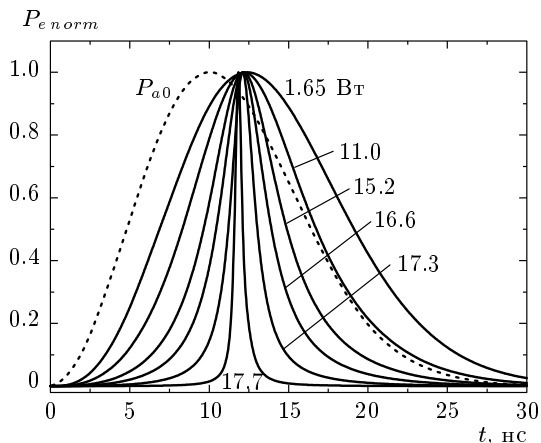


Рис. 4. Зависимости от времени нормированных импульсов люминесценции при мощностях накачки от 1.65 Вт до 17.7 Вт и импульса накачки P_{a0} (пунктир)

излучения, длительностью 11.5 нс по уровню 0.5 от максимальной мощности. Используемые параметры моделирования представлены в таблице.

На рис. 4 представлены нормированные на ам-

плитуду временные зависимости импульсов флуоресценции (генерации) при различных мощностях импульсов накачки. До достижения порога и при небольшом превышении порога генерации пики импульсов люминесценции отстают примерно на 2 нс по отношению к максимуму импульса накачки. При мощности импульса накачки 1.65 Вт длительность импульса люминесценции равна 12.3 нс. При увеличении мощности накачки длительность импульсов люминесценции монотонно уменьшается и при мощности 17.3 Вт составляет 1.83 нс. Выше порога генерации при мощностях накачки 17.7 Вт–19.1 Вт длительности импульсов генерации продолжают уменьшаться от 540 пс до 120 пс (рис. 5).

Для определения порога генерации использовался коэффициент преобразования энергии импульса накачки в энергию импульса флуоресценции (KE). Участок возрастания KE экстраполировался линейной зависимостью по методу наименьших квадратов и значение энергии накачки, соответствующее нулевой энергии генерации, принималось за пороговое. Как следует из графика KE (рис. 5), порог генерации наблюдается при мощности импульса накачки

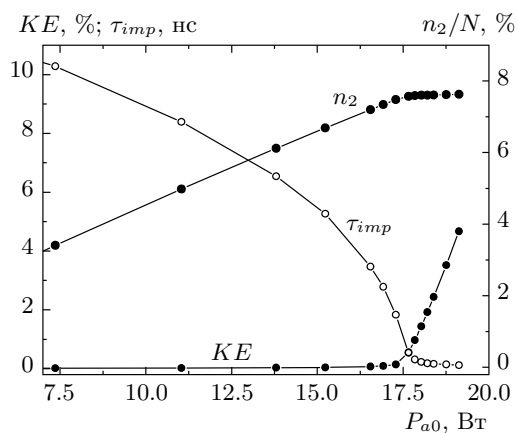


Рис. 5. Зависимости от мощности импульса накачки длительности импульса люминесценции или лазерной генерации (τ_{imp}) по уровню 0.5 от максимума, концентрации возбужденных молекул красителя (n_2/N) и коэффициента преобразования энергии накачки в энергию излучения (KE)

примерно 17.5 Вт, что соответствует интенсивности 0.42 МВт/см². При этой накачке KE составляет примерно 0.34%. При мощности накачки 18.2 Вт коэффициент преобразования энергии уже равен примерно 2%, при этом концентрация возбужденных молекул красителя составляет приблизительно 7.6%.

Экспериментальные результаты измерения порога лазерной генерации, полученные разными авторами, существенно отличаются друг от друга. В работе [14] сообщается о пороговой интенсивности накачки равной 9.4 МВт/см² при толщине образца 25 мкм и длительности импульса 5 нс. Существенно меньшее значение порога генерации получено в работе [18]. В этом случае пороговая интенсивность накачки составляет 1.5 МВт/см² при толщине образца 20 мкм и длительности импульса 7.5 нс. В этих работах использовался известный лазерный краситель ДСМ и накачка второй гармоникой (532 нм) лазера на ИАГ. Как видно, рассчитанный нами порог лазерной генерации 0.42 МВт/см² значительно ниже упомянутых значений. Согласно нашим неопубликованным экспериментальным результатам, для лазерного красителя Кумарин 6 при накачке третьей гармоникой (355 нм) лазера на ИАГ и толщинах образцов 20–30 мкм пороговая интенсивность накачки равняется 0.55 МВт/см², что весьма близко к рассчитанному значению.

На рис. 6а приведены временные зависимости мощности излучения генерации и концентрации молекул красителя на возбужденном синглетном

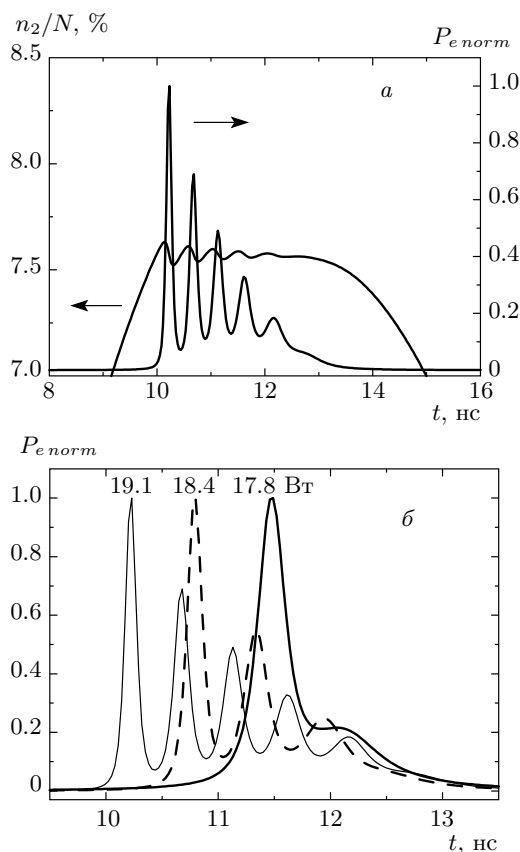


Рис. 6. а) Зависимости от времени мощности излучения лазерной генерации и концентрации возбужденных молекул красителя при мощности накачки $P_{a0} = 19.1$ Вт; б) эволюция формы импульса лазерной генерации при увеличении мощности накачки выше порога

уровне. Как видно на рисунке, нарастание мощности генерации при достижении пороговой концентрации на возбужденном уровне приводит к обеднению возбужденного уровня и прекращению генерации. В результате импульс излучения образца представляет собой серию коротких импульсов генерации с монотонно уменьшающейся амплитудой. В промежутках между импульсами генерации наблюдается суперлюминесценция, т.е. усиленная инверсной средой спонтанная люминесценция.

Вблизи порога ($P_{a0} = 17.7$ Вт) излучение характеризуется одиночным импульсом генерации (рис. 4). При увеличении мощности накачки количество пиков генерации растет (рис. 6б), а их длительность и задержка по отношению к импульсу накачки уменьшается.

В работе Морриса [14] приведены экспериментальные результаты измерения порога генерации в зависимости от толщины образца. Согласно этим ре-

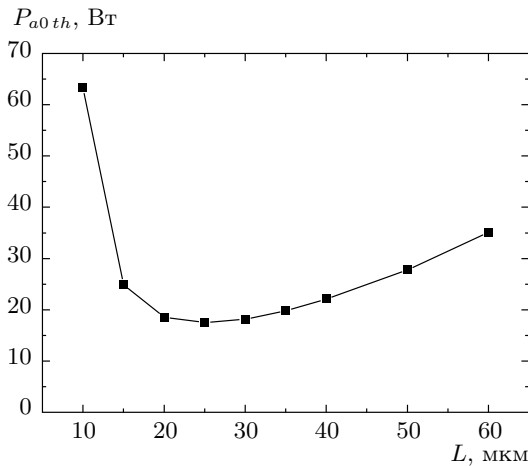


Рис. 7. Зависимость пороговой мощности накачки от толщины слоя ХЖК

зультатам, минимум порога наблюдается при толщинах слоя ХЖК в диапазоне 10–15 мкм. В нашей теоретической работе [19] было найдено, что для минимума в этом диапазоне коэффициент распределенных потерь в слое ХЖК должен быть порядка 700 см^{-1} . Однако наш опыт экспериментального исследования генерации в ХЖК не согласуется с результатами Морриса [14]. В наших экспериментах (результаты не опубликованы) минимальный порог генерации наблюдается на образцах толщиной примерно 25–30 мкм, что ближе к результатам Као [18], в которых минимум порога наблюдается при толщинах около 20 мкм. Поэтому в данной работе коэффициент распределенных потерь принят равным 100 см^{-1} . Расчетная зависимость порога генерации от толщины образца (рис. 7) качественно подтверждает результаты экспериментальных измерений [14, 18], за исключением того, что минимум порога здесь достигается при толщине слоя ХЖК, равной 25 мкм.

На рис. 8 представлена зависимость порога генерации от концентрации красителя в ХЖК. При увеличении концентрации от $0.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до $0.25 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ порог генерации уменьшается более чем на порядок — от мощности накачки 327 Вт до 28 Вт. Порог генерации достигает минимума 17.5 Вт при концентрациях красителя в области $N = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что приблизительно соответствует весовой концентрации 0.5 % в ХЖК. При дальнейшем увеличении концентрации красителя происходит очень незначительное повышение порога до уровня 18.3 Вт при $N = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

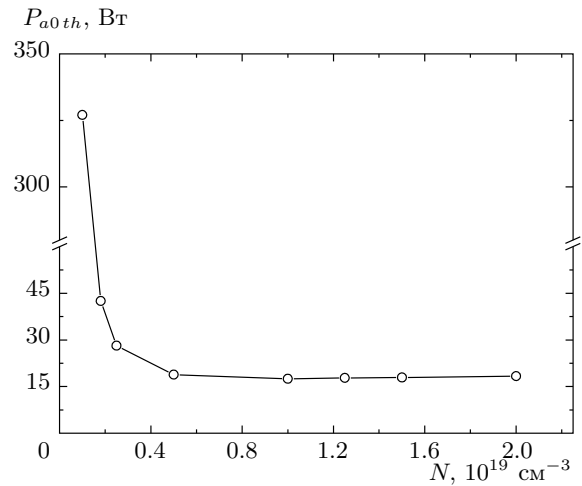


Рис. 8. Зависимость пороговой мощности накачки от концентрации красителя в ХЖК

3.2. Определение порога лазерной генерации в зависимости от длительности фронта нарастания мощности при накачке длинным импульсом

Вторая часть работы посвящена изучению лазерной генерации при накачке длинным импульсом излучения трапецевидной формы. Длительность импульса составляла 200 нс, длительность переднего фронта T_f варьировалась от 12 нс до 100 нс, а длительность заднего фронта была равна нулю. При моделировании использовались следующие параметры: концентрация красителя в ХЖК — 10^{19} см^{-3} , площадь сечения области накачки — $20 \times 20 \text{ мкм}^2$, толщина слоя ХЖК — 25 мкм.

Вид импульсов лазерной генерации при различных длительностях переднего фронта импульса накачки изображен на рис. 9. Все кривые соответствуют коэффициенту преобразования энергии импульса накачки в энергию импульса флуоресценции $KE = 0.12 \%$. На этом же рисунке штриховыми линиями изображены начальные части импульсов накачки с фронтами нарастания 12 нс и 50 нс. Как и при накачке коротким импульсом излучения, здесь импульс люминесценции представляет собой серию коротких пиков лазерной генерации на пьедестале суперлюминесценции. При этом амплитуда пиков генерации монотонно уменьшается с увеличением переднего фронта импульса накачки. Для характеристики качества лазерной генерации мы использовали коэффициент преобразования мощности накачки, который определили как отношение мощности первого пика генерации в импульсе излуче-

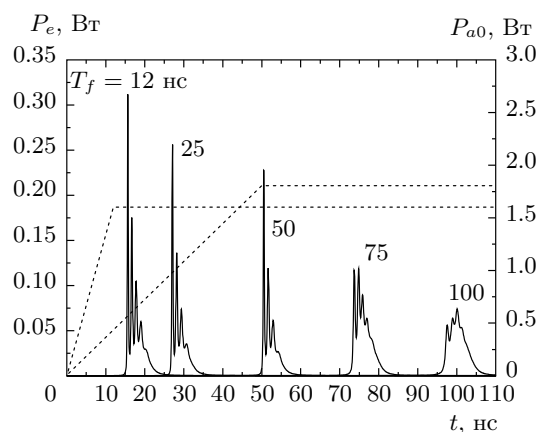


Рис. 9. Формы импульса лазерной генерации при различных длительностях фронта нарастания мощности импульса накачки. Штриховые линии изображают начальные части импульсов накачки с фронтами нарастания 12 и 50 нс

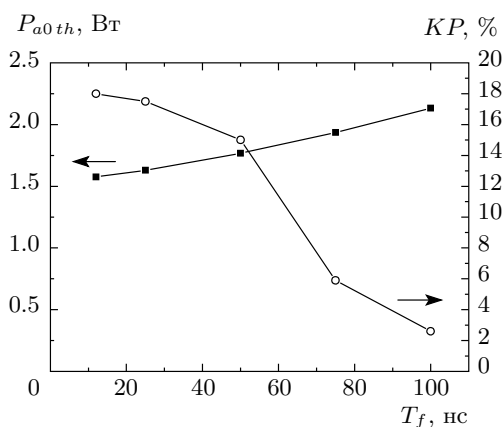


Рис. 10. Зависимости пороговой мощности и коэффициента преобразования мощности (KP) от длительности фронта нарастания импульса накачки

ния к мощности импульса накачки $KP = P_{e1}/P_{a0}$. На рис. 10 представлены зависимости порога генерации и коэффициента KP от длительности переднего фронта импульса накачки. Как видно на графике, пороговая мощность при увеличении фронта от 12 нс до 100 нс увеличивается всего примерно на 25 %, в то время как коэффициент преобразования KP уменьшается почти на порядок. По-видимому, при фронте 100 нс уже нельзя говорить о генерации, так как пики мощности лишь слегка превышают уровень суперлюминесценции (рис. 9), причем увеличение мощности накачки не приводит к качественному изменению этого соотношения, а только увеличивает общий фон последней.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты анализа условий лазерной генерации указывают на то, что пороговая мощность накачки зависит от толщины слоя ХЖК и имеет минимум, положение и глубина которого в большой степени зависит от уровня распределенных потерь. Чем выше потери, тем выше пороговая мощность накачки и меньше оптимальная толщина слоя ХЖК [19]. Происхождение достаточно высоких потерь резонатора детально неизвестно. Возможно, они связаны с остаточным поглощением красителя на длине волны лазерной генерации, рассеиванием излучения на дисклинациях или термических флуктуациях директора ХЖК. Вероятно конкурирующий процесс генерации на вытекающих лазерных модах [20] также может быть причиной, эффективно увеличивающей потери в слое ХЖК.

Критическое значение для достижения режима лазерной генерации имеет концентрация красителя в ХЖК. При концентрациях меньше 0.1 % по весу пороговая мощность накачки очень резко увеличивается обратно пропорционально концентрации и экспериментальное наблюдение генерации становится невозможным.

Моделирование лазерной генерации длинным импульсом накачки показало, что увеличение фронта нарастания мощности импульса накачки ухудшает эффективность лазерной генерации и затем делает ее просто невозможной. Предельная длительность фронта, при которой еще можно говорить о лазерной генерации, очевидно определяется скоростью накопления молекул красителя на триплетном уровне, которая связана с соотношением вероятностей переходов триплетного уровня.

В заключение хотелось бы отметить, что для упрощения уравнений в данной работе был сделан ряд приближений. В целом, мы надеемся, что сделанные упрощения не являются критическими, и полученные выражения позволяют адекватно судить о влиянии параметров жидкокристаллической среды и лазерного красителя на порог возбуждения лазерной генерации.

Авторы благодарны Л. М. Блинову за ценные замечания в процессе обсуждения результатов. Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований ОФН РАН и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00899-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Liquid Crystal Microlasers*, ed. by L. M. Blinov and R. Bartolino, Transworld Research Network, India, Kerala (2010).
2. L. M. Blinov, *Structure and Properties of Liquid Crystals*, Springer, Dordrecht (2011).
3. H. Kogelnik and C. V. Shank, *J. Appl. Phys.* **43**, 2327 (1972).
4. V. I. Kopp, Z.-Q. Zang, and A. Z. Genack, *Opt. Lett.* **23**, 1707 (1998).
5. B. Taheri, P. Palffy-Muchoray, and H. Kabir, in *ALCOM Symp. Chiral materials and Applications*, United States, Cuyahoga Falls (1999), p. 18.
6. L. M. Blinov, G. Ciparrone, P. Pagliusi et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 0311114 (2006).
7. S. P. Palto, N. M. Shtykov, B. A. Umansky et al., *Opto-Electron. Rev.* **14**, 323 (2006).
8. P. G. De Gennes and J. Prost, *Physics of Liquid Crystals*, 2nd ed., Clarendon Press, Oxford (1993).
9. H. De Vries, *Acta Cryst.* **4**, 219 (1951).
10. Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **59**, 1854 (1970).
11. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко, В. П. Орлов, *УФН* **127**, 221 (1979).
12. V. A. Belyakov and S. V. Semenov, *ЖЭТФ* **136**, 687 (2009).
13. С. П. Палто, *ЖЭТФ* **130**, 544 (2006).
14. S. M. Morris, A. D. Ford, C. Gillespie et al., *J. SID* **14**, 88 (2006).
15. S. M. Morris, A. D. Ford, M. N. Pivnenko et al., *Phys. Rev. E* **74**, 061709 (2006).
16. О. Звелто, *Принципы лазеров*, Мир, Москва (1990).
17. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Советское радио, Москва (1980).
18. W. Cao, P. Palffy-Muhoray, B. Taheri et al., *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **429**, 101 (2005).
19. Н. М. Штыков, С. П. Палто, Б. А. Уманский, *ЖЭТФ* **144**, 405 (2013).
20. С. П. Палто, Л. М. Блинов, М. И. Барник и др., *Кристаллография* **56**, 667 (2011).