

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 621.373.826.038.832

В. С. Гулев, С. Л. Микерин, А. А. Павлюк, А. М. Юркин

(Новосибирск)

**МОЩНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ
С РАВНОМЕРНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ
ИНТЕНСИВНОСТИ И МАЛОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ
ИЗЛУЧЕНИЯ**

Впервые исследованы кристаллы $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ и $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ как активные среды мощных лазеров. Показана эффективность и перспективность использования этих кристаллов. Изучена динамика генерации таких лазеров в предложенной оптической схеме резонатора и осветителя. Получены хорошая степень однородности поперечного распределения интенсивности в пучке и близкая к дифракционной угловая расходимость излучения с энергией до 60 Дж.

Введение. Кристаллы калий-гадолиниевого вольфрамата (КГВ) и натрий-лантанового молибдата (НЛам), активированные неодимом ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ и $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$), применяются в качестве активных сред (АС) относительно недавно [1]. Лазерные свойства этих кристаллов были изучены довольно подробно. Известно, что кристаллы КГВ отличаются большей энергетической эффективностью, чем кристаллы алюмоиттриевого граната с неодимом (ИАГ) [2]. Однако они существенно уступают кристаллам ИАГ по теплопроводности – важной для твердотельных лазеров характеристике. Исследования кристаллов КГВ в лазерных системах с большой средней мощностью излучения нам не известны.

Кристаллы НЛам, наряду с малой теплопроводностью, имеют несколько меньшее значение сечения лазерного перехода, чем кристаллы ИАГ. Однако относительно низкая температура кристаллизации КГВ и НЛам (1075 и 1050 °С соответственно) позволяет получать эти монокристаллы достаточно крупных размеров высокого оптического качества при значительно меньших затратах, чем у кристаллов ИАГ, что существенно для мощных лазеров. Кристаллы НЛам характеризуются также более высокой степенью оптической однородности, чем кристаллы КГВ.

Поглощение ионов неодима в матрицах КГВ и НЛаМ отличается от кристаллов ИАГ более широкими и менее изрезанными спектральными полосами. Это способствует лучшему «усвоению» излучения ламп накачки, что важно, поскольку до сих пор ламповая накачка остается распространенным видом возбуждения активных центров в твердотельных лазерах.

Таким образом, учитывая вышеизложенное, представляется перспективным исследование возможности применения кристаллов КГВ и НЛаМ в качестве активных сред для мощных твердотельных лазеров, хотя они и уступают кристаллам ИАГ по теплофизическим характеристикам.

Исследуемые лазеры имеют предложенную авторами конфигурацию резонатора и осветителя [3], в которой реализуется механизм компенсации влияния на генерацию выходного излучения термоэффектов, наведенных излучением накачки в АЭ.

Известны различные лазерные схемы, уменьшающие или компенсирующие влияние этих эффектов. Примером может служить конфигурация, где генерируемое излучение распространяется зигзагообразно в пластинчатом активном элементе (АЭ), испытывая полные отражения от его больших граней [4, 5]. В таких схемах получено мощное излучение с поперечным равномерным распределением интенсивности и дифракционной расходимостью пучка.

Существенным, на наш взгляд, недостатком такой схемы является то, что большие грани активной пластины представляют собой отражающие поверхности резонатора. Это налагает высокие требования на качество их обработки, определяя таким образом высокую стоимость АЭ. Кроме того, в схеме сложно решается вопрос охлаждения активных сред, так как необходимо подобрать охлаждающую среду с как можно большим отличием значения ее показателя преломления от АЭ.

В предлагаемой нами схеме резонатора (рис. 1) для работы механизма компенсации необходима симметрия наведенных лампами накачки 1 тепловых градиентов в активных пластинах 2. Это обеспечивается симметричным расположением ламп между параллельными им пластинами, что способствует также повышению эффективности использования излучения накачки [6]. Резонатор образуется двумя плоскими зеркалами 3, 4 и призмой полного внутреннего отражения 5. Зеркала и призма располагаются по разные стороны от осветителя с АЭ.

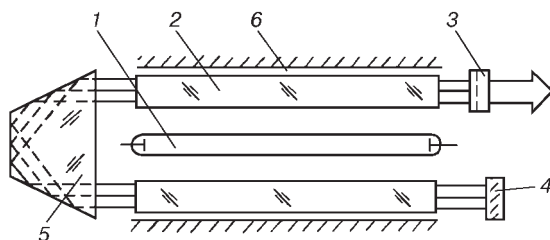


Рис. 1. Оптическая схема резонатора: 1 – лампы накачки; 2 – пластины активных элементов; 3, 4 – выходное и плотное зеркала; 5 – призма; 6 – отражатель

Свет в призме испытывает нечетное число отражений, и она переворачивает по отношению к оптической оси резонатора картину поперечного распределения интенсивности формируемого излучения. При каждом из многократных обходов резонатора излучение взаимодействует с пластинами, в которых тепловые градиенты противоположно направлены. При условии линейности градиентов аберрации излучения, накопленные в пластинах, должны компенсироваться.

Данная конфигурация отличается простотой, компактностью и отсутствием отмеченных выше недостатков лазеров с загзагообразным проходом излучения через АС. В дальнейшем для удобства предлагаем называть данную конфигурацию SIP-лазер (Sandwich Inversing Path laser).

1. Лазеры и техника эксперимента. В качестве АЭ использовались пары пластин из монокристаллов КГВ (концентрация неодима 3 ат. %, размеры $90 \times 40 \times 8$ мм) и НЛам (3 ат. %, $90 \times 37 \times 8$ мм). Каждая пара пластин вырезалась из одной кристаллической булы. Пластины из монокристаллов КГВ при вырезании ориентировались так, чтобы кристаллографическая ось b была направлена параллельно большой грани, а c – перпендикулярно большим плоскостям пластин. Пластины из кристаллов НЛам вырезались вдоль направления роста. Боковые поверхности пластин изготавливались матовыми (шероховатыми) для подавления генерации паразитных мод. Узкие боковые поверхности не теплоизолировались. Накачка осуществлялась тремя последовательно соединенными импульсными лампами типа ИФП-800.

В обоих лазерах использованы плоские зеркала с пропусканием 3 и 30 % на частоте генерации. Другим элементом резонатора является специально рассчитанная призма с тремя полными внутренними отражениями. Оптическая длина резонатора составляла примерно 1 м.

Оптимизация элементов резонатора, системы охлаждения и накачки лазеров не проводилась. Неактивные потери на отражениях от внутрирезонаторных поверхностей составляли ≈ 57 %, поэтому резонаторы по возможности настраивались так, чтобы эти поверхности были перпендикулярны оптическим осям резонаторов. Активные пластины и лампы накачки в лазерной головке омывались потоком хладагента (дистиллированная вода с красителем, отсекающим УФ-часть излучения накачки). Характерная величина зазоров между ними была слишком велика (более 3 мм), чтобы обеспечить скорости потока жидкости, необходимые для теплоотвода в режиме работы с частотой повторения импульсов генерации более 1 Гц. Создание специального кварцевого моноблока осветителя для увеличения скорости потока хладагента в зазорах позволит повысить частоту повторения импульсов генерации до десятков герц.

Изучение эффективности действия SIP-схемы проводилось в сравнении с контрольным лазером (КЛ), оптическая схема которого была такой же, за исключением специальной призмы, вместо которой ставилась обычная 90-градусная призма с двумя полными отражениями. Таким образом, в КЛ отсутствовало «переворачива-

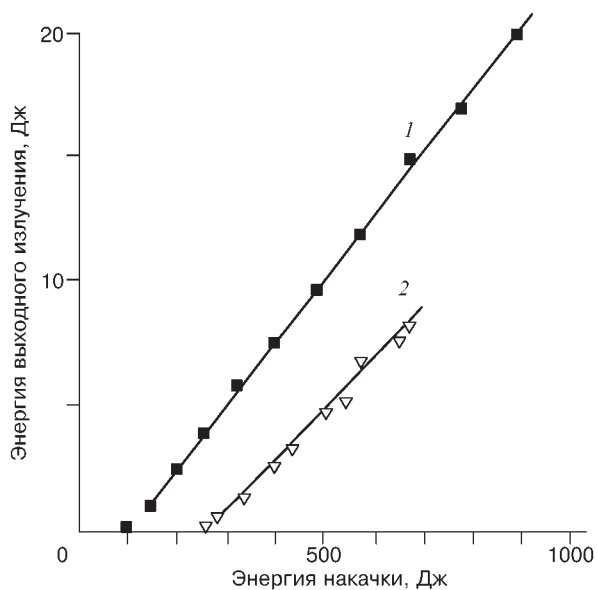


Рис. 2. Зависимость энергии выходного излучения SIP-лазеров от энергии накачки при длительности 180 мкс: 1 – КГВ; 2 – НЛам

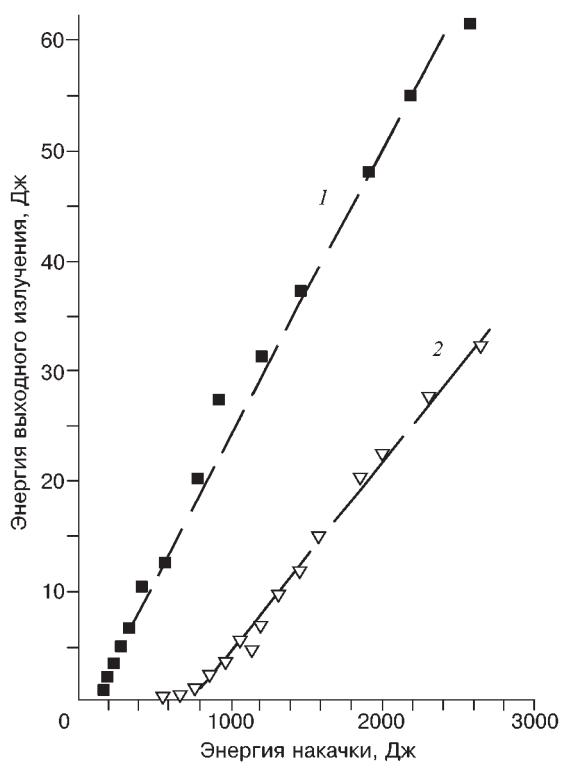


Рис. 3. Зависимость энергии выходного излучения SIP-лазеров от энергии накачки при длительности 1 мс: 1 – КГВ; 2 – НЛам

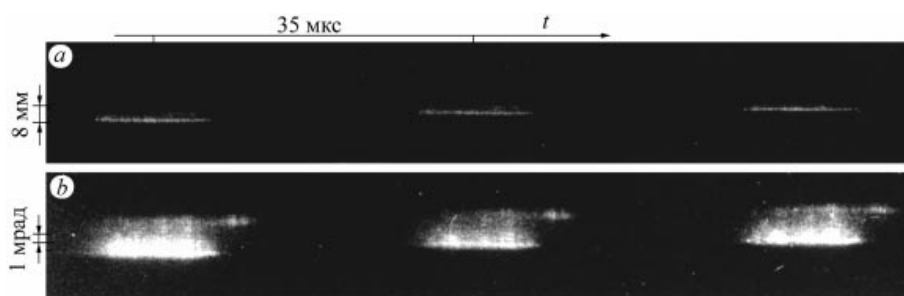


Рис. 4. Покадровые развертки распределения интенсивности излучения КЛ на кристаллах КГВ: *a* – в ближней зоне; *b* – в дальней зоне

ние» волнового фронта, и при обходе волной резонатора компенсационный механизм не работал.

Использовались два типа импульсов накачки: один – колоколообразный импульс длительностью 180 мкс, другой – прямоугольный импульс ~ 1000 мкс.

Энергия лазерного излучения в импульсе измерялась твердотельным калориметром ИКТ-1Н. Кинетика генерации лазеров регистрировалась с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2 и осциллографа С1-70 на фотопленку.

Динамика ближней и дальней зон и спектра выходного излучения регистрировалась сверхскоростной камерой СФР-2М на инфракрасную фотопленку И-1070. При регистрации спектральных характеристик использовались эталоны Фабри – Перо с областью свободной дисперсии от 1 до 5 см⁻¹.

2. Результаты и обсуждения. 2.1. *Энергетическая эффективность кристаллов КГВ и НЛам.* На рис. 2 и 3 показаны зависимости энергии выходного излучения от энергии накачки для SIP-лазеров на кристаллах КГВ (кривые 1) и НЛам (кривые 2) для разных импульсов накачки.

Когда длительность импульсов накачки мала (180 мкс) и близка ко времени жизни верхнего уровня лазерного перехода, энергия импульсного излучения SIP-лазеров на КГВ и НЛам достигает зна-

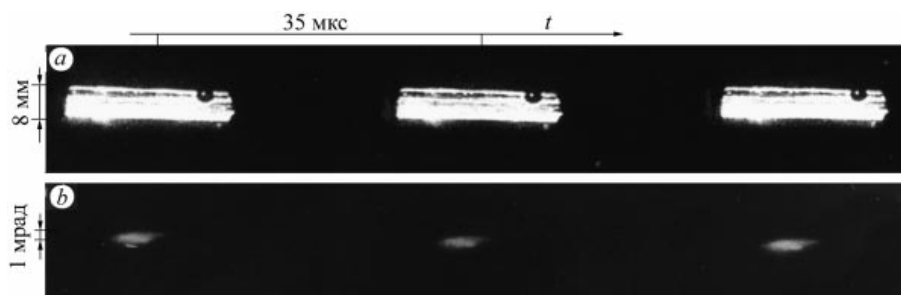


Рис. 5. Покадровые развертки распределения интенсивности излучения SIP-лазера на кристаллах КГВ: *a* – в ближней зоне (темное пятно – от скола на торце одной из пластин активных элементов); *b* – в дальней зоне

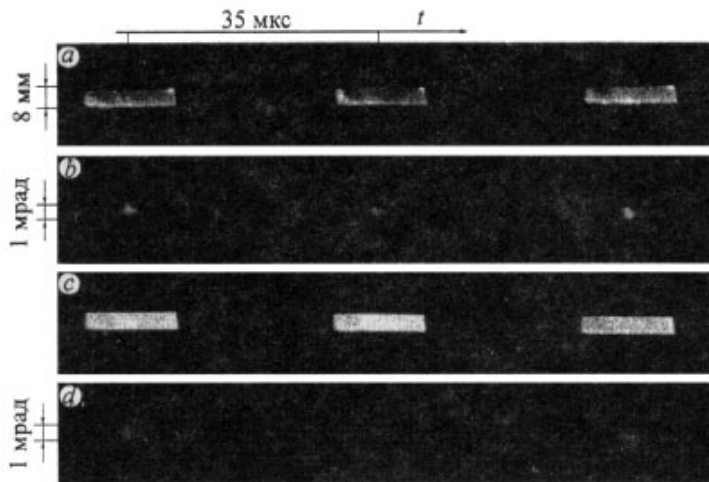


Рис. 6. Покадровые развертки распределения интенсивности излучения SIP-лазера на кристаллах НЛаМ: *a, b* – в ближней и дальней зонах при 1,4-кратном превышении накачки над пороговой; *c, d* – в ближней и дальней зонах при 5-кратном превышении порога

чений 20 и 8 Дж при дифференциальных КПД 2,5 и 2,0 % соответственно.

В случае импульса накачки 1 мс была получена энергия выходного излучения 61,5 Дж для кристаллов КГВ и 31,5 Дж для кристаллов НЛаМ в импульсе при дифференциальных КПД соответственно 2,5 и 1,6 %.

2.2. *Эволюция излучения в ближней и дальней зонах.* В момент начала генерации излучает малая область всей апертуры АЭ SIP-лазеров. Через некоторое время генерация распространяется на всю апертуру. Излучение КЛ в процессе развития генерации занимает лишь часть апертуры. После окончания такого переходного процесса распределение излучения как в ближней, так и в дальней зоне уже практически не меняется в течение всего импульса накачки. На рис. 4–6 представлены последовательности кадров именно из этого периода разверток распределения интенсивности в ближней и дальней зонах выходного излучения КЛ на кристаллах КГВ, а также SIP-лазеров на кристаллах КГВ и НЛаМ. У контрольного лазера режим генерации устанавливается спустя примерно 60–80 мкс после начала генерации, у SIP-лазеров переходный процесс в 2–3 раза короче. Это мы связываем с тем, что поперечное распределение коэффициента усиления за полный обход резонатора КЛ сильно неоднородно, а в SIP-лазере эта неоднородность распределения значительно сглажена. Действительно, излучение при обходе SIP-резонатора попадает в пластины АС, одна из которых накачивается с одной стороны, другая – с другой, в то время как у КЛ обе пластины возбуждаются с одной стороны.

Последовательности кадров на рис. 4, *a* и 5, *b* показывают, что распределение излучения в дальней зоне для КЛ (рис. 4, *b*) имеет неправильную форму, прослеживается полосатая структура, что

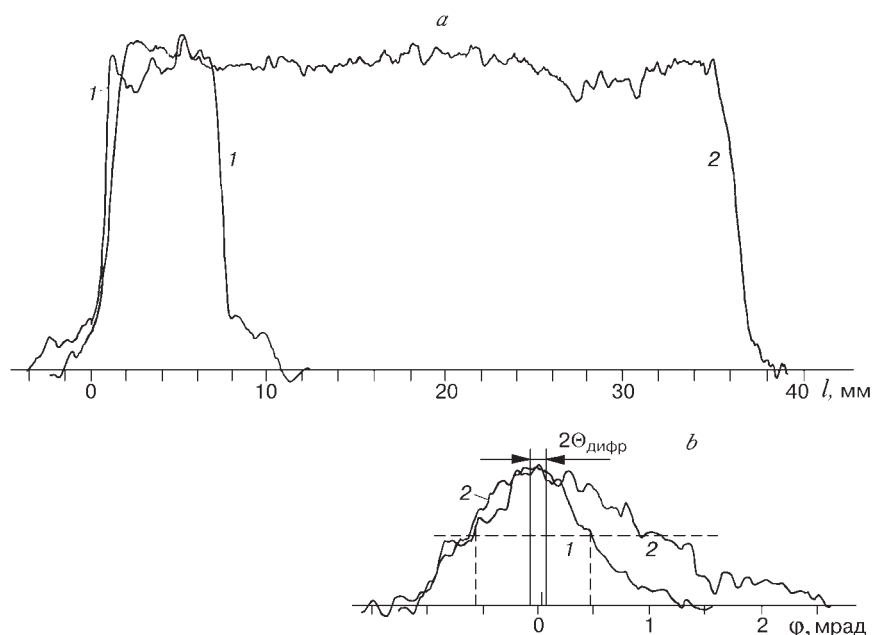


Рис. 7. Денситограммы распределений излучения SIP-лазера на кристаллах НЛаМ: *a* – на торце пластины активного элемента (1 – поперек и 2 – вдоль ширины пластины); *b* – по углам (1 – поперек и 2 – вдоль ширины пластины, $2\theta_{\text{дифр}}$ указано для толщины пластины 0,8 см)

свидетельствует о наличии в излучении мод с большими значениями поперечных индексов. В отличие от этого пятно излучения SIP-лазера (см. рис. 5, *b*) более локализовано, и его поперечный размер на полувысоте в 5,6 раза (при 5-кратном превышении порога) превышает дифракционный предел, рассчитанный для апертуры 0,8 см и рабочей длины волны генерации. Соответствующий размер пятна у КЛ превышает этот предел в 30 раз.

Однородность заполнения апертуры АЭ SIP-лазера на кристаллах НЛаМ была несколько лучше, чем на кристаллах КГВ. На рис. 6, *c* и *d* представлены покадровые развертки распределения излучения этого лазера в ближней и дальней зонах при 5-кратном превышении порога (различие в интенсивности пятен на приведенных развертках обусловлено техническими причинами регистрации). Распределение интенсивности по апертуре кристалла высокооднородно. Из денситограммы одного из кадров развертки ближней зоны (рис. 7, *a*) следует, что усредненные по координате отклонения от среднего значения интенсивности составляют $\pm 3\%$. Нами было замечено увеличение однородности заполнения апертуры при повышении энергии накачки (ср. с рис. 6, *a*). При 5-кратном превышении порога распределения в дальней зоне (см. рис. 6, *d* и 7, *b*) имеют почти круглую бесструктурную форму, которая свидетельствует о малом числе поперечных мод в излучении этого лазера. Половина угла расходимости пучка на полувысоте здесь составляет около 500 мрад, что в 6,2 раза превышает дифракционный предел, расчи-

танный для апертуры 0,8 см и соответствующей частоты излучения генерации.

При малых превышениях порога генерации (1,4-кратное, см. рис. 6, а и б) наблюдается естественное снижение угловой расходимости пучка (см. рис. 6, б) (из-за уменьшения мощности излучения накачки и снижения вследствие этого тепловых искажений в АС). В выходных пучках различима неустойчивая во времени структура в отличие от картины при высокой энергии накачки. Тем не менее пучки имеют компактную форму, а поперечные размеры – меньше чем при высоких энергиях накачки: половина угла расходимости, соответствующего 95 % размера пятна, составляет 280 мрад и отличается от предельного в 3,5 раза. Соответствующие этим картинам распределения излучения по торцу кристалла также флуктуируют в отличие от таких же распределений света при высоких превышениях порога генерации.

Таким образом, можно сказать, что в смысле стационарности поперечных и угловых распределений света SIP-схема работает тем эффективнее, чем выше превышение порога, что согласуется с результатами исследования динамики спектра излучения и кинетики его интенсивности (см. ниже).

При пороговых энергиях накачки наблюдалось увеличение угловой расходимости излучения, но уже из-за того, что вблизи порога генерирует не вся апертура активных элементов, а ее малые части, что подтверждалось картиной ближней зоны.

2.3. Эволюция спектра излучения контрольного лазера и SIP-лазера на кристаллах КГВ. Спектр выходного излучения лазеров (интегральный по апертуре АС) исследовался при различных превышениях порога генерации. Коэффициент отражения от зеркал интерферометра Фабри – Перо на рабочей длине волны лазеров составлял 0,965, что соответствует значению резкости примерно 88. При этом ширина на полувысоте аппаратной функции интерферометра с областью свободной дисперсии $2,5 \text{ см}^{-1}$ составляет примерно $0,06 \text{ см}^{-1}$ (частотное расстояние между продольными модами лазерного резонатора порядка $0,005 \text{ см}^{-1}$). Длительность импульса накачки 180 мкс.

Спектр излучения КЛ представляет собой полосы с интегральной шириной около 1 см^{-1} . Спектральная полоса генерации SIP-лазера шире – около $1,5 \text{ см}^{-1}$. Сам факт широкого спектра генерации обоих лазеров характерен для неодима в кристаллах КГВ [7, 8], но природа его до конца не изучена. В спектральной полосе генерации КЛ после нескольких начальных пиков наблюдался набор нерегулярно сменяющих друг друга штрихов. Их ширина примерно равна ширине аппаратной функции интерферометра. Пятна на спектрограммах SIP-лазера в несколько раз шире, а по длительности в несколько раз короче, их положение на частотной оси более упорядочено. Похожее поведение спектра наблюдалось ранее в работе [8] (правда, при менее широком спектре) при малом числе возбужденных поперечных мод. В экспериментах [8] количество поперечных мод контролировалось, и при увеличении их числа наблюдались картины эволюции спектра, похожие на обсуждаемые. Такое пове-

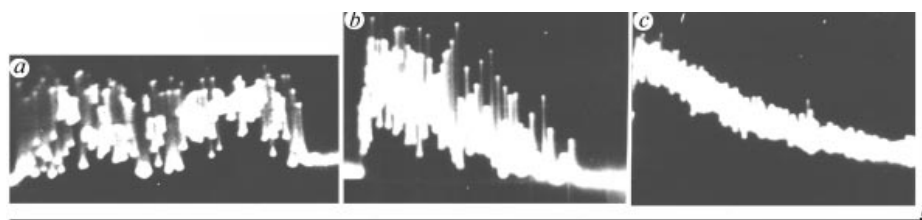


Рис. 8. Осциллограммы интенсивности излучения: *a* – КЛ при 5-кратном превышении порога генерации; *b, c* – SIP-лазер при 2 и 5-кратных превышениях порога генерации

дение спектра объясняется увеличением эффективности влияния технических возмущений, которые, как известно, обуславливаются, в частности, наличием в генерации большого числа поперечных мод. Поскольку условия контрольного эксперимента для КЛ и SIP-лазера были одинаковыми, отсюда можно сделать вывод, что особенности эволюции их спектров генерации свидетельствуют о снижении эффективности действия технических возмущений в SIP-лазерах и о заметной селекции поперечных типов колебаний.

Вклад в эффективность технических возмущений могут вносить возможные свободные колебания пластин АЭ, возбуждаемые ударной волной от вспышки ламп накачки. Оценки, основанные на справочных данных о перепаде давления в лампах при разрядном токе ~ 1 кА [9], показывают, что при энергии накачки ~ 1 кДж в ударной волне может выделяться энергия от одного до нескольких десятков джоулей. Эта энергия почти вся способна перейти в энергию колебаний пластин, поскольку последние не защищены специальным моноблоком системы охлаждения. Колебания пластин АС могут породить ряд сложных процессов, по-разному влияющих на эффективность технических возмущений, что будет по-своему реализовываться в SIP-лазере и в КЛ. Например, перемещения пластины поперек оси резонатора в процессе колебаний может привести к сглаживанию поперечной структуры пространственных «дыр» инверсии (ПДИ), создаваемой в АС интерференцией поперечных мод. В КЛ из-за симметрии колебаний пластин и особенностей геометрии поперечная структура ПДИ будет смещаться относительно интерференционной картины с частотой колебаний пластин, а в SIP-лазере – с удвоенной частотой, что может повысить эффективность сглаживания ПДИ. С другой стороны, колебания пластин могут приводить к достаточным возмущениям показателя преломления АС, чтобы сглаживать продольную структуру ПДИ. В КЛ такие возмущения при обходе резонатора будут складываться. В SIP-лазере они компенсируются за пол-обхода (так как лучи, проходящие, например, сжатую область в одной пластине, попадают в растянутую область в другой пластине), но из-за изменения фазы интерференционная картина внутри пластин совершает колебания вдоль оптической оси резонатора.

В эволюции спектра SIP-лазера наблюдались слабые изменения, выражающиеся в большем размытии внутренней структуры в спектральной полосе с повышением энергии накачки, начиная с

3-кратного превышения порога генерации. Эти слабые изменения в динамике спектра сопровождались более заметным улучшением вида осциллограмм интенсивности излучения, которые регистрировались одновременно с динамикой спектра. На рис. 8 показаны осциллограммы интенсивности для КЛ и SIP-лазера при 2и 5-кратных превышениях порога. (Осциллограммы *a* – *c* были получены с применением различных источников накачки, что обусловило их форму (прямоугольную и треугольную).) У КЛ наблюдаются значительные хаотические пички с почти незаметной постоянной составляющей сигнала, в то время как у SIP-лазера – значительная постоянная составляющая с 30–40-процентными остаточными пульсациями (см. рис. 8, *b*), которые уменьшаются с повышением энергии накачки (см. рис. 8, *c*). Возможно, что эта зависимость вызывается снижением эффективности влияния технических возмущений за счет роста вклада, связанного с колебаниями активных пластин (амплитуда которых увеличивается с повышением энергии накачки), и их действия, сглаживающего структуру ПДИ.

Заключение. На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

Установлена возможность создания на основе кристаллов КГВ и НЛам с неодимом мощных лазеров с выходным излучением высокого качества и высокой энергетической эффективностью.

Результаты исследования SIP-схемы мощных твердотельных лазеров, характеристик пучка излучения, особенностей эволюции спектра и интенсивности свидетельствуют об эффективной работе SIP-лазеров в присутствии мощной накачки и при высоких энергиях выходного излучения. Эти результаты показывают, что применение SIP-схемы позволит создавать мощные эффективные твердотельные генераторы с однородным излучением низкой расходимости и со средней мощностью ~ 1 кВт.

Авторы выражают благодарность С. Г. Раутиану, Ф. А. Кузнецову за интерес к работе и ее поддержку, В. Ф. Нестеренко за предоставленные образцы кристаллов НЛам и В. Д. Угожаеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки РФ (грант № 3310Ф).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каминский А. А., Аминов А. К., Ермолаев В. Л. и др. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов. М.: Наука, 1986. Гл. 1.
2. Каминский А. А. Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. Гл. 1.
3. Gulev V. S., Mikerin S. L., Ugozhaev V. D., Pavlyuk A. A. Powerful pulse solid-state laser based on potassium-gadolinium tungstate neodymium-doped crystals // 5th Internat. Conf. on Industrial Lasers and Lasers Application'95 /Eds. V. Ya. Panchenko, V. S. Golubev // Proc. SPIE. 1996. **2713**. P. 135.
4. Pat. 3633126 USA. Multiple internal reflection face pumped laser /W.S. Martin, J. P. Chernoch. Publ. 1972.
5. Технологические лазеры: Справочник в 2-х т. /Под ред. Г. А. Абильситова. М.: Машиностроение, 1991. Т. 1. С. 46.

6. **Мак А. А., Сомс Л. Н., Фромзель В. А., Яшин В. Е.** Лазеры на неодимовом стекле /Под ред. А. А. Мака. М.: Наука, 1990. С. 103.
7. **Гулев В. С., Пивцов В. С., Фолин К. Г.** Различия динамики свободной генерации рубинового и неодимовых лазеров // Радиотехника и электроника. 1980. **XXV**, № 3. С. 573.
8. **Гулев В. С., Павлюк А. А., Пивцов В. С., Фолин К. Г.** Особенности динамики свободной генерации лазера на $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2 : \text{Nd}^{3+}$ // Журн. прикл. спектроскопии. 1980. **XXXII**, вып. 2. С. 241.
9. **Импульсные** источники света: Справочник /Под ред. И. С. Маршака. М.: Энергия, 1978. С. 144.

Поступила в редакцию 22 ноября 1998 г.

Ðàññàà ìðàòóèè à ìàðàì æóðàèà – çàèãà Ààøàãì óñàòà!