

Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой

Н.В.Кравцов

Рассмотрены твердотельные лазеры нового поколения – твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой (ТЛПН). Проанализированы перспективы их дальнейшего развития. Показано, что ТЛПН практически по всем параметрам превосходят традиционные лазеры с ламповой накачкой.

Ключевые слова: твердотельные лазеры, полупроводниковая накачка, параметры лазеров.

	Содержание
1. Введение	661
2. Твердотельные лазеры нового поколения	661
3. Основные схемы оптической накачки	662
4. Наиболее распространенные активные среды ТЛПН	664
5. Одночастотные чип-лазеры	665
5.1. Линейные чип-лазеры	665
5.2. Кольцевые чип-лазеры	666
5.3. Полумонолитные кольцевые лазеры	667
6. Лазеры на микросферах	668
7. Твердотельные лазеры средней мощности	668
7.1. Пути повышения качества излучения	668
7.2. Лазеры с несколькими активными элементами	669
7.3. Слэб-лазеры	670
7.4. Дисковые лазеры	670
8. Мощные твердотельные лазеры	671
9. Волоконные лазеры	672
10. Расширение функциональных возможностей ТЛПН	672
10.1. Модуляция добротности	673
10.2. Синхронизация мод	673
10.3. Непрерывные перестраиваемые лазеры	674
10.4. Генерация гармоник и преобразование частоты	674
11. Заключение	674
Литература	675

1. Введение

Современные твердотельные лазеры широко используются в фундаментальной физике, например при исследовании нелинейных и параметрических процессов при взаимодействии излучения с веществом, исследовании свойств вещества в сверхсильных электромагнитных полях, при разработке методов генерации рентгеновского и γ -излучения, проведении сверхточных измерений в различных областях физики, создании оптических стандартов и т. п.

Столь же широко твердотельные лазеры используются и в технике. Сегодня можно говорить о лазерном приборостроении и лазерных технологиях как о самостоятельных областях техники. Современные твердотельные лазеры и устройства на их основе применяются в оптической связи и навигационных системах, лазерной

медицине и биотехнологиях, металлургической промышленности и военной технике, геодезии и картографии, при мониторинге окружающей среды и в других отраслях науки и техники.

В связи с этим разработка высокоэффективных твердотельных лазеров нового поколения, расширение их функциональных возможностей и методов управления режимами их генерации по-прежнему является актуальной задачей, решение которой способно обеспечить значительный прогресс в большинстве из перечисленных выше направлений.

2. Твердотельные лазеры нового поколения

Значительные успехи, достигнутые в последние годы в физике твердотельных лазеров, связаны с разработкой и исследованием нового поколения этих лазеров – твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой (ТЛПН). Прогресс в этом направлении лазерной физики обусловлен:

– применением для возбуждения твердотельных лазе-

ров узкополосных полупроводниковых излучателей, что привело к значительному росту КПД и снижению тепловых нагрузок активных элементов;

– использованием монолитных и полумонолитных конструкций, позволивших объединить в одном элементе активную среду, оптический резонатор и (в ряде случаев) элементы управления, что в свою очередь привело к значительному повышению стабильности выходного излучения;

– применением новых активных сред, среди которых следует отметить среды, обладающие большими коэффициентами усиления, и среды с нелинейно-оптическими свойствами, что позволило расширить функциональные возможности твердотельных лазеров;

– высокой надежностью и большим рабочим ресурсом полупроводниковых излучателей.

Немаловажное значение имеет и внедрение новых технологий (использование распределенных доменных структур (РДС), обращения волнового фронта (ОВФ), распределенных брэгговских отражателей, высокоселективных диэлектрических покрытий, фазированных полупроводниковых излучателей и т. п.), значительно упрощающих решение многих технических проблем.

Твердотельные лазеры нового поколения кардинальным образом отличаются от своих предшественников – традиционных твердотельных лазеров с ламповой накачкой. Коэффициент полезного действия ТЛПН почти на порядок превышает КПД традиционных лазеров. Отличительной характеристикой ТЛПН является высокая временная и частотная стабильность. Отметим, что использование для накачки практически безынерционных полупроводниковых излучателей позволяет легко реализовать режим синхронизации мод и быстродействующую обратную связь, облегчающую стабилизацию выходных параметров излучения ТЛПН.

ТЛПН имеют малые габариты, и в большинстве случаев (при средних мощностях излучения до 1 Вт) у них отсутствует водяное охлаждение. Это обеспечивает широчайшие перспективы их практического использования. Тому же способствует высокая надежность полупроводниковых излучателей и большой срок их службы, превышающий, как правило, 10^4 ч.

Темпы разработки, создания и исследований ТЛПН в последние годы столь велики, что даже журнальные публикации не успевают отражать реальный прогресс в этой области лазерной физики. В связи с этим весьма важным представляется анализ путей дальнейшего развития данной области. Для этого необходимо определение основных направлений и тенденций развития нового поколения твердотельных лазеров, что и является целью настоящей работы.

Разнообразие областей применения твердотельных лазеров выдвигает различные (часто взаимоисключающие) требования к выходным характеристикам таких лазеров. Действительно, для лазеров, используемых в метрологии, лазерной спектроскопии, при проведении прецизионных измерений, в доплеровских измерительных системах, наиболее важными характеристиками являются стабильность непрерывной генерации, одномодовый и одночастотный характер генерации, предельно малая ширина спектра излучения, высокая пространственная и временная когерентность, низкий уровень шумов. Получение же больших мощностей излучения для таких лазеров не является столь необходимым.

Для лазеров, применяемых в медицине, военной технике, технологических процессах и в ряде других направлений, на первый план выступает возможность реализации стабильного импульсно-периодического режима при средней мощности излучения порядка нескольких десятков ватт.

Наконец, для технологических лазеров основными являются высокая мощность (порядка сотен ватт) излучения и высокий КПД. Требования одномодовости и одночастотности, как правило, в этом случае отсутствуют.

В соответствии с основными направлениями практического применения ТЛПН довольно ясно просматриваются и основные тенденции их развития. Эти тенденции обусловлены, во-первых, совершенствованием конструктивных особенностей ТЛПН и схем их возбуждения и, во-вторых, расширением функциональных возможностей таких лазеров. Последнее связано, например, с созданием лазеров с перестраиваемой частотой излучения, самоудвоением частоты генерации и изменяемой поляризацией излучения. Немаловажное значение имеет разработка ТЛПН, в которых возможно возбуждение ряда специфических режимов генерации, таких как режимы с периодической модуляцией добротности и синхронизацией мод, автомодуляционный режим генерации и режим бегущей волны в твердотельных кольцевых лазерах и некоторые другие.

Заметим, однако, что реализация различных режимов генерации в ТЛПН, как правило, не требует новых технических решений, отличных от тех, которые традиционно использовались ранее в лазерах с ламповой накачкой. Поэтому здесь мы ограничимся рассмотрением разработок твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой (главным образом непрерывных), связанных с совершенствованием их конструкций и расширением функциональных возможностей.

Вначале кратко рассмотрим несколько общих вопросов, касающихся использования узкополосной полупроводниковой накачки твердотельных лазеров.

3. Основные схемы оптической накачки

В ТЛПН происходит эффективное преобразование излучения полупроводниковых лазеров, обладающих широким спектром и сильным астигматизмом, в излучение твердотельных лазеров, генерирующих, как правило, на основной поперечной моде TEM_{00} . Для накачки твердотельного лазера могут быть использованы один или несколько независимых полупроводниковых лазеров (лазерных диодов) либо полупроводниковые лазерные линейки, либо двумерные матрицы. Успехи в создании высокоэффективных ТЛПН обусловлены достигнутым в настоящее время значительным прогрессом в разработке высокоэффективных полупроводниковых лазеров и лазерных решеток (матриц).

При современном уровне технологии максимальная выходная мощность полупроводникового лазера с шириной $p-n$ -перехода 100 мкм (определяющей минимально возможное сечение пучка излучения) в непрерывном режиме составляет ~ 10 Вт. Значительно большие мощности, достигающие нескольких киловатт, могут быть получены с помощью лазерных линеек или двумерных матриц, содержащих несколько десятков или несколько тысяч лазерных диодов соответственно.

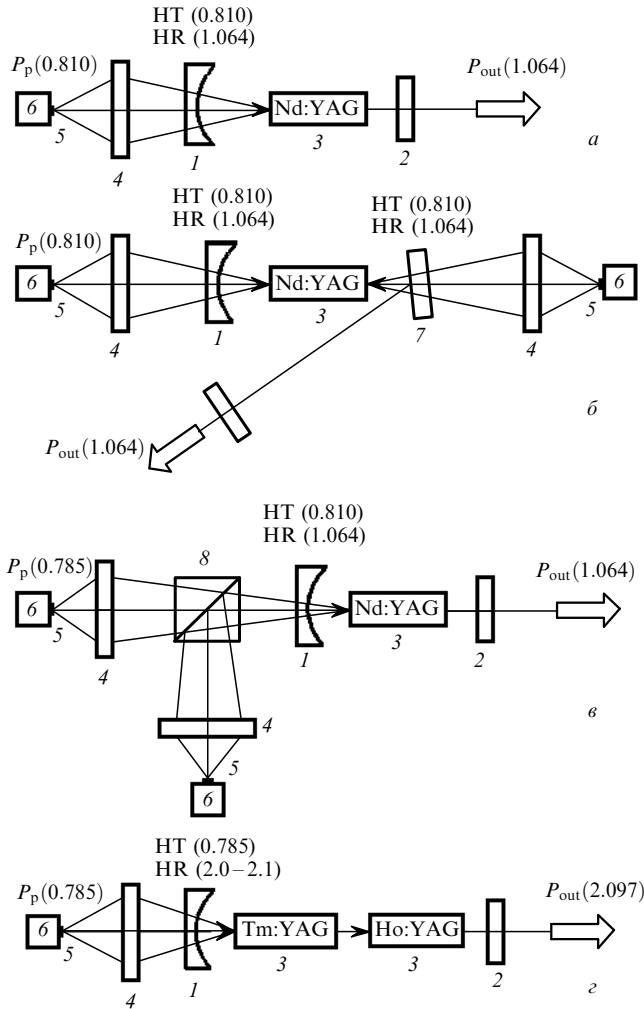


Рис.1. Основные схемы продольной накачки – «классическая» схема торцевой накачки (а), двусторонняя схема накачки (б), торцевая схема, использующая два полупроводниковых лазера (в), и схема с внутрирезонаторным преобразованием длины волны накачки (г): 1 – глухое зеркало резонатора (часто наносится непосредственно на торец активного элемента); 2 – выходное зеркало резонатора; 3 – активный элемент; 4 – микрообъектив; 5 – лазерный диод; 6 – термостабилизатор; 7 – дополнительное селективное зеркало; 8 – смесительный поляризационный кубик; здесь и далее HR и НТ – высокие коэффициенты отражения и пропускания диэлектрических покрытий некоторых элементов лазеров; в скобках указаны длины волн в микрометрах.

Излучение лазерного диода можно сфокусировать на площадку диаметром ~ 0.1 мм. Это позволяет уменьшить почти на четыре порядка (от 10^{-1} до 10^{-5} см³) минимальный объем активной среды, необходимый для работы лазера, открывая тем самым неограниченные возможности, связанные с миниатюризацией лазерной техники и снижением мощностей накачки. Примером реализации таких возможностей может служить лазер, активный элемент которого выполнен в виде сферы диаметром несколько десятков микрометров (см. разд. б)

Важным фактором, определяющим КПД ТЛПН, является эффективность «транспортировки» излучения накачки в активный элемент. Основная сложность здесь связана с существенно различной расходимостью излучения лазерных диодов в перпендикулярных плоскостях, что затрудняет использование сферической оптики для фокусировки излучения накачки.

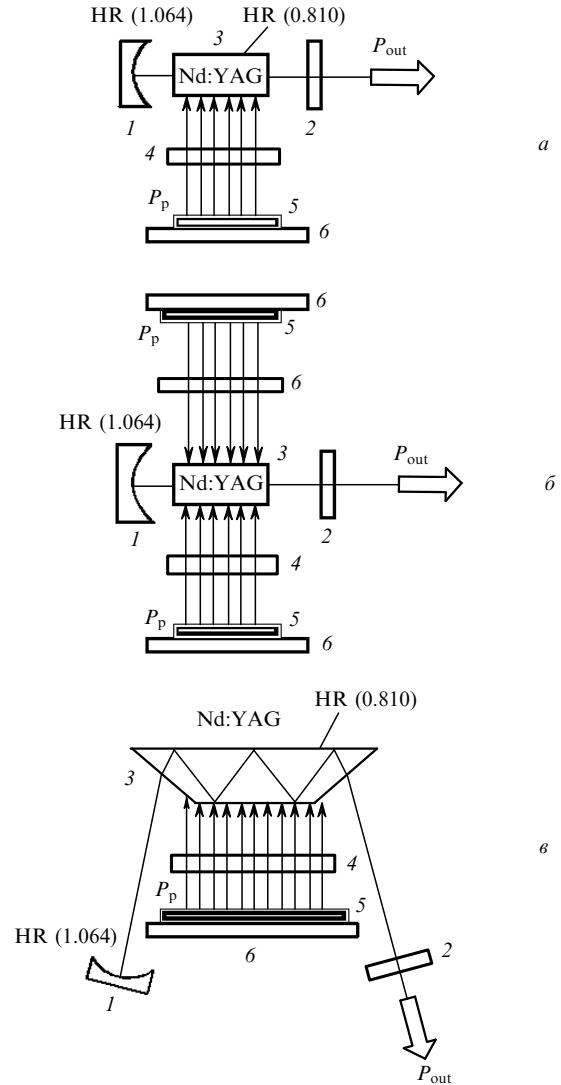


Рис.2. Основные схемы поперечной накачки – односторонняя схема накачки (а), двусторонняя схема накачки (б) и схема возбуждения слэб-элемента (в): 1 и 2 – глухое и выходное зеркала резонатора; 3 – активный элемент; 4 – цилиндрическая линза; 5 – полупроводниковая матрица; 6 – термостабилизатор.

Наиболее эффективным (и наиболее распространенным) является использование лазерных диодов со световодным выводом излучения. Наряду с этим для фокусировки накачки часто применяется сферическая и призматическая оптика. При использовании для накачки диодных линеек или матриц фокусировка излучения осуществляется обычно с помощью специальных световодных ответвителей или конусообразных концентраторов излучения, позволяющих с минимальными потерями «транспортировать» излучение накачки в нужную область.

В настоящее время существует несколько различных оптических схем накачки твердотельных лазеров с помощью полупроводниковых излучателей (см., напр., [1 – 11]). Эти схемы можно разделить на две большие группы: схемы, использующие продольную (торцевую) накачку (рис.1) и схемы с поперечной накачкой (рис.2).

В первом случае (рис.1) направление излучения накачки P_p совпадает с направлением генерации, обеспечивая тем самым возможность пространственного согласования объемов генерирующей моды и области возбужде-

ния. Это позволяет достаточно полно использовать мощность накачки: именно в таких схемах возможно получение максимальных коэффициентов преобразования излучения накачки в стимулированное излучение.

Твердотельные лазеры с торцевой накачкой обладают достаточно высокой эффективностью, но их выходная мощность P_{out} ограничена размерами генерируемого объема активного элемента и мощностью излучения источника накачки. Решение этой проблемы можно найти при использовании нескольких полупроводниковых излучателей, которые могут быть либо объединены с помощью световодной или призмной системы, либо использованы независимо для накачки различных участков активного элемента. Поскольку в последнем случае возможно увеличение эффективного объема активного вещества, он более предпочтителен.

Для самых распространенных активных сред характерен коэффициент поглощения накачки порядка нескольких обратных сантиметров. Вследствие этого длины активных элементов, на которых происходит поглощение $\sim 90\%$ мощности накачки, составляют всего 3–5 мм. При создании микролазеров часто применяются и активные среды, в которых коэффициент поглощения на длине волны накачки может достигать до нескольких десятков обратных сантиметров и полное поглощение накачки происходит на длинах, меньших 1 мм.

Торцевая накачка оказывается наиболее эффективной при создании относительно маломощных (мощностью до 1 Вт) высокостабильных миниатюрных ТЛПН. В этом случае существенной проблемой при получении высокого КПД является формирование пространственного профиля излучения накачки. Согласование цилиндрически симметричного объема TEM_{00} -моды с существенно астигматическим пучком излучения лазерного диода требует использования анаморфотной оптической системы, реализуемой с помощью цилиндрической или призмной оптики. Наиболее эффективным способом согласования пучков является применение диодов с волоконным выводом излучения. Такой способ допускает эффективное объединение большого числа лазерных диодов в единый источник накачки с помощью одного разветвленного волоконного световода [12, 13].

Специфическая высокоэффективная каскадная схема продольной накачки реализована в [14]. В этой схеме накачка $Ho:YAG$ -лазера ($\lambda = 2.097$ мкм) осуществляется с помощью вспомогательного (накачиваемого диодным лазером) $Tm:YAG$ -лазера ($\lambda = 2.013$ мкм), находящегося внутри резонатора $Ho:YAG$ -лазера.

С ростом мощности ТЛПН эффективность торцевой накачки снижается, поскольку увеличение мощности генерации требует применения активных элементов большего объема, продольная накачка которых затруднена. Действительно, при больших мощностях торцевая накачка не позволяет прокачать активный элемент по всей длине, что приводит к ряду негативных эффектов: сильному локальному нагреву активного элемента, возникновению в нем тепловой линзы и наведенного двулучепреломления.

Указанных недостатков лишена поперечная накачка, при которой возможно использование длинных активных элементов. Главным ее недостатком является неполное согласование возбужденного объема активной среды с объемом генерирующих мод и, как следствие, меньший КПД лазера. Тем не менее при необходимости получения

больших мощностей поперечная накачка становится не только предпочтительной, но и единственно возможной.

Одной из проблем, возникающих при разработке мощных твердотельных лазеров с поперечной накачкой является создание эффективного теплоотвода от активной среды. Заметим, что именно необходимость эффективного теплоотвода часто определяет конструктивные особенности таких лазеров.

4. Наиболее распространенные активные среды ТЛПН

В принципе, полупроводниковая накачка может использоваться для возбуждения практически всех твердотельных лазеров, поскольку полосы поглощения большинства активных сред, активированных редкоземельными ионами, лежат в спектральной области (0.7–1.3 мкм), где существуют мощные и достаточно эффективные лазерные диоды. Число активных сред, в которых в настоящее время получена генерация при использовании полупроводниковой накачки, превышает несколько десятков (см., напр., [1, 15, 16]). Отметим некоторые наиболее перспективные активные среды, широко применяемые в современных ТЛПН.

Среди активных элементов ТЛПН наиболее распространены элементы из монокристаллов $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ ($YAG:Nd$). Лазеры на их основе при комнатной температуре позволяют получать генерацию с $\lambda = 0.946$ [17], 1.06 [18], 1.12 [19], 1.3 [20] и 1.44 мкм [21]. Широкое применение кристаллов $YAG:Nd$ обусловлено удачным сочетанием их хороших спектрально-люминесцентных характеристик и достаточно сильных полос поглощения в удобном для накачки спектральном диапазоне ($\lambda_p \approx 0.808 - 0.812$ мкм) с высокой оптической однородностью и прекрасными эксплуатационными характеристиками (высокой теплопроводностью, малым коэффициентом теплового расширения, высокой твердостью и др.).

В последние годы все большее распространение приобретают кристаллы YAG , активированные и другими редкоземельными ионами [22–26]. В частности, для создания мощных непрерывных лазеров наиболее перспективными являются кристаллы $YAG:Yb$ (длина волны генерации $\lambda = 1.029$ мкм, длина волны накачки $\lambda_p = 0.97$ мкм), позволяющие получать квантовую эффективность до 89% [26].

Необходимость создания экологически безопасных лазеров, работающих в диапазоне 2–3 мкм, обусловила интенсивные исследования, направленные на разработку эффективных лазеров на ионах Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} [22–25].

Для миниатюрных ТЛПН определенным интересом представляют кристаллы типа $KGd(WO_4)_2:Nd^{3+}$. Эти кристаллы принадлежат к низкороговым активным средам, обладающим высокой эффективностью при низких мощностях накачки. Их достоинством является слабое концентрационное тушение, позволяющее использовать повышенные концентрации активатора [27].

Для создания миниатюрных чип-лазеров широко применяются и кристаллы $YVO_4:Nd^{3+}$, $GdVO_4:Nd^{3+}$, $GdWO_4:Nd^{3+}$ [28–31], обладающие большими (по сравнению с $YAG:Nd^{3+}$) сечениями рабочих переходов и сечениями поглощения на длине волны накачки, а также более широкими линиями поглощения (см. табл. 1).

Для ряда практических применений большой интерес представляют также кристаллы $YLiF_4$ (YLF) [32–34]. Их

Табл.1

Параметры активной среды	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:GdVO ₄
Эффективное сечение вынужденного перехода для $\lambda = 1.064$ мкм (10^{-19} см ²)	2.8	15.6	7.6
Коэффициент поглощения (см ⁻¹)	7.6	40.7 ($E C$) 10.5 ($E\perp C$)	74 ($E C$) 10.6 ($E\perp C$)
Ширина полосы поглощения (см ⁻¹)	2.5	8.7 ($E C$) 15 ($E\perp C$)	3.2 ($E C$)
Температурная проводимость (Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹)	13	5.1	12.3

хорошая оптическая прозрачность в УФ и ИК областях спектра позволяет получать лазерную генерацию в более широком спектральном интервале. На кристаллах YLF, активированных Nd³⁺, получена генерация с $\lambda = 1.047$ и 1.053 мкм, а при активировании ионами Er³⁺ и Ho³⁺ – генерация с $\lambda = 1.6$ и 2.06 мкм соответственно.

Кристаллы YLF:Nd имеют большее (по сравнению с YAG:Nd) время жизни верхнего рабочего уровня ($T_1 = 480$ мкс), что обеспечивает более эффективную работу лазера в импульсном режиме. Их высокая теплопроводность и малое изменение показателя преломления с температурой приводят к большей стабильности параметров резонатора в широком диапазоне мощностей генерации. Наконец, длина волны генерации совпадает с длиной волны, соответствующей максимуму коэффициента усиления фосфатных стекол, что позволяет использовать Nd:YLF-лазер в качестве задающего генератора в мощных лазерных системах на фосфатных стеклах [35].

Еще одним широко распространенным кристаллом является YAlO₃:Nd³⁺ ($\lambda = 1.079$ мкм) [36, 37].

В последнее время большой интерес вызывают кристаллы, обладающие широкой линией люминесценции и позволяющие получать в режиме синхронизации мод импульсы фемтосекундной длительности. К таким кристаллам относятся LiSrAlF₆:Cr³⁺ (LiSAF:Cr), LiCaAlF₆:Cr³⁺ (LiCAF:Cr), Mg₂SiO₄:Cr⁴⁺ (форстерит) и другие [38–40].

Весьма перспективно применение нелинейно-оптических активных сред для внутриврезонаторного самопреобразования частоты излучения твердотельных лазеров при генерации гармоник и ВКР [41–46]. Среди используемых для этих целей нелинейно-оптических кристаллов следует отметить LiNbO₃:Nd³⁺ [41, 42], YAl₃(BO₃)₄:Nd³⁺ [43, 44], Ce_{1-x}Cd_xSc₃(BO₃)₄:Nd³⁺ [46]. Большое распространение получили и различного рода стекла, активированные редкоземельными ионами (Nd³⁺, Er³⁺, Yb³⁺ и др.). Такие стекла применяются и при создании волоконных лазеров [47–49].

Термостабилизация элементов лазеров с диодной накачкой сводится к поддержанию необходимой (для совпадения длины волны излучения с полосой поглощения активного элемента) температуры лазерного диода и к термостабилизации самого активного элемента. В первом случае задача решается хорошо отработанными традиционными методами. Термостабилизация самих активных элементов обычно также не представляет большой сложности, хотя при создании высокостабильных одночастотных лазеров необходимо выполнение весьма

высоких требований к точности (~ 0.01 К) поддержания температуры.

Широкое применение полупроводниковой накачки стимулирует поиск и разработку новых активных сред для чип-лазеров, выдвигая повышенные требования к характеристикам активных сред. Среди этих требований отметим низкий порог генерации, возможность использования высоких концентраций активных ионов, высокое оптическое качество кристалла, высокую теплопроводность, малый коэффициент теплового расширения, наличие нелинейно- или магнитооптических свойств.

5. Одночастотные чип-лазеры

5.1. Линейные чип-лазеры

Монолитные линейные чип-лазеры представляют собой короткие (длиной от 0.1 до 5 мм в направлении генерации) стержни с плоскими или сферическими торцами. Возбуждение таких лазеров осуществляется, как правило, по продольной схеме. На один из торцов кристалла, через который производится накачка, наносится селективное зеркало, глухое на частоте генерации и имеющее высокое пропускание на длине волны накачки, а на второй торец – выходное зеркало. Излучение накачки фокусируется с помощью микрообъектива внутрь активного элемента.

Выходная мощность лазеров такого типа может достигать нескольких ватт в непрерывном режиме. При модуляции добротности пиковая мощность излучения чип-лазера достигает 600 кВт при энергии импульса ~ 5 мДж.

В большинстве случаев важно получить генерацию на основной поперечной моде TEM₀₀. В монолитных лазерах с продольной накачкой селекция поперечных мод может быть осуществлена выбором конфигурации резонатора и специальным формированием каустики пучка накачки. Вопросы оптимизации продольной накачки детально рассмотрены в [50–52]. Отметим, что оптимальное сечение накачиваемой области должно быть порядка сечения каустики основной моды резонатора [53]. При более сильной фокусировке накачки возможно преимущественное возбуждение лаггер-гауссовых мод более высокого порядка [54].

Селекция продольных мод для получения одночастотной генерации в линейных чип-лазерах является достаточно сложной задачей. Это связано с большой (по сравнению с межмодовым интервалом) шириной одномерно-уширенной линии усиления типичных твердотельных лазеров. Так, например, для YAG:Nd ширина линии усиления составляет ~ 180 ГГц, тогда как межмодовый интервал, как правило, не превышает 10–15 ГГц. Поэтому для реализации одночастотной генерации в линейных чип-лазерах необходимо использование специальных селекторов.

Однако, поскольку внесение селективных элементов в резонатор монолитных чип-лазеров невозможно, основным способом получения одночастотной генерации является уменьшение продольных размеров резонатора. Для достижения стабильной одномодовой генерации в линейных чип-лазерах на YAG:Nd необходимо, чтобы длина резонатора не превышала 200–300 мкм [55]. При больших длинах резонатора одночастотный режим реализуется лишь при малых превышениях мощности накачки над пороговой.

В линейных чип-лазерах с малой длиной резонатора для получения большей мощности целесообразно использовать либо среды с высокой концентрацией активных центров, либо среды с большим сечением поглощения излучения накачки [56, 57]. В таких средах возникает интересная возможность получения одночастотной генерации, связанная с конкурентным взаимодействием продольных мод [58].

Классическим примером монолитного линейного чип-лазера является лазер с зеркалами, нанесенными непосредственно на торцы кристалла [59]. В этом лазере активный элемент, выполненный из высококачественного монокристалла $\text{YVO}_4:\text{Nd}$, имеет квадратное сечение со стороной 3 мм. Один торец кристалла плоский, а второй – сферический с радиусом кривизны 10 см. На плоский торец нанесено селективное покрытие, имеющее высокий коэффициент отражения на длине волны генерации ($\lambda = 1.06$ мкм) и низкий на длине волны накачки ($\lambda_p = 0.808$ мкм). Длина резонатора (активного элемента) составляет 1.5 мм. Лазер работает на основной поперечной моде TEM_{00} при мощности выходного непрерывного излучения несколько десятков милливольт. Дифференциальный КПД таких чип-лазеров достигает 57–58%. Если активный элемент выполнить из кристалла $\text{YAG}:\text{Nd}:\text{Cr}$, играющего одновременно и роль насыщающегося поглотителя, то такой лазер будет работать в режиме модулированной добротности [60].

В настоящее время в линейных чип-лазерах используются активные кристаллы, работающие не только по четырехуровневой, но и по трехуровневой схеме. В последнем случае возникает необходимость создания таких условий, при которых интенсивность накачки на выходном торце кристалла составляет значительную долю от интенсивности накачки на входном торце. Это связано с необходимостью иметь инверсию населенности по всей длине активного элемента, в противном случае происходит резкий рост потерь на частоте излучения лазера.

5.2. Кольцевые чип-лазеры

Возможность получения достаточно стабильной одночастотной генерации в линейных чип-лазерах ограничена присущим им пространственно-неоднородным «выжиганием» инверсии в процессе генерации. Поэтому для получения стабильной одночастотной генерации наиболее перспективным является использование кольцевых лазеров бегущей волны [61].

По своей конструкции кольцевые лазеры бегущей волны можно разделить на три группы: традиционные кольцевые лазеры, состоящие из дискретных элементов [62, 63], монолитные [64–68] и полумонолитные кольцевые чип-лазеры [69–71].

В лазерах первой группы зеркала резонатора выполнены, как правило, в виде отдельных элементов, а в качестве не взаимного вращателя плоскости поляризации часто применяется сам активный элемент. Взаимное вращение плоскости поляризации в кольцевых лазерах может быть получено при использовании не плоского резонатора [72]. Недостатком кольцевых лазеров, состоящих из дискретных элементов, является их невысокая стабильность (относительная нестабильность интенсивности излучения составляет $\sim 1\%$, а частоты – 10^{-8}), обусловленная недостаточной жесткостью конструкции этих лазеров.

С точки зрения максимальной стабильности лучшие

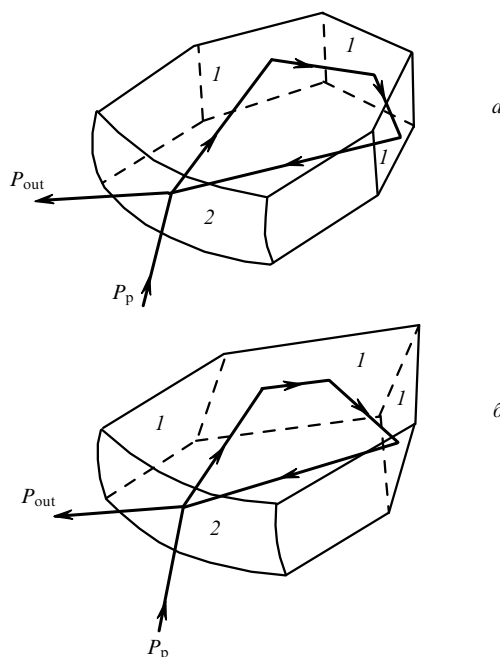


Рис.3. Принципиальные схемы некоторых монолитных кольцевых чип-лазеров с плоским (а) и неплоским (б) резонаторами: 1 – грани полного внутреннего отражения; 2 – селективное зеркало.

характеристики имеет монолитная конструкция чип-лазера. Монолитный кольцевой чип-лазер представляет собой сложную многогранную призму (рис.3), вырезанную из оптически однородного монокристалла (чаще всего из $\text{YAG}:\text{Nd}$). В этом лазере функции активной среды, взаимного и не взаимного вращателей и оптического резонатора выполняет один и тот же элемент, конфигурация которого выбрана такой, чтобы существование кольцевого (плоского или не плоского) резонатора обеспечивалось полными внутренними отражениями от грани элемента и частично пропускающим зеркалом, нанесенным на одну из его граней. Для устойчивости резонатора одна из граней призмы имеет сферическую поверхность, на которую нанесено селективное зеркало с высоким коэффициентом отражения на длине волны генерации и высокой прозрачностью на частоте накачки. Возбуждение чип-лазера осуществляется именно через это зеркало (рис.3).

Магнитное поле H , налагаемое на активную среду, вызывает не взаимное фарадеевское вращение плоскости поляризации. Сам не плоский кольцевой резонатор выступает в роли взаимного вращателя плоскости поляризации. Именно сочетание взаимного и не взаимного вращателей с поляризационно-анизотропным выходным зеркалом и обеспечивает однонаправленность генерации.

Разработка высокостабильных одночастотных кольцевых чип-лазеров требует детальной проработки всех элементов такого лазера. Для получения максимальной стабильности и минимальной ширины спектра излучения необходимо максимально ослабить оптическую связь как между источником накачки и самим монолитным элементом, так и между активным элементом и приемным устройством. Наличие таких связей и их нестабильность приводят как к флуктуациям спектра и интенсивности излучения лазерного диода, так и к флуктуациям коэффициентов связи встречных волн в самом коль-

цевом чип-лазере [73]. Ослабить влияние этих связей можно с помощью дополнительного селективного зеркала и оптимальной фокусировки излучения накачки относительно сферической поверхности активного элемента [74].

Оптимизация параметров кольцевого чип-лазера на YAG:Nd позволяет реализовать в нем при напряженности магнитного поля $H = 100$ Э непрерывную одночастотную генерацию с $\lambda = 1.06, 1.319$ и 1.338 мкм при мощности излучения до 60 мВт [75]. Одним из необходимых условий оптимизации однонаправленной генерации является правильный выбор параметров частичного поляризатора, т.е. оптимальных коэффициентов отражения зеркала для s- и p-поляризаций. Анализ этой проблемы выполнен, например, в [72].

Заметим, что наряду с кольцевыми лазерами, работающими в режиме бегущей волны, широкое применение находят и кольцевые лазеры, работающие в режиме стабильной двунаправленной генерации. В последнем случае наибольший интерес представляет автомодуляционный режим первого рода [76].

Практический интерес представляет и использование фазовой анизотропии, имеющей место в кольцевом неплоском резонаторе даже в отсутствие магнитного поля. Эта анизотропия приводит к возникновению частотного расщепления для право- и левополяризованных волн, которое при $H = 0$ может составлять несколько сотен кГц [72]. Зависимость частотного расщепления от магнитного поля позволяет осуществлять перестройку частоты генерации чип-лазера [64].

Если для получения одночастотной генерации мощностью несколько десятков ватт наиболее целесообразной оказывается система, состоящая из высокостабильного монолитного одночастотного (как правило кольцевого) чип-лазера и усилителя мощности [77], то для получения мощностей до 10 Вт, по-видимому, предпочтительнее традиционная конструкция кольцевого лазера, состоящего из дискретных элементов, в которой накачка осуществляется по продольной схеме мощным лазерным диодом [78].

Перестройка частоты излучения монолитного чип-лазера может быть осуществлена с помощью создания (и регулировки) механических напряжений в самом активном элементе [79–81]. Диапазон перестройки в статическом режиме может достигать 100 МГц [80], при резонансном возбуждении напряжений – нескольких десятков гигагерц [79, 81]. В [82] сообщается о возможной дискретной перестройке частоты излучения монолитного кольцевого чип-лазера с помощью магнитного поля.

Еще одним способом перестройки частоты излучения чип-лазера является способ, основанный на модуляции мощности накачки [83]. Он имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционными способами (пьезооптическим, электрооптическим или акустооптическим), поскольку не требует большой управляющей мощности (или напряжения), применения сложных электронных схем, введения внутрь резонатора дополнительных элементов или использования специальных механических конструкций. Суть этого способа состоит в изменении температурного режима активного элемента и, соответственно, изменении собственной частоты резонатора лазера.

Подводя итоги рассмотрения свойств монолитных одночастотных кольцевых чип-лазеров, еще раз подчеркнем, что именно лазеры такого типа обеспечивают полу-

чение предельно малых значений мгновенной ширины спектра излучения, близких к теоретическому пределу, определяемому формулой Шавлова–Таунса [84].

Долговременная же стабильность излучения монолитных чип-лазеров ограничена, главным образом, нестабильностью их температурного режима. Проблема долговременной стабильности может быть решена при привязке частоты излучения чип-лазера к частоте какого-либо эталона, параметры которого слабо зависят от условий окружающей среды [85–89]. Интересным методом стабилизации частоты излучения чип-лазера представляется и непосредственное охлаждение его до температуры жидкого азота [90].

5.3. Полумонолитные кольцевые лазеры

Второе направление исследований, которое представляется весьма перспективным, – это создание кольцевых чип-лазеров с составным резонатором [69–71]. Хотя такие резонаторы будут, естественно, менее жесткими, чем монолитные, их применение может обеспечить, например, большую температурную стабильность (при использовании двух материалов, имеющих различные термооптические свойства). Чип-лазеры, состоящие из двух-трех достаточно жестко связанных элементов, обладают большими функциональными возможностями. Примеры конструкции таких лазеров показаны на рис.4.

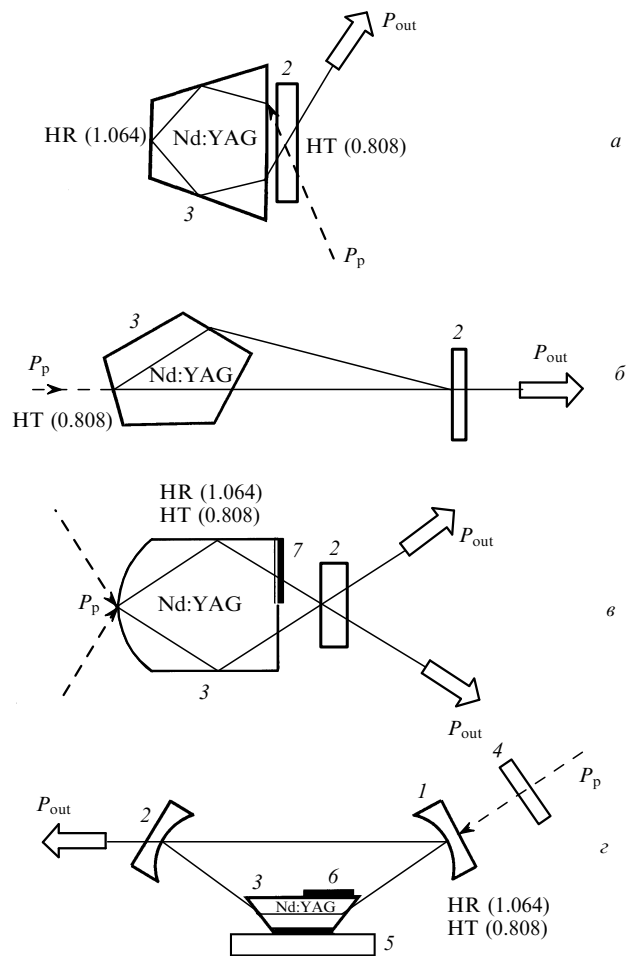


Рис.4. Принципиальные схемы полумонолитных кольцевых лазеров: 1 и 2 – глухое и выходное зеркала; 3 – активный элемент; 4 – микрообъектив; 5 – термостабилизатор; 6 – постоянный магнит; 7 – частичный поляризатор.

В полумонолитных конструкциях кольцевого лазера с помощью пьезодатчиков можно реализовать перестройку частоты излучения [69, 70]. Такая конструкция позволяет легко оптимизировать отношение потерь для встречных волн, что необходимо для получения большой мощности однонаправленной одночастотной генерации.

В [71] сообщается о получении в полумонолитной конструкции Nd:YAG-лазера одночастотной генерации мощностью 155 мВт при мощности накачки 1.2 Вт и возможности перестройки частоты излучения в диапазоне 2 ГГц. При этом ширина спектра излучения такого лазера, измеренная методом гетеродинамирования излучения двух идентичных лазеров, была меньше 100 кГц при времени измерения 20 мс. Еще больший диапазон перестройки (13.5 ГГц) получен в полумонолитном чип-лазере, схема которого показана на рис.4,в [69]. Для реализации такого диапазона перестройки чип-лазер выполняется из двух элементов, воздушный зазор между которыми регулируется с помощью пьезоэлектрика.

К лазерам этого типа следует отнести и кольцевые лазеры, резонатор которых образован активным элементом, имеющим брюстеровские торцы, плоскости которых развернуты на 1.5° , и двумя селективными зеркалами (см. рис.5 в [91]). Режим бегущей волны обеспечивается наложением продольного магнитного поля на активный элемент (YAG:Nd). Достоинством такой конструкции является минимальное число элементов и возможность оперативного изменения длины волны генерации (переход от $\lambda = 1.064$ мкм к $\lambda = 1.319$ мкм), поскольку в лазере отсутствуют внутрирезонаторные элементы с антиотражающими покрытиями.

6. Лазеры на микросферах

В последние годы значительное распространение получили твердотельные лазеры на микросферах (сферические лазеры) [92–97]. Активный элемент такого ла-

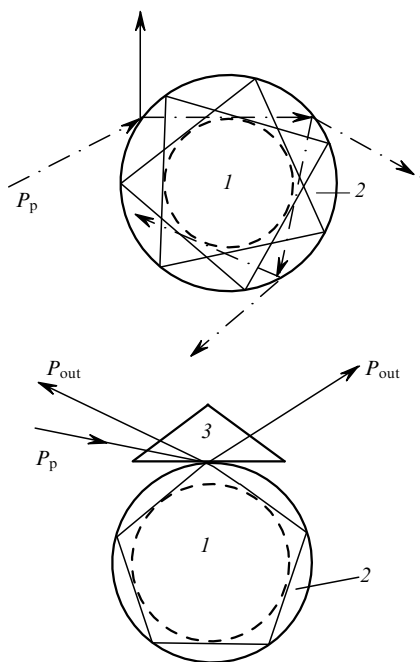


Рис.5. Принципиальные схемы возбуждения сферических лазеров: 1 – микросфера; 2 – область, в которой создается инверсия; 3 – стеклянная (кварцевая) призма.

зера представляет собой сферу небольшого (от долей миллиметра до нескольких миллиметров) диаметра, выполненную из активированного стекла или монокристалла. Оптическая обратная связь, необходимая для возникновения лазерной генерации, возникает вследствие полного внутреннего отражения от поверхности сферы (рис.5). Генерация в этом случае имеет место на модах «шепчущей галереи» [97].

Особенностями указанных лазеров являются их сверхмалые размеры и высокая добротность резонатора, достигающая $\sim 10^8 - 10^9$. Для таких лазеров характерен чрезвычайно низкий порог возникновения генерации, который может составлять всего несколько нановатт [98]. Эти обстоятельства делают возможным при использовании гелиевых температур создание микролазера, содержащего всего лишь несколько (!) активных ионов.

Возбуждение сферических лазеров может быть осуществлено сфокусированным излучением накачки двумя способами (рис.5). В первом случае возбуждающее излучение направляется на сферу под углом к касательной и после преломления попадает внутрь сферы, обходя ее в плоскости, содержащей центр сферы и волновой вектор волны накачки. Возбужденная область в этом случае имеет вид тора. Во втором случае к сфере прижимается призма, а сфокусированный пучок накачки попадает внутрь сферы через точку контакта. Направление распространения излучения накачки внутри сферы (а следовательно, и пространственное расположение возбужденной области) может изменяться при изменении направления входящего пучка накачки. В этом случае достаточно просто обеспечить условия полного внутреннего отражения не только для генерирующей волны, но и для волны накачки. Активная область при этом также имеет торообразный вид.

Генерация сферического лазера в зависимости от условий его возбуждения может происходить как на одной моде, так и на нескольких линейно поляризованных модах одновременно, причем вектор их поляризации может быть параллельным или перпендикулярным плоскости возбуждения.

Особенностью динамики излучения сферического лазера является то, что скорость спонтанного излучения внутри высокодобротной микросферы более чем в 10^3 раз превышает таковую в свободном пространстве. Это ведет к изменению характера релаксационных процессов и, как следствие, к вовлечению в генерацию новых переходов иона Nd^{3+} [97].

В отличие от лазеров, имеющих цилиндрическую симметрию и излучающих, как правило, на гауссовых модах, в случае сферических лазеров возможна (в зависимости от способа возбуждения) генерация и на других типах волн [99]. Повышенный интерес к лазерам на микросферах обусловлен возможностью их использования для проведения фундаментальных экспериментов в области квантовой электродинамики.

7. Твердотельные лазеры средней мощности

7.1. Пути повышения качества излучения

Рассмотрим теперь принципы построения ТЛПН, средняя мощность которых составляет несколько десятков ватт. Для увеличения выходной мощности излучения

в таких лазерах необходимо обеспечить возбуждение больших объемов активной среды. При этом, несмотря на высокую эффективность диодной накачки, простое увеличение мощности при использовании торцевой схемы (см. рис.1) малоэффективно из-за локального поглощения накачки, приводящего к возникновению паразитных тепловых эффектов. При создании непрерывных лазеров с мощностью более 10 Вт проблема отвода тепла от активного элемента становится весьма актуальной. Дело в том, что нагрев активного элемента ведет не только к повышению порога генерации, но и к снижению качества выходного излучения лазера, связанному с возникновением линзового эффекта, наведенного двулучепреломления и с возбуждением поперечных мод.

Качество выходного лазерного излучения обычно характеризуется параметром $M^2 = 2N + 1$ (где N – номер поперечной генерирующей моды наивысшего порядка). Этот параметр показывает, во сколько раз расходимость пучка излучения превышает дифракционный предел. Высокое качество пучка (малое M^2) может быть получено в результате оптимизации конструкции резонатора и существенного уменьшения влияния тепловых эффектов в активной среде, приводящего либо к полному исключению вредного влияния тепловой линзы, либо к ее компенсации.

Последнее требование может быть выполнено, если, например, тепловой поток будет коллинеарен направлению лазерного пучка в активной среде. Это достигается в конструкции лазера с активным элементом в виде тонкого диска, охлаждаемого с одной или обеих сторон (дисковые лазеры). Уменьшение вредного влияния тепловых эффектов имеет место при более или менее равномерном возбуждении всего объема активной среды, что происходит в так называемых слэб-лазерах. Естественно, что для получения высокого качества излучения генерация должна происходить на основной поперечной моде.

Одночастотная же высокостабильная генерация при значительных мощностях излучения (десятки ватт) обычно реализуется при использовании системы, состоящей из задающего генератора и мощного лазера-усилителя [98–99]. В качестве задающих генераторов в большинстве случаев применяются высокостабильные кольцевые чип-лазеры с мощностью излучения 100–400 мВт.

7.2. Лазеры с несколькими активными элементами

Использование торцевой полупроводниковой накачки при создании лазеров с мощностью излучения свыше 10 Вт привело к разработке новых конструкций оптических резонаторов, позволяющих применять одновременно несколько источников накачки, которые возбуждают различные участки активной среды.

Простейшей является конструкция, в которой активный элемент возбуждается с двух торцов (см. рис.1), что обеспечивает более равномерное возбуждение активного элемента и более равномерную тепловую нагрузку [100]. Оригинальной конструкцией, позволяющей получать большие (по сравнению с предыдущей схемой) мощности, является схема лазера, в резонаторе которого находятся два активных элемента, часто разделенных фазовой пластинкой [101].

Еще более эффективна конструкция лазера, основанная на использовании z-образных секций. В качестве примера на рис.6 приведена схема Nd:YVO₄-лазера ($\lambda = 1.06$ мкм), возбуждаемого четырьмя двадцативаттными

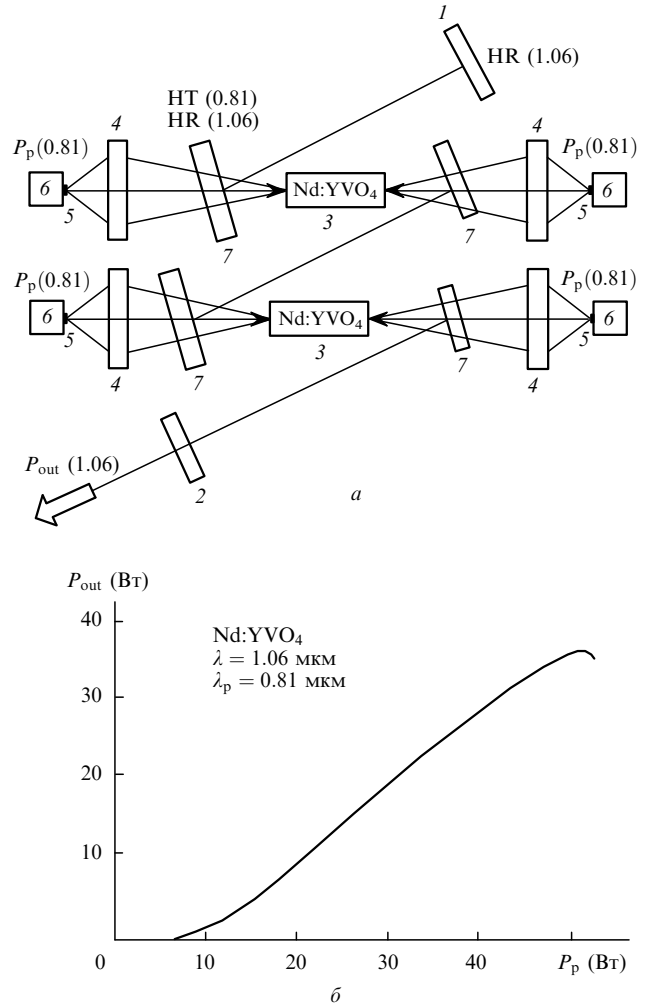


Рис.6. Принципиальная схема ТЛПН, состоящего из двух z-секций (а), и типичная зависимость непрерывной выходной мощности P_{out} ТЛПН на YVO₄:Nd с $M^2 < 1.1$ от мощности накачки P_p (б): 1 и 2 – глухое и выходное зеркала резонатора; 3 – активный элемент; 4 – микрообъектив; 5 – лазерный диод; 6 – термостабилизатор; 7 – поворотное зеркало.

диодными матрицами ($\lambda_p = 0.81$ мкм) со световодными концентраторами диаметром 1.1 мм [102]. Такая конструкция позволяет получить высокое качество выходного излучения ($M^2 = 1.1$) при достаточно высокой мощности. Это обусловлено тем, что использованная схема накачки позволяет минимизировать термические aberrации, фазовые искажения и тепловую фокусировку, характерные для мощных лазеров с торцевой накачкой. Выходная мощность лазера на основной моде TEM₀₀ составляет 35 Вт ($M^2 = 1.1$) при мощности накачки 56.5 Вт. Оптическая эффективность лазера равна ~62 %, а квантовая эффективность – 94 %.

Для снижения локальных тепловых нагрузок активного элемента и получения выходного излучения высокого качества можно использовать так называемый свернутый внутренний резонатор [31, 103]. В этом случае активный элемент выполняется в виде некоторой призмы с нанесенными на ее грани селективными зеркалами, обеспечивающими многократное прохождение излучения внутри призмы и продольную накачку с различных направлений (рис.7). Такая конструкция ТЛПН эквивалентна рассмотренной выше схеме с несколькими активными элементами.

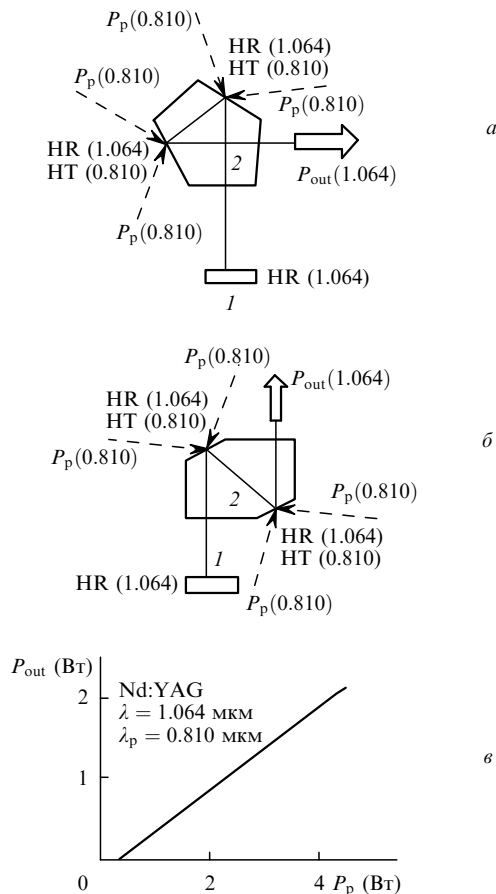


Рис. 7. Принципиальные схемы ТЛПН со свернутыми резонаторами (а, б) и типичная зависимость непрерывной выходной мощности P_{out} ТЛПН на YAG:Nd от мощности накачки P_p (е): 1 – глухое зеркало резонатора; 2 – активный элемент.

7.3. Слэб-лазеры

При создании ТЛПН средней мощности большое распространение получили слэб-лазеры [104–106]. В этих лазерах активный элемент имеет прямоугольное сечение, а излучение в нем распространяется по зигзагообразной траектории, испытывая полное внутреннее отражение от плоских граней активного элемента или отражаясь от нанесенных на них покрытий с высоким коэффициентом отражения.

При поперечной накачке слэб-лазеров с прямоугольным поперечным сечением активного элемента накачка в плоскости зигзагообразной траектории пучка излучения может производиться двумя способами: со стороны боковой грани слэб-лазера или с его торцевой стороны (рис.8). При этом последний вариант оказывается более предпочтительным для лазеров с большой мощностью, т. к. относительно просто решается проблема охлаждения активного элемента: площадь контакта с хладагентом в этом случае может быть достаточно большой (активный элемент обычно помещается между двумя медными хладагентами, тепло от которых отводится жидким хладагентом). Выходная мощность слэб-лазера может достигать сотен ватт.

Достоинством слэб-лазеров является то, что распределение механического напряжения внутри активного элемента, повторяющее распределение температурных нагрузок, оказывается более равномерным, его форма позволяет уменьшить термически наведенное двулучепреломление, а зигзагообразный ход лазерного пучка

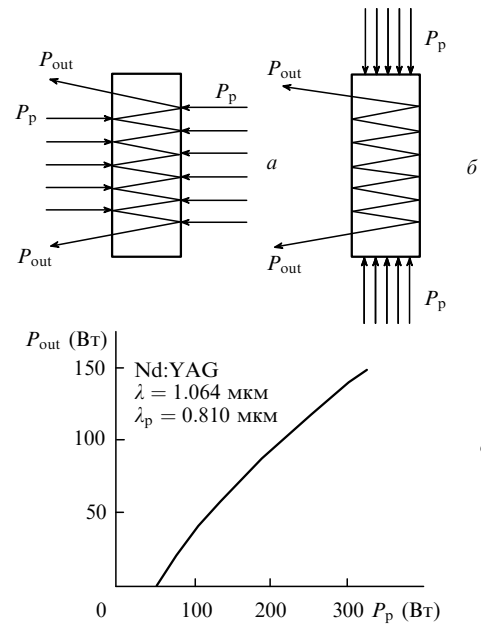


Рис. 8. Принципиальные схемы бокового (а) и торцевого (б) возбуждения слэб-лазеров и типичная зависимость непрерывной выходной мощности P_{out} слэб-лазера на YAG:Nd от мощности накачки P_p (е).

обеспечивает равномерное заполнение активного элемента излучением, что минимизирует действие термической линзы [104].

Интересной представляется схема лазера, исследованная в [105], которая сочетает в себе свойства кольцевого лазера и слэб-лазера. Этот лазер предназначен для использования в установке для поиска гравитационных волн, поэтому наряду с необходимостью получения значительной выходной мощности требуется предельно малая ширина спектра излучения и низкий уровень собственных шумов. Конструкция лазера содержит минимальное число элементов, теплоотвод осуществляется от обеих сторон слэба. Температура активного элемента с помощью термостабилизатора на основе эффекта Пельтье поддерживается с точностью до ± 5 мК. В таком лазере относительная ширина спектра излучения $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-16}$.

7.4. Дискосые лазеры

Еще одна возможность устранения нежелательных эффектов, связанных с неравномерностью плотности мощности накачки в активном элементе, связана с использованием в ТЛПН дискосых активных элементов [106, 107]. Одна из возможных реализаций лазера с дискосым резонатором показана на рис.9 [107]. Возбуждение активного элемента в этом случае осуществляется 25 лазерными диодами со световодными выходами, объединенными в один жгут; мощность каждого диода на выходе световода составляет 1.2 Вт. Излучение накачки с помощью системы из четырех сферических (диаметр 38 мм, радиус кривизны $r = 51$ мм) и одного плоского зеркал направляется на активный элемент.

Активный элемент (кристалл YAG, содержащий 8% Yb^{3+}), выполненный в виде диска толщиной 0.4 мм, находится в резонаторе, образованном сферическим ($r = 50$ см) зеркалом и зеркалом, нанесенным на обратный торец активного элемента. Система зеркал обеспечивает восьмикратное прохождение пучка накачки через активный элемент. Диаметр пучка накачки (а следова-

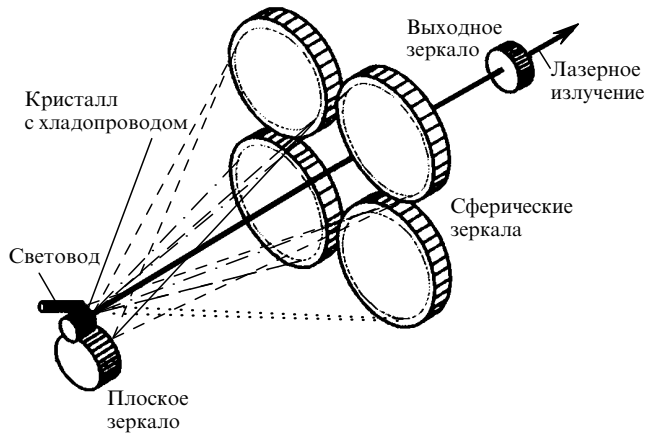


Рис.9. Схема лазера с дисковым резонатором [107].

тельно, и диаметр сечения каустики генерирующей моды) может достигать нескольких миллиметров, что обеспечивает возможность получения достаточно больших выходных мощностей. Охлаждение активного элемента осуществляется с помощью медного хладапровода, на котором крепится активный элемент. В таком лазере при мощности накачки 18.8 Вт (температура активного элемента 203 К) выходное излучение имело дифракционную расходимость при мощности 9.5 Вт, что соответствовало оптической эффективности 50.5 % и дифференциальной – 66.5 % [106].

Более мощные (с выходной мощностью свыше 300 Вт) непрерывные дисковые лазеры на YAG:Yb, использующие аналогичную схему накачки, рассмотрены в работе [107]. Заметим, что большая ширина линии усиления в кристалле YAG:Yb и эффективное охлаждение активного элемента обеспечивают возможность плавной перестройки длины волны излучения с помощью селективного внутрирезонаторного фильтра в диапазоне 1.018–1.053 мкм.

8. Мощные твердотельные лазеры

В последнее десятилетие наибольший прогресс был достигнут в создании мощных лазеров на YAG:Yb с полупроводниковой накачкой. Мощность таких лазеров в непрерывном режиме в настоящее время превысила 5 кВт [108–110]. Основными факторами, обеспечившими такой прогресс, являются прекрасные термомеханические свойства гранатовых матриц, содержащих Yb³⁺. Действительно, гранаты, активированные иттербием (YAG:Yb, Lu₃Al₅O₁₂:Yb³⁺ (LuAG:Yb)), характеризуются наименьшим тепловыделением при узкополосном возбуждении активной среды, что минимизирует влияние термоэффектов (возникновение тепловых линз и двулучепреломления) на лазерные параметры.

Одно из основных преимуществ (табл.2) иттербиевых лазеров перед Nd:YAG-лазерами обусловлено близостью полос поглощения и люминесценции. Для Yb:YAG-лазера, генерирующего на $\lambda = 1.029$ мкм, длина волны накачки $\lambda_p = 0.941$ мкм. Следствием этого является то, что только 11 % мощности накачки трансформируется в тепло, в то время как для Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1.064$ мкм, $\lambda_p = 0.81$ мкм) этот показатель достигает 37 %.

Большая ширина линии поглощения в кристаллах YAG:Yb обеспечивает малую критичность к длине волны накачки. Еще одним преимуществом Yb:YAG-лазера

Табл.2 [26].

Параметры активной среды	Yb:YAG	Nd:YAG
Длина волны накачки (мкм)	0.941	0.808
Ширина полосы поглощения (нм)	18	2
Сечение поглощения (10^{-20} см ²)	0.77	6.7
Длина волны излучения (мкм)	1.029	1.064
Сечение излучения (10^{-20} см ²)	2.1	28
Время жизни рабочего уровня (нс)	0.95	0.23
Энергия насыщения (Дж/см ²)	9.2	0.67
Интенсивность насыщения (кВт/см ²)	9.7	2.9

при генерации больших мощностей является более высокая (по сравнению с Nd:YAG-лазером) интенсивность насыщения, что позволяет использовать активные элементы малого (несколько миллиметров) диаметра.

Для получения максимальных мощностей генерации в непрерывном режиме одной из оптимальных схем накачки является схема, в которой цилиндрический активный элемент возбуждается с разных сторон излучением диодных решеток (матриц), как показано на рис.10, а. Число источников накачки в таких схемах может варьироваться от двух до восьми. В [110] сообщается о создании непрерывного Nd:YAG-лазера, возбуждаемого с пяти сторон десятью диодными решетками. Активный элемент (диаметр 8 мм, длина 118 мм) находился внутри прозрачной трубки с текущим хладагентом. Трубка имела просветляющее покрытие на длине волны $\lambda_p = 0.807$ мкм. Излучение диодных решеток фокусировалось цилиндрическими линзами внутрь активного элемента. Погонная плотность мощности накачки составляла 380 Вт/см. Выходные характеристики лазера, состоящего из двух одинаковых блоков, показаны на рис.10, б. Длина резонатора лазера составляла 400 мм, коэффициент отражения выходного зеркала – 70 %.

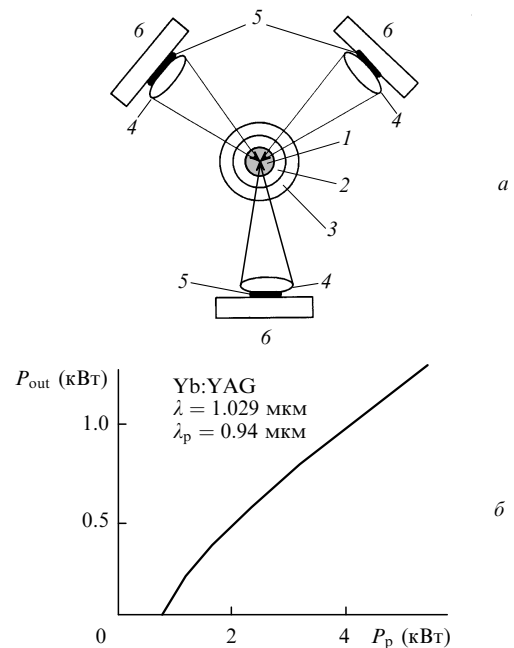


Рис.10. Принципиальная схема, поясняющая конструкцию мощного ТЛПН (сечение плоскостью, перпендикулярной оси резонатора) (а), и зависимость выходной мощности ТЛПН на YAG:Yb от мощности накачки (б): 1 – активный элемент; 2 – охлаждающая жидкость; 3 – прозрачная трубка; 4 – цилиндрическая линза; 5 – полупроводниковые матрицы; 6 – термостабилизатор.

В работе [111] приводятся результаты исследования Yb:YAG-лазера с мощностью излучения 1080 Вт, работающего на основной поперечной моде. Лазер имеет два активных элемента, разделенных для компенсации двулучепреломления 90-градусным кварцевым вращателем.

Еще большие мощности излучения были получены в многосекционном лазере. Так, в [112] сообщается о создании трехсекционного ТЛПН с мощностью излучения 5.1 кВт при КПД 20.5 %. В лазере применялись активные YAG:Nd-элементы диаметром 8 мм и длиной 200 мм. Каждая секция возбуждалась с трех сторон диодными линейками мощностью 1.5 кВт каждая. В качестве активных элементов в мощных непрерывных лазерах наряду с YAG:Yb могут быть использованы и другие кристаллы, активированные ионами Yb^{3+} (например, $\text{Sr}(\text{PO}_4)_3\text{Yb}^{3+}$, $\text{BaCaVO}_3\text{F:Yb}^{3+}$, $\text{U}_5\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Yb}^{3+}$).

Очевидно, что получение больших выходных мощностей невозможно без эффективного охлаждения активного элемента. В случае поперечной накачки охлаждение, как правило, осуществляется теплоносителем, проходящим через прозрачную трубку, в которой находится активный элемент.

9. Волоконные лазеры

Еще одно быстро развивающееся направление – это разработка и создание волоконных лазеров с полупроводниковой накачкой, которые тоже можно отнести к ТЛПН [47–49, 113–117]. Эти лазеры очень широко используются в оптической связи. Активным элементом таких лазеров является волоконный световод, сердцевина которого активирована ионами редкоземельных элементов (Nd^{3+} , Er^{3+} , Yd^{3+} и др.).

Возможны две принципиальные схемы возбуждения волоконных лазеров: в первой излучение накачки непосредственно вводится в активную сердцевину, а во второй (при использовании световода с двойной оболочкой) оно поступает во внешнюю светоотражающую оболочку и, испытывая на ней полное внутреннее отражение, распространяется по внутренней оболочке и сердцевине световода. При этом излучение накачки эффективно поглощается активными ионами, обеспечивая при наличии обратной связи, создаваемой оптическим резонатором, условия для возникновения генерации в сердцевине волокна с поперечными размерами, которые могут изменяться от нескольких единиц до нескольких сотен микрометров.

Существует несколько схем оптических резонаторов для световодных лазеров, например схема, в которой зеркала резонатора наносятся непосредственно на отполированные торцы световода, или схема, в которой в качестве отражателей используются обычные диэлектрические зеркала, согласованные со световодом с помощью микрообъективов. Однако наиболее эффективным оказалось применение брэгговских зеркал (брэгговских решеток), «записываемых» непосредственно внутри световода и имеющих высокие коэффициенты отражения на фиксированных длинах волн.

Успехи в развитии волоконных лазеров в значительной мере обусловлены применением новых технологий создания световодов с минимальными потерями на длине волны генерации и световодов, обеспечивающих эффективное нелинейное преобразование излучения накачки в Stokesовы компоненты.

Весьма перспективным представляется также полу-

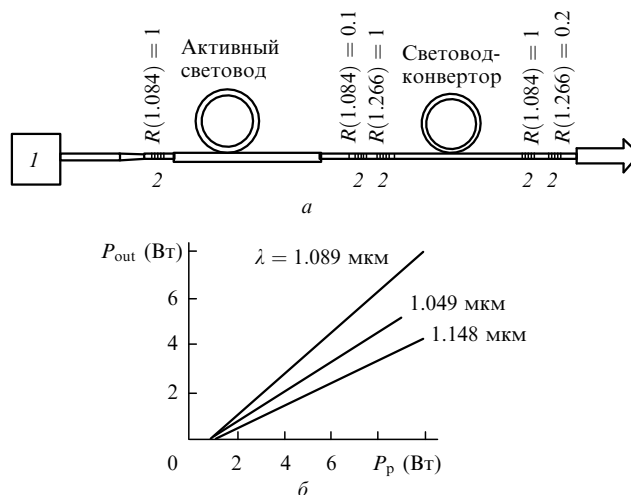


Рис.11. Принципиальная схема световодного лазера с внутриврезонаторным ВКР-конвертором (а) и зависимость выходных характеристик лазера на разных резонансных длинах волн от мощности накачки (б) [115]:

1 – полупроводниковый излучатель; 2 – брэгговские решетки; R – коэффициент отражения.

чившее широкое распространение многофункциональное использование элементов волоконного лазера (объединение брэгговских отражателей с активной средой, синхронизатора мод с источником накачки, включение источника накачки непосредственно в состав резонатора лазера (см., напр., [115, 116]).

В настоящее время мощность излучения непрерывных волоконных лазеров на основе световодов, легированных ионами Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} и другими, может достигать десятков ватт. В качестве примера на рис.11 приведена схема волоконного лазера на иттербиевом световоде [115]. Активный световод, изготовленный MCVD-методом, имеет активную сердцевину диаметром 5 мкм и внутреннюю оболочку квадратного сечения со стороной 120 мкм. Излучение на длине волны накачки в оболочке световода полностью поглощалось на длине резонатора $L = 16$ м. Внешняя оболочка световода была выполнена из силиконовой резины, показатель преломления которой обеспечивал для излучения накачки входную числовую апертуру 0.38–0.4, что позволило получить эффективность накачки ~ 96 %.

Резонатор лазера был образован брэгговской решеткой с коэффициентом отражения $R = 99$ % и выходным торцом световода ($R = 4$ %). Источником накачки служил полупроводниковый лазер ($\lambda_p = 0.978$ мкм) мощностью 10 Вт со световодным выходом диаметром 250 мкм. Оптические потери при сварке этого световода с активным волокном не превышали 0.2 дБ. Дифференциальная эффективность волоконного лазера составляла 83 %, квантовая – 90 %.

10. Расширение функциональных возможностей ТЛПН

Применение полупроводниковой накачки открывает широкие возможности в области разработки и создания современных высокоэффективных лазерных устройств нового поколения. На повестку дня ставится создание миниатюрных высокостабильных непрерывных лазеров, обладающих высокой надежностью и имеющих большой ресурс работы, лазеров, работающих в режимах мо-

дулированной добротности и синхронизации мод, генераторов оптических гармоник и преобразователей частоты и других лазерных устройств.

10.1. Модуляция добротности

Наряду с твердотельными непрерывными лазерами широкое применение имеют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности. Несмотря на то что реализация режима модуляции добротности в ТЛПН практически ничем не отличается от его реализации в традиционных лазерах с ламповой накачкой, использование полупроводниковой накачки обеспечивает существенный прогресс и в этом случае.

Модуляция добротности в ТЛПН осуществляется с помощью тех же технических приемов (применение насыщающихся фильтров, акустооптических и электрооптических затворов), что и в традиционных лазерах. Малая длина резонатора в ТЛПН позволяет достаточно просто, используя насыщающиеся фильтры, получать импульсы предельно малой длительности.

Достаточно мощные компактные ТЛПН с модуляцией добротности могут быть реализованы при использовании в качестве просветляющегося фильтра кристаллов YAG:Cr. В этом случае возможно получение импульсов длительностью несколько наносекунд с энергией порядка 1.5 мДж (см., напр., [118–120]). Весьма перспективным представляется применение активных сред, обеспечивающих самомодуляцию добротности. В качестве такой среды могут быть использованы, например, кристаллы YAG:Nd³⁺:Cr⁴⁺ [60].

Активными средами для ТЛПН, в принципе, могут быть практически все известные активные кристаллы. Для реализации режима модулированной добротности желательно применять кристаллы с большим временем жизни T_1 метастабильного уровня. Среди таких кристаллов можно отметить Sr₅(PO₄)₃F:Yb³⁺ [121, 122]. Достоинством этого кристалла (особенно при длине волны генерации 0.985 мкм) является близость длин волн излучения и накачки ($\lambda_p = 0.9$ мкм), обеспечивающая высокую квантовую эффективность, равную 0.91 [123].

Таким образом, все преимущества полупроводниковой накачки (возможность создания миниатюрных высокостабильных лазеров, их высокий КПД, высокое качество излучения (малое M^2), отсутствие проблем с охлаждением, высокая надежность и большой срок службы) в полной мере реализуются в ТЛПН, работающих в режиме модулированной добротности.

Кроме того, использование полупроводниковой накачки в таких лазерах дает им и некоторые дополнительные преимущества, которые связаны, в первую очередь, с созданием твердотельных лазеров с предельно короткими резонаторами ($L < 1$ см). В этом случае оказывается возможной генерация коротких импульсов излучения длительностью порядка 1–2 нс при пассивной модуляции добротности. Малое тепловыделение в активных элементах ТЛПН способствует получению высоких частот следования импульсов излучения при работе в периодическом («пулеметном») режиме.

Для целого ряда практических применений лазеров с модулированной добротностью важную роль играет высокое качество лазерного излучения, которое трудно обеспечить при ламповой накачке.

Пространственная однородность возбуждения активной среды и меньшие тепловые нагрузки позволяют

реализовывать ТЛПН с модуляцией добротности, в которых $M^2 = 2.4$ при средней мощности излучения 183 Вт и частоте повторения импульсов 5 кГц [124]. Высокая эффективность ТЛПН, работающих в режиме модулированной добротности, открывает широкие перспективы их использования в установках для термоядерного синтеза [125–127]. В связи с этим не удивителен и интерес к созданию ТЛПН, генерирующих импульсы с предельно высокой энергией.

В настоящее время создана лазерная установка на основе ТЛПН, позволяющая получать импульсы с энергией 10 Дж и частотой следования порядка 10 Гц [128]. Эта установка состоит из задающего генератора – ТЛПН на LiYF₄:Nd³⁺ (YLF:Nd) ($\lambda = 1.053$ мкм), работающего в режиме модулированной добротности, восьмипроходного слэб-предусилителя и основного усилителя из активированного ионами Nd³⁺ стеклянного активного элемента размером 523 × 119 × 20 мм, работающего на длине волны 1.053 мкм и накачиваемого полупроводниковыми лазерными матрицами ($\lambda_p = 0.803$ мкм) мощностью 200 кВт. Плотность мощности накачки составляет 2.6 кВт/см² при длительности импульса накачки 0.25 мс.

Излучение лазерной системы представляет собой импульсы с энергией около 10 Дж и длительностью 20 нс. Его расходимость всего в два раза превышает дифракционный предел ($M^2 = 2$). Рассматриваемая установка является масштабируемым прототипом лазерной установки (лазерного драйвера), на которой предполагается получить импульсы с энергией 4 МДж, необходимые для исследований в области термоядерного синтеза [129].

10.2. Синхронизация мод

Применение полупроводниковой накачки стимулирует дальнейшее развитие и особенно практическое внедрение твердотельных лазеров, работающих и в режиме синхронизации мод. Использование полупроводниковой накачки обеспечивает создание малогабаритных высокостабильных генераторов с длительностью импульсов излучения от десятков пикосекунд до единиц фемтосекунд [130–135].

Предельно малая инерционность полупроводниковых излучателей позволяет легко реализовать режим вынужденной синхронизации мод в ТЛПН (включая синхронизацию мод в волоконных лазерах) при непосредственной модуляции излучения накачки на частоте межмодовых биений.

Отметим, что в последние годы для реализации режима синхронизации мод часто применяются зеркала с нанесенным полупроводниковым нелинейным поглотителем. Это позволяет значительно упростить конструкцию лазера и повысить его ресурс и надежность [134].

Одно из направлений физики твердотельных лазеров, прогресс в котором достигнут благодаря полупроводниковой накачке, – генерация УКИ с частотой следования несколько десятков гигагерц [130, 131]. В работе [136], например, описан ТЛПН на YVO₄:Nd, позволяющий генерировать УКИ с длительностью 6 пс и частотой следования 59 ГГц. Лазер представляет собой активный элемент длиной 1.15 мм, на сферический торец которого нанесено селективное зеркало, а плоский просветленный торец находится в контакте с полупроводниковым насыщающимся поглотителем из In_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs. Плотность энергии насыщения такого нелинейного поглотителя составляет ~100 мкДж/см². При мощности накачки

550 мВт средняя выходная мощность лазера, работающего в режиме синхронизации мод, равна 28 мВт, а энергия отдельного УКИ – 1.7 пДж. В режиме синхронизации мод с высокой (гигагерцевой) частотой следования УКИ могут работать и световодные лазеры [137].

Стандартные фемтосекундные лазеры обеспечивают получение УКИ с пиковой мощностью порядка сотен киловатт и частотой следования ~ 100 МГц. Использование многопроходных резонаторов позволяет снизить частоту следования УКИ до 15 МГц и увеличить их пиковую мощность до 0.5 МВт в лазерах с керровской синхронизацией мод [138].

Еще большая пиковая мощность УКИ может быть получена в лазерах с внутрирезонаторными оптическими линиями задержки, позволяющими значительно увеличить эффективную длину резонатора [139]. В этом случае при фиксированной мощности накачки энергия УКИ и их пиковая мощность увеличиваются почти на порядок.

Пример использования внутрирезонаторных оптических линий задержки приведен в работе [140], где исследуется лазер на $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, генерирующий УКИ ($\lambda = 0.8$ мкм) с длительностью 23.5 фс, пиковой мощностью 0.9 МВт и частотой следования 7.2 МГц. Синхронизация мод в этом лазере была реализована в резонаторе с керровской линзой. Детально различные методы синхронизации продольных мод в твердотельных лазерах рассмотрены в [141].

10.3. Непрерывные перестраиваемые лазеры

Впечатляющие успехи достигнуты и при использовании полупроводниковой накачки при создании перестраиваемых лазеров (см., напр., [142 – 144]). Применение активных сред с широкой линией люминесценции ($\text{LiCAF}:\text{Cr}$, $\text{LiSAF}:\text{Cr}$, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}^{4+}$) в сочетании с полупроводниковой накачкой перспективно для создания малогабаритных высокостабильных ТЛПН с большим диапазоном перестройки частоты генерации.

При возбуждении перестраиваемых лазеров полупроводниковая накачка может быть использована как непосредственно для накачки активной среды таких лазеров, для чего необходима достаточно большая мощность излучения в ТЕМ₀₀-мод, так и для накачки непрерывного твердотельного лазера, одномодовое излучение которого уже непосредственно используется для возбуждения перестраиваемого лазера.

10.4. Генерация гармоник и преобразование частоты

Разработка преобразователей частоты излучения (генераторов гармоник, параметрических генераторов, ВКР-преобразователей, генераторов суммарных и разностных частот) образует самостоятельное, также быстро развивающееся направление лазерной физики и лазерной техники. Мы не будем рассматривать традиционные схемы преобразования частот, когда преобразование происходит в отдельном нелинейном элементе, находящемся либо внутри резонатора, либо вне его. Коротко остановимся лишь на возможности самопреобразования частот в ТЛПН. Эта возможность связана с использованием в качестве активных элементов в таких лазерах нелинейно-активных сред, обеспечивающих не только генерацию когерентного излучения, но и эффективное самопреобразования частоты этого излучения непосредственно в резонаторе ТЛПН [145 – 147].

Отметим, что самопреобразование частоты (в част-

ности, самоудвоение частоты в миниатюрных чип-лазерах) имеет свою специфику по сравнению с преобразованием частоты в традиционных лазерах, состоящих из дискретных элементов, в которых оптимизация параметров нелинейного элемента не представляет собой особой трудности. В связи с этим особое значение приобретает проблема оптимизации параметров при самоудвоении частоты в миниатюрных лазерах, что достигается при использовании так называемых двойных резонаторов, т. е. резонаторов, которые имеют высокую добротность не только на частоте генерации, но и на частоте второй гармоники [148].

Особенно эффективно самопреобразование частоты происходит в активных элементах, где искусственным образом созданы распределенные доменные структуры. Применение этих структур значительно облегчает реализацию условий фазового синхронизма при генерации гармоник и ВКР. О такой реализации в чип-лазере на $\text{LiNbO}_3:\text{Nd}^{3+}$ сообщается, например, в [149].

Еще одно перспективное направление связано с созданием ТЛПН, в которых одновременно происходит не только самоудвоение, но и самосуммирование частот. Такие процессы имеют место, например, в лазере на $\text{BaNaNb}_5\text{O}_{15}:\text{Nd}^{3+}$ [150]. Исследования в этом направлении тесно связаны с поиском и созданием новых нелинейно-оптических активных кристаллов. Весьма перспективным представляется использование и ВКР-преобразования в активном элементе ТЛПН.

Наиболее эффективно самопреобразование частот происходит в световодных лазерах (см., напр., [115]). Это связано с малым сечением световода и, следовательно, с высокой плотностью мощности в нем. Для преобразования частоты излучения в световодных лазерах эффективно применение ВКР-конверторов [115]. Особенно оно эффективно в иттербиевых волоконных лазерах, связанных с ВКР-конверторами на основе фосфорно-силикатных световодов (рамановский сдвиг в последних составляет 1330 см^{-1}). В качестве примера на рис. 11 показаны выходные характеристики такого лазера [115].

С точки зрения получения высокого качества излучения большое значение имеет использование адаптивных лазерных резонаторов [151, 152]. При этом наиболее перспективной представляется разработка самоадаптивных резонаторов, в которых происходит самокоррекция внутрирезонаторных aberrаций. Возможная конструкция лазера с самоадаптивным резонатором рассмотрена в работе [152], где описан непрерывный $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ -лазер, генерирующий излучение на одной продольной моде с выходной мощностью 7 Вт.

11. Заключение

Таким образом, в настоящее время развитие твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой идет в направлении совершенствования конструктивных особенностей и оптимизации выходных характеристик

- высокостабильных одночастотных монолитных миниатюрных линейных и кольцевых лазеров;
- микролазеров, работающих на «шепчущих» модах;
- слаб-лазеров мощностью несколько десятков ватт;
- лазеров с выходной мощностью более 1 кВт;
- лазеров с самопреобразованием частоты излучения;
- световодных лазеров, включая лазеры с ВКР-преобразованием.

Немаловажное значение имеет расширение функциональных возможностей ТЛПН, связанных как с перестройкой частоты излучения, так и с ее стабилизацией по внешнему эталону. Самостоятельным направлением является разработка лазерных систем с использованием внутрирезонаторных нелинейно-оптических элементов для преобразования частоты излучения (генерации гармоник, стоксовых и антистоксовых компонент излучения при ВКР и др.).

Большое значение для дальнейшего развития ТЛПН имеют достаточно успешный поиск и создание новых высокоэффективных активных сред, включая нелинейно-магнитооптические среды, а также среды с высокой концентрацией активных ионов, обеспечивающие получение высоких коэффициентов усиления.

Использование полупроводниковой накачки значительно повышает эффективность и стабильность генерации, существенно уменьшает габариты и энергопотребление твердотельных лазеров, работающих в самых различных режимах генерации: при синхронизации мод и модуляции добротности, внутрирезонаторном удвоении и самоудвоении частоты генерации, внутрирезонаторном преобразовании (конверсии) частоты излучения, параметрических процессах, ВКР и ВРМБ.

Накопленный опыт создания и практического использования различных ТЛПН свидетельствует о том, что продольная (торцевая) схема возбуждения является наиболее предпочтительной для твердотельных лазеров, генерирующих в одночастотном режиме при умеренных выходных мощностях. При такой схеме накачки возможны как эффективное согласование возбуждаемого объема активной среды с объемом TEM_{00} -моды резонатора, так и оптимальный выбор длины активной среды, обеспечивающий полное поглощение мощности накачки и максимально возможный КПД.

Монолитные кольцевые лазеры позволяют получать предельно низкие уровни квантовых флуктуаций излучения, весьма близкие к теоретическому пределу.

В настоящее время достаточно хорошо исследованы монолитные кольцевые лазеры с оптически однородными активными средами. Однако представляет большой интерес использование в таких лазерах одноосных и двухосных активных элементов.

Особого внимания требует исследование возможности управления фазовым сдвигом при полных внутренних отражениях в монолитных конструкциях чип-лазеров, что может быть реализовано при нанесении специальных диэлектрических покрытий, изменяющих фазовый сдвиг при полном внутреннем отражении. Также представляет интерес исследование возможности применения зеркал с магнитооптическими свойствами (использование магнитооптического эффекта Керра).

Еще одно направление, получившее развитие в последние годы, связано с исследованием магнитооптики твердотельных лазеров (особенно кольцевых) [153, 154].

Можно выделить два основных направления развития ТЛПН мощностью несколько десятков ватт и более: создание собственно мощных лазерных систем и создание лазерных систем, использующих задающий генератор с последующим усилением его излучения. Выбор того или иного направления диктуется такими факторами, как требуемый модовый состав излучения, максимальная выходная мощность, частотная и амплитудная стабильность выходного излучения, пространственная

когерентность и пространственный профиль пучка излучения.

Подведем некоторые итоги. Можно смело утверждать, что использование полупроводниковой накачки знаменует собой новый этап в развитии лазерной физики и лазерной техники. Необходимо отметить, что ТЛПН, кроме всего прочего, обладают большей надежностью и намного большим ресурсом, чем традиционные лазеры.

Одночастотные ТЛПН с выходной мощностью до 100 мВт в настоящее время уже полностью вытеснили традиционные лазеры с ламповой накачкой. В ближайшей перспективе – создание микроминиатюрных твердотельных лазеров, по своим габаритам не намного превышающих сами полупроводниковые лазеры.

ТЛПН с непрерывной мощностью излучения до 1 кВт также имеют значительные преимущества перед лазерами с ламповой накачкой: более высокое качество излучения, меньшее тепловыделение, более простую систему охлаждения, значительно большую стабильность, меньший уровень собственных шумов, большую долговечность. КПД таких лазеров в несколько раз превышает КПД традиционных лазеров.

ТЛПН с выходной мощностью несколько десятков ватт также вытесняют из употребления в области науки и техники традиционные лазеры с ламповой накачкой. Такие ТЛПН уже выпускаются серийно.

В настоящее время созданы ТЛПН с непрерывной мощностью излучения, превышающей 5 кВт. Широкое распространение таких лазеров несколько сдерживается лишь высокой стоимостью излучающих полупроводниковых матриц. Однако есть все основания полагать, что это лишь временное явление. ТЛПН, работающие в режиме синхронизации мод, сегодня уже широко применяются в лабораторной практике.

Реальным представляется использование в ближайшее время полупроводниковой накачки и в твердотельных лазерах с модуляцией добротности при энергии импульса до нескольких джоулей.

Автор признателен Ю.М.Попову за конструктивные замечания, А.С.Семенову за внимание к работе и Ю.М.Кропачевой за помощь при ее оформлении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 99-02-16054).

1. Hughes D.W., Barr J.R. *J.Phys.D.*, **25**, 563 (1992).
2. Fan T.Y., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **24**, 895 (1988).
3. Konno S., Fujikawa S., Yasui K. *Techn.Dig.Conf.on Advanced Solid-State Lasers* (Seattle, USA, 2001, p. 9).
4. Bollig C., Yayward R.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Optics Letts*, **23**, 1757 (1998).
5. Clarkson W.A., Hardman P.J., Hanna D.C. *Optics Letts*, **23**, 1363 (1998).
6. Akiyama Y., Takase T., Takada A., Yuasa H., Ono A. *Techn.Dig. CIEO '99* (San Francisco, USA, 1999, p. 31).
7. Kane T.J., Byer R.L. *Optics Letts*, **10**, 65 (1985).
8. Park J.P., Yoon T.H., Chung M.S., Le H.W. *Appl.Optics*, **38**, 4566 (1999).
9. Richards J., McInnes A. *Optics Letts*, **20**, 371 (1995).
10. Hirano Y., Koyata Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T. *Optics Letts*, **24**, 679 (1999).
11. Marshall C.D., Smith L.K., Beach R.J., Emanuel M.A., Schaffers K.I., Skidmore J., Payne S.A., Chai B.H. *IEEE J.Quantum Electron.*, **32**, 650 (1996).
12. Alfrey A.J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **30**, 2350 (1994).
13. Berger J., Welch D.F., Streifer W., Seifres D.R., Hoffman N.J., Smith J.J., Radecki D. *Optics Letts*, **13**, 306 (1988).

14. Bollig C., Hayward R.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Optics Letts*, **23**, 1757 (1998).
15. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
16. Eliseev P.G., Bezotosny V.V. *Proc.SPIE*, **3688**, 2 (1999).
17. Cuthbertson J.P., Dixon G.J. *Optics Letts*, **16**, 386 (1991).
18. Hall G.J., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **19**, 57 (1994).
19. Кравцов Н.В., Пашинин П.П., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **28**, 223 (1999).
20. Hall G.J., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **19**, 557 (1994).
21. Kretschmann H.M., Heine F., Ostroumov V.G., Huber G. *Optics Letts*, **22**, 466 (1997).
22. Dinerman F.J., Moulton P.F. *Optics Letts*, **19**, 1143 (1994).
23. Brauch U., Giesen A., Karszewski M., Siewen C., Voss A. *Optics Letts*, **20**, 713 (1995).
24. Fan T.Y., Huber G., Byer R.L., Mitzeherlich P. *Optics Letts*, **12**, 678 (1987).
25. Stoneman R.C., Estrowitz L. *Optics Letts*, **15**, 486 (1990).
26. Sumida D.S., Betin A., Bruesselbach H., Byren R., Matthews S., Reeder R., Mangir M.S. *Laser Focus World*, № 6, 63 (1999).
27. Каминский А.А., Саркисов С.Э., Павлюк А.А. и др. *Изв. АН СССР. Сер. Неорганич. матер.*, **16**, 720 (1980).
28. Сычугов В.А., Михайлов В.А., Кондратюк В.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 13 (2000).
29. Conroy R.S., Kemp A.J., Friel G.J., Sinclair B.D. *Optics Letts*, **22**, 1781 (1997).
30. Загуменный А.И., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Никольский М.Ю., Прохоров А.М., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **20**, 1152 (1993).
31. Scheps R., Myers J., Mizell G., Yates K. *IEEE J.Quantum Electron.*, **30**, 2132 (1994).
32. Clarkson W.A., Hardman P.J., Hanna D.C. *Optics Letts*, **23**, 1363 (1998).
33. Hirano Y., Yanagisawa T., Ueno S., Tajime T. *Optics Letts*, **25**, 1168 (2000).
34. Frei B., Balmer J.E. *Appl.Optics*, **33**, 6942 (1994).
35. Snell K.J., Lee D., Wall K.F. *Techn.Dig.CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 200).
36. Hanson F. *Optics Letts*, **14**, 675 (1989).
37. Poirier P., Hanson F. *Appl.Optics*, **35**, 364 (1996).
38. Kopf D., Keller U. *Optics Letts*, **22**, 99 (1999).
39. Zenzie H.H., Finch A., Moulton P.E. *Optics Letts*, **21**, 2207 (1995).
40. Laperle P., Snell K.J., Chandonnet A., Galarneau P. et al. *Appl. Optics*, **36**, 5053 (1997).
41. Cordova-Piazza A., Fan T.Y., Digonnet M.J., Byer R.L., Shaw H.J. *Optics Letts*, **13**, 209 (1988).
42. Чиркин А.С., Волков В.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю. *Квантовая электроника*, **30**, 847 (2000).
43. Bartschke J., Knappe R., Boller K.J., Wallenstein R. *IEEE J.Quantum Electron.*, **33**, 2295 (1997).
44. Schutz I., Freitag I., Wallenstein R. *Optics Letts*, **24**, 127 (1999).
45. Gu X., Makarov M., Ding Y.J., Khurgin J., Risk W. *Optics Letts*, **24**, 127 (1999).
46. Кузьмин О.В., Кузьмичева Г.И., Кутовой С.А. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 53 (1998).
47. Alcock I.P., Ferguson A.I., Hanna D.C., Tropper A.C. *Optics Letts*, **11**, 709 (1986).
48. Jackson S.D., King T.A., Pollnau M. *Optics Letts*, **24**, 1133 (1999).
49. Glas P., Naumann M., Schirmacher A., Unger S., Pertsch T. *Appl. Optics*, **37**, 8434 (1998).
50. Fan T.Y., Sanchez A. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 311 (1990).
51. Sherman J. *Appl.Optics*, **37**, 7789 (1998).
52. Chen Y.F., Liao T.S., Kao C.F., Huang T.M., Lin K.H., Wang S.C. *IEEE J.Quantum Electron.*, **32**, 2010 (1996).
53. Lapota P., Brussard M. *IEEE J.Quantum Electron.*, **27**, 231 (1991).
54. Flood C.J., Guiliani G., Van Driel H.M. *Optics Letts*, **15**, 215 (1990).
55. Zayhowski J.J., Mooradian A. *Optics Letts*, **14**, 24; 618 (1989).
56. Otsuka K., Kubodera K. *IEEE J.Quantum Electron.*, **16**, 538 (1980).
57. Алпатъев А.Н., Данилов А.А., Никольский М.Ю. и др. *Труды ИОФАН*, **26**, 107 (1990).
58. Kintz G.J., Baer T. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 1457 (1990).
59. Scheps R., Myers J.F., Mizell G. *Appl.Optics*, **33**, 5546 (1994).
60. Zhou S., Lee K.K., Chen Y.C., Li S. *Optics Letts*, **18**, 511 (1993).
61. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Physics*, **3**, 21 (1993).
62. Scheps R., Myers J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 413 (1990).
63. Hall G.J., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **19**, 37 (1994).
64. Kane T.J., Byer R.L. *Optics Letts*, **10**, 65 (1985).
65. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Optics Letts*, **12**, 248 (1987).
66. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 2423 (1989).
67. Cheng E.A., Kane T.J. *Optics Letts*, **16**, 478 (1991).
68. Kane T.J., Cheng E.A. *Optics Letts*, **13**, 970 (1988).
69. Trutna W.R., Donald D.K. *Optics Letts*, **15**, 369 (1990).
70. Chen D., Fincher C.L., Hinkley D.A., Chodzko R.A., Rose T.S., Fields R.A. *Optics Letts*, **20**, 1203 (1995).
71. Park J.R., Yoon T.H., Chung M.S., Lee H.W. *Appl.Optics*, **38**, 4566 (1996).
72. Nilsson A.C., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **25**, 767 (1989).
73. Бойко Д.Л., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **25**, 361 (1998).
74. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **25**, 366 (1998).
75. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Optics Letts*, **12**, 248 (1987).
76. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).
77. Nabors C.D., Farinas A.D., Day T., Yang S.T., Gustafson E.K., Byer R.L. *Optics Letts*, **14**, 1189 (1989).
78. Martin K.I., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Optics Comms*, **135**, 89 (1997).
79. Owyong A., Esherrick P. *Optics Letts*, **12**, 999 (1987).
80. Kane T.J., Cheng A.P. *Optics Letts*, **13**, 970 (1988).
81. Кравцов Н.Н., Шабатько Н.М. *Квантовая электроника*, **22**, 793 (1995).
82. Шабатько Н.М., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **21**, 709 (1994).
83. Zayhowski J.J., Kaszenheimer J.A. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 1118 (1992).
84. Shawlow A.L., Townes C.H. *Phys.Rev.*, **112**, 1940 (1958).
85. Кружалов С.В., Парфенов В.А., Пахомов Л.Н., Петрунькин В.Ю. *Письма в ЖТФ*, **11**, 270 (1985).
86. Arie A., Schiller S., Gustafson E.K., Byer R.L. *Optics Letts*, **17**, 1204 (1992).
87. Ye J., Ma L.S., Hall J.L. *IEEE Trans.Instr.Meas.*, **46**, 178 (1997).
88. Arie A., Byer R.L. *Optics Letts*, **18**, 505 (1993).
89. Day T., Gustafson E.K., Byer R.L. *IEEE J.Quantum Electron.*, **28**, 1106 (1992).
90. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 441 (1993).
91. Hall G.J., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **19**, 557 (1994).
92. Lefevre-Seguine V. *Optical Materials*, **11**, 153 (1999).
93. Klimov V.V., Ducloy M., Letokhov V.S. *J.Mod.Optics*, **43**, 549 (1996).
94. Baer T. *Optics Letts*, **12**, 392 (1987).
95. Sandoghar V., Treussat F., Hare J., Lefevre-Seguine V., Raimond J.M., Haroche S. *Phys.Rev.A*, **54**, 1777 (1996).
96. Braunstein D., Khazanov A.M., Koganov G.A., Shuker P. *Phys.Rev.A*, **53**, 3565 (1996).
97. Ilchenko V.S., Yao X.S., Maleki L. *Techn.Dig.CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 600).
98. Veitch P.J., Munch J., Hamilton M.W., Ottaway D., Greentree A., Tikhomirov A. *Aust.J.Phys.*, **48**, 999 (1995).
99. Pierre R.J., Mordaunt D.W., Injeya H. et al. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, **3**, 53 (1997).
100. Druon F., Valentine G., Auge F. et al. *Techn.Dig.CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 225).
101. Hirano Y., Koyata Y., Yamamoto S., Kasahara K., Tajime T. *Optics Letts*, **24**, 679 (1999).
102. Nighan V.L., Hodgson N., Cheng E., Dudley D. *Techn.Dig. CLEO'99* (San Francisco, USA, 2000, p.1).
103. Scheps R., Myers J.F. *IEEE J.Quantum Electron.*, **29**, 1515 (1993).
104. Mudge D., Ostermeyer M., Veitch P.J., Munch J., Hamilton M.W. *Techn.Dig.CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 200).
105. Ottaway D.J., Veitch P.J., Hamilton M.W., Hollitt C., Mudge D., Munch J. *IEEE J.Quantum Electron.*, **34**, 2006 (1998).
106. Brauch U., Giesen A., Karszewski M., Stewen C., Voss A. *Optics Letts*, **20**, 713 (1995).

107. Контаг К., Каршевский М., Стивен К., Гисен А., Хюгель Г. *Квантовая электроника*, **28**, 139 (1999).
108. Fukuta K., Fujikawa S., Yasui K. *Techn. Dig. Conf. on Advanced Solid-State Lasers* (Seattle, USA, 2001, p. 12).
109. Sato M., Natio S., Machida H., Iehisa N., Karube N. *TOPS*, **26**, 2 (1999).
110. Axiyama Y., Takase T., Ynasa H. *Techn. Dig. CLEO'99* (San Francisco, USA, 1999, p. 31).
111. Honea E.C., Beach R.J., Mitchell S.C., Skidmore J.A., Emanuel M.A., Sutton S.B., Payne S.A. *Optics Letts*, **25**, 805 (2000).
112. Takase T., Akiyama Y., Takada A., Yuasa H., Nishida N. *Techn. Dig. CLEO'2000* (San-Francisco, USA, 2000, p. 198).
113. Zellmer H., Willamowski U., Tunnerman A., Welling H. et al. *Optics Letts*, **20**, 578 (1995).
114. Glas P., Naurman M., Schirrmacher A. et. al. *Optics Comms*, **141**, 336 (1997).
115. Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 791 (2000).
116. Дианов Е.М., Буфетов И.А., Бубнов М.В. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 97 (1999).
117. Glas P., Naurman M., Schirrmacher A. et al. *Appl. Optics*, **37**, 8434 (1998).
118. Song J., Li C., Kim N.G., Ueda K. *Appl. Optics*, **39**, 4954 (2000).
119. Chen Y.F., Huang T.M., Wang C.L. *Electron. Letts*, **33**, 1880 (1997).
120. Zayhowski J.J., Fan T.Y. *Optics Letts*, **22**, 1314 (1997).
121. Marshall C.D., Smith L.K., Beach R.J. et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 650 (1996).
122. Bayramian A.J., Marshall C.D., Schaffers K.L., Payne S.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 665 (1999).
123. Bayramian A.J., Bibeau C., Elbers C.A., Marshall C.D., Payne S.A., Krupke W.F. *Techn. Dig. CLEO'2000* (San-Francisco, USA, 2000, p. 17).
124. Honea E.C., Beach R.J., Mitchell C. *Optics Letts*, **24**, 154 (1999).
125. Krupke W.F. *Fusion Technol.*, **15**, 377 (1989).
126. Natio K., Yamanaka M., Makatsuka M., Kanabe T., Mima K., Yamanaka C., Nakai S. *Jpn J. Appl. Phys.*, **31**, 259 (1992).
127. Orth C.D., Payne S.A., Krupke W.F. *Nuclear Fusion*, **36**, 75 (1996).
128. Kawashima T., Kanabe T., Kandasamy R et al. *Techn. Dig. CLEO'2000* (San-Francisco, USA, 2000, p. 52).
129. Matsui H., Eguchi T., Kanabe T., Yamanaka M., Nakatsuka M., Izawa Y., Nakai S. *Fusion Engng and Design.*, **44**, 401 (1999).
130. Collings B.C., Bergman K., Knox W.H. *Optics Letts*, **22**, 1098 (1997).
131. Kramer L., Paschotta R., Au J.A., Honninger C., Keller U., Moser M., Kopf D., Weingarten K.J. *Appl. Phys. B*, **69**, 245 (1999).
132. Tong Y.P., French P.M., Taylor J.R., Fujimoto J.G. *Optics Comms*, **136**, 235 (1997).
133. Au J.A., Schaefer S.F., Paschotta R., Honninger C., Keller U. *Optics Letts*, **24**, 1281 (1999).
134. Spuhler G.J., Paschotta R., Keller U. *Optics Letts*, **24**, 528 (1999).
135. Gabel K.M., Lebert R., Poprawe R., Valster A. *Techn. Dig. CLEO'99* (Baltimore, USA, 1999, p. 468).
136. Krainer L., Paschotta R., Maser M., Keller U. *Techn. Dig. CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 120).
137. Yu C.X., Wong W.S., Haus H.A., Ippen E.P., Sysoliatin A. *Techn. Dig. CLEO'2000* (San Francisco, USA, 2000, p. 364).
138. Cho S.H., Morgner U., Kartner F.X., Ippen E.P., Fujimoto J.G., Cunningham J.E., Knox W.H. *Techn. Dig. CLEO'99* (Baltimore, USA, 1999, p. 470).
139. Kravtsov N.V. *Laser Phys.*, **5**, 21 (1996).
140. Cho S.H., Bouma B.E., Ippen E.P., Fujimoto J.G. *Techn. Dig. CLEO'98* (San Francisco, USA, 1998, p. 364).
141. Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
142. Falcoz F., Balembois F., Georges P., Brun A., Rutz A. *Optics Letts*, **20**, 1274 (1995).
143. Zawischa I., Ferguson A.I. *Optics Letts*, **21**, 45 (1996).
144. Zenzie H.H., Finch A., Moulton P.F. *Optics Letts*, **20**, 2207 (1995).
145. Dekker P., Dawes J., Wang P., Piper J., Lui Y., Wang J. *Techn. Dig. Conf. on Advanced Solid-State Lasers* (Seattle, USA, 2001, p. 314).
146. Hemmati H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1169 (1992).
147. Bartschke J., Knappe R., Boller K.J., Wallenstein R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2295 (1997).
148. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларинцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 565 (2000).
149. Кравцов Н.В., Лаптев Г.Д., Морозов Е.Ю., Наумова И.И., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **29**, 95 (1999).
150. Каминский А.А., Хаке Д., Багаев С.Н., Уеда К., Гарсия-Золе Х., Капмани Х. *Квантовая электроника*, **26**, 95 (1999).
151. Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Vorobyov V.A., Zinoviev A.P. *Optics Comms*, **152**, 313 (1998).
152. Trew M., Crofts C.J., Damzen M.J. *Optics Letts*, **25**, 1346 (2000).
153. Zhou F.Z., Hu W.T., Li Z.S., Shen L.Q., Fen X.Q., Vin Z.W. *Appl. Optics*, **34**, 4266 (1995).
154. Каминский А.А., Кравцов Н.В., Наумкин Н.И., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **30**, 283 (2000).