

# Спектры, временная структура и угловая направленность генерации в кристалле $\text{Yb}:\text{YAG}$ и в иттербиевом стекле при накачке низкокогерентным излучением лазера на центрах окраски $\text{LiF}:\text{F}_2^+$

Н.Е.Быковский, Ю.В.Сенатский

*При фокусировке излучения лазера на центрах окраски  $\text{LiF}:\text{F}_2^+$  (спектральный диапазон 0.89–0.95 мкм) на пластины из кристалла  $\text{Yb}:\text{YAG}$  с 20 %-ной концентрацией активатора и иттербиевого стекла с 10 %-ной концентрацией активатора наблюдались наносекундные импульсы излучения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в спектральной области 1.0–1.06 мкм с шириной спектра до 20 нм в  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и до 50 нм в иттербиевом стекле. Генерация возникла в активной среде в области возбуждения ВРМБ излучения накачки диаметром менее 200 мкм. Угловая расходимость широкополосного лазерного излучения ( $10^{-3} - 10^{-4}$  рад) была на 1–2 порядка меньше дифракционного предела. Обсуждается механизм возникновения коротких импульсов остроуправленной широкополосной генерации в пространственной структуре тонких слоев с инверсией, возникающей в области распространения интенсивных акустических волн в среде. Интерпретация экспериментальных данных по угловой расходимости излучения основывается на новом представлении распределения электромагнитного поля фотона в пространстве не в форме бегущей волны, а с фиксированным по направлению распространения расположением структур поля. Рассматриваются особенности временной картины и спектров узкополосной линейчатой генерации в кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и в иттербиевом стекле в резонаторе при релаксации области возбуждения ВРМБ в активной среде. Обсуждается возможность диагностики параметров среды по сдвигу спектров генерации на модах резонатора в различных участках области возбуждения ВРМБ.*

**Ключевые слова:** кристалл  $\text{Yb}:\text{YAG}$ , иттербиевое стекло, широкополосная генерация, лазер накачки на  $\text{LiF}:\text{F}_2^+$ .

## 1. Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям активированных иттербием твердотельных лазерных сред – кристаллов, стекол, керамики [1–6]. Работы по созданию мощных лазеров [7–11] стимулировали изучение процессов формирования и сброса инверсии, генерации и усиления в средах с высокой концентрацией ионов  $\text{Yb}^{3+}$  при высокой интенсивности накачки [2, 3, 5, 6]. Традиционным источником накачки активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  сред являются полупроводниковые диоды, излучающие в области около 0,9 мкм. В работе [3] мы применили для накачки кристалла  $\text{Yb}:\text{YAG}$  с 20 %-ной концентрацией активатора короткие (20–30 нс) импульсы широкополосного (0.89–0.95 мкм) излучения лазера на центрах окраски (ЛЦО)  $\text{LiF}:\text{F}_2^+$ . При фокусировке интенсивность излучения ЛЦО на образцах могла превышать 1 ГВт/см<sup>2</sup> [3]. В этом случае взаимодействие излучения накачки с оптической средой было существенно нелинейным, что могло приводить к возбуждению в среде вынужденного рассеяния, к поверхностным и объемным разрушениям, а также влиять на характеристики генерации активированной иттербием среды. Об особенностях временной картины генерации в кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$  на длинах волн около 1.03 и 1.05 мкм при накачке

ЛЦО сообщалось в [3]. В настоящей работе исследование твердотельных сред с иттербием (кристалла  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и фосфатного стекла) при накачке ЛЦО продолжено. Сообщается о наблюдении вынужденного рассеяния широкополосного излучения ЛЦО в кристалле  $\text{YAG}$  и стекле, об особенностях временных, спектральных и пространственно-угловых характеристик излучения иттербия в кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$  и стекле, о возбуждении аномально широких (до 50 нм в стекле и до 20 нм в кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$ ) спектров остроуправленного ( $10^{-3} - 10^{-4}$  рад) излучения иттербия при накачке излучением ЛЦО  $\text{LiF}:\text{F}_2^+$ . Дается интерпретация наблюдавшихся явлений, рассматривается физическая модель процессов, протекающих в активной среде при нелинейном взаимодействии с ней излучения накачки, позволяющая объяснить спектральные, временные и пространственно-угловые характеристики генерации активированной иттербием среды. При интерпретации экспериментальных данных по угловой расходимости излучения используется новое представление о распределении электромагнитного поля фотона в пространстве не в форме бегущей волны, а с фиксированным по направлению распространения положением структур поля: максимумов, минимумов, узлов.

## 2. Эксперименты по накачке активных сред с иттербием излучением ЛЦО $\text{LiF}:\text{F}_2^+$

Эксперименты по накачке активных сред проводились на установке, подробная схема и устройство которой описаны в работах [3, 12, 13]. На рис.1 приведена ее упрощенная схема. Образцы – плоскопараллельные пластинки из кристалла  $\text{Yb}:\text{YAG}$  с 20 %-ной концентрацией

Н.Е.Быковский, Ю.В.Сенатский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: senatsky@sci.lebedev.ru, nbykovsky@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 23 мая 2007 г., после доработки – 29 октября 2007 г.

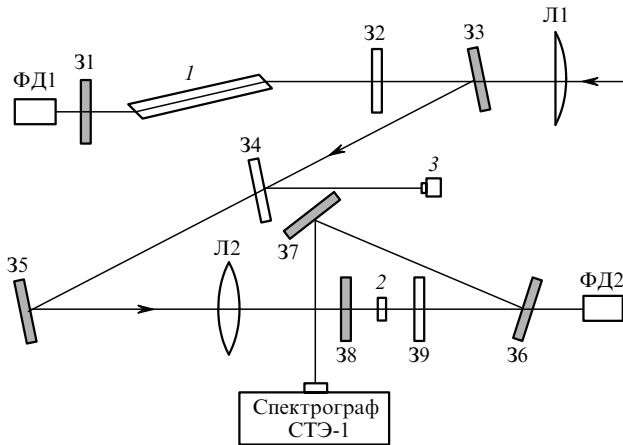


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – активный элемент ЛЦО; 2 – пластинка, активированная иттербием, в резонаторе (зеркала 38, 39); 3 – калориметр; 31, 32 – зеркала резонатора ЛЦО; 33–37 – зеркала системы транспортировки излучения ЛЦО и генерации иттербиевого лазера; Л1, Л2 – линзы; ФД1, ФД2 – фотоприемники.

активатора (толщина пластинки  $d = 2$  мм) или из иттербиевого стекла с 10 %-ной концентрацией активатора ( $d = 3$  мм) – устанавливались в резонаторе длиной  $L \approx 20$  мм, образованном плоскими зеркалами 38 и 39. Накачка образцов сфокусированными на них импульсами излучения ЛЦО проводилась через зеркало 38 с коэффициентом отражения  $\sim 100\%$  в области около 1 мкм, пропускавшее 80 %–90 % излучения накачки. Пучок накачки распространялся по направлению, близкому к нормали к зеркалам резонатора. Коэффициент отражения зеркала 39 в области около 1 мкм составлял 30 % (для Yb:YAG) или 70 % (для иттербиевого стекла). Рассматриваемая установка использовалась также для регистрации вынужденного рассеяния. Эти эксперименты выполнялись как с активированными иттербием, так и с неактивированными образцами [12]. Зеркала резонатора в этом случае в схеме эксперимента отсутствовали и излучение ЛЦО фокусировалось непосредственно на образцы. Для регистрации энергии, спектрального состава, формы и длительности импульсов накачки, вынужденного рассеяния и генерации иттербия часть излучения отводилась на калориметры, фотоприемники, спектрограф [3, 12, 13]. Регистрация формы и длительности импульсов осуществлялась двухканальным осциллографом с разрешением  $\sim 4$  нс, а спектры излучения накачки и генерации иттербия регистрировались с помощью спектрографа СТЭ-1 на инфракрасной фотопленке или на экране электронно-оптического преобразователя.

Эксперименты проводились при комнатной температуре в режиме одиночных вспышек. ЛЦО ( $L \approx 30$  см) через линзу Л1 возбуждался импульсами рубинового лазера с модуляцией добротности пассивным затвором. При высоком уровне усиления в среде LiF:F<sub>2</sub><sup>+</sup> генерация в ЛЦО развивалась за несколько обходов резонатора. Форма импульса излучения ЛЦО фактически повторяла форму импульса рубинового лазера [3]. Импульсы ЛЦО имели длительность 20–30 нс, а спектр излучения находился в интервале 0.89–0.95 мкм с максимумом интенсивности в области 0.92 мкм [3]. Малое время развития генерации и большая ширина спектра с гладкой огибающей позволяют говорить о низкой когерентности излучения ЛЦО. Ширина спектра накачки  $\Delta\nu_p$  могла превы-

шать 30 нм, что соответствует длине когерентности излучения  $l_c \leq 30$  мкм. Энергия ЛЦО изменялась в пределах 50–150 мДж, в большинстве экспериментов на образец в резонаторе поступало излучение с энергией 60–70 мДж. Расходимость пучка ЛЦО была равна  $(2–3) \times 10^{-3}$  рад, поперечный размер пучка составлял 5–6 мм. При фокусировке этого излучения линзой Л2 с фокусным расстоянием 120 мм в приповерхностных слоях образцов формировалось распределение интенсивности накачки  $I(r)$  ( $r$  – радиус области возбуждения) с максимумом на оси пучка накачки. Минимальный размер пятна  $2r$  на поверхности образца составлял  $\sim 250$  мкм. Интенсивность излучения ЛЦО на образцах варьировалась в диапазоне 0.5–5 ГВт/см<sup>2</sup> перемещением линзы. При максимальных интенсивностях накачки в образцах могли возникать повреждения. В этом случае при последующих вспышках облучался новый, неповрежденный участок материала.

Генерация в кристалле Yb:YAG наблюдалась при интенсивностях накачки свыше 0.5 ГВт/см<sup>2</sup>. Энергия генерации не превышала 0.5 мДж. На рис.2, 3 представлены зарегистрированные за одну вспышку осциллограммы генерации и соответствующие им спектрограммы. Первый из серии импульсов генерации возникал во время действия импульса накачки, последующие развивались уже после окончания накачки, с задержкой в десятки и сотни наносекунд (рис.2, 3), что соответствует результатам работы [3]. Спектры генерации регистрировались в пределах угла  $\sim 10^{-2}$  рад, который определялся высотой щели спектрографа и расстоянием ( $\sim 1$  м) до образца. Фокусировка излучения на щель спектрографа не производилась. Излучение из приосевой области генерации направлялось в нижнюю часть щели. На рис.2, 3 видны отдельные спектральные линии генерации (линейчатая генерация) в области переходов иттербия в районе длин волн  $\lambda = 1.03$  и 1.05 мкм. Интервалы между близко расположенными линиями соответствуют расстоянию между продольными модами резонатора Фабри–Перо с селектором, которым являлся сам образец. В соответствии с данными [3] при низкой интенсивности накачки линейчатая генерация возникла сначала в области 1.05 мкм. С ростом интенсивности накачки она наблюдалась одновременно в областях 1.03 и 1.05 мкм (рис.2), а при максимальной интенсивности накачки – в области 1.03 мкм (рис.3). Наряду с узкополосной генерацией практически в каждой вспышке имела место и широкополосная. Полосы шириной до 20 нм простирались в коротковол-

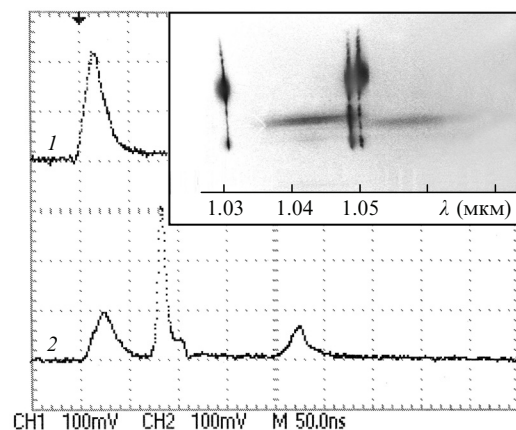


Рис.2. Осциллограммы импульсов накачки (1) и генерации (2), а также спектр генерации в кристалле Yb:YAG в области 1.03–1.06 мкм.

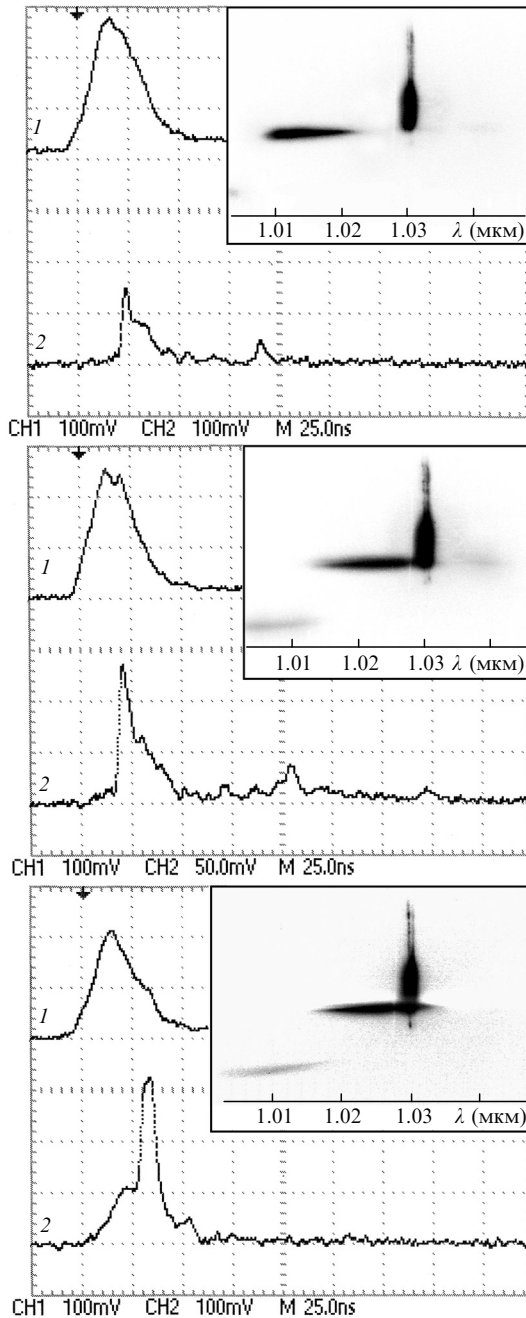


Рис.3. Осциллограммы импульсов накачки (1) и генерации в кристалле Yb:YAG (2) и спектры генерации в области 1.01–1.03 мкм для трех вспышек с энергиями излучения ЛЦО (снизу вверх) 100, 125 и 150 мДж.

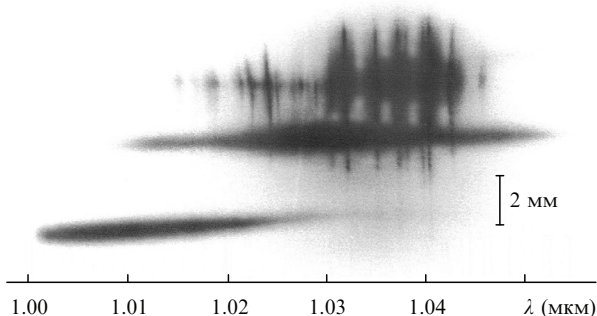


Рис.4. Спектры генерации в иттербиевом стекле в области 1.0–1.05 мкм.

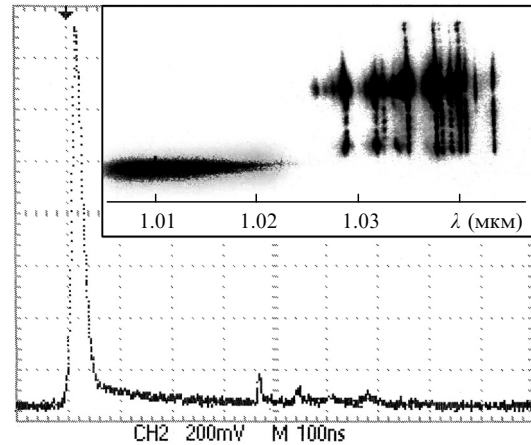


Рис.5. Осциллограмма импульсов генерации в иттербиевом стекле и спектры генерации в области 1.0–1.04 мкм.

новую (до 1.0 мкм) и в длинноволновую (до 1.06 мкм) части спектра далеко за пределы областей около 1.03 и 1.05 мкм, в которых обычно наблюдается генерация в кристалле Yb:YAG. Спектры широкополосной генерации при увеличении интенсивности накачки смещались в коротковолновую область (рис.3).

Генерация в иттербиевом стекле (рис.4, 5) возникала при интенсивностях накачки  $\sim 5$  ГВт/см<sup>2</sup> и сопровождалась, как правило, локальным разрушением образца. Энергия генерации не превышала 0.1 мДж. На осциллограммах генерации в стекле, так же как и в кристалле Yb:YAG, регистрировалось по несколько наносекундных импульсов с задержками относительно импульса накачки (рис.5). На спектрограммах наблюдались линейчатая (в области 1.02–1.05 мкм) и широкополосная (1.0–1.06 мкм) составляющие спектров генерации (рис.4, 5). Общая ширина двух спектральных полос для иттербиевого стекла (рис.4) превышает 50 нм.

Спектры линейчатой и широкополосной генерации и в стекле, и в Yb:YAG располагались на разных по высоте участках щели спектрографа (рис.2–5). При регистрации спектров излучения иттербия входная щель спектрографа находилась в дальней по отношению к источнику излучения зоне дифракции. Данные эксперимента свидетельствуют о высокой направленности пучков широкополосного излучения. Угловая расходимость этого излучения, оцененная по размерам пятен на щели (см. рис.2–5), обычно не превышала  $10^{-3}$  рад, а в некоторых вспышках –  $10^{-4}$  рад. В то же время для области генерации с  $r \approx 100$  мкм дифракционная расходимость составляет  $\sim 10^{-2}$  рад. Таким образом, угловая направленность излучения из области генерации могла на 1–2 порядка превышать дифракционный предел.

Возникновение в иттербиевом лазере нескольких импульсов генерации с задержками относительно импульса накачки (рис.2, 3, 5) в работе [3] связывалось с процессами нагрева (при накачке) и быстрого остывания квазитрехуровневой активной среды, изменяющими населенность рабочих уровней лазерного перехода. Однако природа этих процессов в [3] не исследовалась.

Анализ особенностей спектров, временной картины и угловой направленности лазерного излучения в активированных иттербием стекле и кристалле YAG с учетом вынужденного рассеяния излучения накачки в среде, начатый в [13], продолжен в настоящей работе.



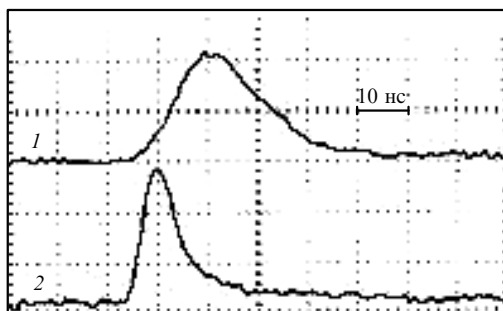


Рис.6. Оциллограммы отраженного от образца (пластина из кристалла YAG) назад (под углом 180° по отношению к накачке) импульса излучения (1) и прошедшего через образец импульса ЛЦО (2).

### 3. ВРМБ излучения накачки и распределение инверсии в активной среде

При использовавшихся интенсивностях накачки (0.5–5 ГВт/см<sup>2</sup>) в образцах из кристалла и стекла регистрировались импульсы интенсивного рассеяния излучения ЛЦО в широком диапазоне углов в прямом (от 0 до 30°) и в обратном (от 0 до 50°) по отношению к накачке направлениях [12]. Хотя исследования спектрального состава рассеянного излучения из-за чрезвычайно большой ширины спектра не проводились, зарегистрированные временные и пространственно-угловые характеристики рассеяния позволяют говорить о возникновении в наших условиях вынужденного рассеяния (ВРМБ и ВКР) широкополосного излучения ЛЦО в кристалле и стекле. Например, с помощью фотоприемников наблюдались импульсы излучения, отраженного назад в апертуру ЛЦО (под углом 180°) и прошедшего через образец (кристалл YAG) (рис.6). Из рис.6 видно, что задний фронт импульса излучения ЛЦО, прошедшего через образец, обрезан. Эта «отсечка» прошедшего излучения совпадает по времени с нарастанием интенсивности отраженного сигнала (рис.6), что характерно для ВРМБ. Отражение назад регистрировалось и в случае, когда образец устанавливался под углом (от 5° до угла Брюстера) к оси пучка излучения ЛЦО.

Сравнение приведенных данных с характеристиками ВРМБ, известными из литературы [14, 15], позволяет сделать вывод о возбуждении в наших экспериментах ВРМБ широкополосного излучения ЛЦО в образцах. Исследование временных и пространственно-угловых характеристик излучения, рассеянного под углами от 0 до 50° в прямом и обратном направлениях [12], позволяет также сделать вывод о возбуждении в условиях нашего эксперимента интенсивного ВКР излучения ЛЦО в кристалле и стекле. Следует отметить, что интенсивности накачки, при которых наблюдалось вынужденное рассеяние низкокогерентного излучения (от 0.5 ГВт/см<sup>2</sup>) почти на порядок ниже значений, характерных для возбуждения ВРМБ и ВКР при когерентной накачке в стекле и кристаллах (см., напр., [15]).

При интенсивности излучения ЛЦО 4–5 ГВт/см<sup>2</sup> вблизи поверхности образцов, на глубине 5–50 мкм, возникали участки (поперечный размер до 200–300 мкм) с нарушенной структурой материала (рис.7). Такие участки были обнаружены в кристалле YAG, стекле и кварце при облучении импульсами излучения ЛЦО [12]. Разрушения под действием интенсивного низкокогерентного излучения отличаются от разрушений оптических сред,

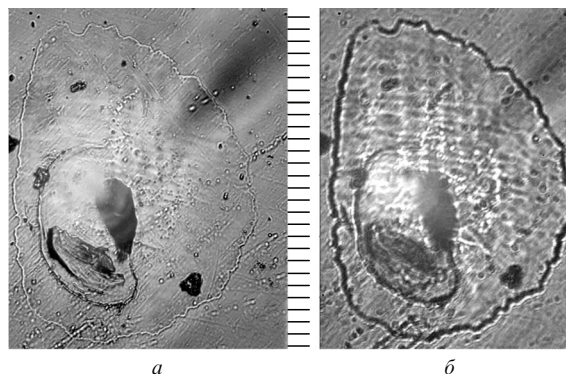


Рис.7. Фотографии поверхности образца кристалла YAG (а) и области, лежащей на глубине 7–10 мкм (б) после воздействия на кристалл импульса излучения ЛЦО с интенсивностью 5 ГВт/см<sup>2</sup>. Масштаб 11.8 мкм/дел.

подвергшихся воздействию излучения с высокой когерентностью (см., напр., [16]), что обусловлено, по-видимому, иным механизмом их возникновения. Отметим, что исследования разрушений прозрачных диэлектриков лазерным излучением с высокой когерентностью не выявили их связь с ВРМБ [15], тогда как фотографии, представленные на рис.7, свидетельствуют о выделении энергии в приповерхностном слое образцов, что может быть обусловлено ВРМБ излучения ЛЦО в этом слое.

Интерпретация наблюдавшихся нелинейных явлений и особенностей генерации активированной иттербием среды оказалась возможной в предположении, что при ВРМБ низкокогерентного излучения ЛЦО в тонком приповерхностном слое среды формируется последовательность продольных ударных акустических волн, распространяющихся вдоль направления распространения излучения накачки [12]. Формирование ударных акустических волн на упругой нелинейности при ВРМБ рассматривалось в теоретических работах [17, 18], однако до настоящего времени в экспериментах с когерентной накачкой результаты этих работ подтверждения не находили. Возникновение ударных волн при низкокогерентной накачке и их отсутствие при когерентной накачке может быть обусловлено различиями в условиях рассеяния излучения на короткоживущих мелкомасштабных флуктуациях плотности и на стационарных неоднородностях в среде для этих двух случаев. При когерентной накачке ВРМБ наблюдается на флуктуациях плотности [14, 15]. Стационарные неоднородности не могут служить источниками возбуждения акустических волн при когерентной накачке, так как постоянная генерация этих волн в одном и том же месте вблизи локальной неоднородности будет приводить вследствие интерференции к их взаимному гашению и, следовательно, ВРМБ в этом случае не возникнет. В случае некогерентной накачки стационарные неоднородности могут служить затравками для возбуждения акустических волн и вынужденного рассеяния [12]. Действительно, если длительность одиночного короткого пика накачки  $t_s < T/2$  ( $T$  – период гиперзвуковой акустической волны), то рассеяние такого пика неоднородностью может привести к возбуждению акустической волны в среде. Последующие пики накачки будут раскачивать возникшую акустическую волну. В твердотельной среде этот механизм может работать на таких центрах рассеяния, как неоднородности решетки, малоразмерные включения и т.п. Сравнительно большая

амплитуда рассеяния на стационарных неоднородностях (по сравнению с рассеянием на флуктуациях плотности), а также высокая интенсивность в отдельных пиках широкополосной низкокогерентной накачки (по сравнению со средним уровнем ее интенсивности) должны понижать порог ВРМБ и способствовать раскачке интенсивных акустических волн. В нашем эксперименте условие  $t_s < T/2$  выполнено, т. к.  $t_s \sim 1/\Delta\nu_p < 0.1$  пс, а период гиперзвуковой волны в кристаллах и стеклах при возбуждении ее излучением оптического диапазона составляет десятки пикосекунд [14, 15].

Рассмотрим особенности распределения инверсии в среде при ВРМБ излучения накачки. Возникшая на длине  $l \geq l_c$  в образцах динамическая решетка акустических волн служила дополнительным внешним зеркалом для ЛЦО и эффективно отражала падающее на нее излучение, препятствуя его прохождению в глубь кристалла или стекла. Глубина проникновения гиперзвуковых волн в среду  $l \approx 1/\alpha$  ( $\alpha = 10^2 - 10^3$  см<sup>-1</sup> – коэффициент затухания гиперзвука) [15]. Таким образом, область возбуждения ВРМБ (а также и ВКР) излучения ЛЦО в среде представляла собой приповерхностный слой толщиной  $l < 100$  мкм. В этом слое происходило и тепловыделение, обусловленное диссипацией энергии акустических волн и фононов, возбуждавшихся в среде при ВКР излучения ЛЦО. Инверсия также формировалась, в основном, в этом тонком слое. Согласно оценке максимальная плотность запасенной энергии в Yb:YAG с 20 %-ной концентрацией активатора ( $N_0 = 2.9 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) при возбуждении всех ионов Yb<sup>3+</sup> на метастабильный уровень <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> составляет  $\sim 500$  Дж/см<sup>3</sup>. Даже для такой предельно большой энергии в объеме цилиндра из кристалла Yb:YAG диаметром 250 мкм и длиной 100 мкм полная запасенная в инверсии энергия не превышает, по оценкам, 2.5 мДж, что соответствует небольшой энергии генерации иттербия в эксперименте. Часть энергии накачки поглощалась ионами иттербия за областью возбуждения ВРМБ, часть выходила за пределы образца. При этом формировался спадающий по длине образца вдоль направления распространения накачки профиль населенности на метастабильном уровне иттербия.

Таким образом, только малая доля (по оценкам, менее 10 %) энергии ЛЦО, поступавшей на образцы, затрачивалась на возбуждение иттербия. Большая часть (до 70 %) энергии ЛЦО в результате нелинейного взаимодействия со средой преобразовывалась в вынужденное рассеяние и затрачивалась на формирование интенсивных акустических волн с последующим тепловыделением в среде. Согласно оценке, тепловая энергия, необходимая для нагрева и плавления рассматриваемого цилиндра из кристалла Yb:YAG, составляет 30 мДж. В то же время тепловая энергия, остающаяся в среде при формировании инверсии и генерации и в результате вынужденного рассеяния, не превышала, по оценкам, 10 мДж, т. е. была недостаточна для расплавления материала. Это позволяет рассматривать в качестве возможной причины возникновения структурных изменений в приповерхностном слое образцов (рис.7) интенсивные акустические волны, возникающие при ВРМБ излучения накачки.

При ВРМБ излучения накачки активированная иттербием среда оказывалась, таким образом, разделенной на два участка: слой толщиной  $l \approx 100$  мкм с высокой инверсией и основную часть образца, в которую излучение накачки почти не проникало.

#### 4. Стимулированное излучение в активной среде с иттербием при вынужденном рассеянии излучения накачки

На рис.2–5 зарегистрированы интегральные (за вспышку) временные картины и спектры широкополосной и линейчатой генерации иттербия. Эти два вида излучения соответствуют разным импульсам генерации, возникающим на различных этапах ее развития. Можно выделить два таких этапа: первый – развитие генерации при воздействии импульса накачки на образец, второй – после окончания накачки. Широкополосную генерацию в кристалле и стекле мы связываем с импульсами излучения, возникающими на первом этапе.

Рассмотрим условия формирования инверсии и развития генерации на первом этапе на основе модели, предполагающей возникновение ударных акустических волн в среде при ВРМБ излучения накачки. В тонком слое среды происходит одновременное возбуждение иттербия на метастабильный уровень <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> и формирование решетки продольных акустических волн (рис.8). Период решетки  $A$  связан с длиной волны излучения накачки  $\lambda_p$  и показателем преломления среды  $n_p$  соотношением  $A = \lambda_p/(2n_p)$  [14]. Для оценок полагаем  $\lambda_p \approx 0.92$  мкм, тогда  $A \lesssim 0.3$  мкм. Время прохождения акустической волной своего периода есть  $T = \lambda_p/(2n_p V)$ , где  $V$  – скорость звука. Для стекла  $T \approx 70$  пс, для кристалла граната – около 50 пс.

Движущиеся в среде интенсивные акустические волны могут оказывать сильное влияние на пространственное распределение инверсии. Действительно, на фронтах ударных волн создаются условия для раскачки высокочастотных колебаний среды и возбуждения ВКР. Характеристики рассеяния [12] свидетельствуют о возбуждении при ВКР широкого спектра фононов, в том числе фононов с энергиями  $\sim 1000$  см<sup>-1</sup>, вблизи высокочастотной границы фононного спектра в стекле и кристаллах [19, 20]. Энергии таких фононов достаточны для заселения штарковских компонент (ШК) уровня <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>, лежащих выше основного уровня иттербия (рис.9). Перераспределение населенностей ШК уровней происходит за пикосекундные времена [1]. В результате фононного заселения в местах расположения фронтов ударных волн инверсия для переходов с уровня <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> на ШК уровня <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub>, лежащие выше основного уровня, снижается, препятствуя развитию генерации. В то же время при быстром спаде давления и динамическом охлаждении среды, которое наступает за фронтами ударных волн (рис.8), происходит быстрое опустошение населенности на этих же ШК уров-

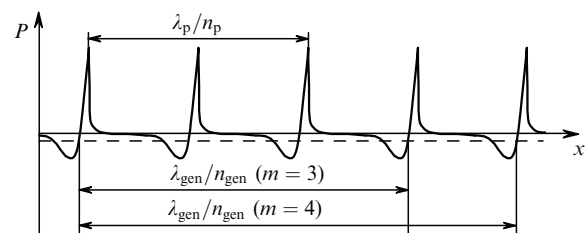


Рис.8. Иллюстрация к условиям возникновения инверсии и стимулированного излучения в активной среде в области распространения периодической последовательности ударных акустических волн. Представлена зависимость профиля давления  $P$  в акустической волне от координаты  $x$  вдоль направления распространения излучения накачки. Штриховой линией обозначено давление, при котором возникает инверсия. Даны возможные соотношения длин волн излучения накачки  $\lambda_p$  и генерации в среде  $\lambda_{gen}$ , удовлетворяющие условию (1).

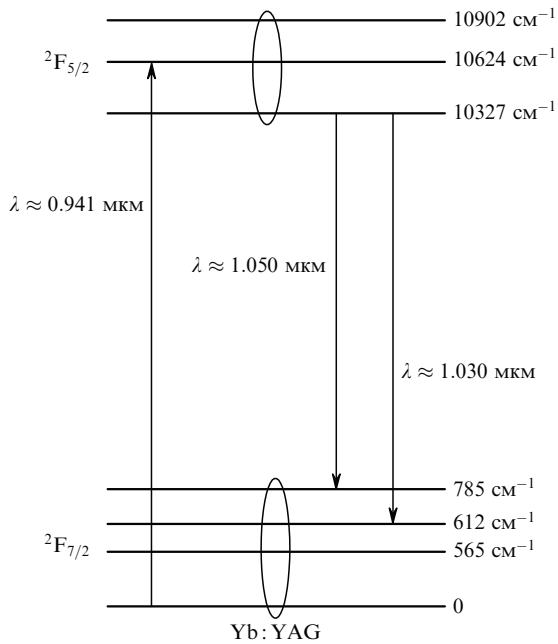


Рис.9. Схема энергетических уровней ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в кристалле YAG [1]. Овальные линии объединяют штарковские компоненты уровней с быстрой ( $\sim 10^{-12}$  с) тепловой релаксацией.

ния  ${}^2F_{7/2}$ , что приводит к скачку инверсии. В среде на короткое время ( $t_{\text{inv}} < T$ ) устанавливается распределение (с периодом  $A$ ) тонких (менее 0.3 мкм) слоев с высокой инверсией. При перемещении акустической волны области инверсией смещаются. По истечении времени  $T$  распределение инверсии по слоям вновь воспроизводится. Так, при ВРМБ и ВКР излучения накачки может возникать усиление на переходах между уровнем  ${}^2F_{5/2}$  и ШК нижнего уровня  ${}^2F_{7/2}$ , в том числе и на переходах в коротковолновой области спектра ( $\lambda < 1.03$  мкм), которые обычно в экспериментах с иттербиевыми лазерами не наблюдаются.

Формирование инверсии в области распространения акустических волн создает условия для генерации коротких импульсов излучения в среде. Действительно, по существу, в зоне акустической решетки в наших экспериментах возникал лазер с распределенной обратной связью (РОС-лазер) [21]. РОС-лазер работает без внешнего резонатора и может излучать пикосекундные импульсы [21–23]. В отличие от РОС-лазеров на красителях на основе светоиндуцированной синусоидальной решетки в среде [21–23], в наших условиях контрастная РОС-структура формировалась за счет модуляции параметров среды (показателя преломления, инверсии) при прохождении последовательности интенсивных акустических волн.

Соображения о возможности реализации РОС-лазера на гиперзвуковой акустической решетке были высказаны еще в пионерской работе [21]. Протяженность РОС-структуры в зоне ВРМБ составляет  $\sim 100$  мкм, при этом время  $t'$  пробега фотона по структуре много меньше времени  $\tau$  обхода резонатора иттербиевого лазера ( $\tau = 2L/c \approx 100$  пс). То, что генерация в зоне акустических волн могла происходить вне связи с резонатором, подтверждает эксперимент. Генерация во время воздействия импульса накачки наблюдалась в образцах, установленных как в резонаторе, так и вне его, в том числе в образцах, установленных под углом к оси пучка накачки. Генерация пикосекундных импульсов в РОС-лазерах на красителях

на стационарной решетке при наносекундной накачке происходит из-за эффекта самомодуляции добротности («сдувания» решетки коэффициентом усиления собственным излучением структуры) [22, 23]. В отличие от этого при ВРМБ накачки возникает движущаяся в среде РОС-структура, период которой  $A$ , к тому же, может изменяться при изменении интенсивности накачки (давления в среде). В этих условиях в эффект самомодуляции добротности в РОС-структуре, помимо вышеуказанного механизма, может вносить вклад само быстрое перемещение решетки в среде и изменение ее параметров. Генерация пикосекундных импульсов длительностью  $t < t_{\text{inv}}$  в наших экспериментах могла возникать последовательно в этих периодических наборах слоев с инверсией по мере их движения, причем при изменении  $A$  должно было происходить сканирование области генерации по контуру линии усиления среды. Детально временная картина генерации иттербия на первом этапе ее развития экспериментально не была исследована из-за отсутствия скоростной регистрирующей аппаратуры. Форма и длительность импульсов высвечивания среды (первые импульсы генерации на осциллограммах рис.2, 3, 5) определялись временным разрешением осциллографа ( $\sim 4$  нс).

Рассмотрение условий возникновения стимулированного излучения в движущейся структуре слоев позволяет интерпретировать особенности спектров широкополосной генерации в стекле и кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$  (рис.2–5). Излучение иттербия возникает на длинах волн  $\lambda_{\text{gen}} > \lambda_p$ . Усиление этого излучения в направлении по нормали к структуре слоев происходит при равенстве разности хода между участвующими в генерации слоями величине, кратной  $\lambda_{\text{gen}}$ . Это условие синхронизма между акустическими волнами и генерацией можно записать в виде

$$\frac{\lambda_{\text{gen}} k}{n_{\text{gen}}} = \frac{\lambda_p m}{2n_p} \quad (1)$$

Здесь  $n_{\text{gen}}$  – показатель преломления среды для  $\lambda_{\text{gen}}$ ;  $k, m$  – целые числа. Существенным в (1) является зависимость показателя преломления от давления  $P$  в среде:  $n_{\text{gen}}, n_p \sim P$ . Давление изменяется в зависимости от интенсивности акустических волн и тепловыделения в среде при накачке. Максимумы пространственной структуры поля излучения генерации располагаются в областях с пониженной плотностью, за фронтами ударных волн (рис.8). Здесь  $n_{\text{gen}}$  может принимать значения, меньшие значений показателя преломления среды при нормальном давлении. В то же время на фронтах ударных волн показатель преломления  $n_p$  может принимать большие значения, чем при нормальном давлении. В этих условиях для  $n_{\text{gen}} < n_p$  соотношение (1) выполняется при  $k = 1$  для небольших значений  $m$  ( $m > 2, m = 3, 4$  и т. д., см. рис.8).

Из соотношения  $A = \lambda_p / (2n_p)$  следует, что при неизменной  $\lambda_p$  с ростом интенсивности акустических волн и тепловыделения (с ростом  $P$  и  $n_p$ ) период решетки  $A$  уменьшается. Это, в свою очередь, приводит к сдвигу  $\lambda_{\text{gen}}$  в коротковолновую область. Соответственно при уменьшении  $P$  должен наблюдаться сдвиг длины волны  $\lambda_{\text{gen}}$  в длинноволновую область. Эксперимент подтверждает эти выводы. Смещение спектров широкополосной генерации при изменении интенсивности накачки иллюстрирует рис.3, где представлен сдвиг (до 10 нм) спектров генерации в  $\text{Yb}:\text{YAG}$  в коротковолновую область для всплеск с нарастающей энергией ЛЦО (100, 125 и 150



мДж). Отметим, что перестройка области генерации РОС-лазеров при изменении давления в среде наблюдалась для лазеров на красителях [22].

Неоднородное распределение интенсивности накачки с максимумом на оси пучка приводило к возникновению в области распространения акустических волн поперечного градиента давления  $P(r)$ . Из-за этого градиента для участков с различной интенсивностью накачки (на оси пучка и на его периферии) соотношение (1) выполняется при различных значениях  $m$ . Этим значениям могут отвечать сдвинутые по шкале длин волн и по высоте щели участки широкополосного спектра (см. рис.2–5). На приосевом участке с максимальным давлением ( $r \approx 0$ , нижняя часть спектрограмм) генерация развивается в коротковолновой области спектра. Спектры генерации для участков среды с меньшей интенсивностью накачки ( $r > 0$ ) сдвинуты в длинноволновую область спектра (рис.2–5). Отметим, что генерация в РОС-структуре с периодом, кратным длине волны генерации ( $m = 2, 3$ ) наблюдалась в лазере на красителе [24].

Расположение участков широкополосного спектра на шкале длин волн должно соответствовать возможным излучательным переходам в иттербиевом стекле и кристалле YAG. В соответствии со схемой уровней, представленной на рис.9, для Yb:YAG вклад в излучение в рассматриваемой области спектра (рис.2, 3) могут вносить переходы между двумя нижними компонентами метастабильного уровня  $^2F_{5/2}$  с энергиями 10327 и 10624  $\text{см}^{-1}$  и тремя компонентами уровня  $^2F_{7/2}$  с энергиями 565, 612 и 785  $\text{см}^{-1}$ . Сопоставление спектров излучения стекла (рис.4, 5) со спектром люминесценции аналогичного фосфатного стекла с иттербием [25] показывает, что генерация в широкой спектральной области также должна быть связана с несколькими переходами между уровнями  $^2F_{5/2}$  и  $^2F_{7/2}$  в стекле. На каждом участке спектра генерация на РОС-структуре развивается в пределах той части линии усиления активной среды, которая соответствует излучательному переходу иттербия, резонансному для данного периода акустических волн. Большая ширина спектров генерации в активированных иттербием материалах (рис.2–5) может быть обусловлена, таким образом, не только формированием коротких импульсов в РОС-структуре при высвечивании тонких слоев активной среды, но и, как пояснялось выше, смещениями  $\lambda_{\text{gen}}$  при изменении интенсивности накачки.

Соотношением (1) можно воспользоваться для оценки давления на фронтах ударных акустических волн. Если предположить, что генерация возникает на задних фронтах ударных волн при  $n_{\text{gen}} = n_0$  для невозмущенной среды или даже при  $n_{\text{gen}} < n_0$  (максимумы волны генерации располагаются в областях пониженной плотности), то для  $m = 3, 4, 5$  из (1) можно рассчитать соответствующие значения  $n_p$ . На рис.10,а для трех значений параметра  $m$  представлены расчетные зависимости  $n_p(n_{\text{gen}})$  для стекла. Зависимость показателя преломления от статического давления известна для ряда сред [26–28]. По данным [28], для стекла коэффициент  $dn/dP \approx 0.13 \times 10^{-5} \text{ бар}^{-1}$ . Если воспользоваться для оценок этим значением, то из зависимостей  $P(n_{\text{gen}})$  (рис.10,б) следует, что на фронтах ударных волн давление может достигать 100 ГПа.

Отличие от работ по РОС-лазерам на красителях с синусоидальной решеткой, где не отмечалось высокой направленности излучения генерации [22], в наших экспериментах при ВРМБ накачки возникала контрастная

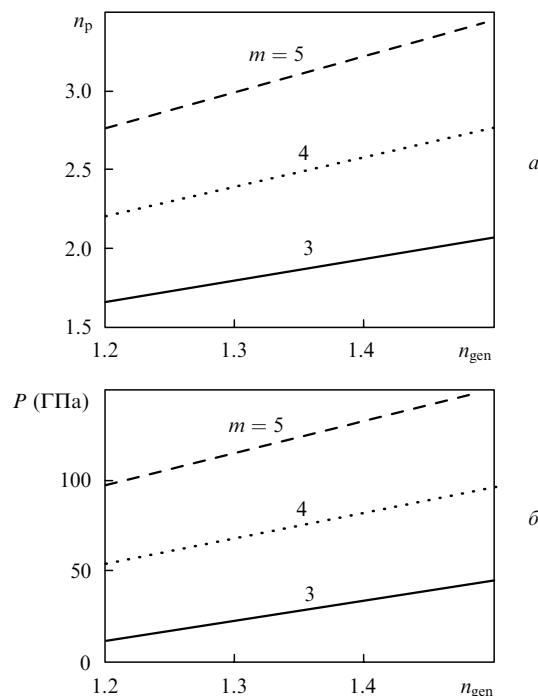


Рис.10. Зависимости показателя преломления стекла для излучения накачки  $n_p$  (а) и давления  $P$  на фронте ударной волны (б) от показателя преломления  $n_{\text{gen}}$  за фронтом ударной волны при разных  $m$  и  $\lambda_p \approx 0.92 \text{ мкм}$ ,  $\lambda_{\text{gen}} = 1.0 - 1.03 \text{ мкм}$ .

решетка – структура тонких слоев с инверсией с толщиной каждого слоя, много меньшей  $\lambda_{\text{gen}}$ . Формирование в этой структуре острой угловой диаграммы направленности широкополосной генерации в кристалле Yb:YAG и иттербиевом стекле (рис.2–5) требует отдельного комментария. Для объяснения возможности возникновения пучков излучения с угловой расходимостью, меньшей дифракционного предела, соответствующего размерам области генерации, необходимо отказаться от общепринятой концепции распространения квантов электромагнитного поля в виде бегущей волны. Вместо этой концепции приходится допустить, что отдельные фотоны при своем распространении со скоростью света образуют фиксированные в пространстве по направлению распространения максимумы (минимумы) поля и узлы [13]. При этом, например, для электрической компоненты  $E_i$  поля  $i$ -го фотона с длиной волны  $\lambda$  уравнение распространения поля по направлению  $x$  будет иметь следующий вид:  $E_i = E_{i0} \sin(kx - \varphi_{i0})$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор;  $E_{i0}$  и  $\varphi_{i0}$  – значения поля и фазы в точке с координатой  $x_0$ ,  $x = x_0 + ct$ . Надо сказать, что это предположение о свойствах фотона не противоречит, вообще говоря, общеизвестным, неоднократно проверенным экспериментально и теоретически свойствам электромагнитных волн. Например, плоская монохроматическая линейно поляризованная бегущая электромагнитная волна, выходящая через полупрозрачное зеркало из резонатора непрерывного одночастотного лазера с протяженной (много больше  $\lambda$ ) активной средой, может быть «сконструирована» из одинаковых по частоте, но отличающихся по расположению в пространстве (по фазе) квантов, заполняющих резонатор. В таком лазере при равномерном распределении излучающих центров в среде на выходном зеркале формируется (после многих переходов излучения по резонатору) суммарное поле кван-

тов, фаза которого изменяется по закону  $\varphi \sim \omega t$  ( $\omega = 2\pi c/\lambda$ ). Распространение каждого из этих квантов вне резонатора по закону  $E_i = E_{i0} \sin(kx - \varphi_{i0})$  создает суммарный эффект бегущей по направлению  $x$  синусоидальной волны вида  $E = E_0 \sin(kx - \omega t - \varphi_0)$  (подобно эффекту «бегущего огня», распространяющегося по лампочкам елочной гирлянды.)

В отличие от обычного лазера с протяженной активной средой в резонаторе, в наших экспериментах излучение формировалось в структуре из тонких слоев с инверсией. Области пониженного давления за фронтами ударных волн, изображенные на рис.8, представляют собой как бы «мгновенную фотографию» пространственного расположения такой структуры. Резонансные по длине волны со структурой фотоны,  $\lambda_{\text{gen}}/n_{\text{gen}} = m\lambda$ , будут занимать на «фотографии» различные положения в пространстве относительно слоев с толщиной  $l_{\text{inv}} \ll \lambda_{\text{gen}}/n_{\text{gen}}$ . И только небольшая часть общего числа фотонов, находящихся в «резонаторе» нашего РОС-лазера, будет совпадать по положению и по фазе с максимумами инверсии в среде и, соответственно, эффективно усиливаться в течение времени жизни  $t_{\text{inv}} < T$  слоев данной пространственной конфигурации, формируя пучок.

Дифракционная расходимость любого пучка излучения обусловлена интерференцией фотонов с разными фазами, содержащимися в апертуре этого пучка. Разброс фаз фотонов, распределенных на отрезке  $\Delta x$  вдоль направления распространения пучка, можно оценить как  $\Delta\varphi = 2\pi\Delta x/\lambda$ . При ограничении пучка апертурой диаметром  $d$  направление на первый минимум распределения интенсивности в дальней зоне (пол-угла  $\alpha$  дифракционной расходимости излучения) можно выразить, используя значения  $\Delta\varphi$ , следующим образом:  $\alpha \sim \lambda\Delta\varphi/(2\pi d)$ . В случае бегущей плоской монохроматической волны разброс фаз в пучке  $\Delta\varphi$  может достигать, как пояснялось выше,  $\pm\pi$ . Это приводит к известной оценке угла дифракционной расходимости для пучка, ограниченного апертурой диаметром  $d$ :  $\alpha \sim \lambda/d$ . В случае уменьшения разброса фаз фотонов угол дифракционной расходимости  $\alpha$  будет уменьшаться пропорционально  $\Delta\varphi$ . Группа таких сфазированных фотонов и будет формировать пучок с острой диаграммой направленности, который наблюдался в наших экспериментах. «Мгновенная фотография» распределения поля в таком пучке может представлять собой контрастную периодическую структуру пучностей и узлов и заметно отличаться от «мгновенной фотографии» бегущей синусоидальной волны. При перемещении структуры слоев с инверсией (вслед за акустической волной) будут образовываться новые группы сфазированных фотонов, а при изменении параметров структуры будет происходить сдвиг их частоты.

Рассмотренная модель объясняет возникновение острой диаграммы направленности широкополосной генерации иттербия в кристалле и стекле. При «толстой» синусоидальной решетке происходит усиление фотонов, занимающих существенно различные положения в пространстве (что эквивалентно большему разбросу фаз в пределах образующейся группы фотонов). Это приводит к увеличению расходимости излучения. Таким образом, при возникновении в активной среде периодической пространственной решетки из тонких слоев с инверсией оказывается возможным наблюдение в оптическом диапазоне остро направленного стимулированного излучения совокупности возбужденных атомов.

Распространение лазерного излучения в тонких мыльных пленках без характерной дифракционной расходимости наблюдалось в [29]. Можно предположить, что двумерная периодическая структура молекул на поверхности пленки обладает в отношении световых квантов селективными свойствами подобно периодическим тонким слоям с инверсией в нашем эксперименте. В результате возможности совмещения пространственной структуры поля падающего на пленку лазерного излучения с конкретной микроструктурой излучателей (молекул) данного участка тонкой пленки «отбираются» группы синхронизированных по фазе фотонов, которые и распространяются в мыльной пленке по криволинейным траекториям – «усам» – и выходят из нее в виде пучков коллимированного излучения [29–31].

## 5. Особенности временной картины и спектров генерации при релаксации области возбуждения ВРМБ в активной среде с иттербием

Рассмотрим условия развития генерации, возникающей в резонаторе при релаксации области возбуждения ВРМБ в активной среде (второй этап). Генерация в резонаторе развивается при наличии в активном элементе зоны оптической неоднородности – тонкого слоя среды с неоднородным распределением инверсии и градиентом показателя преломления, вызванным градиентами давления, температуры, плотности. Изменения оптических характеристик этого слоя, а также уровня инверсии в процессе релаксации области возбуждения ВРМБ в среде оказывают влияние на характеристики генерации.

Из эксперимента следует, что генерация в резонаторе развивалась преимущественно на периферии зоны возбуждения активной среды: линейчатые спектры на рис.2–5 сдвинуты относительно широкополосных вверх по высоте щели. Генерация в резонаторе может начать развиваться уже на заднем фронте импульса накачки (рис.3). На рис.4 линейчатый спектр стекла «вырастает» из участков широкополосного спектра, т.е. генерация в резонаторе может «подхватывать» широкополосное излучение. Распространяясь в резонаторе, спектр «затравки» сужается до ширины отдельных мод.

Генерация серии наносекундных импульсов в резонаторе после окончания накачки (см. рис.2, 3, 5) служит еще одним доказательством существования в среде малоразмерной области с высокими значениями инверсии и температуры, обусловленными ВРМБ излучения накачки. Формирование серии импульсов может быть объяснено динамической разгрузкой области высокого давления и быстрым остыванием тонкого слоя активной среды. Продольные акустические волны, затухая, уносят энергию из слоя по направлению распространения излучения накачки. Восстановление инверсии в среде до порогового для генерации очередного импульса значения происходит за счет уменьшения населенности ШК нижнего уровня  ${}^2F_{7/2}$  при сбросе давления и быстром остывании тонкого слоя. Согласно оценкам время «убегания» фотонов со скоростью звука из слоя с  $l \leq 100$  мкм составляет 100–200 нс. Эти оценки качественно соответствуют временным масштабам при генерации серии наносекундных импульсов. Перестройка области генерации излучения с линейчатым спектром в кристалле  $\text{Yb}:\text{YAG}$  при изменениях интенсивности накачки, подробно об-



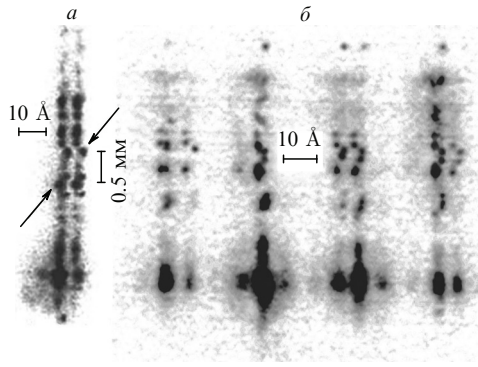


Рис.11. Фрагменты спектров генерации: в кристалле Yb:YAG в области 1.03 мкм (а) и в иттербиевом стекле в области 1.04–1.05 мкм (б). Стрелками на рис.а отмечены участки спектра со сдвигом длины волны генерации.

суждавшаяся в [3], объясняется изменениями уровней инверсии и потерь в активной среде на переходах с длинами волн около 1.03 и 1.05 мкм.

Ряд особенностей спектров линейчатой генерации иллюстрируют рис.2, 5, 11. На рис.2 заметно искривление спектральной линии относительно вертикального положения щели спектрографа, наблюдаемое в области 1.03 мкм. Такие искривленные (или наклоненные) линии регистрировались и на других спектрограммах [13]. Искривление линии на рис.2 означает, что длина волны генерации в резонаторе на одной и той же продольной моде (число узлов сохраняется) изменяется от центра к периферии области возбуждения активной среды. Это соответствует развитию генерации на отдельных участках среды с большим градиентом давления (показателя преломления) от центра пучка к периферии. При градиенте показателя преломления, спадающем от оси к периферии, происходит, как нетрудно показать, сдвиг  $\lambda_{\text{ген}}$  в коротковолновую область (рис.2). По сдвигу спектральных линий можно оценить перепад давления  $\Delta P$  в среде [13]. Выражение для частоты продольной моды резонатора  $\omega_q$  с числом  $q$  длин волн  $\lambda_q$  на длине  $2L$  имеет следующий вид:

$$\omega_q = \frac{\pi c q}{(L - \Delta l)n_0 + \Delta l n(r)}, \quad (2)$$

где  $\Delta l$  – продольный размер области оптической неоднородности радиусом  $r$ ;  $n_0$  – усредненный показатель преломления вне зоны нелинейности;  $n(r)$  – показатель преломления в нелинейной зоне. Для изменения частоты моды  $\omega_q$  при сдвиге по радиусу от  $r_1$  к  $r_2$  из (2) получаем

$$\Delta \omega_q = \frac{\pi c q \Delta l [n(r_1) - n(r_2)]}{[(L - \Delta l)n_0 + \Delta l n(r_1)][(L - \Delta l)n_0 + \Delta l n(r_2)]}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) выражение для  $q$  и считая, что  $\Delta l n(r) \ll L n_0$ , можно получить соотношение для изменения показателя преломления  $\Delta n(r)$  по радиусу области генерации:

$$\Delta n \approx \frac{\Delta \lambda_q(r) L n_0}{\lambda_q \Delta l}. \quad (4)$$

Здесь  $\Delta \lambda_q(r)$  – сдвиг длины волны по радиусу. Для  $\Delta \lambda_q(r) \approx 1.4 \times 10^{-7}$  см,  $\lambda_q \approx 10^{-4}$  см,  $L \approx 2$  см,  $n_0 \approx 1$  и  $\Delta l \approx 10^{-2}$  см изменение показателя преломления  $\Delta n \approx 0.28$ . Если считать, что изменение показателя преломления связано только с изменением давления вдоль радиуса, вызванным различной интенсивностью ударных волн, то, ис-

пользуя для оценок значение  $dn/dP$  для стекла из [28], получим  $\Delta P \approx 30$  ГПа.

На рис.5, 11, иллюстрирующих более поздние моменты развития генерации (задержки до 300 нс), обращает на себя внимание прерывистый (по высоте щели) характер линейчатого спектра в стекле и Yb:YAG (разрывы линий, изломы, отдельные пятна). Возможна следующая интерпретация этих спектров. После окончания импульса накачки энергия, сосредоточенная в тонком слое среды, переходит в энергию расходящихся (преимущественно в радиальном направлении) акустических волн. Процессы сжатия и разрежения в среде на фронтах и спадах этих волн приводят к противоположным градиентам показателя преломления в образце. На рис.11,б можно наблюдать 2–3 излома спектральных линий, которые, по-видимому, соответствуют положениям фронта расходящейся от центра области возбуждения ударной волны в моменты времени, соответствующие возникновению отдельных пиков генерации в резонаторе иттербиевого лазера. Разрывы спектральных линий, сдвиги длины волны генерации позволили наблюдать на спектрограммах пятна генерации размерами до 100 мкм (рис.11), которые, по-видимому, соответствуют отдельным малоразмерным областям в активной среде, излучающим в резонаторе. Угловая расходимость излучения от источника, создающего на расстоянии 1 м пятно размером 100 мкм, должна быть равна  $\sim 10^{-4}$  рад, что на два порядка меньше дифракционного предела для всей области генерации размером  $r \approx 100$  мкм. Возможность наблюдения в дальней зоне малоразмерных пятен генерации находит объяснение в свете изложенных выше новых представлений о фотоне. Малая по размерам область с высоким усилением в резонаторе представляет собой, по существу, угловой селектор излучения, который собирает синхронизированные по фазе и по направлению распространения фотоны в коллимированный пучок. Остро направленное распространение излучения от малоразмерных источников наблюдалось в экспериментах с тонкими пленками [30, 31].

Сдвиги длины волны генерации, наблюдаемые по высоте щели (рис.11), позволяют оценить с помощью (4) перепады давления между отдельными участками среды. При смещении спектра на 3 Å (рис.11,а) оценка  $\Delta P$ , создаваемого акустической волной, дает значение 5 ГПа.

## 6. Заключение

В настоящей работе исследовалась генерация в пластинах из кристалла Yb:YAG (с 20 %-ной концентрацией активатора) и иттербиевого стекла (с 10 %-ной концентрацией) при фокусировке на них импульсов низкокогерентного излучения накачки (в диапазоне 0.89–0.95 мкм) длительностью 20–30 нс лазера на центрах окраски LiF: F<sub>2</sub><sup>+</sup>. При ВРМБ и ВКР излучения накачки в среде наблюдались наносекундные импульсы излучения иттербия в спектральной области 1.0–1.06 мкм с шириной спектра до 20 нм в Yb:YAG и до 50 нм в иттербиевом стекле. Широкополосная генерация иттербия возникала в среде в области диаметром менее 200 мкм. При этом угловая направленность излучения из области генерации ( $10^{-3}$  –  $10^{-4}$  рад) более чем на порядок превышала дифракционный предел.

Совокупность экспериментальных данных по генерации в кристалле Yb:YAG и в иттербиевом стекле нахо-

дит объяснение в рамках физической модели, предполагающей возникновение в активной среде в области возбуждения ВРМБ излучения накачки периодической последовательности продольных ударных акустических волн, которые создают в среде движущуюся периодическую решетку из тонких слоев с инверсией. Инверсия на уровнях иттербия  ${}^2F_{5/2}$  и  ${}^2F_{7/2}$  может периодически возникать в разных местах активной среды на короткое время в результате процессов быстрой ( $\sim 10^{-12}$  с) релаксации населенности на штарковских компонентах уровней при прохождении последовательности акустических волн в среде. Время существования структуры слоев с инверсией данной конфигурации  $t_{inv}$  можно оценить как  $t_{inv} \approx 0.1T \ll 10$  пс (период акустической решетки  $T < 100$  пс). Наличие пространственной структуры слоев с инверсией позволяет рассматривать активированную иттербием среду при ВРМБ накачки как РОС-лазер. Поскольку время пробега фотона по структуре длиной  $l \leq 100$  мкм есть  $t' < 0.3$  пс  $< t_{inv}$ , то можно считать, что высвечивание среды с инверсией протекает в режиме сверхизлучения [32] с формированием импульсов пикосекундной длительности. Изменение параметров решетки при изменении интенсивности накачки (давления в среде) приводит к сканированию длины волны генерации по контуру линии усиления активной среды. Этим объясняется большая ширина спектров генерации иттербия. Совокупность сфазированных акустической волной в среде тонких слоев излучателей формирует острую диаграмму направленности генерации.

Проведенные эксперименты по регистрации ВРМБ и ВКР излучения ЛЦО, характер разрушений в кристалле и стекле в области возбуждения ВРМБ также соответствуют модели, предполагающей возникновение в среде ударных акустических волн. Полученные данные свидетельствуют в пользу того, что ударные акустические волны при ВРМБ низкокогерентного излучения в среде надо рассматривать как реальный физический объект. Направленное воздействие высокоэнергетичных фононов вызывает структурные изменения вблизи поверхности образцов стекла и кристалла, экспериментально зарегистрированные в настоящей работе. Оценка уровня давления на фронтах ударных волн – десятки гигапаскалей. При ВРМБ ЛЦО наблюдались также объемные повреждения в стеклах и кристаллах в виде сферических полостей, которые, вероятно, обусловлены радиальным коллапсом ударных акустических волн. Формирование ударных акустических волн при самофокусировке лазерного пучка – возможный механизм возникновения хорошо известных нитевидных повреждений оптической среды [12].

Полученные в настоящей работе результаты исследований широкополосной генерации иттербия расширяют спектральный диапазон, в котором возможно получение лазерного излучения в средах, активированных ионами  $Yb^{3+}$ . В то же время необходимы дальнейшие исследования самого источника широкополосного излучения – среды, содержащей упорядоченную структуру слоев с инверсией. Детальную физическую картину формирования инверсии и коротких импульсов остроуправленного излучения в структуре тонких слоев в среде еще предстоит установить. В наших экспериментах для формирования структуры слоев с инверсией в активной среде с иттербием использовался ЛЦО. Подобные излучающие структуры можно сформировать и в других лазерных материалах, используя для возбуждения среды и создания

акустической решетки как один, так и несколько различных источников излучения. Среда с упорядоченными излучающими структурами могут представлять интерес для применений в качестве источников остроуправленного излучения в различных диапазонах длин волн.

Интерпретация экспериментальных данных, относящихся к формированию острой диаграммы направленности ( $10^{-3} - 10^{-4}$  рад) излучения из области с размерами менее 100 мкм, проведена нами на основе нового представления о распределении электромагнитного поля фотона в пространстве не в виде бегущей волны, а с фиксированным расположением структур поля (пучностей и узлов) по направлению распространения излучения. Это представление, как показано в настоящей работе, позволяет анализировать явления взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, происходящие в соизмеримых с длиной волны излучения областях пространства (или даже меньших, чем длина волны). Надо также отметить, что новый взгляд на природу фотона может привести к необходимости трансформации уже сложившихся по ряду фундаментальных положений физики представлений.

Авторы благодарят Т.Т.Басиева, В.А.Конюшкина, Б.И.Денкера, В.Б.Семенова за предоставленные образцы лазерных материалов, А.А.Каминского за проявленный интерес к работе, И.Г.Зубарева, С.И.Михайлова, А.И.Ерохина и Ю.Ю.Стойлова за полезные обсуждения.

1. Krupke W. *IEEE J Selected Topics Quantum Electron.*, **6** (6), 1287 (2000).
2. Dong J., Bass M., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** (9), 1975 (2003).
3. Басиев Т.Т. и др. *Квантовая электроника*, **34** (12), 1138 (2004).
4. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., et al. *Appl. Phys. B*, **80**, 635 (2005).
5. Dong J., Shirakawa A., Ueda K., et al. *Opt. Lett.*, **32** (13), 1890 (2007).
6. Bisson J.-F., Fredrich S., Kouznetsov D., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 201901 (2007).
7. Bourdet G., Chanteloup J.-C., Fulop A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5478**, 4 (2004).
8. Nakai S., Hiuma T., Izawa Y., et al. *Book of Abstracts of the 29-th ECLIM* (Madrid, 2006, p. 59).
9. Pati B., Wall K., in *Advanced Solid-State Photonics 2007. Technical Digest* (Washington: OSA, 2007, report MC2).
10. Bayramian A. et al., in *Advanced Solid-State Photonics on CD-ROM. Technical Digest* (Washington: OSA, 2008, report MC1).
11. Fredrich-Thornton S., Huber G., et al., in *Advanced Solid-State Photonics on CD-ROM. Technical Digest* (Washington: OSA, 2008, report WB13).
12. Быковский Н.Е. <http://ellphi.lebedev.ru/12/pdf16/pdf>.
13. Быковский Н.Е. <http://ellphi.lebedev.ru/17/pdf36/pdf>.
14. Старунов В.С., Фабелинский И.Л. *УФН*, **98** (3), 441 (1969).
15. Ритус А.И. *Труды ФИАН*, **137**, 3 (1982).
16. Рэди Дж. *Действие мощного лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
17. Полякова А.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **4** (4), 132 (1966).
18. Полякова А.Л. *Письма в ЖЭТФ*, **7** (2), 76 (1968).
19. Горелик В.С. *Квантовая электроника*, **37** (5), 409 (2007).
20. Банишев А.Ф. Канд. дис. (М., МФТИ, 1983).
21. Kogelnik H., Shank C.V. *Appl. Phys. Lett.*, **18** (4), 152 (1971).
22. Bor Z., Muller A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22** (8), 1524 (1986).
23. Катаркевич В.М., Рубинов А.Н. и др. *Квантовая электроника*, **23** (12), 1091 (1996).
24. Bjorkholm J., Shank C. *Appl. Phys. Lett.*, **20** (8), 306 (1972).
25. Koch R., Clarkson W., et al. *Opt. Commun.*, **134**, 175 (1997).
26. Zha C.S., Hemley R.J., et al. *Phys. Rev. B*, **50** (18), 13105 (1994).
27. Weinstein B.A., Zallen R., et al. *Phys. Rev. B*, **25** (2), 781 (1982).
28. Alcock R., Emmony D. *J. Appl. Phys.*, **92** (3), 1630 (2002).
29. Стойлов Ю.Ю. *УФН*, **174** (12), 1359 (2004).
30. Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю. *Препринт ФИАН № 6* (М., 2007).
31. Старцев А.В., Стойлов Ю.Ю. *Препринт ФИАН № 5* (М., 2008).
32. Андреев А.В. *УФН*, **160** (12), 1 (1990).