

А. Н. Дрозд, И. С. Манак

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Введение

Особенностью современной техники является высокая надежность и миниатюрность устройств. Традиционно миниатюризация связывается с использованием микроэлектроники. Однако в настоящее время размеры и вес электронных узлов различных приборов настолько малы по сравнению с другими компонентами, например оптическими, что на передний план выходит проблема уменьшения именно последних. Эта проблема может быть решена, в частности, использованием миниатюрных источников излучения на основе твердотельных лазеров с накачкой лазерными диодами.

В твердотельных лазерах изначально применялась ламповая накачка. Успехи в создании и промышленном выпуске светодиодов и светодиодных линеек, а также высокомошных инжекционных лазеров и лазерных решеток вызвали бурное развитие твердотельных лазеров с накачкой полупроводниковыми источниками излучения. Эти лазеры отличаются малыми размерами, могут обеспечить высокий КПД ($> 10\%$), имеют низкое энергопотребление и высокий срок службы. Возможность управления мощностью и длиной волны диодного источника накачки позволяет оптимально согласовать его спектр излучения со спектром поглощения накачиваемого вещества и обеспечивает получение высокостабильного излучения высокого качества на основной длине волны излучения твердотельных лазеров.

Твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают большими преимуществами по сравнению с твердотельными лазерами с ламповой накачкой, которые в основном связаны с возможностью получения более высокого КПД и лучшей стабильностью излучения.

В отличие от ламп накачки полупроводниковые источники имеют узкую спектральную полосу излучения, что позволяет обеспечить практически идеальное согласование их спектров излучения с полосами поглощения активного элемента.

Уменьшение размеров активного элемента твердотельных лазеров требует, в свою очередь, уменьшения габаритов источника накачки или, по крайней мере, пространственного разделения лазерного материала и источника накачки, с использованием волоконных световодов в качестве связующего элемента.

Не менее важной задачей является расширение спектрального диапазона излучения твердотельных лазеров, в том числе малогабаритных,

создание безопасных для глаз высокочувствительных измерительных систем: дальномеров, измерителей высоты облаков и т. д. Все это стимулирует развитие работ как по поиску новых перспективных активных сред, так и по дальнейшему изучению спектрально-люминесцентных свойств уже существующих лазерных материалов.

1. Спектры поглощения твердотельных лазерных материалов

1.1. Требования, предъявляемые к активным средам твердотельных лазеров с диодной накачкой

Активный элемент твердотельных лазеров состоит из двух компонент: основного материала (матрицы) и примесей атомов или ионов (активатора), на переходах которых происходит стимулированное испускание и генерация. Вещество матрицы лазера, определяющее основные технические свойства активной среды, должно удовлетворять следующим требованиям: допускать введение активатора в необходимых пропорциях, быть химически стойким, механически прочным, обладать высокой теплопроводностью, быть технологичным и оптически однородным, допускать механическую и оптическую обработку, быть прозрачным для излучения накачки и генерации.

Нас будут интересовать в основном парамагнитные материалы, в которых наблюдается лазерная генерация на электронных переходах металлических ионов, находящихся в твердой матрице. В общем случае для достижения стимулированного излучения, в ионе должен присутствовать относительно долгоживущий (> 1 мкс) уровень энергии, с которого происходит излучательный переход, и короткоживущий (< 100 нс) нижний уровень. В табл. 1 приведены некоторые из активных ионов, на которых наблюдалось стимулированное излучение, и их свойства.

Все эти ионы можно отнести к двум большим группам:

1. *Редкоземельные ионы*, включая лантаниды (4F электроны) и актиниды (5F электроны) имеют узкие переходы, соответствующие чисто электронным F–F переходам. Внешние, оптически активные электроны экранированы от поля ядра, вследствие чего соответствующие переходы не уширены.
2. *Ионы переходных металлов* включают элементы группы железа (3D электроны), имеющие широкие D–F переходы. Дело в том, что верхняя электронная оболочка не экранирована от ядра и таким образом соответствующие электронные состояния зависят от энергетических состояний ядра вследствие фононного взаимодействия.

Как видно из таблицы, в представленных материалах генерация в основном происходит в видимой и инфракрасной областях спектра, в кото

Таблица 1

Спектральные свойства некоторых лазерных ионов

Активный ион	Пример материала	Длины волн генерации (мкм)	Длины волн накачки (мкм)	Время жизни иона (мкс)	Сечение излучательного перехода $\times 10^{20}$ (см ⁻²)	Сечение поглощения $\times 10^{20}$ (см ⁻²)
Ce ³⁺	Ce:YLF	0,28-0,4			0,03	
Co ²⁺	Co:MgF ₂	1,7-2,6	1,3-1,4	37	1,1	0,36
Cr ²⁺	Cr:ZnSe	1,8-3,0	1,6-1,9	4-13	75-188	
Cr ³⁺	Cr:LiSAF	0,76-1,01	0,55-0,75	67	5	4,5
Cr ⁴⁺	Cr:Mg ₂ SiO ₄	1,16-1,34	1,064	3	14,4	1-2 см ⁻¹
Dy ²⁺	Dy:CaF ₂	2,35	1,25; 1,62	40000- 50000		
Er ³⁺	Er:YSGG	0,5; 0,7; 0,85; 1,55; 1,77; 2,69- 2,94	0,97; 0,79	1300- 2000	2,6	0,64 (Er:Yb)
Eu ³⁺	Eu:Y ₂ O ₃	0,61-0,62	0,53	870		
Ho ³⁺	Ho:LiYF ₄	0,55; 0,75; 0,98; 1,4; 1,5; 2,36; 2,9	0,48; 0,51; 0,98	14300	1-2	0,9
Nd ³⁺	Nd:YAG	0,9; 1,06; 1,3; 1,8	0,81; 0,78	240	33	7
Ni ²⁺	Ni:ZnSe	2,5-2,8	1,1-1,35; 1,9-2,1	106	8	
Pr ³⁺	Pr:YLF	0,53; 0,6; 0,64; 0,69; 0,72; 0,996	0,44; 0,47; 0,48; 0,59	9-45; 160	2-28	0,8-2,4
Sm ²⁺	Sm:CaF ₂	0,7-0,77	0,4-0,45; 0,6-0,65	1,4	40	300
Ti ³⁺	Ti:Al ₂ O ₃	0,68-1,1	0,4-0,65	3,2	32	6
Tm ³⁺	Tm:YVO ₄	0,45; 1,8- 2,0; 2,35	0,78-0,79	2500- 2700	5,6	3,5 (5%)
U ³⁺	U:CaF ₂	2,2-2,6	0,52- 0,58; 1,12	140		
V ²⁺	V:MgF ₂	1,12-1,26	0,83-0,91	2300	0,8	
Yb ³⁺	Yb:SFAP	1,047	0,89-0,91	1260	7,3	8,6

рых присутствуют как широкие, так и узкие линии с различными спектрами поглощения. Лазерные свойства ионов одного и того же элемента, помещенных в различные матрицы, могут довольно сильно отличаться.

1.2. Лазерные материалы с ионами переходных металлов

Переходные металлы: Co^{2+} , Cr^{3+} , Ni^{2+} , Ti^{3+} и V^{2+} это элементы группы железа, в которых наблюдаются широкие линии излучения при возбуждении. Считается, что переходы ^3D электронов в этих ионах уширены из-за фононных взаимодействий, делающих энергию переходов зависящей от колебательных состояний ядра активного иона так же, как и его электронные состояния. Это уширение также можно наблюдать в полосах поглощения, что делает подобные ионы идеальными сенсбилизаторами для других активных ионов при накачке широкополосными источниками, а также в пассивных элементах модуляции добротности.

На рис. 1.1 показаны пять таких ионов. Обычно каждый ион имеет только один подходящий лазерный переход. Широкие полосы поглощения в видимой части спектра каждого иона, дающие характерный цвет материала, показаны сверху. Пунктирной линией показаны уровни фононов для каждого иона, которые обычно расположены очень близко к основному лазерному уровню. Таким образом, на этих ионах реализуется, как правило, трехуровневые системы, в которых с нагревом активного элемента ширина линии излучения уменьшается и ее максимум сдвигается в длинноволновую область. Из-за сильного поглощения в видимой области большинство таких кристаллов хорошо работают при температурах ниже комнатной в импульсном режиме с накачкой лампами-вспышками. Кроме того, процессы безызлучательной релаксации, которые усиливаются с температурой, ограничивают квантовую эффективность рассматриваемых ионов [1].

Вместе с тем, широкие линии излучения данных ионов весьма привлекательны для создания перестраиваемых источников. Поэтому предпринималось много усилий в разработке систем, в которых можно было бы использовать эти ионы при минимизации указанных проблем. Наиболее подходящими в этом плане ионами переходных металлов оказались Cr^{3+} и Ti^{3+} . Причем ион Ti^{3+} получил коммерческое значение благодаря Ti^{3+} -сапфировому лазеру, широко перестраиваемому в ближней инфракрасной области. Ион хрома приобрел в последнее время большее значение с разработкой мощных диодов на AlGaInP , пригодных для накачки Cr^{3+} на длине волны 670 нм. Ион Cr^{4+} в составе легированного форстерита ($\text{Cr:Mg}_2\text{SiO}_4$) имеет большие перспективы с точки зрения повышения рабочей температуры лазеров на электронно-колебательных переходах

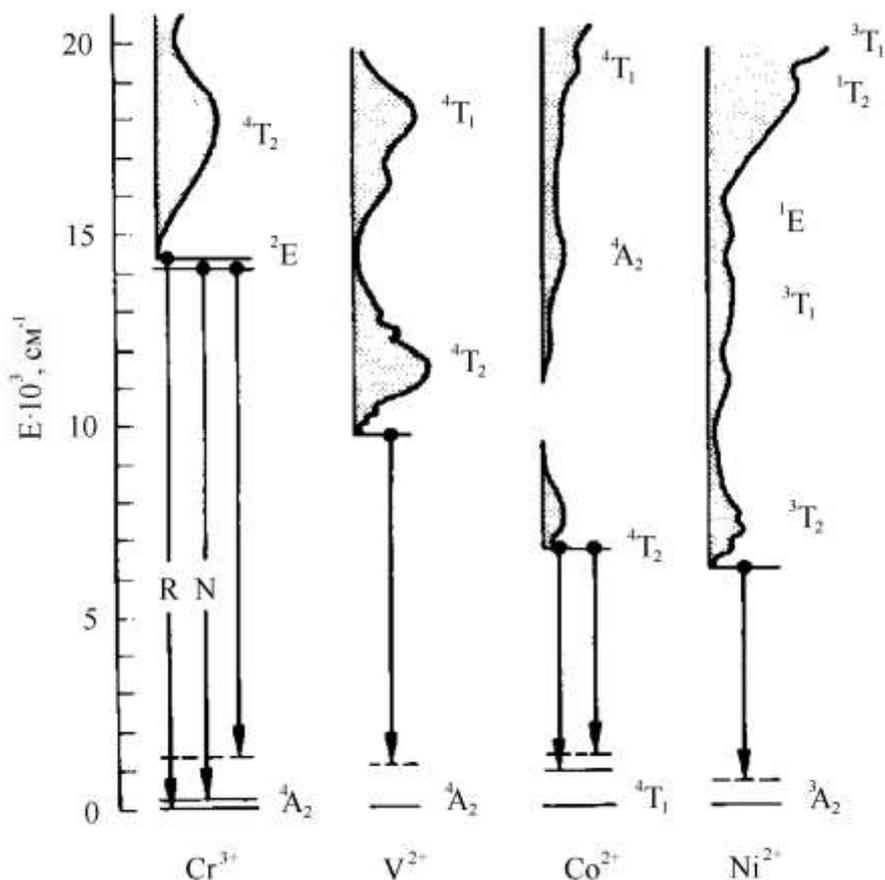


Рис. 1.1. Схемы переходов в лазерах с фононным ограничением. Пунктирными линиями показаны уровни фононов

до комнатной благодаря его перестройке в пределах 1130–1367 нм при накачке излучением неодимового лазера на длине волны 1064 нм, а также его хорошей лазерной эффективностью [2].

Широкие линии испускания и достаточно слабое усиление этих ионов позволяет осуществлять эффективную синхронизацию мод таких лазеров импульсами длиной до нескольких фемтосекунд в полностью твердотельных системах.

С улучшением материалов матриц, обеспечивающим лучшее управление тепловыми свойствами материала, а также с разработкой новых геометрий резонаторов, лазерные материалы с ионами переходных металлов оказали значительное влияние на отрасль исследования твердотельных лазеров с диодной накачкой и лазерных микрочипов. Миниатюрные лазеры с широкими диапазонами перестройки в инфракрасном и видимом спектрах имеют много потенциальных приложений, и могут стать основой многих новых лазерных исследований в ближайшие годы.

Некоторые лазерные ионы и их сенсibilизаторы

Лазерный ион	Переход	Ионы-сенсibilизаторы
Nd ³⁺	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	Cr ³⁺ , Ce ³⁺
Tb ³⁺	$^5D_4 \rightarrow ^7F_5$	Gd ³⁺
Dy ³⁺	$^6H_{13/2} \rightarrow ^6H_{15/2}$	Er ³⁺
Ho ³⁺	$^5I_7 \rightarrow ^5I_8$	Cr ³⁺ , Fe ³⁺ , Tm ³⁺ , Er ³⁺
Ho ³⁺	$^5S_2 \rightarrow ^5I_8$	Yb ³⁺
Er ³⁺	$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	Ho ³⁺
Er ³⁺	$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	Yb ³⁺
Er ³⁺	$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	Yb ³⁺
Tm ³⁺	$^3F_4 \rightarrow ^3H_5$	Cr ³⁺
Tm ³⁺	$^3H_4 \rightarrow ^3H_6$	Cr ³⁺ , Er ³⁺
Yb ³⁺	$^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	Nd ³⁺ , Cr ³⁺
Ni ²⁺	$^3T_2 \rightarrow ^3A_2$	Mn ²⁺

различной симметрией, что приводило к уширению полос поглощения и излучения иона. Миграция энергии возбуждения сильно связывает активаторные центры, приводя к эффективному поглощению и излучению в широкой полосе.

Дополнительное легирование сенсibilизаторами или ионами-донорами – еще один метод улучшения эффективности лазерной среды, легированной редкоземельными ионами. Наиболее эффективный перенос энергии возбуждения происходит, когда спектр излучения находится в резонансе со спектром поглощения акцептора. Было разработано много схем передачи энергии между ионами доноров и акцепторов, некоторые из которых приведены в табл. 2.

Множественные каналы релаксации редкоземельных ионов позволяют наблюдать два характерных эффекта, которые невозможны в лазерных материалах с ионами переходных металлов:

1. *Каскадные системы*: ионы Nd³⁺, Dy²⁺, Eu³⁺, Pr³⁺, Tb³⁺, Tm³⁺, U³⁺, Yb³⁺ имеют только одно метастабильное состояние. Однако Er³⁺ имеет пять метастабильных состояний, а Ho³⁺ – четыре, что может приводить к каскадным системам и множественным лазерным переходам при наличии одного перехода, используемого для накачки. Каскадная работа наблюдалась в системах Er³⁺, Pr³⁺, Er³⁺:Tm³⁺, Yb³⁺:Tm³⁺, Er³⁺:Ho³⁺ и Tm³⁺, приводя к видимому лазерному излучению при накачке инфракрасным светом.

2. *Самонасыщающиеся переходы*: имеют место, когда нижний уровень имеет большее время жизни, чем метастабильное состояние. Ионы соактиваторы, однако, могут действовать как деактиваторы, разрешая переходы, которые в обычных условиях не приводят к лазерному излучению. Альтернативным методом является искусственное уменьшение населенности нижнего уровня путем переброса частиц с него на другой уровень. Эти методы позволили получить генерацию на некоторых новых переходах, например в Er^{3+} и Tm^{3+} .

Нетрудно заметить, что редкоземельные ионы исследованы более детально, чем ионы переходных металлов, поскольку их свойства делают разработку лазеров менее трудоемкой. Особое внимание было уделено одному из редкоземельных ионов – трехкратно ионизированному иону неодима – благодаря уникальности структуры его энергетических уровней и легкости легирования им различных материалов.

1.4. Классификация матриц

Матрицы, в которые внедряются активные ионы, могут значительно влиять на свойства иона. Это влияние вызвано кристаллическим полем, в которое помещается ион, и может быть критичным для рабочих характеристик лазера. Например, изотропные кристаллы имеют симметричное внутрикристаллическое поле, что приводит к неполяризованному излучению. Напротив, в анизотропных кристаллах асимметрия кристаллического поля поляризует активные ионы и излучение.

На ионы в разных местах элементарной ячейки матрицы будет действовать разное поле и, таким образом, они будут иметь различные излучательные характеристики. Это может быть преимуществом при необходимости получения уширенного излучения, но это также усиливает процессы безызлучательного тушения и уменьшает интенсивность перехода.

Среди твердотельных матриц можно выделить три основных типа кристаллов плюс некристаллические стекла, каждая из которых имеют свои особенности.

Оксиды. Обычно выращиваются по методу Чохральского, который позволяет получать большие кристаллы высокой оптической чистоты. Они обладают хорошими термическими и механическими свойствами. Основной недостаток оксидных кристаллов – тушение люминесценции, которое ограничивает допустимые концентрации легирующих примесей.

Фториды. Выращиваются, как правило, методом Бриджмена. Они менее подвержены концентрационному тушению люминесценции, чем

оксиды, хотя по термическим и механическим свойствам фториды уступают оксидам. Интересно, что эти кристаллы обычно имеют отрицательные термооптические коэффициенты.

Стехиометрические кристаллы. В самоактивированных, или стехиометрических кристаллах активные ионы являются частью кристаллической решетки, что обеспечивает гораздо более высокую концентрацию ионов, чем при легировании. В легированных кристаллах с высокими концентрациями примесных ионов эффект тушения люминесценции уменьшает эффективное время жизни возбужденного состояния лазерных ионов, причем тушение пропорционально квадрату концентрации легирующих ионов. В стехиометрических же кристаллах тушение люминесценции линейно зависит от концентрации, что дает возможность повысить концентрацию примеси примерно на два порядка. Более высокие концентрации в результате приводят к более высоким коэффициентам поглощения и сечениям эмиссии, что делает эти материалы привлекательными для использования в лазерных чипах. Первым из этого класса материалов был кристалл $\text{NdP}_5\text{O}_{14}$ (NPP), который сначала накачивали в торец лазером на красителях, но позже при накачке диодными лазерами порог генерации составил 7 мВт. Также были использованы светодиоды для торцевой накачки как NPP так и LNP [3]. NYAB – интересный стехиометрический кристалл с нелинейными свойствами, позволяющий осуществлять самоудвоение частоты и ее перестройку [4].

Стекла. Несмотря на то, что стекла не являются кристаллическими материалами, они часто используются в качестве матрицы для редкоземельных ионов. Легкость производства легированных стекол позволяет использовать их в высокомоощных лазерах, где часто требуются усилители больших размеров, хотя КПД иона обычно меньше, чем в кристаллических материалах. Кроме того, широкое распространение получили стеклянные волокна. Последним также присуща легкость производства с возможностью легирования многими активными ионами.

Внедрение редкоземельных ионов в кристаллические матрицы позволяет активному веществу обладать всеми достоинствами того или иного материала матрицы. Лазеры с самоудвоением частоты, частотно-модулированные и амплитудно-модулированные лазеры – все они используют свойства кристалла матрицы. Например, $\text{Er}:\text{Yb}:\text{LiNbO}_3$ – материал, привлекательный своими хорошими нелинейными свойствами и возможностью внедрения в высоких концентрациях ионов Er^{3+} , и их сенсбилизацию ионами Yb^{3+} , что дает возможность использовать его в микролазерах с диодной накачкой.

В связи с успехами в технологии кристаллов в настоящее время возможна эффективная диодная накачка многих ионов. Так, была осуществлена успешная накачка ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} на длинах волн 810 нм (AlGaAs) и 899 нм (InGaAs) соответственно; Er^{3+} – на 790, 980 и 1480 нм, Pr^{3+} – на 835 нм, Tm^{3+} – на 800 нм и Ho^{3+} – на 780 нм.

В настоящее время стимулированное излучение редкоземельных ионов наблюдается более чем в 280 кристаллических материалах и их число с каждым годом увеличивается.

1.5. Спектры поглощения концентрированных лазерных сред

Одной из основных проблем, возникающих при конструировании малогабаритных лазеров, является выбор оптимальных условий накачки и конфигурации активного элемента, обеспечивающих эффективное поглощение. Теоретически сравнение лазерных порогов при различных способах накачки показало [5], что при поперечной накачке желательно иметь максимальную концентрацию, чтобы излучение накачки наиболее интенсивно поглощалось в активном элементе. При продольной накачке эффективное поглощение может быть получено в системе с меньшей концентрацией активного иона за счет большей длины, т. е. можно использовать системы с меньшим концентрационным тушением.

В связи с этим представляют интерес спектры поглощения ионов-активаторов в различных матрицах и спектральные коэффициенты поглощения.

Линия поглощения обнаруживается как провал на кривой пропускания. Коэффициент поглощения на определенной длине волны можно вычислить по формуле

$$k = \ln(10/T_0)/d,$$

где T_0 – величина пропускания (в %) на данной длине волны, рассчитанная по экспериментальной кривой, а d – длина образца (в см).

Ниже приведен обзор поглощательных свойств некоторых концентрированных сред, перспективных для создания миниатюрных твердотельных лазеров.

1.5.1. Материалы, легированные ионами Nd^{3+}

Трехвалентные ионы неодима ($Z = 60$) были первыми редкоземельными ионами, использованными в лазерах. Однако и теперь этому активатору уделяется, пожалуй, самое пристальное внимание в сфере разработки твердотельных лазеров с диодной накачкой. Ион Nd^{3+} обладает сильным поглощением на длине волны 808 нм, которая соответствует

длине волны излучения распространённых диодных лазеров на структуре GaAlAs. Электронная конфигурация этого иона такова, что его энергетический спектр позволяет осуществлять наиболее энергетически выгодную четырехуровневую схему работы лазера.

Иттрийалюминиевый гранат с неодимом (Nd:YAG). Наиболее распространённым классическим лазером, излучающим в ближней инфракрасной области спектра (1,06 мкм), является лазер на иттрийалюминиевом гранате (YAG) с неодимом. Рабочими частицами в нем являются ионы неодима Nd^{3+} , и лазер работает по четырехуровневой схеме. На рис. 1.3 представлена обобщённая схема энергетических уровней Nd и переходов в YAG.

Кристаллы иттрий-алюминиевого граната $Nd^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ обладают исключительным набором свойств, делающим их весьма подходящим материалом для твердотельных лазеров. Они прозрачны в очень широкой спектральной области (0,2–5 мкм), механически прочны, обладают высокой лучевой устойчивостью, а по теплопроводности уступают незначительно только корунду Al_2O_3 , теплопроводность которого приблизительно такая же, как у меди. Кристаллическая структура YAG допускает введение значительных концентраций ионов Nd^{3+} . На рис. 1.4 показан типичный спектр поглощения такого кристалла. В настоящее время техно-

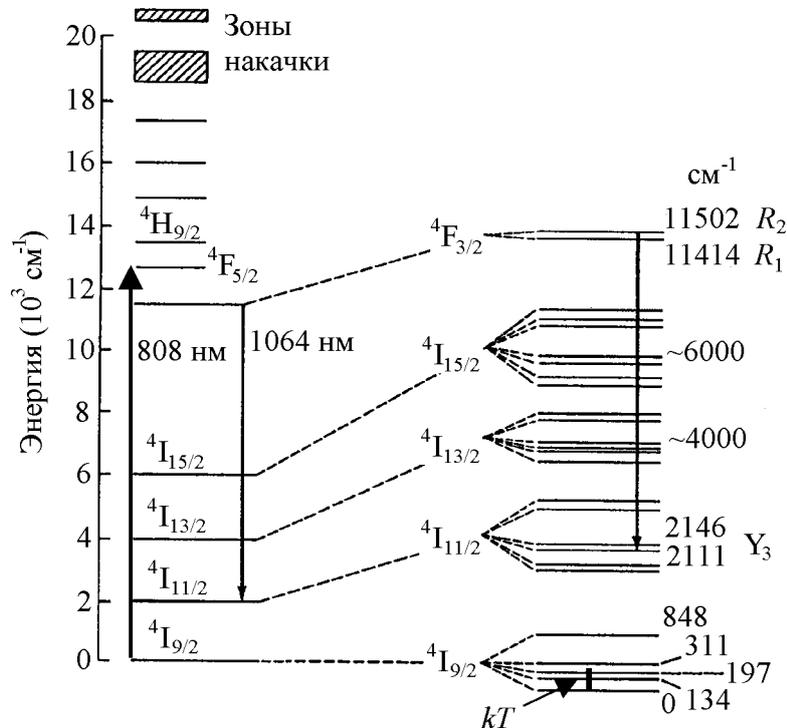


Рис. 1.3. Схема энергетических уровней иона Nd^{3+} и переходов между ними в YAG

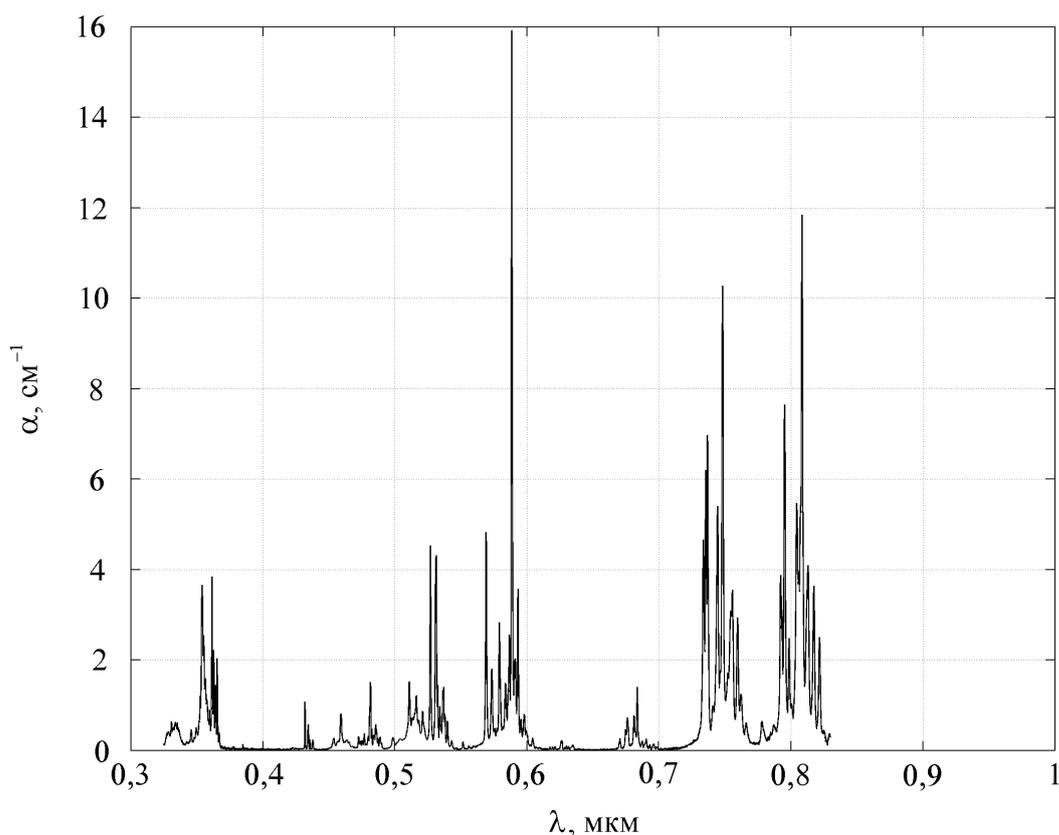


Рис. 1.4. Спектр поглощения кристалла Nd:YAG

логия выращивания монокристаллов YAG хорошо разработана. Лазер на YAG имеет низкий порог генерации. Таким образом, этот материал, казалось бы, идеально подходит для создания высокоэффективных лазеров. Однако из-за концентрационного тушения люминесценции он не может быть использован для миниатюрных высокоэффективных лазеров.

Дело в том, что для целей миниатюризации активного элемента необходимо иметь кристаллы с концентрациями активных частиц $\sim 10^{21}$ – 10^{22} см^{-3} . В случае Nd:YAG повышение концентрации неодима выше 10^{19} см^{-3} приводит к резкому падению вероятностей излучательных переходов ${}^4F_{3/2}$ – 4I_j , а это означает, что резко повышается порог генерации и, главное, сильно падает КПД. Это явление концентрационного тушения люминесценции в основном обусловлено кросс-релаксационным эффектом. Исследование штарковских расщеплений мультиплетов 4I_j показало, что уменьшение этих расщеплений может вывести из резонанса переходы ${}^4F_{3/2}$ – ${}^4I_{15/2}$ и ${}^4I_{9/2}$ – ${}^4I_{15/2}$, а значит уменьшить концентрационное тушение люминесценции. Отсюда следует, что необходимо найти такие кристаллы, у которых напряженность кристаллического электрического поля в тех узлах решетки, где находятся ионы неодима, была бы невелика. Кро-

ме того, максимальная частота колебаний решетки тоже должна быть такой, чтобы энергии фононов с этой частотой было бы недостаточно для введения в резонанс чисто электронных переходов.

Следует отметить, что в кристаллах (YAG, $YAlO_3$), в которых ионы неодима окружены непосредственно ионами кислорода O^{2-} , штарковское расщепление мультиплетов 4I_j существенно больше расщеплений в тех кристаллах, в которых ближайшее окружение ионов неодима образовано ионами кислорода, входящими в состав фосфатных, боратных, вольфраматных и других групп, связь в которых носит ковалентный характер. У многих из этих кристаллов узлы кристаллической решетки, в которых может находиться активный ион неодима, низкосимметричны, а максимальная энергия фононов невелика. Именно такие кристаллы являются наиболее подходящими лазерными активными средами с высокой концентрацией ионов Nd^{3+} . К таким кристаллам относятся сложные фосфаты и бораты. Получить кристаллы этих соединений оказалось возможным только из раствора в расплаве. Скорость роста кристаллов в этой технологии не превышает 1–2 мм в сутки, причем оптическое качество кристаллов низкое. Еще одним из таких кристаллов является алюмоборат иттрия $Nd^{3+}:YAl_3(BO_3)_4$. Он обладает уникальными спектрально-люминесцентными свойствами. Лазеры, построенные на этих кристаллах и кристаллах с полным замещением ионов иттрия ионами неодима, то есть на кристаллах $NdAl_3(BO_3)_4$, имеют низкие пороги генерации и высокий КПД. Однако из-за очень сложной технологии получения этих кристаллов лазеры с ними не получили распространения.

Скандобораты неодима. Исследования [6–8] показали, что спектрально-люминесцентные и генерационные свойства кристаллов $Y_{1-x}Nd_xSc_3(BO_3)_4$ не уступают ни алюмоборатам, ни фосфатам. Группа ученых Кубанского государственного университета (В. А. Лебедев, Ю. М. Чуев и др.) изучила весь класс редкоземельных скандоборатов, то есть стабильных соединений типа $R^i_{1-x}R^{ii}_xSc_{1-y}Cr_y(BO_3)_4$. Здесь $R^i = Y, La, Ce, Nd$; $R^{ii} = Gd, Eu, Lu$. Оказалось, что эти соединения образуют кристаллы двух разных типов кристаллической структуры, причем тип структуры, а следовательно и ее свойства зависят от размеров ионов редкоземельных элементов, входящих в этот кристалл. Если этот размер меньше некоторого критического, то соединение кристаллизуется в тригональной сингонии. В этом случае ион R^i окружен шестью ионами кислорода, принадлежащими группе BO_3 с ковалентной связью, так что кристаллическое электрическое поле имеет низкую симметрию и сравнительно слабо. Эти обстоятельства определяют высокие эффективности лазерных переходов, с одной стороны, и расстройку практически всех

Таблица 3

Зависимость максимального коэффициента поглощения от концентрации неодима

Концентрация неодима в расплаве (%)	Концентрация неодима в кристалле (см ⁻³)	Максимальный коэффициент поглощения в окрестности 807 нм (см ⁻¹)
10	$4,1 \times 10^{20}$	33
17	$6,7 \times 10^{20}$	54
25	$9,3 \times 10^{20}$	75
30	$10,8 \times 10^{20}$	87
50	$15,8 \times 10^{20}$	127

кросс-релаксационных переходов – с другой. Последнее позволяет вводить большие концентрации активных лазерных ионов Nd³⁺ вплоть до $x = 1$, почти не увеличивая вероятностей безызлучательных переходов, а значит, не уменьшая эффективность лазерного излучения. Это означает, что такой кристалл можно использовать в качестве высокоэффективной высококонцентрированной среды для миниатюрных лазеров средней мощности.

Так скандиевый борат лантана с неодимом (Nd:LSB) с концентрацией Nd $5,1 \cdot 10^{20}$ см⁻³ обладает коэффициентом поглощения 36 см⁻¹ на длине волны 808 нм и широким диапазоном прозрачности (рис. 1.5). В табл. 3 приведена зависимость максимального коэффициента поглощения на этой длине волны от концентрации неодима [9]. Сечение основного лазерного перехода на длине волны 1,06 мкм у Nd:LSB в пять раз больше чем у Nd:YAG и Nd:YVO₄. LSB в основном используется для эффективного внутррезонаторного удвоения частоты с использованием нелинейного кристалла КТР в твердотельных миналазерах с диодной накачкой. Эти миналазеры основаны на простом плоском резонаторе двух-, трехмиллиметровой длины, который образован простым склеиванием вместе Nd:LSB и КТР кристаллов, без применения согласующей оптики. Сообщается о более чем 25 %-ной эффективности преобразования мощности диода накачки на длине волны 808 нм в мощность второй гармоники на 531 нм. Выход-

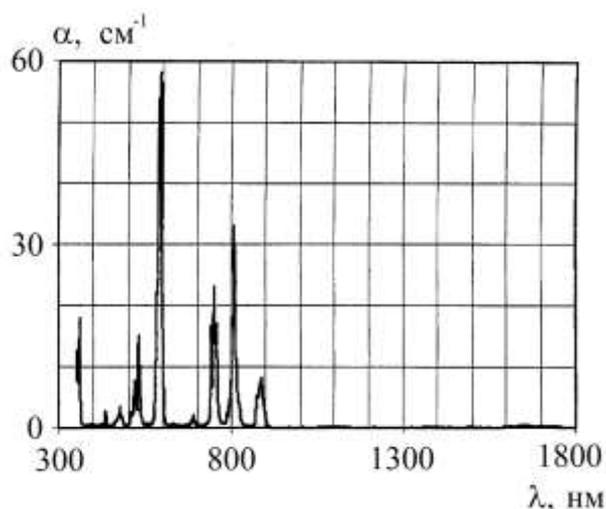


Рис. 1.5. Спектр поглощения кристалла Nd(10 ат. %):LSB

ные мощности в 1,2 Вт и 1,5 Вт на длине волны 531 нм с дифференциальным КПД 30 % и 32 % соответственно были получены в непрерывном и квазинепрерывном режимах для лазерного микрочипа на Nd:LSB длиной 2 мм с внутривибраторным удвоением частоты, накачиваемого диодной решеткой через оптическое волокно. На скандоборатовом неодимовом лазере при накачке полупроводниковым светодиодом получен общий коэффициент полезного действия в 67 %.

Таким образом, скандоборат неодима (сенсibilизированный ионами хрома для ламповой накачки или без сенсibilизатора для диодной накачки) является в настоящее время одним из лучших материалов для твердотельных миниатюрных лазеров средней мощности. Подробнее о новых лазерных материалах данной группы можно узнать в статье [9].

Ванадат иттрия с неодимом (Nd:YVO₄). Ванадат иттрия, легированный ионами Nd³⁺ (Nd:YVO₄) – еще один распространенный в настоящее время кристалл для лазеров с диодной накачкой. Преимуществами данного материала по сравнению с Nd:YAG являются более широкий пик поглощения ионов Nd и меньшая пороговая плотность мощности, а также поляризованное выходное излучение. Широкая линия поглощения позволяет использовать диодные лазеры с оптимальной длиной волны излучения, сосредоточенной на 808 нм, с полезным диапазоном для накачки от 802 до 820 нм. В этом случае выходная мощность лазера менее чувствительна к дрейфу длины волны диодной накачки, возникающему из-за температурных или других эффектов. Заметим, что для Nd:YAG полезным спектральным интервалом для диодной накачки является 808 ± 3 нм. Коэффициент поглощения такого кристалла при концентрации Nd 1,1 % может достигать 40 см⁻³ на длине волны 808 нм. Характерный спектр поглощения кристалла Nd:YVO₄ приведен на рис. 1.6. Данный материал обеспечивает большое усиление, однако есть трудности с выращиванием кристаллов больших размеров.

Пентафосфат неодима NdP₅O₁₄ (NPP). Перспективным материалом (с точки зрения минимизации пороговой энергии накачки) для создания микролазеров является также кристалл NPP. Однако созданный на базе такого кристалла лазер является достаточно инерционным прибором.

Кристаллы NPP подробно исследованы как с точки зрения их выращивания и определения структуры, так и с точки зрения их спектрально-люминесцентных свойств. Наиболее интенсивное поглощение происходит на длинах волн 0,74 мкм, 0,80 мкм. Максимальный коэффициент поглощения составляет 56,7 см⁻¹ [10].

Спектр поглощения Nd_xLa_{1-x}P₅O₁₄ аналогичен спектру поглощения NPP. Максимальные коэффициенты поглощения для Nd_{0,5}La_{0,5}P₅O₁₄ и

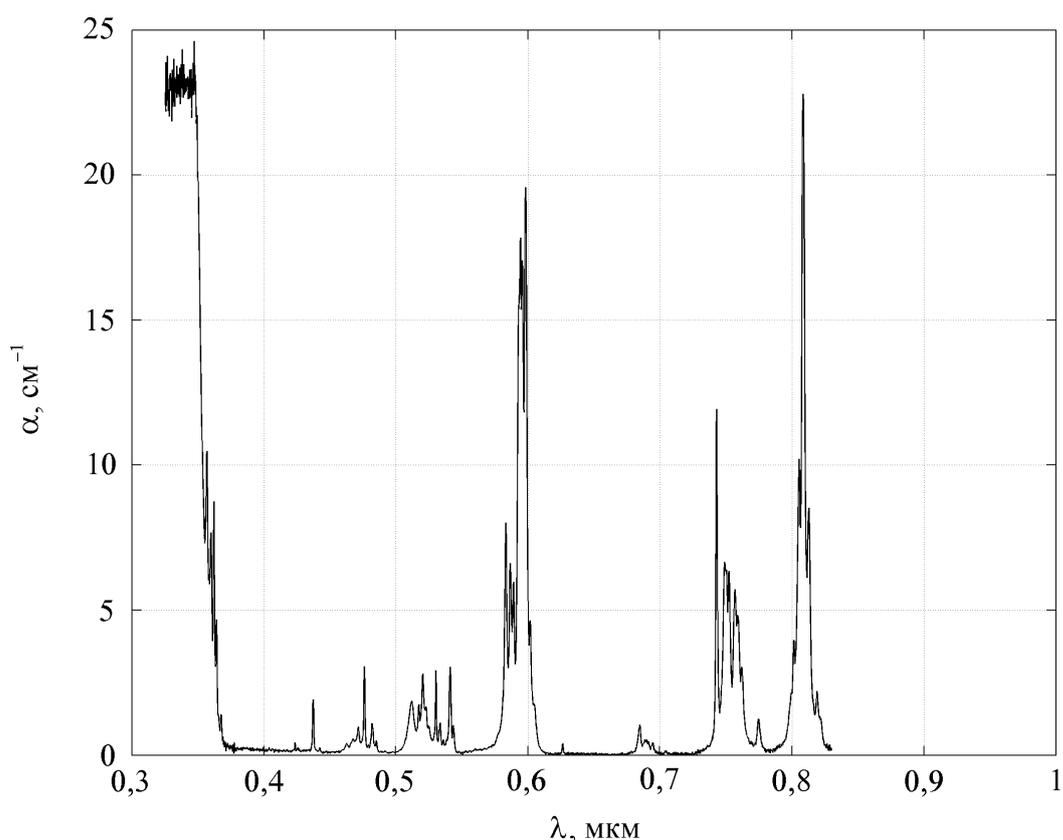


Рис. 1.6. Спектр поглощения кристалла Nd:YVO₄

Nd_{0,2}La_{0,8}P₅O₁₄ составляют 0,44 и 0,18 от значения для коэффициента поглощения NdP₅O₁₄ [10], то есть, равны 24,94 см⁻¹ и 9,77 см⁻¹, соответственно.

Вольфраматы гадолиния и лантана ($GdNd(WO_4)_3$ и $La_{1,7}Nd_{0,3}(WO_4)_3$) и молибдат калия $K_5Nd(MoO_4)_4$. Нами были исследованы образцы, представляющие собой высококонцентрированные лазерные кристаллы, активированные ионами Nd³⁺, где в качестве матрицы использовались вольфраматы гадолиния и лантана и молибдат калия. Концентрация активных ионов Nd³⁺ составляла $(2-4) \cdot 10^{21}$ см⁻³. Образцы имели вид круглых и прямоугольных пластинок с толщинами порядка 1 мм. Спектры пропускания кристаллов $K_5Nd(MoO_4)_4$, $La_{1,7}Nd_{0,3}(WO_4)_3$, $GdNd(WO_4)_3$ представлены на рис. 1.7, 1.8, 1.9, соответственно. По спектрам определены длины волн λ_{max} , соответствующие максимальному поглощению, ширина полос поглощения на уровне половинной интенсивности $\Delta\lambda$ и коэффициенты поглощения K в отдельных спектральных полосах. Результаты приведены в табл. 4.

Наиболее интенсивное поглощение происходит в областях длин волн 0,36; 0,75; 0,8; 0,88 мкм. Следовательно, возбуждение кристаллов необ-

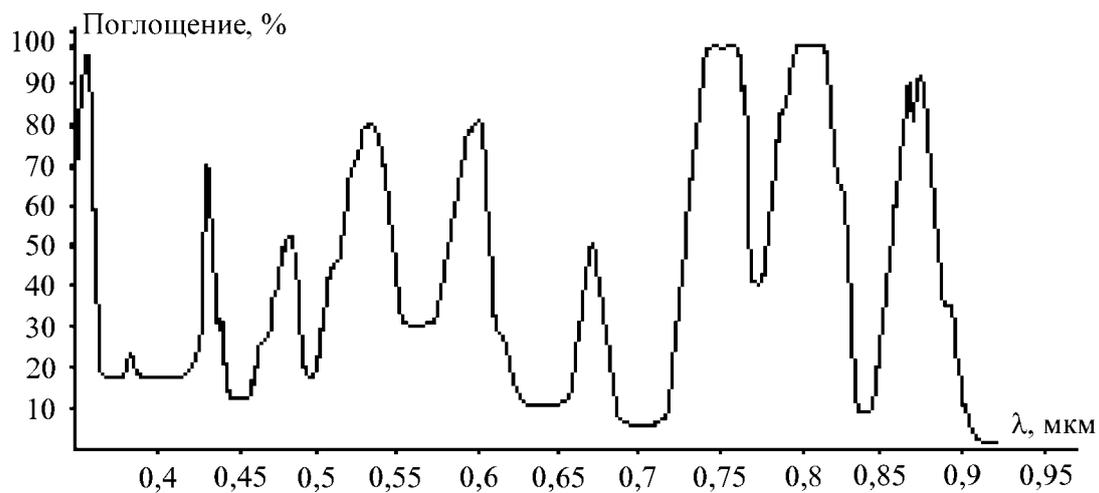


Рис. 1.7. Спектр поглощения кристалла $K_5Nd(MoO_4)_4$

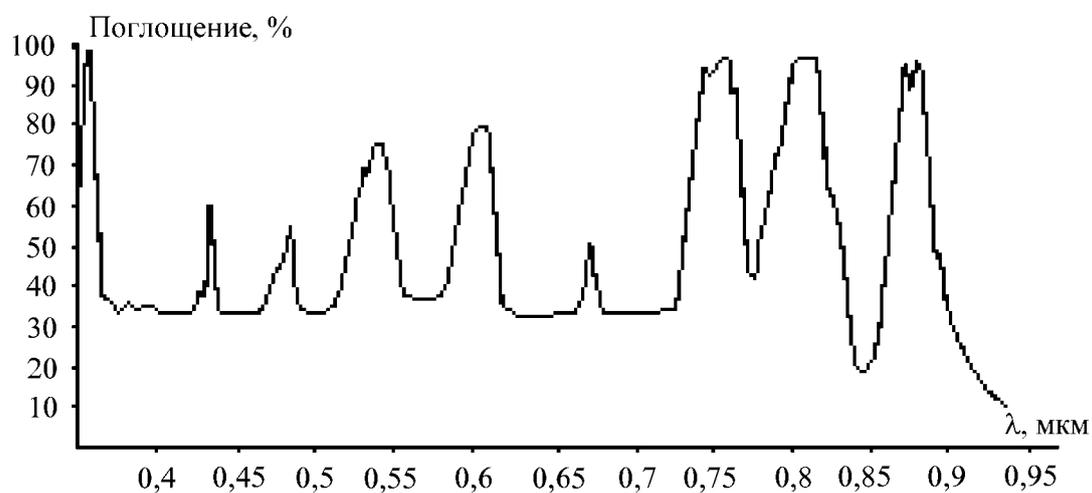


Рис. 1.8. Спектр поглощения кристалла $La_{1.7}Nd_{0.3}(WO_4)_3$

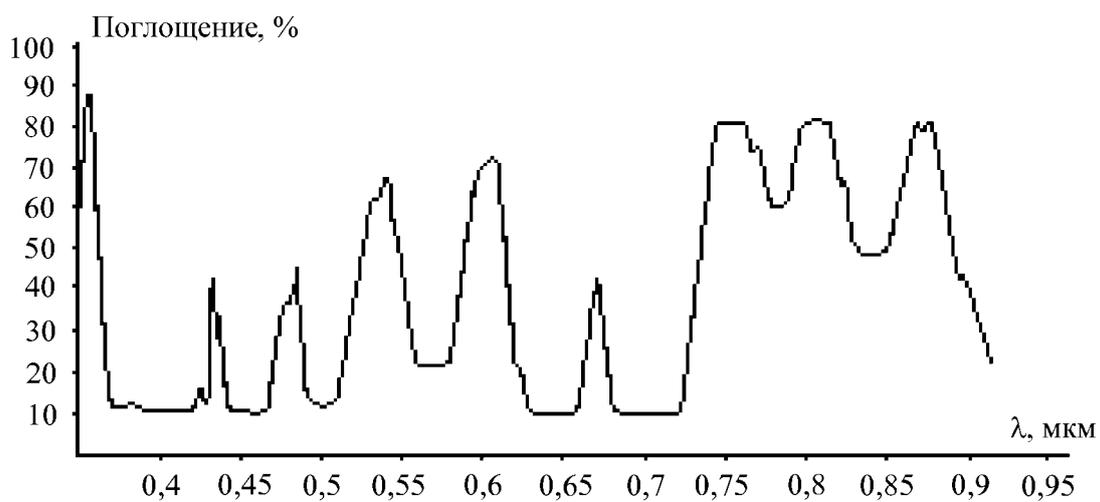


Рис. 1.9. Спектр поглощения кристалла $GdNd(WO_4)_3$

Таблица 4

Длины волн λ_{\max} , соответствующие максимальному поглощению, ширина полос поглощения на уровне половинной интенсивности $\Delta\lambda$ и коэффициенты поглощения K в отдельных спектральных полосах исследованных кристаллов

Материал	λ_{\max} , нм	$\Delta\lambda$, нм	K , см ⁻¹
K ₅ Nd(MoO ₄) ₄	357	18,26	45,5
	433	2,03	7,3
	526	40,0	11,6
	598	45,2	11,9
	754	33,43	21,5
	809	53,91	46,1
	881	34,79	46,1
La _{1.7} Nd _{0.3} (WO ₄) ₃	359	11,4	45,0
	434	1,9	11,9
	532	43,4	25,3
	596	35,0	27,2
	750	27,0	45,0
	803	39,99	45,0
	877	25,8	25,0
GdNd(WO ₄) ₃	359	13,43	29,8
	435	1,7	3,8
	532	40,0	10,9
	596	33,0	11,2
	750	27,0	29,9
	803	31,91	29,9
	877	27,9	29,9

ходимо производить с использованием этих полос поглощения. При переходе от молибданатной матрицы к вольфраматной длина волны максимального поглощения незначительно (на 4–6 нм) смещается в сторону более коротких длин волн, уменьшается полуширина полосы. У молибданатного материала отмечается большая по сравнению с вольфраматными интенсивность длинноволновых полос в спектре поглощения.

Из вышеизложенного следует, что излучение накачки наиболее интенсивно поглощается K₅Nd(MoO₄)₄-кристаллом, чем остальными материалами данной группы.

Таким образом, сильное поглощение, высокие значения поперечных сечений вынужденного излучения, низкие пороги накачки и большие значения коэффициентов усиления делают концентрированные соединения неодима перспективными для дальнейшего использования в малогабаритных лазерах, размеры которых могут быть сравнимы с размерами лазерных диодов.

1.5.2. Активированные редкоземельными ионами кристаллы двойных фторидов лития – иттрия

Необходимость расширения спектрального диапазона излучения твердотельных лазеров, а также потребность в малогабаритных и много-частотных лазерах стимулирует проведение и развитие работ, как по поиску новых активных сред, так и по детальному изучению оптических и спектрально-люминесцентных свойств уже известных лазерных материалов.

Для расширения спектрального диапазона излучения твердотельных лазеров в настоящее время используются методы нелинейного преобразования частоты излучения промышленных лазеров на рубине и неодимовых кристаллах и стеклах. Однако таким образом нельзя решить проблему в целом, и в последние годы усилия концентрируются на поиске новых активных сред, в том числе кристаллов с широкими линиями люминесценции, позволяющих плавно перестраивать частоту излучения лазера. К числу последних можно отнести кристаллы, активированные ионами группы железа, в частности ионами хрома (александрит, гранаты различных составов, корунд и др.), а также кристаллы простых фторидов с центрами окраски.

Перспективными для создания лазеров широкого спектрального диапазона можно считать кристаллы фторидов, в частности кристаллы двойного фторида лития – иттрия LiYF_4 (YLF), активированные редкоземельными ионами [11]. На рис. 1.10 представлен спектр поглощения такого кристалла.

Кристаллы YLF прозрачны в области спектра от 0,12 до 7,5 мкм, фото-, термо- и радиационноустойчивы, имеют низкое значение нелинейного показателя преломления, технологичны. Редкоземельные ионы в YLF изоморфно замещают ионы Y^{3+} , причем для второй половины лантаноидного ряда замещение возможно вплоть до 100 % без ухудшения оптического качества. Так, например, Y может быть на 100 % замещен ионами Yb или La, на 50 % – Er, для Nd достижима концентрация вплоть до 1,5 %. Ниже приведены примеры длин волн лазерной генерации некоторых материалов:

Nd:YLF – $\lambda = 1,047$ мкм, 1,053 мкм, 1,313 мкм, 1,324 мкм и 1,370 мкм;

Ce:YLF – $\lambda = 0,305\text{--}0,335$ мкм – перестраиваемый с максимумом на 0,325 мкм;

Er:YLF – $\lambda = 0,85$ мкм и 0,81 мкм;

Ho:YLF – $\lambda = 0,75$ мкм и 2,06 мкм;

Tm:YLF – $\lambda = 0,435$ мкм, 1,89 мкм и 2,30 мкм.

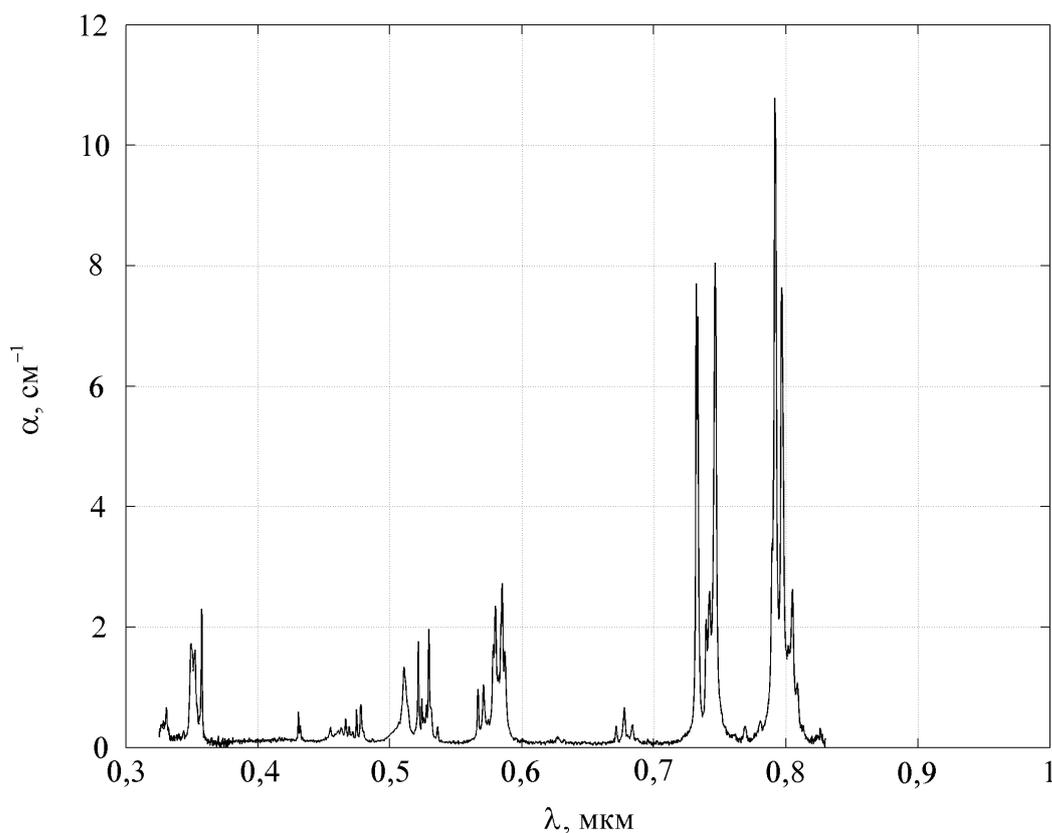


Рис. 1.10. Спектр поглощения кристалла Nd:YLF

Такие кристаллы перспективны для создания малогабаритных лазеров. Структуру, аналогичную кристаллу YLF, имеют концентрированные кристаллы LiLnF_4 ($\text{Ln} = \text{Gd}^{3+} - \text{Lu}^{3+}$). Концентрация рабочих ионов в них достигает $\sim 1,4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, и они могут быть использованы в качестве активных сред с высоким коэффициентом усиления.

1.5.3. Эрбиевые лазерные среды

Для создания малогабаритных лазеров, необходимых для целей оптоэлектроники и линий оптической связи, интерес представляют концентрированные среды, активированные ионами Er^{3+} . В [12] проанализированы особенности эрбиевых лазеров и требования, предъявляемые к активной среде.

Специфика эрбиевых лазеров заключается, прежде всего, в том, что накопление энергии возбуждения на верхнем лазерном уровне в эрбиевых стеклах осуществляется преимущественно (или полностью) через канал сенсibilизации, так как эффективность непосредственного возбуждения ионов Er^{3+} крайне низка из-за относительно слабых и редких полос поглощения последних и необходимости введения ионов эрбия в

активную среду в возможно меньших концентрациях в силу трехуровневой схемы генерации. Для ионов Er^{3+} эффективными сенсбилизаторами оказались ионы Yb^{3+} , которые имеют единственную, но сильную (особенно при высокой концентрации Yb^{3+}) полосу поглощения в области 0,9–1,02 мкм с «эффективной» шириной порядка 1000 см^{-1} . К тому же ионы Yb^{3+} могут быть в свою очередь сенсбилизированы ионами Nd^{3+} , Cr^{3+} , Ce^{3+} , Mo^{3+} и т. д., что в принципе позволяет еще более увеличить коэффициент использования излучения накачки.

Энергетические характеристики эрбиевых лазеров в решающей степени определяются эффективностью безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения в паре $\text{Yb}^{3+} - \text{Er}^{3+}$. Именно последняя ограничивает минимально допустимую концентрацию ионов Er^{3+} , вынуждает увеличивать до предела концентрацию Yb^{3+} и в основном задает выбор химического состава стекла. Таким образом, сделан вывод, что возможности лампового варианта эрбиевого лазера весьма ограничены, так как учитывая относительно низкий коэффициент использования излучения ламп накачки, пороги генерации эрбиевых лазеров оказываются очень высокими и в условиях ограниченного резерва по прочности последних практически достижимы лишь для цилиндрических активных элементов малого диаметра ($d \leq 10\text{--}15 \text{ мм}$). Ограничения на диаметр накладывают также большие значения концентрации Yb^{3+} , поскольку активные элементы с $d > 7\text{--}8 \text{ мм}$ накачиваются очень неравномерно. Введение в стекло сенсбилизаторов не меняет положения из-за малой эффективности последних либо появления тушения люминесценции Er^{3+} . Тем не менее данные лазеры находят определенные применения вследствие отсутствия других, более эффективных лазеров на диапазон 1,5 мкм, а также благодаря безопасности их излучения для зрения, наличию окон прозрачности атмосферы и хороших приемников излучения.

Значительно более эффективной является накачка эрбиевых сред лазерами на неодимовом стекле, работающими в режиме свободной генерации [12]. Излучение накачки при этом поглощается ионами Yb^{3+} при электронном переходе между верхней штарковской компонентой основного уровня ${}^2\text{F}_{7/2}$ и нижней компонентой метастабильного уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$.

Анализ спектрально-люминесцентных свойств эрбиевых стекол сделан в работе [12]. Типичный спектр поглощения эрбиевого лазерного фосфатного стекла состоит из небольшого числа относительно слабых и узких полос в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Наиболее интенсивны полосы с максимумами около 522 и 378 нм (силы осцилляторов составляют соответственно $5,7 \cdot 10^{-6}$ и $12 \cdot 10^{-6}$). Остальные группы полос, по меньшей мере, на порядок слабее. Сопоставление данных о спектрах поглощения стекол различного состава позволило сде-

лать вывод, что химический состав стекла оказывает меньшее влияние на форму и положение полос, чем это наблюдалось для ионов Nd^{3+} . Например, в метафосфатных стеклах с различными модификаторами (элементами первой и второй групп), а также в борфосфатном стекле форма и положение полос поглощения Er^{3+} практически не меняются. Только при сравнении их с другими типами стекол заметны различия. Например, существенно меняется разрешенность переходов. За некоторыми исключениями она возрастает в ряду фторбериллатные – щелочные и щелочноземельные силикатные – алюмокальцийсиликатные – фторфосфатные – борфосфатные – фосфатные – германатные – боратные – теллуридные стекла. Заметно меняется разрешенность переходов и в зависимости от типа модификатора. Например, в бинарных щелочноземельных фосфатных стеклах (50,5 MeO , 49,5 P_2O_5 мол. %) интегральное сечение поглощения перехода ${}^4\text{I}_{15/2} - {}^4\text{I}_{13/2}$ возрастает в 1,35 раза в ряду $\text{Mg} - \text{Cd}$ (до $4,2 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$), затем несколько уменьшается для Ba .

1.5.4. Лазерные кристаллы, легированные ионами иттербия

Наиболее перспективным активным ионом, который может быть использован в не неодимовых лазерах работающих в том же диапазоне длин волн, является Yb^{3+} . Трехвалентный ион иттербия имеет ряд преимуществ по сравнению с ионом Nd^{3+} благодаря очень простой схеме энергетических уровней, состоящей всего из двух состояний: основного ${}^2\text{F}_{7/2}$ и возбужденного ${}^2\text{F}_{5/2}$. Здесь нет поглощения возбужденного состояния, уменьшающего эффективное сечение генерации, нет ап-конверсии, нет концентрационного тушения люминесценции. Интенсивные линии поглощения Yb^{3+} хорошо подходят для лазерной диодной накачки вблизи 980 нм, а небольшой стоксов сдвиг (около 650 см^{-1}) между энергией поглощения и испускания уменьшает тепловую нагрузку на активный материал во время работы лазера. Недостатком Yb^{3+} является то, что конечный лазерный уровень термически заселен (квазитрехуровневая схема), что увеличивает порог генерации.

В работах [13, 14] приводятся результаты оценки спектроскопических свойств некоторых материалов, легированных ионами Yb^{3+} , на основе двух экспериментально измеряемых спектроскопических параметров: сечения эмиссии на длине волны генерации и минимальной интенсивности накачки, необходимой для достижения прозрачности активной среды на лазерной длине волны. Некоторые данные, полученные в работе [13] показаны в табл. 5.

На рис. 1.11 представлены результаты расчета [13] эффективностей преобразования излучения накачки в лазерное излучение и дифференци-

Таблица 5

Оценка спектроскопических характеристик кристаллов легированных ионами Yb^{3+} [13]. Здесь $\sigma_{\text{ар}}$ и $\sigma_{\text{ер}}$ – сечения поглощения и эмиссии накачки, соответственно, а $\sigma_{\text{а}}$ и $\sigma_{\text{е}}$ – сечения поглощения и испускания лазерного излучения; $\lambda_{\text{р}}$ и $\lambda_{\text{е}}$ – длины волн накачки и излучения; L_{opt} и R_{opt} – длина кристалла и коэффициент отражения выходного зеркала, соответствующие максимуму выходной мощности; τ – время жизни возбужденного состояния

	Конц. $\times 10^{-20}$ (см^{-3})	$\sigma_{\text{ар}}$ $\times 10^{20}$ (см^2)	$\sigma_{\text{ер}}$ $\times 10^{20}$ (см^2)	$\sigma_{\text{е}}$ $\times 10^{20}$ (см^2)	$\sigma_{\text{а}}$ $\times 10^{20}$ (см^2)	$\lambda_{\text{р}}$ (нм)	$\lambda_{\text{е}}$ (нм)	τ (мкс)	L_{opt} (мм)	R_{opt} (%)
YAG	8,97	0,8	0,159	2,3	0,149	942	1029	951	2,9	93
YCOB	8,97	1,0	0,959	0,36	0,026	976,4	1032	2280	3,4	98
GdCOB	8,97	1,1	1,12	0,5	0,027	975	1035,3	2500	3,4	98,5
YAB	8,97	3,4	2,99	0,8	0,040	975	1040,3	680	1,2	99,5
C-FAP	0,36	10,0	0,132	5,9	0,377	905	1043,3	1100	8,5	95
S-FAP	0,36	8,6	0,076	7,3	0,407	899	1047,3	1260	9,5	92
KGdW	8,97	12	14,6	2,7	0,289	981	1023,3	600	0,45	99,5
KYW	8,97	13,3	16,0	3	0,299	981,2	1025,3	600	0,4	99,5
LNB	1,89	1	1,02	1	0,023	980	1060	540	9	98
Sc_2O_3	8,97	4	4,0	1,2	0,05	975	1041	800	1,2	99,5
Y_2O_3	8,97	2,4	2,3	0,85	0,06	975	1031	850	1,6	99
Lu_2O_3	8,97	3	2,9	1,07	0,07	975	1032	820	1,4	99,5
YSO	8,97	0,47	0,007	0,29	0,007	901	1059	1400	5,2	98,7

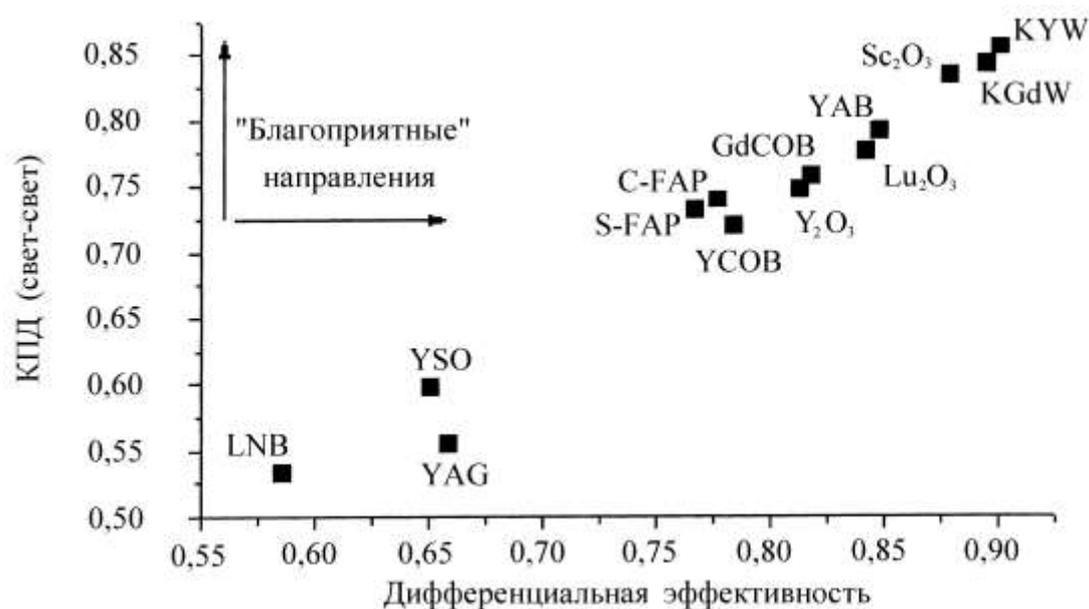


Рис. 1.11. Рассчитанные эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение и дифференциальная эффективность некоторых иттербиевых материалов [13]

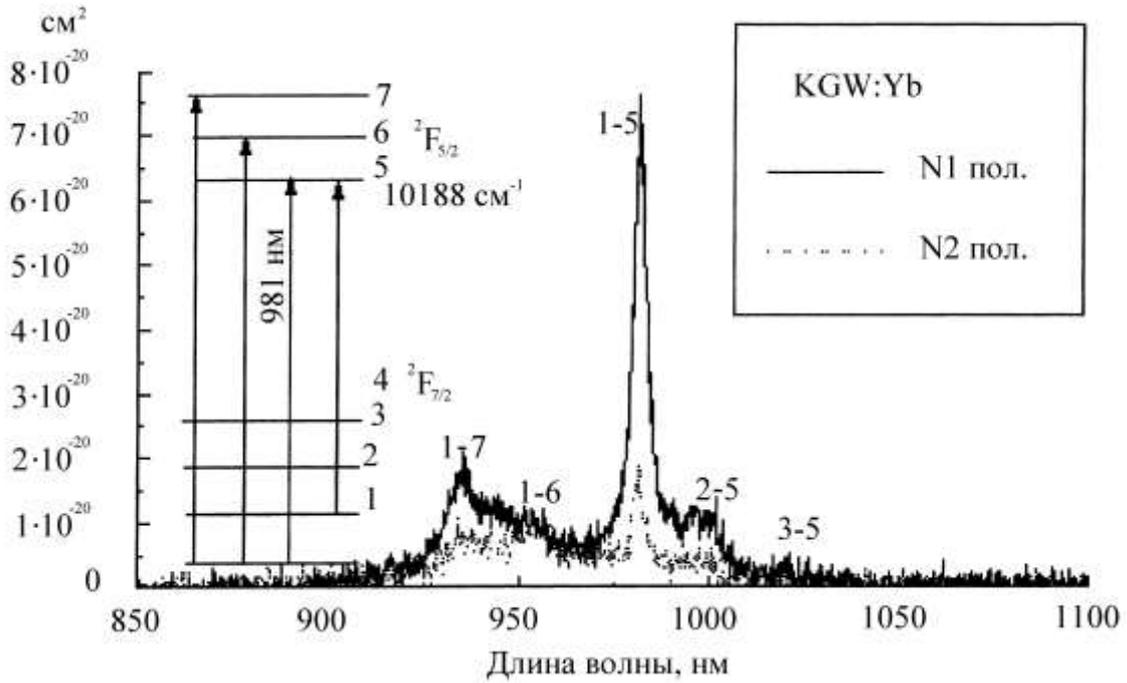


Рис. 1.12. Сечение поглощения Yb:KGdW

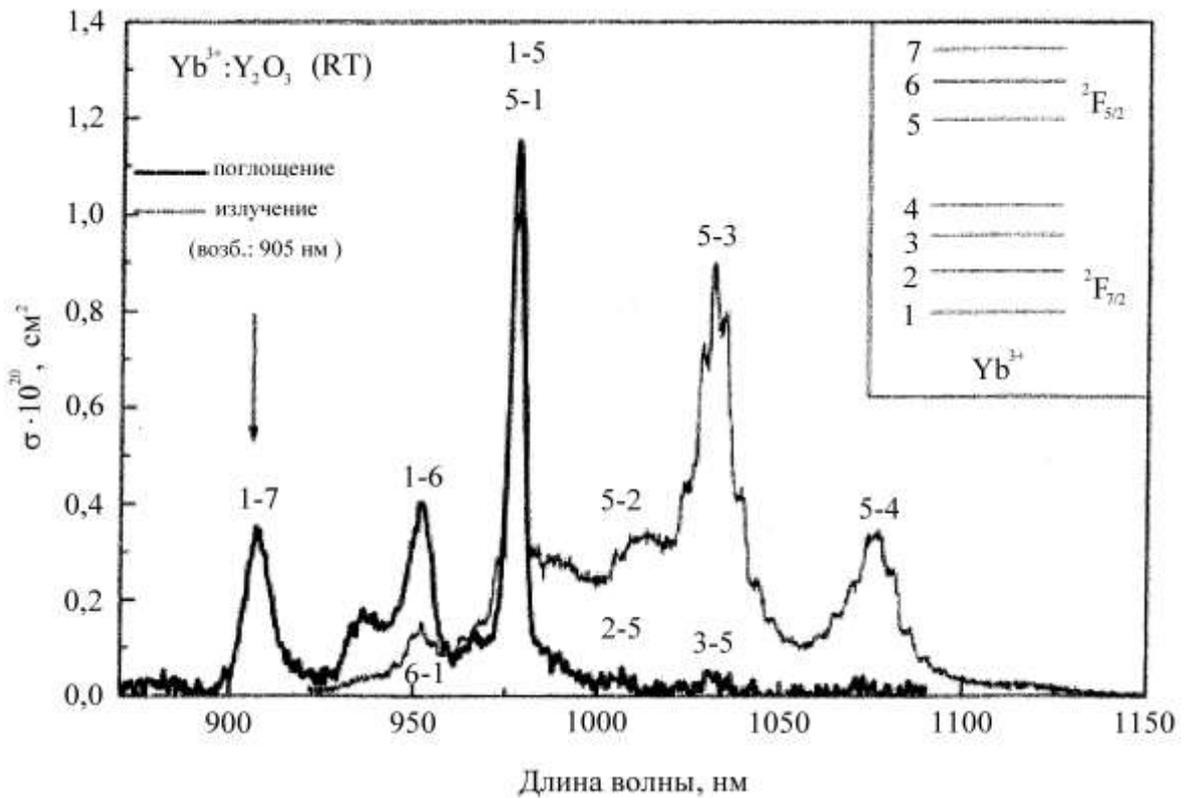


Рис. 1.13. Сечения поглощения и эмиссии Yb³⁺ в Y₂O₃

альных КПД для кристаллов ($\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ (S-FAP), $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (KYW), $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (KGdW), $\text{CaGd}_4(\text{BO}_3)_3\text{O}$ (GdCOB), $\text{CaY}_4(\text{BO}_3)_3\text{O}$ (YCOB), $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ (YAB), Y_2O_3 , Lu_2O_3 , Sc_2O_3 , Y_2SiO_5 (YSO), LiNbO_3 (LNB)) помещавшихся по отдельности в один лазерный резонатор. «Благоприятные направления» на графике показаны стрелками. Как видно KGdW и KYW имеют наибольший потенциал для их использования в лазерах (как ни странно, YAG оказался в числе последних).

Материалы S-FAP и C-FAP представляются более эффективными, чем GdCOB и YAB. Для Sc_2O_3 , Lu_2O_3 , Y_2O_3 также получены неплохие результаты, тем более что они обладают наибольшей теплопроводностью ($27 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot^\circ\text{C}$).

Спектры поглощения некоторых из этих кристаллов показаны на рис. 1.12 и 1.13.

2. Полупроводниковые источники для накачки твердотельных лазеров

Появление эффективных, мощных, с узкой линией излучения полупроводниковых источников накачки, излучающих в спектральном диапазоне 650 – 2000 нм совершило переворот в сфере разработки лазеров, основанных на твердотельных материалах, легированных ионами редких земель и переходных металлов. На рис. 2.1 показаны спектральные области, в которых работают лазерные диоды, основанные на полупроводниках типа A^3B^5 , и соответствующие максимальные мощности и эффективности высокомошных лазерных решеток [15]. Рабочие спектральные области лазерных диодов перекрывают характерные распределения электронных уровней редкоземельных и переходных металлов, что показано на рис. 2.2 и 2.3, соответственно [15]. Видно, что диодные источники накачки позволяют селективное возбуждение многих уровней этих ионов, делая возможными много новых эффективных лазерных схем, которые были нереализуемы с использованием широкополосных ламп накачки.

Полупроводниковые инжекционные излучатели обладают с практической точки зрения рядом достоинств: экономичностью, малой инерционностью, компактностью, простотой устройства, высокой надежностью и позволяют легко перестраивать длину волны излучения.

Типичные размеры области излучения диода составляют приблизительно $1 \times 100 \text{ мкм}^2$, а длина лазерного резонатора равна $\sim 250 \text{ мкм}$. Для увеличения выходной мощности излучения полупроводникового лазера p – n –переходы реализуют в виде многополосковой матрицы, в которой p – n –области соседствуют друг с другом на расстоянии $\sim 10 \text{ мкм}$. При увеличении плотности мощности появляются проблемы с отводом тепла от

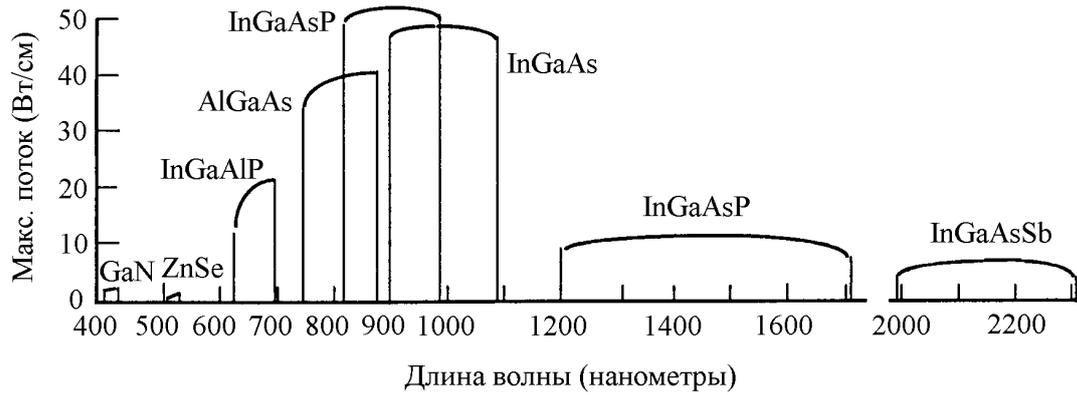
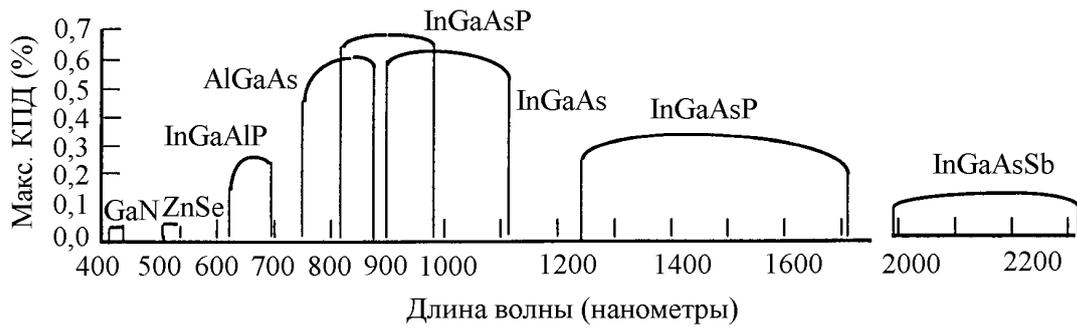


Рис. 2.1. Спектральные диапазоны работы лазерных диодов, основанных на полупроводниках типа A^3B^5 , и соответствующие максимальные мощности и эффективности высокоомощных лазерных решеток [15]

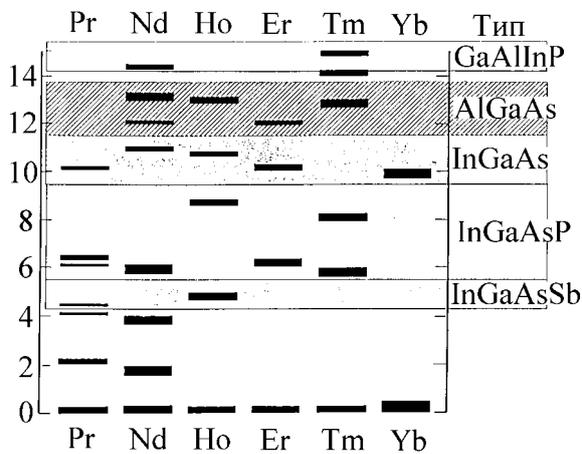


Рис. 2.2. Перекрытие рабочих спектральных областей некоторых лазерных диодов с характерными электронными уровнями редкоземельных ионов [15]. По оси ординат отложена температура в килокаельвинах, соответствующая энергиям переходов

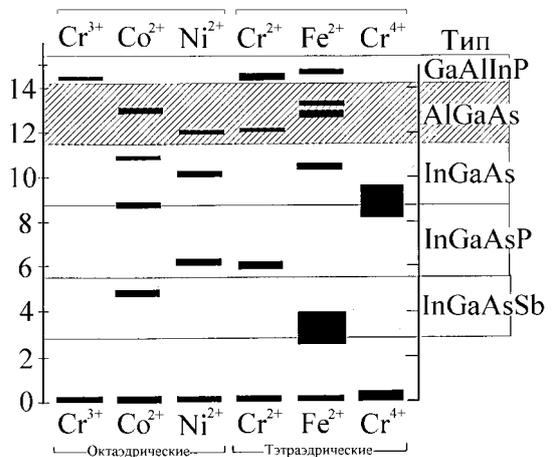


Рис. 2.3. Спектральное перекрытие лазерных диодов с низко лежащими энергетическими уровнями некоторых ионов переходных металлов в октаэдрических и тетраэдрических состояниях [15]. По оси ординат отложена температура в килокаельвинах, соответствующая энергиям переходов

полупроводникового лазера и, кроме того, может разрушиться выходное окно лазера. Даже если электрооптическая эффективность ($\eta_{e-o} = P_{opt}/P_{el} = P_{opt} / (P_{opt} + P_Q)$) составляет 40–50 % или еще больше, то для повышения мощности излучения без повреждения полупроводника необходимо отводить значительное количество тепла. Поэтому полупроводниковый чип устанавливают на специальные теплоотводы, охлаждаемые водой, что в результате позволяет прикладывать ток величиной 50–60 А; это дает лазерную мощность 40–50 Вт с одной матрицы.

2.1. Лазеры с вертикальным резонатором

Концепция лазеров с вертикальными резонаторами (VCSEL) была предложена в 1980 г., однако в то время технология не позволяла создавать такие структуры. Впервые лазеры с вертикальным резонатором, работающие при комнатной температуре, были разработаны в 1989 г. компанией Bell Labs. Выходная апертура формировалась путем протонной бомбардировки. Пороговые токи составляли 3–6 мА. Первые коммерческие изделия появились в 1996 г., когда было достигнуто существенное (на порядок) снижение порогового тока и одномодовая генерация. Это стало возможным после внедрения технологии получения достаточно малых апертур (около 1 мкм) с помощью оксидных масок.

Основным преимуществом лазеров с вертикальными резонаторами по сравнению с лазерами с торцевым выводом излучения является круговая, а не эллиптическая форма выходного пучка, которая хорошо согласуется с круглым сечением оптического волокна, что дает возможность эффективного ввода излучения в волокно. Кроме того, лазеры с вертикальным резонатором могут выращиваться на основе планарной технологии в виде многоэлементных матриц, которые нашли широкое применение в скоростной лазерной печати и многочастотной волоконно-оптической связи.

Основное применение лазеров с вертикальным резонатором – это локальные волоконно-оптические линии связи. Они являются отличными источниками для высокоскоростной передачи данных, а круговой профиль выходного пучка хорошо согласуется с круглым сечением волокна. VCSEL, работающие на длине волны 850 нм, широко используются в комбинированных приемопередатчиках.

2.2. Мощные лазерные диоды

Большая выходная мощность лазерных диодов приводит к ускорению процесса старения, уменьшая срок службы. Мощность лазерного диода

прямо пропорциональна ширине активной области, поэтому размер выходного пятна у них порядка 100 мкм, и для таких лазеров существенное значение имеет отвод тепла. В лазерах для накачки на основе Al-GaAs/GaAs (длина волны около 840 нм) серьезной проблемой являются дефекты темных линий, которые снижают выходную мощность и приводят к ускоренной деградации. Кроме того, значительная поверхностная рекомбинация приводит к сильному разогреву, что приводит к разрушению грани резонатора.

Существует несколько способов повышения надежности мощных лазеров. Наиболее интенсивно разрабатываемым является использование безалюминиевых материалов InGaAsP/GaAs. В таких системах дефекты темных линий распространяются медленнее из-за больших размеров атомов In, а поверхностная рекомбинация в 100 раз меньше, чем у Al-содержащих соединений. Кроме того, надежные In-диоды могут выращиваться на технологичных кремниевых подложках.

Однако безалюминиевые составы вносят другую проблему. В InGaAsP/GaAs гетероструктурах оказываются очень малые скачки зон, что приводит к значительным токам утечки. Выход был найден с помощью создания блокирующих слоев на основе Al-содержащих соединений в эмиттерных областях вдали от активного слоя (рис. 2.3). Таким образом созданы лазеры мощностью около 10 Вт, пороговой плотностью

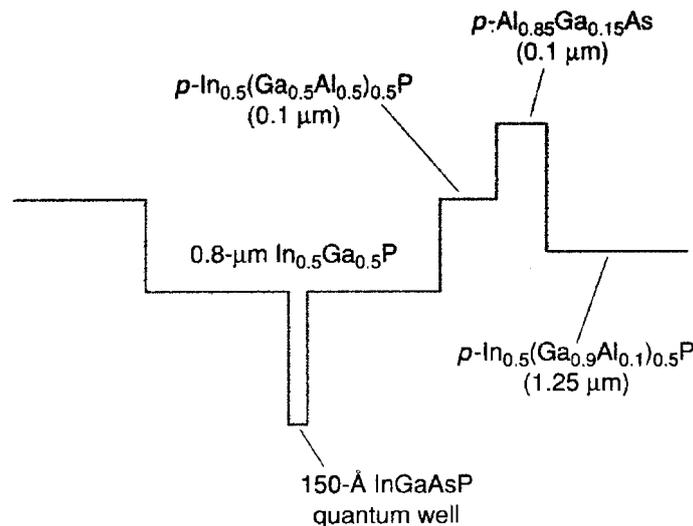


Рис. 2.3. Безалюминиевая InGaAsP активная область лазерного диода с дополнительным широкозонным барьерным слоем

тока 220 A/cm^2 и характеристической температурой порогового тока 160 K [16].

Другой способ увеличения надежности мощных лазеров – это снижение факторов, приводящих к деградации AlGaAs квантоворазмерных лазеров. Как было установлено, основная причина отказов диодов – это рост дефектов темных линий, т.е. дислокаций решетки, которые обычно возникают на границах кристалла и распространяются внутрь активной области. Когда эти дефекты ее достигают, происходит их размножение на целую сетку дефектов, что создает множество центров безызлучательной рекомбинации, высвобождающих тепло. Энергия от безызлучательной рекомбинации передается решетке, приводя к существенной вибрации ионов, и, как следствие, передвижению и росту дислокаций. Исследования компании Polaroid Corp. Division (Norwelk, USA) показали, что большинство дефектов темных линий возникает из-за повреждений кристалла, индуцированных процессами механической обработки. Для уменьшения механических повреждений при разделении выращенной пластины на отдельные кристаллы предложено использовать травление. Альтернативой этому выступает создание непроводящих областей на границах кристалла для изоляции механических повреждений от инжектируемых носителей тока.

Из-за короткого оптического резонатора и малых поперечных размеров активного слоя дифракционная расходимость генерируемого излучения во внешней среде оказывается значительной. В плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, она может достигать 50° . В ортогональной плоскости расходимость на порядок меньше (1 – 5°). Это обуславливает различный профиль пучка в соответствующих плоскостях, и для согласования осесимметричного объема лазерного кристалла с асимметричной диаграммой направленности излучения диода необходима довольно сложная оптика.

В связи с этим основные преимущества полупроводниковой накачки могут быть эффективно реализованы в лазерах с малой ($\sim 1 \text{ мм}$) длиной активного элемента. В этом случае плотность мощности излучения накачки в активном элементе может достигать $0,1 \text{ МВт/см}^2$ без применения дорогостоящей формирующей оптики (преимущества и недостатки таких систем будут рассмотрены в третьей части работы). Для поглощения более 95% излучения накачки в таком активном элементе концентрация ионов неодима в лазере должна быть не менее $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Повышение эффективности твердотельных лазеров с диодной накачкой может быть достигнуто за счет оптимизации резонатора, согласующей оптики и источника накачки.

2.3. Диодные линейки и матрицы

Диодные лазеры с единственной активной областью могут достигнуть выходной мощности до 3 Вт, однако для многих приложений этого недостаточно. Для ряда приложений необходимая мощность достигается путем группирования лазеров в одномерные массивы – линейки, или двумерные массивы – матрицы (рис. 2.4). Такие массивы используются в двух видах приложений. Первые из них это приложения, требующие высокой мощности (космическая связь, накачка твердотельных лазеров, дальнометрия, нелинейная оптика удвоения частоты). Вторые – приложения, требующие излучение на нескольких длинах волн или несколько пучков (оптические линии связи, особенно системы WDM, параллельная обработка оптических сигналов, высокоскоростная лазерная печать с высоким разрешением) [17].

Диодные массивы делятся на две категории: когерентные и некогерентные. Некогерентные массивы производят множество выходных пучков, характеризующихся разной частотой, модуляцией или пространственным распределением. В когерентных массивах излучение всех диодов

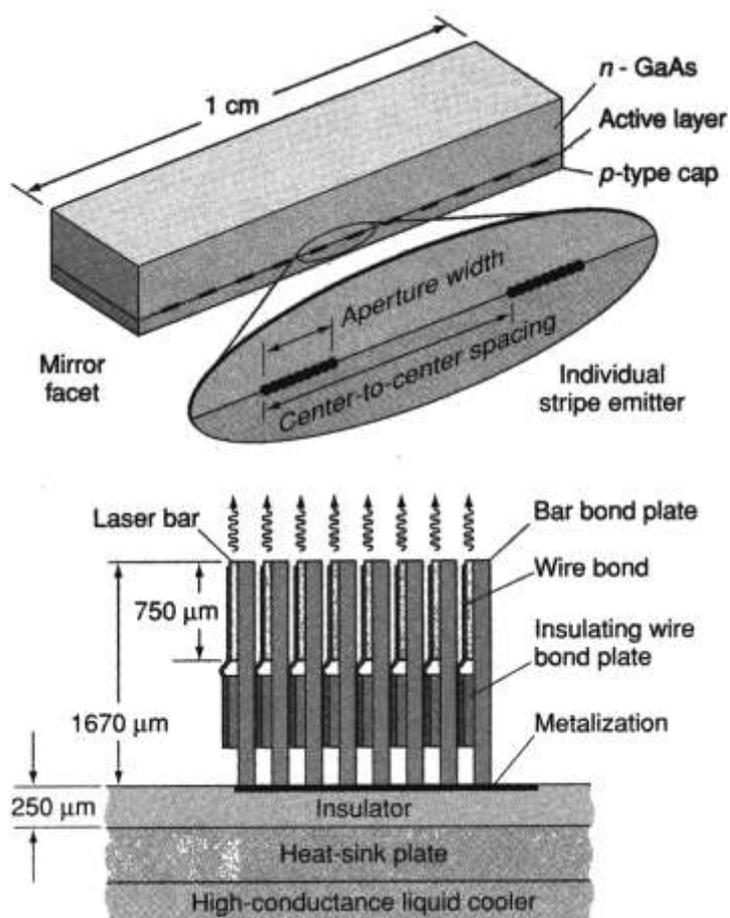


Рис. 2.4. Монолитная лазерная линейка (вверху). Компоновка отдельных лазерных линеек на общем теплоотводе для образования лазерной матрицы (внизу) [17]

собирается в единый пучок, поддерживая фазовую когерентность и определенную частоту. В настоящее время используются две преобладающие схемы получения когерентности: использование задающего лазерного генератора и фазовой синхронизации. В первом случае излучение от одного лазера, обычно помещенного во внешний резонатор для стабилизации длины волны, выводится с помощью полупрозрачного зеркала и распределяется с помощью цилиндрических линз по массиву диодов. Во втором случае конфигурация лазерного массива сама обеспечивает оптическую связь между отдельными лазерами: активные области отдельных элементов имеют показатель преломления ниже, чем разделяющие их участки. Вследствие антиволноводного эффекта излучение вытекает из активной области в слой с высоким значением показателя преломления и частично заходит в активные области соседних элементов, обеспечивая тем самым синхронизацию частоты генерируемого излучения.

Наиболее просты структуры у некогерентных матриц с отдельной адресацией, в которых лазеры имеют отдельные припаянные контакты, но размещаются на общем теплоотводе и растягиваются на одной подложке. Когерентные массивы в виде линеек имеют длину около 1 см и содержат до 100 элементов, что обеспечивает около 100 Вт мощности в непрерывном режиме. Составные 2-D матрицы представляют собой набор лазерных линеек (до сотни) на общем теплоотводе. Из-за большого тепловы-

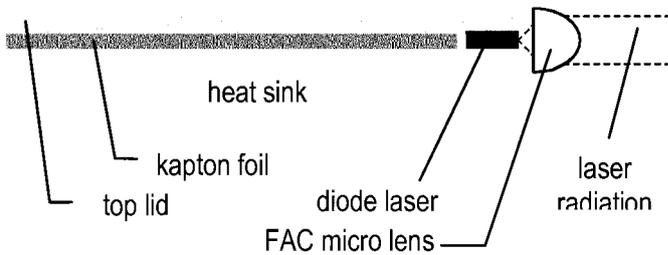


Рис. 2.5. Fast-axis-коллимация (FAC) с помощью цилиндрических микролинз (вид сбоку) [18]

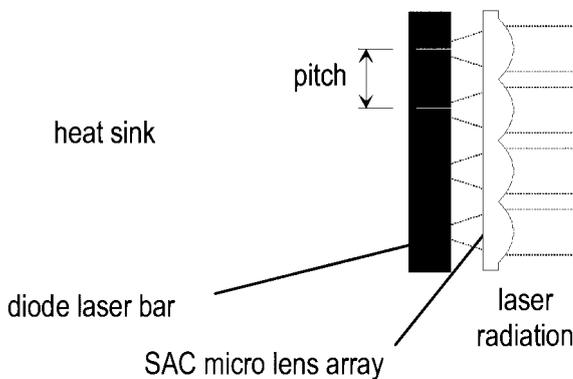


Рис. 2.6. Slow-axis-коллимация (SAC) с помощью решеток микролинз (вид сверху) [18]

деления такие системы работают в импульсном режиме, обеспечивая около 1 кВт импульсной мощности, при этом средняя мощность остается на уровне 100–200 Вт.

Большую расходимость излучения в направлении p - n -перехода (в англоязычной литературе – "fast axis") можно скомпенсировать при помощи цилиндрических линз (обычно асферических), так, чтобы в этом направлении лазерный пучок был почти параллельным (см. рис. 2.5). Коллимация в перпендикулярном направлении ("slow axis") может быть выполнена при помощи линеек микролинз [18], как схематично показано на рис. 2.6. Очевидно, что в этом случае между излучающими поверхностями должны быть зазоры, причем достаточно большие, чтобы осуществить коллимацию прежде, чем излучение отдельных полосков взаимно перекрестится. Однако, при меньших зазорах между полосками применяют более сложные решения. Например, с помощью микропризм или зеркал световые пучки от смежных полосков отклоняют в разных плоскостях, а затем уже коллимируют другой системой призм.

Монолитные диодные матрицы более привлекательны с точки зрения стоимости производства, оптимального теплоотвода и исключения повреждения поверхности из-за слишком высокой выходной мощности.

Одним из способов создания монолитной диодной матрицы является перенаправление выходного луча из лазера с краевым выводом излучения с помощью наклоненной под углом 45° к плоскости активного слоя одной грани кристалла. При этом для образования резонатора используется брэгговский отражатель, сформированный между активной областью и подложкой (рис. 2.7). Созданные таким образом матрицы содержат до 1500 лазерных элементов с суммарной мощностью 50 Вт [17].

Основной альтернативой описанной монолитной конструкции выступают матрицы на основе поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором (рис. 2.8). Изоляция одного лазера от другого достигается с помощью волноводного эффекта за счет показателя преломления или усиления [17]. В первом случае активная область с примыкающими выше и ниже слоями окружается материалом с меньшим показателем

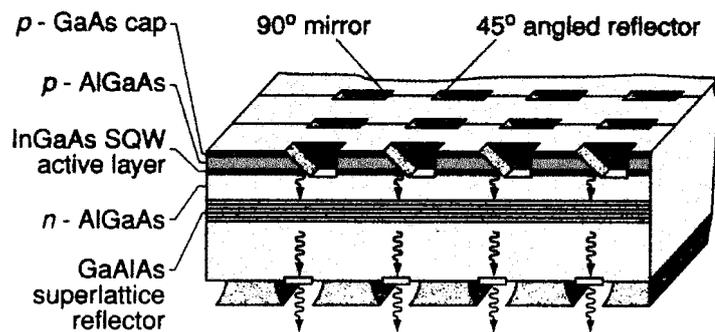


Рис. 2.7. Монолитная 2-D матрица с гранями скошенными под углом 45°

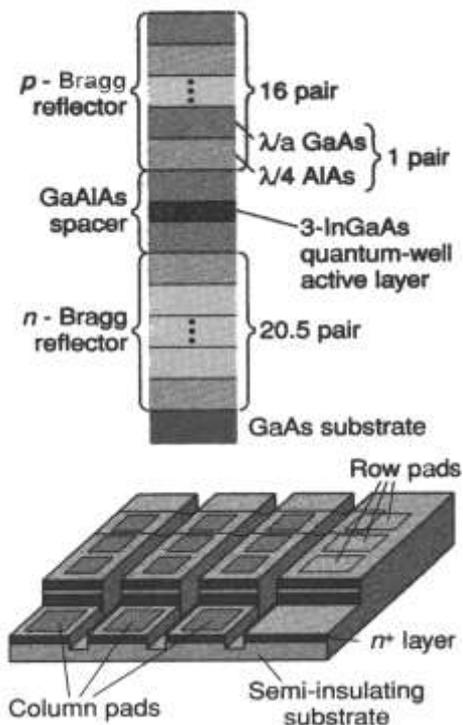


Рис. 2.8. Монолитная 2-D матрица на основе VCSEL

преломления. Во втором случае вокруг активной области создаются изолирующие участки для предотвращения токовой инжекции. Конструкция лазеров с вертикальным резонатором позволяет легко управлять длиной волны генерации путем изменения периода брэгговских отражателей. Созданные для WDM систем матрицы позволяют генерировать излучение на сотне длин волн с разнесением 1,5 нм, при этом физическое расстояние между элементами составляет около 0,5 мм. Кроме систем связи, такие матрицы могут выполнять роль перестраиваемого излучателя со временем переключения около 10 пс. Хотя матрицы на основе лазеров с вертикальным резонатором не могут соревноваться с матрицами на основе поверхностно-излучающих лазеров из-за малой толщины активной области, они могут найти применения при создании устройств быстрого перенаправления лучей.

3. Схемы диодной накачки твердотельных лазеров

Важным элементом систем оптической накачки являются устройства, фокусирующие световую энергию от источника накачки на активное тело лазера (концентратор).

Применение оптической накачки в микролазерах требует, чтобы лазерный материал возбуждался равномерно, что позволило бы достичь высокой эффективности. Основные требования к системе накачки можно сформулировать следующим образом:

- отсутствие потерь излучения на пути от источника к накачиваемому объему;
- полная и равномерная освещенность поверхности лазерного материала;
- минимальный нагрев лазерного материала излучением накачки.

3.1. Классификация систем накачки

Известно, что система накачки твердотельного лазера, состоящая из источника накачки и устройства для фокусировки излучения накачки на активном стержне, влияет не только на энергетику лазера, но и на угловые характеристики излучения твердотельного лазера.

В общем случае коэффициент полезного действия лазера равен произведению КПД резонатора на КПД системы накачки. Коэффициент полезного действия системы накачки $\eta_{сн}$ равен отношению энергии, поглощенной в активном стержне, к полной энергии, подводимой к источнику излучения накачки [19]:

$$\eta_{сн} = \frac{\int F(\lambda)\eta_{сн}(\lambda)d\lambda}{\int F(\lambda)d\lambda}, \quad (1)$$

где $F(\lambda)$ – спектральный поток, испускаемый источником накачки, $\eta_{сн}(\lambda)$ – спектральный КПД системы накачки, который равен отношению спектральной мощности энергии на частоте накачки ν_n , поглощенной в активном элементе лазера, к электрической мощности W , подводимой к системе накачки

$$\eta_{сн}(\lambda) = \frac{c \int k_\nu u_\nu dV}{nW} \quad (2)$$

Здесь k_ν – спектральный коэффициент поглощения активного элемента, u_ν – спектральная плотность энергии накачки, V – объем активного элемента, c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления.

Таким образом, система накачки характеризуется эффективностью преобразования электрической мощности, подводимой к источнику излучения, в излучаемый источником световой поток, поглощенный в дальнейшем в активном элементе лазера.

При выборе той или иной системы накачки руководствуются требуемой эффективностью системы накачки, степенью равномерности распределения поглощенной радиации и т.д.

Существует множество схем полупроводниковой накачки твердотельных лазеров, но все они сводятся к одной из двух основных конфигураций: продольной и поперечной.

Ввод излучения в активный элемент в основном осуществляется двумя путями. Первый из них – непосредственное облучение активного вещества без использования элементов, преобразующих диаграмму направленности источника излучения. Другой путь ввода излучения в кристалл – это применение коллимирующей оптики, в частности сферических и эллиптических отражателей, линзовых элементов, световодов и т. д. Усложнение конструкции концентратора приводит к повышению КПД системы накачки и улучшению энергетических характеристик твердотельных микролазеров. Чтобы оценить реальный выигрыш в КПД конструкции концентратора энергии, рассмотрим в дальнейшем более детально несколько наиболее распространенных схем ввода излучения в активный элемент и сравним их по эффективности и возможности практической реализации.

По геометрическим и конструктивным особенностям системы накачки можно также разделить на следующие виды:

- *эллиптические*, достоинства которых заключены в высокой эффективности накачки и возможности накачки элементов различных размеров (от самых маленьких до больших), а недостатком является высокая азимутальная и радиальная неравномерность накачки, что препятствует их широкому применению;
- *коаксиальные*, обеспечивающие высокую эффективность лазера, и хорошую азимутальную равномерность накачки, но для них характерны значительные деформации резонатора лазера в процессе работы, что приводит к большой расходимости излучения;
- системы накачки *с активными элементами прямоугольного сечения*, в которых независимый выбор ширины и толщины активного элемента позволяет подобрать его толщину оптимальной с точки зрения равномерности накачки и теплоотвода, свести к минимуму термооптические искажения, однако в мощных лазерах могут развиваться недопустимо большие термоупругие искажения в активной среде;
- *дисковые* системы накачки, перспективные при разработке мощных лазеров с малой длительностью импульса генерации и большой апертурой, но обладающие малым КПД генерации из-за рассеяния энергии на большом количестве поверхностей.

3.2. Способы возбуждения активного элемента

Как уже отмечалось, все известные системы накачки микролазеров по способу возбуждения активного элемента можно условно разделить на два больших класса: продольную и поперечную. Для начала рассмотрим

эти два класса лазеров в общих чертах, особое внимание будем уделять отличиям, которые дали нам право провести такое деление.

Продольная накачка. Остановимся пока на продольном методе накачки (с торца активного элемента). К несомненным преимуществам метода следует отнести высокое модовое согласие, большую длину пути при поглощении излучения. Последнее ослабляет требования по длине волны накачки, а значит меньше требования по температурной стабильности диода, падает стоимость, что тоже немаловажно, особенно в коммерческих моделях лазеров. Говоря же о недостатках, следует особо подчеркнуть, что продольная накачка не позволяет получить рекордных значений мощности выходного излучения для твердотельных лазеров. Значительные достижения в области повышения выходной мощности твердотельных лазеров были получены благодаря увеличению количества используемых источников накачки: переход от одного лазерного диода к линейке и матрице.

Нельзя не сказать, что, ослабляя требования по температурному контролю, мы вынуждены использовать источники с низкой расходуемостью излучения. Применение лазерных диодов дает возможность максимально эффективно использовать продольную схему накачки и создавать Nd:YAG лазеры с чрезвычайно малой потребляемой мощностью и большим КПД. В этом случае постановка задачи такая: излучение накачки фокусируется в малом объеме активного элемента, а параметры резонатора должны обеспечивать эффективное согласование каустики накачки с модой резонатора. Теоретический анализ показал, что при использовании продольной схемы накачки эффективность преобразования излучения накачки в излучение лазера может достигать 50 %.

Поперечная накачка. Практика говорит, что использование поперечной накачки сулит почти неограниченное повышение выходной мощности, что и определило основные области применения таких лазеров. Недостатки очевидны: короткая длина пути поглощения излучения, что говорит о меньшей эффективности накачки, если сравнивать с продольной накачкой.

Можно выделить свои особенности у данного метода. Как правило, используется активный элемент прямоугольной формы. Большая мощность достигается за счет большой плотности излучения накачки, что обычно получают при накачке с двух сторон и нанесением отражающих покрытий.

3.3. Мощные твердотельные лазеры с диодной накачкой

В последнее время очень много внимания уделяется исследованию и разработке высокомоощных твердотельных лазеров с диодной накачкой (в основном для приложений материалообработки). Похоже, что с сегодняшними темпами удешевления и роста мощностей лазерных диодов, мощности твердотельных лазеров будут продолжать повышаться. Однако на этом пути остро встают различные проблемы, связанные с разогревом активного элемента лазера.

Известно, что оптические дисторсии, вызванные поперечными температурными градиентами (т. е. перпендикулярные направлению излучения лазера), ухудшают качество лазерного пучка. Одним из способов уменьшения поперечных температурных градиентов является ввод излучения накачки и вывод избыточного тепла из активной среды в направлении, параллельном оси лазерного пучка. Подобный метод эффективно используется в типе твердотельных лазеров, который в англоязычной литературе носит название “active mirror amplifier” (АМА), т. е. усилитель на основе активного зеркала. Одним из вариантов реализации такой концепции является схема лазера, в котором активный элемент представляет собой тонкий диск диаметром несколько миллиметров и толщиной 200–400 мкм, спаянный с теплоотводом [20]. В [21] демонстрировался лазер на тонком диске Yb:YAG с диодной накачкой, средняя мощность излучения которого приближалась к 1 Вт; качество пучка $M^2 \sim 12$ (здесь и далее M^2 – величина, характеризующая степень расходимости пучка по сравнению с расходимостью идеального дифракционно ограниченного

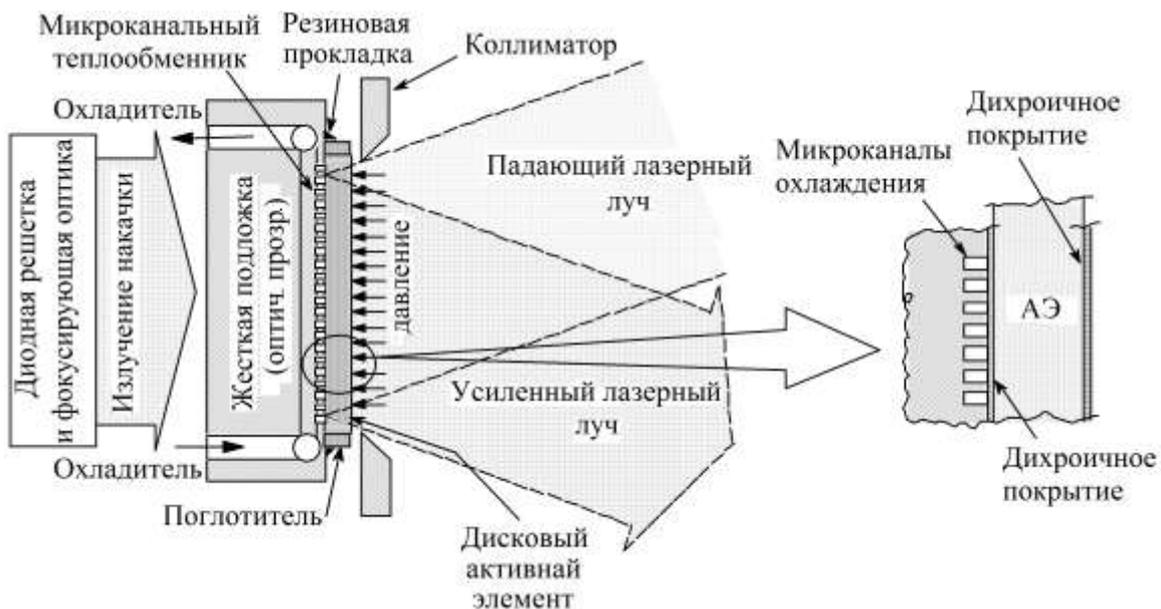


Рис. 3.1. Лазер, построенный по схеме «активное зеркало» с диодной накачкой

пучка). Другой вариант высокоомощного лазера на основе тонкого диска был исследован в Lawrence Livermore National Laboratory [22].

На рис. 3.1 показана схема одного из лазеров, использующих данный подход. Активным элементом здесь является относительно тонкий диск, выполненный из Nd:YAG, Nd:GGG, или стекла легированного неодимом толщиной около 2,5 мм и диаметром от 5 до 15 см, размещенный на жесткой, охлаждаемой и оптически прозрачной подложке [23].

Подложка сделана из материала, оптически прозрачного на длине волны диодной накачки. Кроме того, подложка содержит встроенный теплообменник с микроканалами на передней поверхности так, чтобы хладагент мог непосредственно омывать обратную поверхность лазерного диска. Диск «склеен» с подложкой посредством разности гидростатических давлений окружающей среды и охлаждающей жидкости в микроканалах. Такое решение предотвращает деформацию термически нагруженного лазерного диска, позволяя ему свободно расширяться в поперечном направлении. Дополнительно диск может быть предварительно формирован для уменьшения давления, требуемого для фиксации диска на подложке.

Коллимированное излучение диодной накачки вводилось в диск через оптически прозрачную подложку и теплообменник. Основным материалом диска легирован активными ионами, так что большая часть мощности накачки поглощается за два прохода через активную среду. Периметр диска имеет оболочку для поглощения усиленного спонтанного излучения. Хладагент в теплообменнике выбирается исходя из минимизации потерь энергии накачки на поглощение и рассеяние.

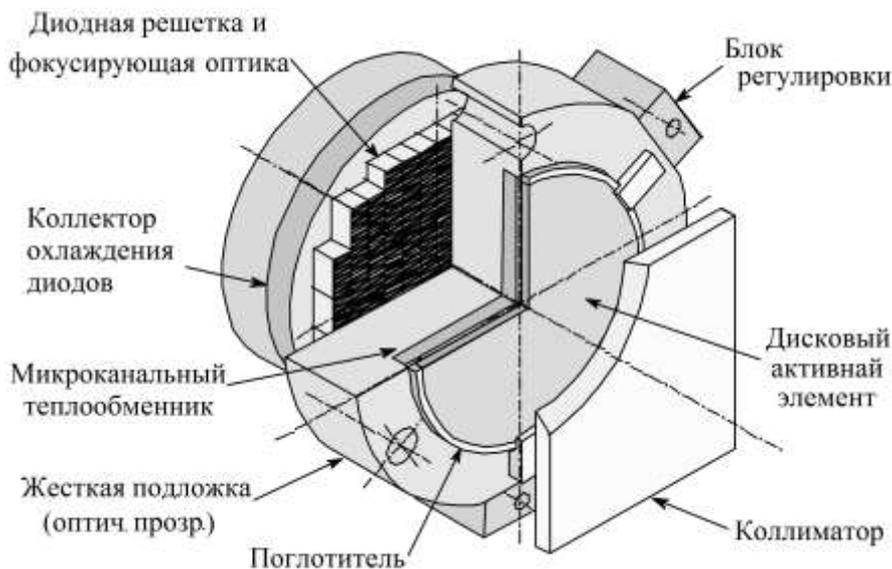


Рис. 3.2. Интегрированный АМА-модуль

Описанная концепция идеально подходит для интеграции в компактные автономные модули. Пример такого модуля показан на рис. 3.2. На базе 10 или более таких автономных модулей могут быть построены лазерные усилители (включая регенеративные) с требуемым усилением. Так утверждается [23], что в лазере с неустойчивым резонатором на основе 10 одинаковых АМА-модулей (рис. 3.3), каждый из которых содержит Nd:YAG диск диаметром 5 см и толщиной 2,5 мм, можно получить 14,5 кВт выходной мощности при эффективности преобразования свет – свет 49 %.

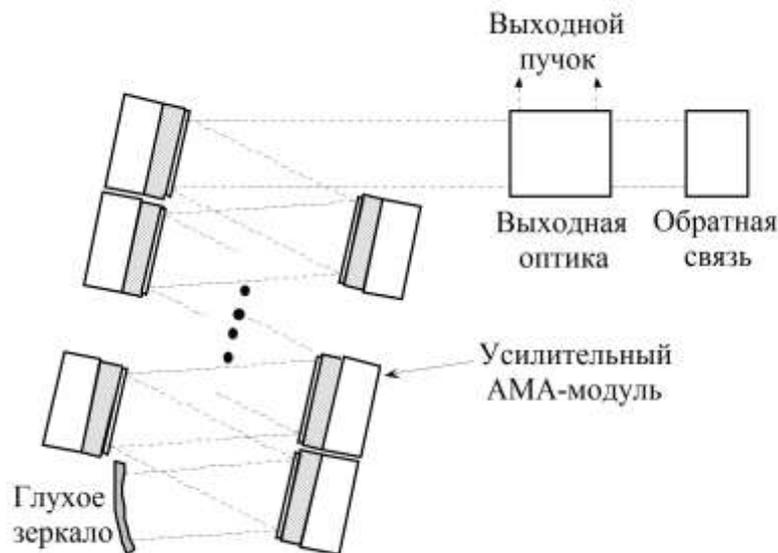


Рис. 3.3. Лазерный осциллятор на основе АМА-модулей

Уже отмечалось, что для поперечной накачки лазерными диодными решетками особенно подходят активные элементы прямоугольной формы. Так, например, в [24] предложен один из подходов к построению высокомошных одномодовых лазеров на основе Nd:YAG с диодной накачкой. Вид сверху лазерной головки показан на рис 3.4. Накачка активного элемента Nd:YAG прямоугольного сечения производилась через две боковые грани шестью решетками диодных лазеров. Излучение накачки подводилось к активному элементу с помощью оптических волокон. Каждая диодная решетка была соединена с 24 волокнами с диаметром сердцевины 250 мкм (257 мкм – внешний диаметр), числовой апертурой 0,1 и ступенчатым профилем показателя преломления. Каждое волокно подводило 0,70 Вт излучения накачки, давая в целом 100 Вт мощности. Длина волны излучения каждого лазерного диода температурно подстраивалась к максимуму линии поглощения Nd:YAG при помощи индивидуальной сервосистемы и термоэлектрического охладителя. Использо-

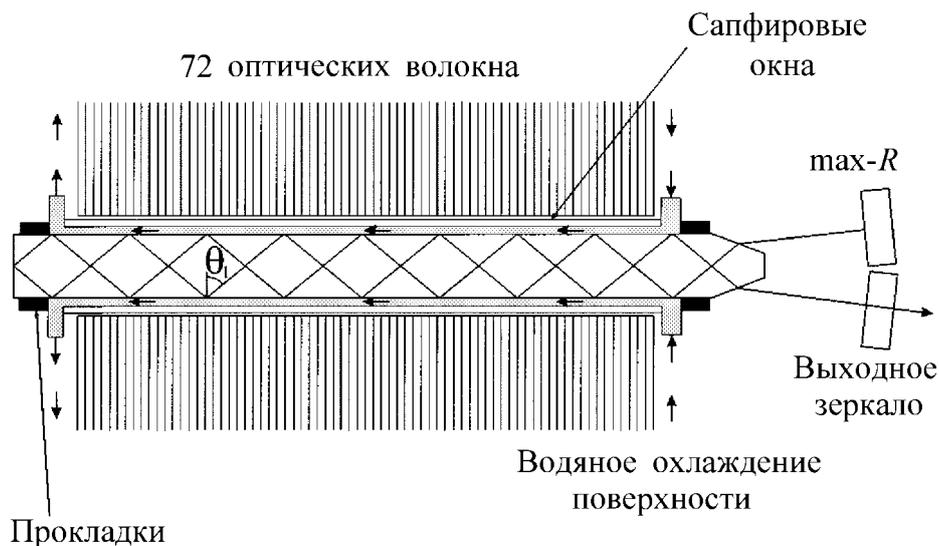


Рис 3.4. Полное внутреннее отражение в лазерном стержне с боковой накачкой и боковым охлаждением (вид сверху) [24]

вание оптических волокон позволяет пространственно разнести лазерные диоды с их системами управления температурой и активную среду, упрощая тем самым конструкцию лазерной головки. Более того, малая числовая апертура волокон обеспечивала высокую плотность накачки без применения сложной фокусирующей оптики.

Охлаждение активного элемента осуществлялось пропусканием водяного потока вдоль боковых граней кристалла (направление водяного потока перпендикулярно плоскости рисунка) по водяным каналам высотой 1,5 мм и шириной 2 мм. Для лучшего отвода тепла в каналах создавался турбулентный поток (320 мл/мин).

В целом излучение накачки, прежде чем попасть в активный элемент, проходит несколько слоев: сапфировое окно толщиной 0,5 мм с антиотражающим покрытием, охлаждающую воду и тефлоновое покрытие, сделанное для того, чтобы предотвратить нарушение условия полного внутреннего отражения на боковых гранях водными прокладками. Большие коэффициенты преломления этих сред уменьшают расходимость излучения накачки, увеличивая, таким образом, плотность накачки.

В идеале и накачка и отвод тепла осуществлялись в одной плоскости, компенсируя температурные градиенты в этом направлении. В вертикальном направлении охлаждение осуществлялось с помощью термоэлектрического охладителя. Все это позволило получить лазерный пучок высокого качества ($M_y^2 = 1,19$ и $M_x^2 = 1,38$) мощностью 20 Вт.

Задача боковых схем накачки – собрать как можно больше излучения на лазерном стержне. Цель же продольных схем – сконцентрировать как можно больше излучения накачки в объеме стержня, соответствующем моде TEM_{00} . В результате продольная накачка дает лазерный пучок высокого качества. Такой пучок может быть сфокусирован в пятно, близкое к дифракционному пределу, что требуется во многих приложениях, где необходима высокая прецизионность. Более того, такое излучение позволяет наиболее эффективно преобразовать гармоники. Повышение мощности продольной накачки ухудшает качество излучения. В связи с этим в последние годы разработчики концентрируют усилия на повышении выходной мощности лазеров с продольной накачкой.

Недавний прорыв в этой области сделала фирма Spectra-Physics, создавшая так называемый периодический резонатор [25]. В этом резонаторе два (или более) лазерных стержня расположены последовательно таким образом, что излучение каждого стержня усиливается следующим (рис. 3.5). С помощью дихроичных зеркал излучение накачки вводится в оба торца каждого стержня.

Первым коммерческим лазером, использующим эту схему, был лазер Inazuma той же фирмы Spectra-Physics. В нем используются два лазерных стержня и четыре лазерных диода для накачки. Inazuma генерирует излучение мощностью 35 Вт в ближней ИК области спектра, 20 Вт на длине волны 532 нм и 10 Вт на длине волны 355 нм. Кроме того, он обладает

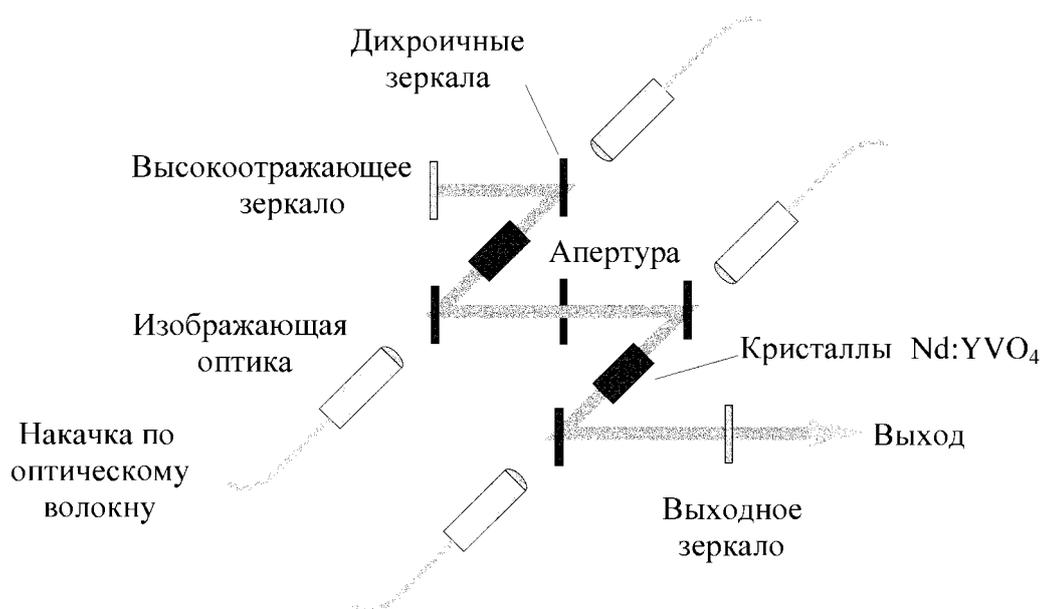


Рис. 3.5. Схема периодического резонатора фирмы Spectra-Physics

очень высокой межимпульсной стабильностью и отличной направленностью луча, величина M^2 составляет всего 1,2. Величина M^2 показывает, во сколько раз расходимость луча превышает дифракционный предел. Для минимизации размеров лазерной головки стержни располагаются зигзагообразно.

В [26] исследована схема, в которой волокна 1,1 % Nd:YAG накачивались непрерывным излучением диодного лазера мощностью 0,5 Вт на длине волны 808 нм. Для этого были изготовлены два набора 1,1 % Nd:YAG-волокон диаметром 0,28 и 0,34 мм и длиной 4–5 мм. Все волокна были покрыты слоем SiO₂ толщиной ~1 мкм, обеспечивающим полное внутреннее отражение. Из-за неидеальности волокон, часть излучения накачки может рассеиваться и просачиваться сквозь оболочку, поэтому использовалось алюминиевое отражающее покрытие толщиной ~0,2 мкм. Торцевым поверхностям волокна была придана сферическая форма с радиусом кривизны 6 мм, а затем покрыты антиотражающим покрытием для длины волны генерации 1064 нм. Волокно оборачивалось индиевой фольгой толщиной ~30 мкм и помещалось в цилиндрический медный радиатор, как показано на рис. 3.6, где также представлен вид волокна с торца. Этот стержень помещался затем между плоскими зеркалами, одно из которых – выходное, а через второе производилась накачка

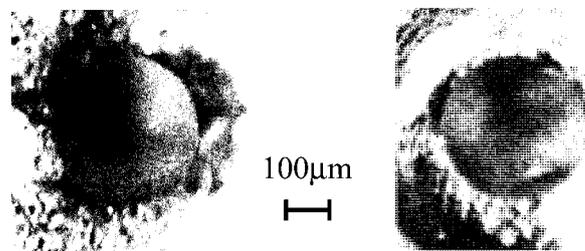
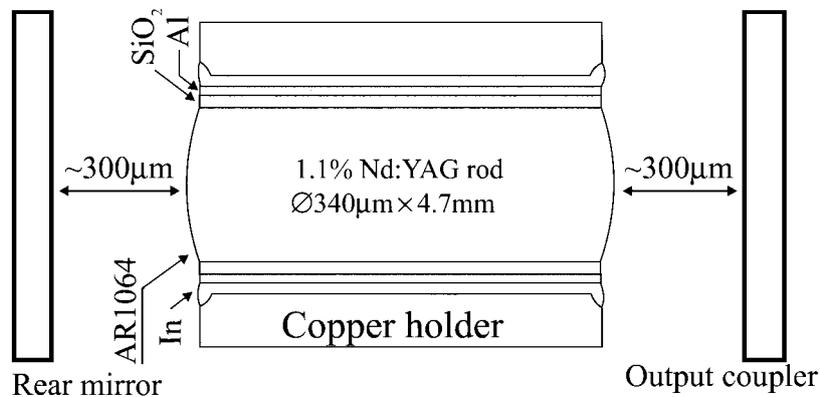


Рис. 3.6. Схема конструкции резонатора (вверху) и фотографии торцов волокна (внизу). Nd:YAG-волокно накачивалось в торец через зеркало непрозрачное для генерируемого излучения (rear mirror) [26]

сфокусированным излучением лазерного диода. Это последнее зеркало пропускало излучение накачки на длине волны 808 нм и отражало излучение на длине волны 1064 нм.

Поскольку в такой схеме излучение накачки канализируется в волокне за счет полного внутреннего отражения, длина стержня может быть значительно увеличена. Это позволяет уменьшить тепловую нагрузку на единицу объема активного вещества и увеличить производительность системы при больших мощностях накачки.

3.6. Системы накачки без фокусирующих устройств

Рассмотрим случай непосредственного ввода излучения источника в активный элемент. На рис. 3.7 схематически изображен лазер с накачкой от светодиода. Светодиод 1 находится на расстоянии l от активного элемента 3. Индексом 2 обозначена среда, расположенная между светодиодом и лазерным кристаллом. Обозначим через n_1 , n_2 и n_3 показатели преломления сред с номерами 1, 2, 3 через R_1 , R_2 , R_3 – соответственно, коэффициенты отражения на границах раздела сред 1–2, 2–3 и 3–воздух. Кроме того, в дальнейшем будем предполагать, что в диапазоне углов падения $0^\circ - 45^\circ$ коэффициенты отражения постоянны и равны коэффициентам отражения для случая нормального падения света на границу раздела двух сред [27]. При углах падения больших 45° под коэффициентом отражения будем понимать его среднее значение, полученное путем интегрирования по апертурному углу падения пучка.

Как следует из рисунка, световой поток $\Delta\Phi$, приходящийся на поверхность кристалла от элемента источника излучения с видимой площадью ΔS , будет равен [28]:

$$\Delta\Phi = (1 - R_1) \iint_{\psi \alpha} B_\alpha \sin \psi \cos \alpha \Delta S d\psi d\alpha, \quad (1)$$

где B_α – энергетическая яркость излучателя в направлении α . Пределы интегрирования по углу ψ равны $0-2\pi$, а по углу α – $0 - \arcsin\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l}\right) = U$, где x и y – размеры кристалла.

В формуле (1) предполагается, что облучаемая площадка кристалла имеет эффективную площадь в виде круга радиусом $\sqrt{x^2 + y^2}$, а излучение источника l изотропно, то есть источник представляет собой косинусный излучатель, для которого $B_\alpha = \text{const}$. Учитывая это, после интегрирования (1) получаем:

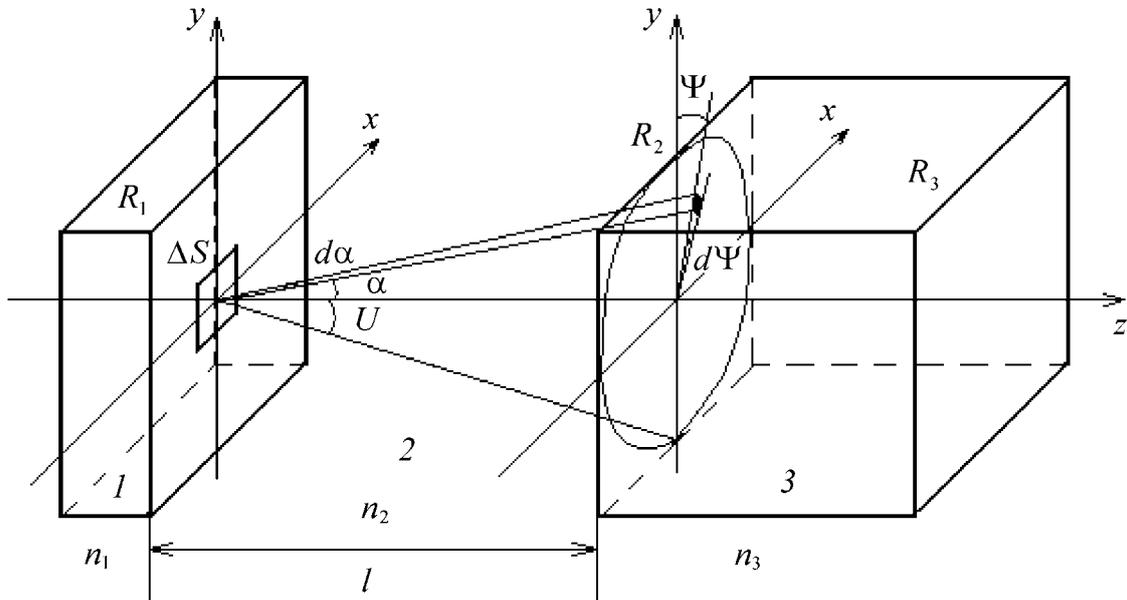


Рис. 3.7. К расчету КПД системы накачки без применения фокусирующих устройств

$$\Delta\Phi = (1 - R_1)\pi B\Delta S \sin^2 U. \quad (2)$$

Здесь угол U можно рассматривать как апертурный угол кристалла в случае, когда диаграмма направленности излучателя шире, чем $\arcsin\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l}\right)$, или же как диаграмму направленности излучателя, значение которой определяет эффективный размер облучаемой поверхности кристалла.

Максимальная апертура пучка, падающего на кристалл, может достигать 90° . Однако, чтобы все лучи попали в кристалл и не вышли из него через боковые грани, необходимо выполнение условия полного внутреннего отражения (ПВО) для лучей с предельным углом падения на кристалл $U = 90^\circ$. Если кристалл находится в воздухе, то условие ПВО запишется следующим образом

$$\arcsin\left(\frac{n_2}{n_3}\right) \leq \arccos\left(\frac{1}{n_3}\right). \quad (3)$$

Это условие накладывает ограничение на показатели преломления среды и кристалла. В общем случае, если кристалл окружен материалом

с показателем преломления n_2 , максимальная апертура пучка, падающего на кристалл, может быть оценена по формуле:

$$\sin U_{\max} \leq \frac{1}{n_2} (n_3^2 - n_1^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Из этого выражения видно, что если между светодиодом и кристаллом находится воздух ($n_2 = 1$), то для достижения максимальной апертуры падающего пучка, равной $U_{\max} = 90^\circ$ необходимо выполнение следующего условия:

$$\sqrt{n_3^2 - n_1^2} = 1. \quad (5)$$

Из (5) видно, что увеличение показателя преломления среды, в которой находится кристалл, приводит к сужению максимальной апертуры светового пучка источника накачки.

Считая, что коэффициент отражения кристалла равен R_2 и на его боковых поверхностях выполняется условие ПВО (3), световой поток $\Delta\Phi_1$, поглотившийся на толщине кристалла d , будет равен:

$$\Delta\Phi_1 = (1 - R_2) \Delta\Phi \left(1 - \frac{1}{\alpha} \right) \left(\int_0^\alpha e^{-\alpha_{\text{П}} d / \cos\theta} d\theta \right) = (1 - R_2) \Delta\Phi k, \quad (6)$$

где $\alpha_{\text{П}}$ – коэффициент поглощения материала активного элемента, $\alpha = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_3}\right)$ – максимальная апертура пучка внутри кристалла, k – среднее значение коэффициента поглощения излучения кристалла.

При обратном прохождении излучения после отражения части светового пучка от его задней поверхности, имеющей коэффициент отражения R_3 , суммарная доля оптического потока, поглотившегося в кристалле за два прохода, будет равна:

$$\Delta\Phi_2 = \Delta\Phi_1 + (\Delta\Phi - \Delta\Phi_1) R_3 k. \quad (7)$$

Рассматривая повторные прохождения излучения через кристалл, в предположении неизменности апертуры светового пучка при отражении (отсутствие виньетирования), что возможно при очень близком расположении источника накачки и активного элемента, легко получить общую формулу для расчета КПД системы накачки. В случае, когда излучение отражается преимущественно от его входной поверхности, эффективность системы накачки будет выражаться зависимостью:

$$\eta_1 = \frac{\Delta\Phi_\infty}{\Delta\Phi} = (1 - R_2) \left[1 - \frac{(1 - k) \{ (1 - R_3) + (1 - k)(1 - R_2) R_3 \}}{1 - (1 - k)^2 R_2 R_3} \right], \quad (8)$$

где $\Delta\Phi_\infty$ – соответствует потоку, поглощенному в кристалле при бесконечно большом числе циклов прохождения излучения через кристалл.

Если же $R_1 \ll R_2$, то есть излучение, вышедшее из кристалла, отражается преимущественно от источника накачки, то КПД в этом случае будет равен:

$$\eta_2 = 1 - \frac{(1-k)\{(1-R_3) + (1-k)(1-R_1)R_3\}}{1 - (1-k)^2 R_1 R_3}. \quad (9)$$

Эти формулы позволяют оценить эффективность системы накачки практически во всех случаях, которые могут встретиться на практике. Если, например, кристалл находится в воздухе ($n = 1$) и коэффициенты отражения его боковых граней равны между собой $R_2 = R_3 = R$, то η_1 в этом случае будет равен:

$$\eta_1 = (1-R) \left[1 - \frac{(1-R)(1-k)}{1 - R(1-k)} \right]. \quad (10)$$

Часто задняя стенка кристалла металлизуется так, что $R_3 = 1$. В этом случае имеем:

$$\eta_1 = (1-R_2) \left[1 - \frac{(1-k)^2(1-R_2)}{1 - (1-k)^2 R_2} \right]. \quad (11)$$

Если между источником накачки и кристаллом находится иммерсионная среда с показателем преломления $n_2 = n_3$, тогда $R_2 = 0$ и отражение излучения, вышедшего из кристалла, происходит от материала источника накачки. В этом случае, как видно из (9) КПД системы накачки для случая $R_3 = 1$ будет равен:

$$\eta_2 = 1 - \frac{(1-k)^2(1-R_1)}{1 - (1-k)^2 R_1}. \quad (12)$$

Прежде чем перейти к численному анализу полученных формул, необходимо проанализировать зависимость коэффициентов отражения и коэффициентов поглощения от апертуры светового пучка.

Известно, что зависимость коэффициентов отражения от углов падения U и преломления α выражается следующей формулой:

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\operatorname{tg}^2(U - \alpha)}{\operatorname{tg}^2(U + \alpha)} + \frac{\sin^2(U - \alpha)}{\sin^2(U + \alpha)} \right]. \quad (13)$$

Определение среднего значения R как функции угла падения U и показателя преломления n материала путем интегрирования (13) представ-

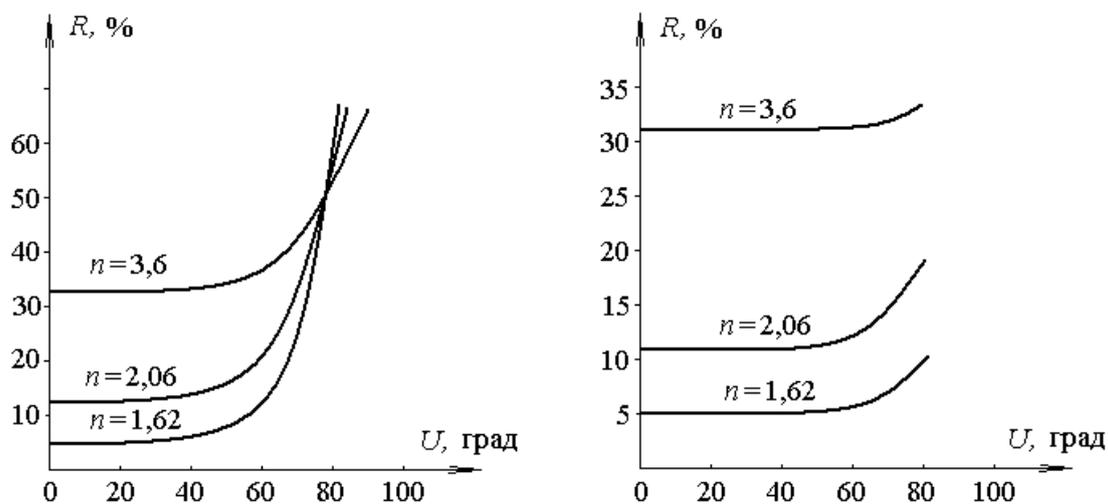


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения U и показателя преломления n , рассчитанная по формуле (13)

ляется довольно сложным. Прямой расчет по формуле (13) зависимости R от U для различных значений n представлен на рис. 3.8. Эти кривые в дальнейшем были использованы для численного расчета средних значений R в зависимости от апертуры падающего пучка U . Из результатов расчета видно, что если апертура пучка не превышает угла 55° , то средний коэффициент отражения примерно равен коэффициенту отражения при нормальном падении на границу раздела двух сред.

Аналогично обстоит дело с показателем поглощения k . Интеграл, выражающий среднее значение k в элементарных функциях не существует. Поэтому здесь также применим метод численного интегрирования. Из полученной зависимости среднего значения k от апертуры падающего пучка U для различных коэффициентов поглощения $\alpha_{\text{п}}$ и толщины кристалла d можно сделать вывод, что при $\alpha_{\text{п}}d \leq 2$ за один проход поглотится более 70 % излучения, если апертура пучка не превышает 60° , а показатель преломления $n \leq 2$. Если же задняя поверхность кристалла имеет коэффициент отражения $R_3 = 1$, чем обеспечивается двукратное прохождение излучения источника накачки через активный элемент, то в этом случае доля поглощенной энергии превышает 85 %. То есть такие кристаллы практически не нуждаются в специальных конструкциях концентраторов энергии, обеспечивающих прохождение излучения через кристалл более двух раз. В частности этим условиям удовлетворяют кристаллы, имеющие $\alpha_{\text{п}} \approx 100 \text{ см}^{-1}$ при $d \geq 0,2 \text{ мм}$ и $\alpha_{\text{п}} \approx 20 \text{ см}^{-1}$ при

$d \geq 1$ мм. Если же передняя поверхность кристалла имеет просветляющее покрытие и ее коэффициент отражения можно не учитывать, то условию поглощения более 85 % энергии при двухкратном прохождении излучения через кристалл будут удовлетворять кристаллы, у которых $\alpha_{\text{п}}d \geq 0,8$, что обеспечивается уже при $\alpha_{\text{п}} \geq 40 \text{ см}^{-1}$ и $d \geq 0,2$ мм.

Интересным является случай, когда $R_2 = 0$, $R_3 = 1$, то есть когда обмен излучением происходит между кристаллом и источником излучения. Будем считать, что источником накачки является GaAs светодиод, имеющий показатель преломления $n = 3,6$ и соответственно коэффициент отражения при нормальном падении света $R_1 = 0,32$. Для этого случая применима формула (4), расчет по которой дает следующие значения энергии, поглощенной в кристалле [27]. Если между источником накачки и активным элементом находится иммерсионная среда с показателем преломления $n_2 = n_3$, то для $n_3 = 1,62$ коэффициент отражения R_1 равен 0,14, а для $n_3 = 2,06$ он составляет 0,07 в случае нормального падения света на границу раздела двух сред 1 и 2.

Расчет показал, что показатель преломления среды между источником накачки и активным элементом незначительно влияет на эффективность накачки. Основной вклад вносит коэффициент поглощения активной среды $\alpha_{\text{п}}$. Таким образом из полученных результатов можно сделать следующий вывод. Для активных элементов микролазеров, имеющих коэффициент поглощения $\alpha_{\text{п}} > 40 \text{ см}^{-1}$ и толщину в направлении излучения источника накачки $d > 0,2$ мм практически отпадает необходимость создания специального концентратора, обеспечивающего многократное прохождение и поглощение излучения накачки. Для таких кристаллов достаточно двухкратного прохождения излучения, что обеспечивается нанесением отражающего покрытия на его заднюю поверхность. Кроме того, учитывая слабую зависимость коэффициента отражения от апертуры падающего пучка, целесообразно применять прямой метод передачи энергии источника накачки к активному элементу без применения дополнительных фокусирующих элементов.

3.7. Анализ характеристик концентраторов, предназначенных для оптического согласования источника накачки с активным элементом микролазера

При согласовании полупроводникового источника излучения высокой энергетической яркости с активным элементом лазера на основе высококонцентрированных кристаллов и стекол возникает трудность, кото-

рую можно кратко сформулировать следующим образом: излучение от источника накачки, которым является полупроводниковый светодиод или лазерный диод, излучается в угле намного большем, чем тот, который перекрывает активный элемент с небольшой числовой апертурой.

Ниже на основании результатов [29] проанализируем несколько типов линзовых концентраторов, которые могут улучшить оптическое согласование источника накачки с активным элементом и увеличить допустимые смещения элементов при пространственной юстировке по сравнению с прямым методом ввода излучения.

Введем понятие КПД концентратора или эффективности согласования, равный отношению светового потока $\Phi_{\text{п}}$, попадающую через боковую поверхность внутрь активного элемента, к полному световому потоку $\Phi_{\text{и}}$, излучаемому источником накачки [30]:

$$K = \frac{\Phi_{\text{п}}}{\Phi_{\text{и}}}. \quad (1)$$

Максимально возможное значение K , достигаемое при согласовании ламбертовского источника с активным элементом, имеющим ограниченную апертуру, не зависит от типа используемого концентратора и определяется только углом приема излучения и соотношением площадей источника излучения и поверхности активного элемента, через которую энергия накачки попадает в активный элемент. Действительно, световой поток, падающий на площадку размером $S_{\text{пр}}$ с числовой апертурой $A = n \sin \alpha$, где α – угол при вершине конуса лучей от ламбертовского источника площадью $S_{\text{и}}$ равен [28]:

$$\Phi_{\text{п}} = \pi B S_{\text{пр}} A^2 (1 - R)^n, \quad (2)$$

где B – энергетическая яркость источника накачки, R – усредненные по углу потери на отражение от каждой из n преломляющих поверхностей. Световой поток, испускаемый ламбертовским источником в полусферу равен

$$\Phi_{\text{и}} = \pi B S_{\text{и}} n. \quad (3)$$

Тогда эффективность согласования K для случая воздушной границы раздела будет определяться следующей формулой [30]:

$$K = \frac{S_{\text{пр}}}{S_{\text{и}}} A^2 (1 - R)^n. \quad (4)$$

Для случая ввода излучения в микрообъем, у которого отсутствует возможность выхода энергии накачки через боковые стенки активного

элемента, величина A пропорциональна относительному отверстию линзового концентратора, строящего изображение светящейся поверхности источника накачки на боковой поверхности активного элемента. Если же осуществляется световодный ввод излучения в активный элемент (может иметь место при планарной конструкции микролазера), при котором максимальная апертура пучка определяется условием полного внутреннего отражения излучения накачки на боковых стенках активного элемента, то в этом случае параметр A определяет числовую апертуру кристалла микролазера, максимальное значение которой определяется из условия

$$n \sin \alpha \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (5)$$

где n , n_1 и n_2 – показатели преломления соответственно среды, в которой распространяется излучение накачки, материала активного элемента микролазера и материала наружного покрытия активного элемента.

Представляет интерес исследовать вопрос эффективности согласования в случае, когда размеры излучающей площадки источника накачки сравнимы с размерами боковой стенки активного элемента, через которую вводится излучение накачки. Как видно из формулы (4), максимально достижимое значение эффективности согласования равно

$$K_{\max} = \frac{S_{\text{пр}}}{S_{\text{и}}} (1 - R). \quad (6)$$

Так, например, при отношении размеров боковой поверхности активного элемента к размерам излучающей площадки источника накачки, равном 1,9, K_{\max} примерно в 1,8 раза превышает соответствующую величину эффективности согласования при создании активного элемента с источником накачки встык для случая усредненных по углу потерь на отражение от одиночной поверхности, составляющих 7 %.

Реальный выигрыш от использования концентраторов по сравнению с соединением встык был оценен в [29] для согласующих элементов следующих типов (рис. 3.9):

- скругленная боковая поверхность, на которую проецируется излучение накачки;
- небольшая сферическая линза, контактирующая как с кристаллом, так и с источником накачки;
- большая сфера, строящая изображение излучающей площадки источника накачки на поверхности кристалла;

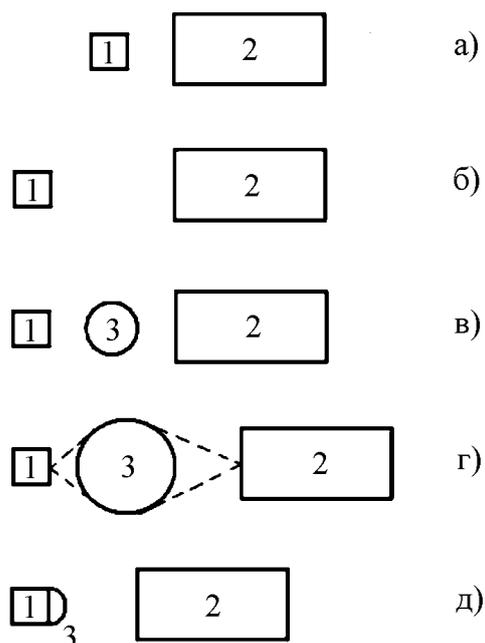


Рис. 3.9. Варианты согласования источника накачки с активным элементом: 1 – источник накачки; 2 – активный элемент; 3 – концентратор; соединение встык – а; скругленная боковая поверхность – б; неизображающая микросфера – в; изображающая сфера – г; усеченная асферическая линза – д

- усеченная асферическая линза, представляющая собой каплю отвердевшего кремнийорганического соединения, размещенную на источнике (светодиод с иммерсионной линзой).

На рис. 3.10 приведены зависимости мощности, переданной в результате согласования, от расстояния d между источником накачки и лицевой поверхностью кристалла для случая световодного ввода излучения в активный элемент. Переданная активному элементу мощность при соединении встык нормирована к единице, а расстояние d приведено в единицах поперечных размеров кристалла b , т.е. в единицах d/b .

Из графика видно, что при скруглении торца кристалла достигается 40 %-ное улучшение согласования при расстоянии между источником и активным элементом, равным $1,35 b$. Это составляет примерно 80 % предельного значения K , определяемого по формуле (6). Оптимальный радиус кривизны торца кристалла при этом равен b , то есть поперечному размеру кристалла со стороны источника накачки.

При использовании неизображающей сферы с диаметром, примерно равным диаметру кристалла, получено улучшение согласования на 40 % и 60 % для сфер с радиусом кривизны, равным соответственно $0,7 b$ и b .

Для сферического изображающего концентратора, изготовленного из сапфира с показателем преломления $1,7 b$ и имеющего диаметр, равный $18 b$, достигается эффективность согласования, составляющая около 90 % от значения, получаемого при соединении встык. Это достигнуто

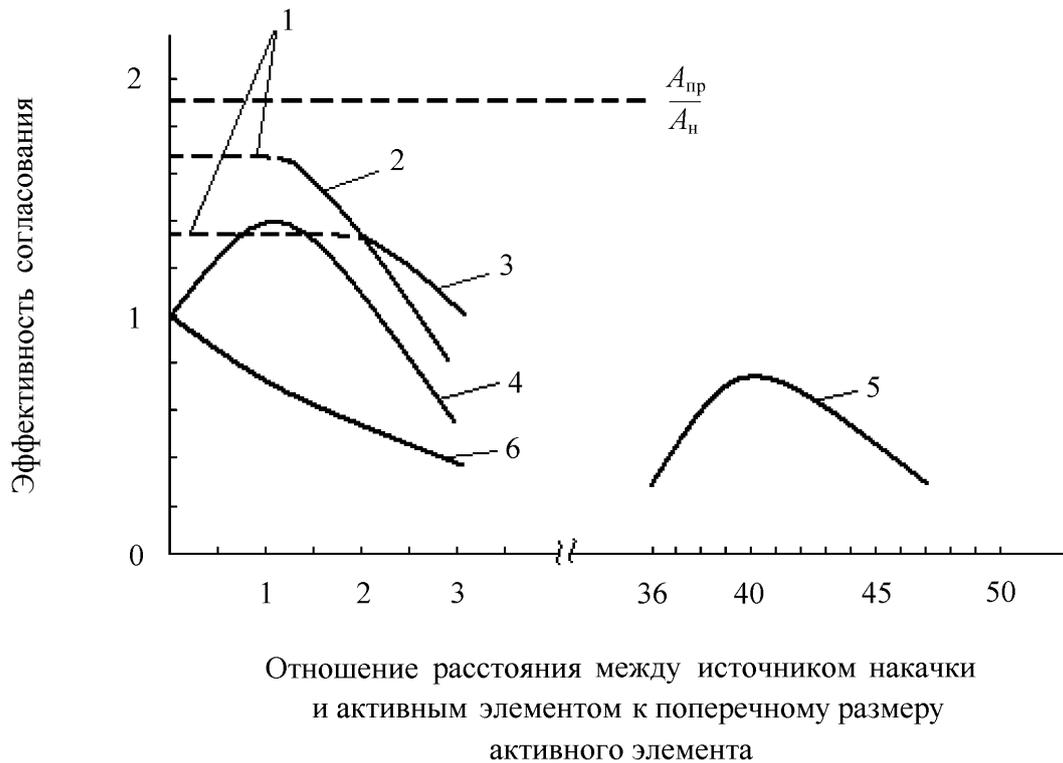


Рис. 3.10. Эффективность согласования источников накачки с активным элементом для различных типов концентраторов: 1 – контакт с линзой; 2 – неизображающая микросфера; 3 – усеченная асферическая линза; 4 – скругленная площадка; 5 – изображающая сфера; 6 – соединение встык

при расстоянии между источником и кристаллом, равном $40 b$. Концентратор устанавливался на расстоянии $7,25 b$ от источника. Использование линзового изображающего концентратора выгодно тем, что область оптимального согласования можно регулировать в значительных пределах изменения расстояний между источником и кристаллом, в то время как остальные виды концентраторов имеют явно выраженную область оптимального согласования, расположенную в непосредственной близости от источника накачки, что по конструктивным соображениям часто может ограничить их применение.

Концентратор, представляющий собой усеченную асферическую микролинзу, изготовленную путем размещения капли прозрачного полупроводникового кремния на поверхности излучающего светодиода, повышает квантовый выход за счет увеличения критического угла выхода света из полупроводника, и, кроме того, линза обеспечивает самоцентрирование излучения относительно излучающего пятна. С помощью такого концентратора было достигнуто улучшение согласования в 1,3 раза. Ис-

пользуя дополнительно другие типы концентраторов можно еще больше повысить эффективность согласования. Например, светодиод с иммерсионной линзой и изображающим сферическим концентратором дает выигрыш на 60 % по сравнению с соединением встык.

Оценка влияния пространственной разъюстировки источника накачки и активного элемента в аксиальном направлении показала, что уменьшение выходной мощности на 10 % наблюдается при смещении контактирующих элементов для соединения встык – на $\pm 0,5 b$; для соединения со скругленным торцом – на $\pm 0,75 b$, (т.е. в сумме на $1,5 b$); для изображающей сферы – на $\pm 2,4 b$; для усеченной асферической линзы – на $+1,15 b$. Влияние поперечных разъюстировок Δ на уменьшение эффективности согласования иллюстрируется графиками, приведенными на рис. 3.11. По оси ординат мощность нормирована на максимальное значение эффективности согласования для соединения встык. Из графиков видно, что максимальные допустимые поперечные разъюстировки наблюдаются при использовании неизображающей сферы. Они в 5 раз больше, чем при соединении встык.

Как следует из формулы (4), эффективность согласования увеличивается с ростом отношения площади поперечного сечения кристалла и площади светоизлучающего диода. Это условие накладывает ограничения на относительные размеры источника накачки и активного элемента.

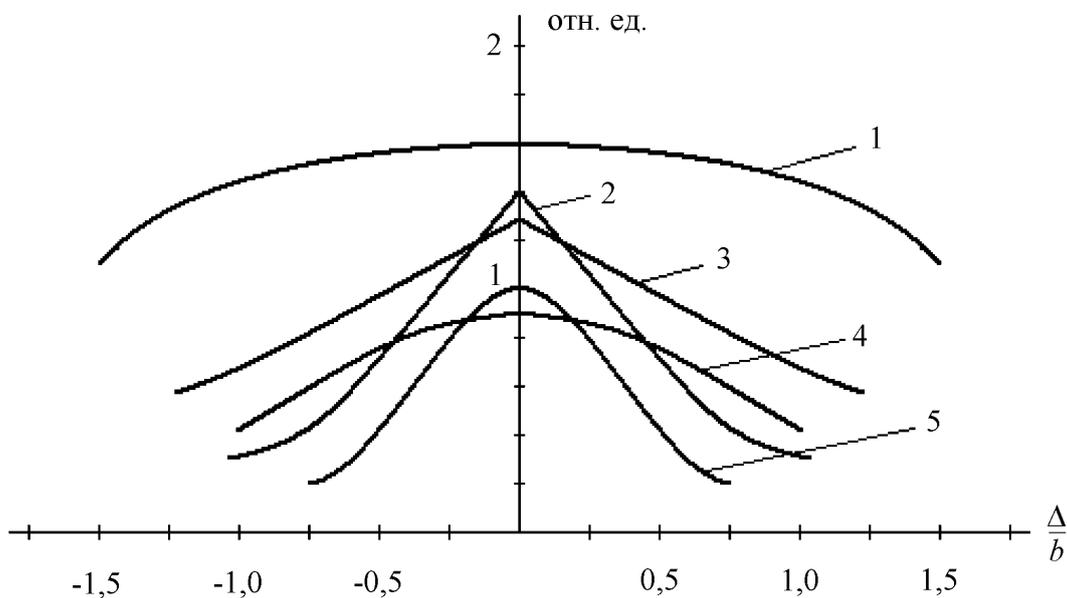


Рис. 3.11. Влияние поперечных разъюстировок на эффективность согласования: 1 – неизображающая микросфера; 2 – скругленный торец; 3 – усеченная асферическая линза; 4 – изображающая сфера; 5 – соединение встык

Например, при отношении $A_{\text{пр}}/A_{\text{н}} = 1$ эффективность согласования для неизображающей сферы и кристалла с полусферическим торцом составляет $K = 1,25$ по сравнению с соединением встык. Однако уже при $A_{\text{пр}}/A_{\text{н}} = 0,5$ эта цифра падает до $K = 0,5$. Поэтому при малых размерах активного элемента необходимо применять изображающий концентратор, при помощи которого излучающую площадку источника накачки можно трансформировать в изображение требуемых размеров с тем, чтобы получить необходимое отношение $A_{\text{пр}}/A_{\text{н}}$. В этом заключается основное преимущество изображающего концентратора по сравнению с другими типами согласующих устройств.

Наиболее распространенный метод согласования источника накачки с активным элементом включает в себя центрирование плоской боковой или торцевой поверхности активного элемента на светоизлучающем пятне и создание контакта с поверхностью источника накачки. Этот метод называется прямым вводом излучения или вводом излучения при соединении источника накачки с активным элементом встык друг к другу. Соединение встык является причиной углового рассогласования между источником излучения и воспринимающим конусом микрообъема, которое приводит к значительным потерям мощности энергии накачки. Эта проблема является особенно серьезной для источников, диаграмма излучения которых подчиняется закону Ламберта, например, для полупроводникового светодиода. Лишь несколько процентов испущенного излучения удастся в этом случае ввести в активный элемент с большой числовой апертурой.

С точки зрения эффективности согласования полупроводниковый лазерный источник накачки обладает тем преимуществом, что диаграмма его излучения наиболее точно соответствует апертурному углу активного элемента. Однако необходимо отметить, что по сравнению с лазерными диодами светодиоды имеют более низкую стоимость, большую надежность и меньшую сложность управляющей электроники. Поэтому применение их в системах накачки твердотельных микролазеров в некоторых случаях может оказаться более целесообразным, чем полупроводниковых лазерных источников излучения. Для преобразования углового распределения энергии источника накачки, распространяющейся в широком угле, в пучок, угол расходимости которого сравним с апертурным углом приема излучения со стороны активного элемента, между источником накачки и активным элементом можно установить коллимирующий оптический элемент (концентратор) преломляющего или отражающего типа. Это, конечно, усложняет конструкцию всего лазера в целом.

Однако при этом можно значительно улучшить энергетические и угловые характеристики лазера.

Применение дополнительного концентратора часто сопряжено с необходимостью проведения прецизионной юстировки концентратора относительно источника накачки и активного элемента, поскольку эффективность согласования при помощи концентрации по сравнению со случаем соединения встык может иметь ярко выраженный максимум, зависящий от взаимного пространственного положения согласуемых элементов.

4. Твердотельные лазеры с диодной накачкой на мировом лазерном рынке

Твердотельные лазеры с диодной накачкой представляют собой один из наиболее быстро растущих секторов лазерного рынка (рис. 1). Поэтому здесь нам представляется полезным еще раз выделить и обобщить те ключевые преимущества твердотельных лазеров с диодной накачкой, которые позволяют им успешно конкурировать на рынке с другими типами лазеров и которые определяют сферы их применения.

Так, по сравнению с диодными лазерами, твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают рядом преимуществ по следующим параметрам.

Качество пучка. Выходной пучок твердотельных лазеров с диодной накачкой имеет практически круглое сечение, и представляет собой дифракционно-ограниченный TEM_{00} пучок. Напротив, пучок лазерных диодов, особенно высокомошных, в большинстве случаев не удовлетворяет тем требованиям по качеству пучка, которые предъявляются многими практическими приложениями.

Ширина линии. Ширина линии излучения высокомошных лазерных диодов составляет обычно несколько сотен гигагерц. В диодах разработанных для телекоммуникационных приложений ширина линии излучения уменьшена до нескольких мегагерц с использованием распределенной обратной связи. В твердотельных лазерах ширина линии в несколько герц достигается использованием систем активной обратной связи, а ширина линии в несколько десятков герц без труда реализуется в пассивных системах. Излучение с такими узкими и стабильными линиями может быть использовано, например, в гетеродинных интерферометрах для определения скорости и направления потока жидкости, а также в сверхчувствительных доплеровских измерителях скорости и виброметрах. Со-

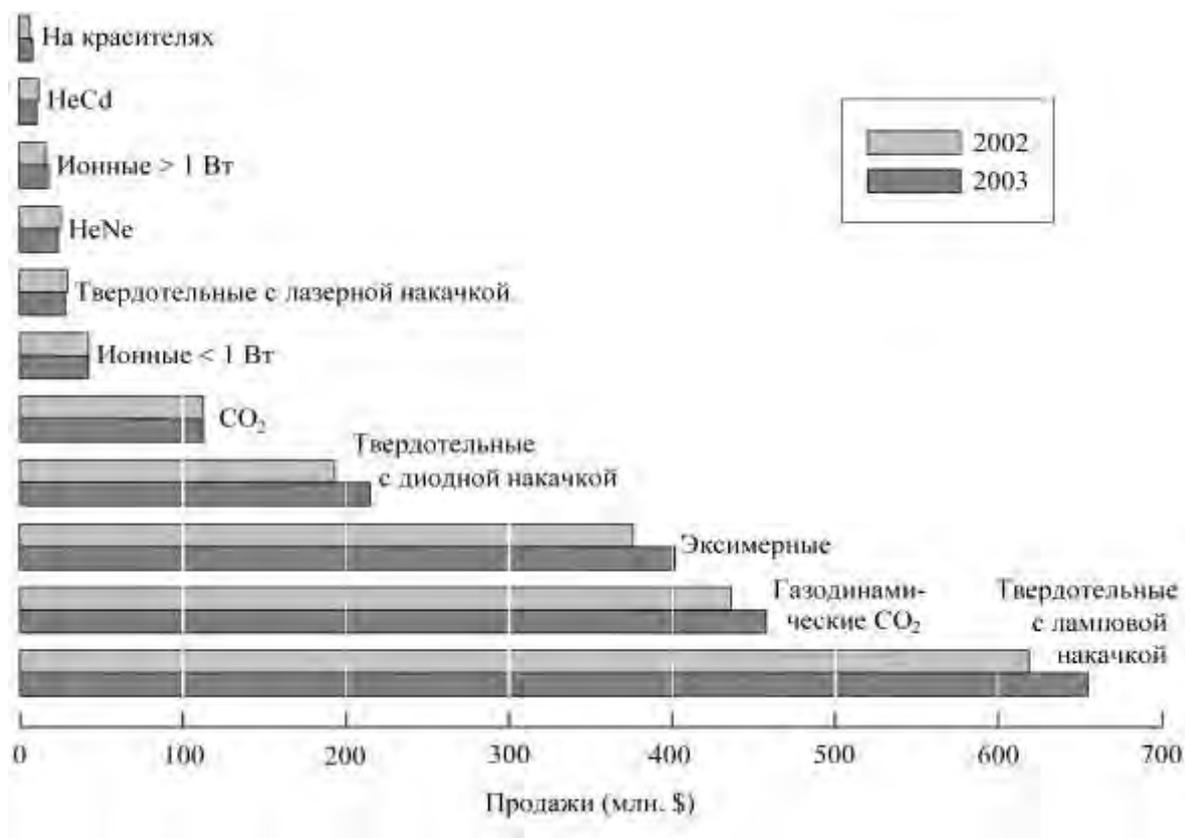


Рис. 1. Место твердотельных лазеров с диодной накачкой на мировом рынке недиодных лазеров (2003 г. – прогноз) [31]

четание коротких импульсов с узкой шириной линии идеально подходит для временной рефлектометрии, применяемой для нахождения неисправностей в оптических линиях связи.

Стабильность излучения. Относительно хорошая стабильность частоты и амплитуды лазерных диодов проявляется и в твердотельных лазерах с диодной накачкой. В лазерных микрочипах амплитуда шума обычно составляет менее 1 % от амплитуды сигнала и стабильность частоты – десятки мегагерц за минуту, что позволяет использовать их для решения широкого круга научно-технических задач в метрологии, диагностике и т. п.

Пиковая мощность. Лазерные диоды не очень подходят для приложений, требующих высокоинтенсивного излучения, поскольку короткое рекомбинационное время жизни электронов и дырок препятствует эффективному накоплению энергии, а также из-за низких порогов разрушения ($\sim \text{МВт} \cdot \text{см}^{-2}$) активной области лазерных диодов. Время жизни верхнего состояния активного иона напротив может составлять несколько сотен миллисекунд. Твердотельные лазеры способны генерировать

импульсы длительностью менее 10 фс и пиковые мощности свыше тераватта.

Спектральный диапазон. Твердотельные лазеры могут использоваться в тех областях спектра, в которых лазерные диоды и другие лазеры не излучают или еще не совсем удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям, в частности, в зелено-сине-ультрафиолетовой и средней инфракрасной областях спектра. Например, твердотельные лазеры с диодной накачкой, легированные ионом Tm^{3+} , излучают на длине волны 2 мкм. Они находят разнообразные применения, от безопасной для глаз лазерной дальнометрии, до различных медицинских приложений, поскольку их излучение можно настроить на линии интенсивного поглощения воды.

Твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают также рядом преимуществ и по сравнению с традиционными системами ламповой накачки:

Эффективность. КПД преобразования энергии из электрической в оптическую в твердотельных лазерах с диодной накачкой может превышать 15 %. Это, зачастую, на порядок больше чем в лазерах с ламповой накачкой или в газовых лазерах. А это в свою очередь ослабляет требования к системам управления электрическими и тепловыми параметрами лазера и сводит к минимуму вредные тепловые эффекты.

Активные ионы. Разнообразие и эффективность лазерных материалов для диодной накачки постоянно растет. Это связано с тем, что линии излучения лазерных диодов могут быть легко «подогнаны» под линии поглощения активных ионов. Это как раз и обеспечивает высокую эффективность систем с диодной накачкой.

Ресурс работы. Ресурс работы лазерных диодов может превышать 40000 часов. В результате лазеры с диодной накачкой более надежны, а их обслуживание легче, по сравнению с конкурирующими лазерными системами [32].

Стабильность. Амплитудная и частотная стабильность твердотельных лазеров с диодной накачкой составляет доли процента, благодаря высокой стабильности лазерных диодов, используемых для накачки. Лампы-вспышки же могут быть сравнительно сильно шумящими с флуктуациями порядка процента, что сказывается на стабильности лазерного пучка.

Компактность. Согласование линий излучения лазерных диодов с полосами поглощения активных ионов вкупе с продольной схемой накачки позволяет реализовать миниатюрные системы, превосходящие по возможностям системы ламповой накачки.

Как видно, твердотельные лазеры с диодной накачкой объединяют в себе достоинства обоих типов лазеров: твердотельных и полупроводниковых.

Рынок твердотельных лазеров с диодной накачкой (diode-pumped solid-state lasers – DPSSLs) используемых в таких приложениях как материалообработка, медицинская терапия, контрольно-измерительная аппаратура и фундаментальные исследования, на фоне рынков других лазеров испытал громадный прирост за последнее десятилетие. Не был исключением и 2002 год (см. табл. 6). Несмотря на то, что 2002 год был годом слабого роста для многих типов лазеров, число продаж DPSSL возросло на 38 % [33]. Накачка твердотельных лазеров оставалась наибольшей сферой применения для мощных полупроводниковых лазеров, составляя 119 миллионов долларов дохода за 2002 год, увеличившись на 19 % по сравнению с 2001 годом.

В табл. 7, 8 приведены характеристики некоторых коммерческих твердотельных лазеров с диодной накачкой ведущих мировых производителей.

Использование полупроводниковых лазеров для накачки распространяется на большой класс лазеров: от микролазеров и маломощных DPSSL (5–20 Вт) до волоконных лазеров и мощных (класса киловатт) промышленных лазеров, подобных тем, что предлагают фирмы Rofin-Sinar (Плимут, штат Мичиган; Гамбург, Германия) и Trumpf (Дитцинген, Германия). Последняя категория DPPSL появилась несколько лет назад и

Таблица 6

Объемы мировых продаж твердотельных лазеров с диодной накачкой за 2001–2003 гг (2003 г. – прогноз) по отраслям применения (в единицах экземпляров и тыс. \$) [31, 34]

	Единицы			Тыс. \$		
	2001	2002	2003	2001	2002	2003
Материалообработка	2550	5383	5755	47295	101155	111655
Медицинская терапия	1183	1000	1200	12783	13350	16000
Приборная техника	1624	830	1100	24020	8900	12600
Фундаментальные исследования	558	750	775	30935	45200	47325
Индустрия развлечений	200	300	450	1625	4050	6075
Запись изображений	318	250	250	7300	3750	3500
Диагностика, измерения и контроль	100	90	120	2938	1162	1550
Сенсорные системы	20	175	230	500	2250	2800
Другое	450	500	550	12000	12500	13750
Всего	7003	9278	10430	139396	192317	215255

Таблица 7
Некоторые модели коммерческих непрерывных твердотельных лазеров с диодной накачкой (по данным Laser Focus World)

Название компании	Модель	Особенности	Активный материал	Длина волны (нм)	TEM ₀₀	Мультимодальность	Диаметр пучка (мм)	Расходимость пучка (мрад)	Модуляция добротности	Частота (МГц)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Azura Laser AG	MESA AC IR-Y-20	Высокая повторяемость импульсов.	Nd:YVO ₄	1064	7		2	0,1	●	0,1000
Azura Laser AG	MESA AC UV-V-20	Высокая повторяемость импульсов.	Nd:YAG	355	1		2	0,02	●	0,1000
Coherent Inc	Compass 1064-500N	Узкая линия излучения	Nd:YAG	1064	0,5		1	1,8		0,0000
Coherent Inc	Verdi-V10	Маломощный, одноомодовый	Nd:YVO ₄	532	>10		2,25 ± 10%	0,5 ± 10%		5,0000
DPSS Lasers Inc	3501	500 мВт, квазинепрерывный	Nd:YVO ₄	355	0,5		1,5	0,5	●	0,1000
DPSS Lasers Inc	3501-2	2 Вт, квазинепрерывный	Nd:YVO ₄	355	2		1,5	0,5	●	0,1000
Electrox	SCRIBA II D40	Интегрированный лазерный зерный маркер	Nd:YAG	1064	5	40	3	4,7	●	0,0001
Holo-Spectra Inc	HS-GreenMini-20	Модуляция 10 кГц	Nd:YAG	532	100		2	1		0,0000
Laser SOS Ltd	SOSDPY10W Tem	Надежный и экономичный	Nd:YAG	1064	10		2	4	●	0,0000

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Lightwave Electronics	126-1064-100	Одночастотный	Nd:YAG	1064	0,1		0,4	3,5		0,0000
Lightwave Electronics	126-1319-100	Одночастотный	Nd:YAG	1319	0,1		0,4	4		0,0000
Lightwave Electronics	142-532-100-400	Две длины волны	Nd:YAG	532	0,4		0,1	15		0,0000
Rofin-Baasel Inc	Powerline E	Высокая пиковая мощность, компактность	Nd:YAG	1064		10	2,3	7	●	0,0000
Rofin-Baasel Inc	Powerline E SHG	Высокая пиковая мощность, компактность	Nd:YAG	532	3		2	4	●	0,0000
Shanghai Uniwave Technology Co Ltd	DPGL	Низкая цена, компактность	Nd:YVO ₄	532	200 мВт		<1	<мрад		0,0000
Spectra-Physics	X305-532Q	Модульный дизайн	Nd:YVO ₄	532	3		0,8	0,9	●	0,1000
Spectra-Physics	Inazuma	Модульный дизайн	Nd:YVO ₄	1064	35		0,6	2,5	●	0,1000
Spectra-Physics	Millennia UV	Промышленный/ОЕМ дизайн	Nd:YVO ₄	266	0,5		2,0±10%	0,2±10%		0,0000
Trumpf Inc	HLD 1003		Nd:YAG	1064		1300	0,3	100		0,0000
Trumpf Inc	HLD 3504		Nd:YAG	1064		4500	0,4	130		0,0000

Таблица 8
Некоторые коммерческие модели импульсных твердотельных лазеров с диодной накачкой (по данным Laser Focus World)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Название компа- нии	Модель	Особенности	Активный мате- риал	Длина волны (нм)	TEM ₀₀	Мультимодовость	Частота повторе- ния (Гц)	Длительность им- пульса (нс)	Диаметр пучка (мм)	Расходимость пучка (мрад)
Amplitude Systemes	t-Pulse	Компактный ос- циллятор с вы- сокой энергией	Легиро- ван Yb	1030	1		50	200·10 ⁻⁶	2	1
Azura Laser AG	PEAK AC IR	Высокая повто- ряемость им- пульсов	Nd:YAG	1064	0,002		500	0,006	2	0,2
Azura Laser AG	PEAK AC UV	Высокая повто- ряемость им- пульсов	Nd:YAG	355	0,0005		500	0,005	2	0,04
Coherent Inc	Corona 532-75	Высокий ресурс работы	Nd:YAG	532		0,075	5-25 кГц	<160 нс	4	5
DPSS Lasers Inc	3501	500 мВт, квази- непрерывный	Nd:YV04	355	0,000005		10 ⁵	0,06	1,5	0,5
DPSS Lasers Inc	3503	3 Вт, 30 кГц	Nd:YV04	355	0,0001		3·10 ⁴	0,02	1,5	0,5
EKMA Co	PL2200	Два резонатора в одном	Nd:YAG	1064	100·10 ⁻⁶		1500	80·10 ⁻⁶	1,5	<1,5
EKMA Co	PL2210	Регенеративный усилитель	Nd:YAG	1064	3·10 ⁻³		1000	60·10 ⁻⁶	2	<1,6
EKMA Co	PL2210 TH	Регенеративный усилитель	Nd:YAG	355	0,9·10 ⁻³		1000	60·10 ⁻⁶	2	<1,6

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
IMRA America Inc	A-50	Волоконный ла- зер	Легиро- ванное Er волокно	780	$1 \cdot 10^{-9}$		50	$0,2 \cdot 10^{-6}$	1	0,5
IPG Photonics Corp	YLP	$M^2 < 10$	Легиро- ванное Yb во- локно	1070		$1 \cdot 10^{-3}$	20–100	0,2	10	
Lasag Industrial- Lasers	DLS	30 Вт, воздуш- ное охлаждение	Nd:YAG	1064	$\leq 30 \cdot 10^{-3}$	$\leq 500 \cdot 10^{-3}$	$\leq 4,5 \cdot 10^3$	20–400	<5	<4,2
Lightwave Electronics	110-1047- 050	Акустооптиче- ская модуляция	Nd:YLF	1047	$5 \cdot 10^{-5}$		0–50 кГц	0,006	0,2	8
Lightwave Electronics	Q201-SM	Высокая ста- бильность	Nd:YAG	532	15 Вт		10^4	0,025	0,35	2,4
New Wave Research Inc	Polaris		Nd:YAG	266		5–10	10–30	4 нс	3–4	<4
New Wave Research Inc	Tempest		Nd:YAG	1064		100–300 мДж	10–50	3 нс	4–5	<1
New Wave Research Inc	Polaris		Nd:YAG	1064		50–90 мДж	10–30	4 нс	3–4	<4
Positive Light	Evolution		Nd:YLF	527		7	1000	0,1	3	1

находит все возрастающее признание в промышленных приложениях, благодаря более высокому качеству пучка, более высокой надежности и более низким эксплуатационным расходам по сравнению с лазерами с ламповой накачкой. Показателем успешности и потенциала для будущего роста этих лазеров может служить, например, то, что в 2002 году фирма Trumpf приобрела Princeton Lightwave (Кранбери, Нью-Джерси), чтобы обеспечить себя собственным источником диодов для накачки (Rofin-Sinar ранее приобрела фирму DILAS Diodenlaser с той же целью).

Накачка твердотельных лазеров включает как гражданские, так и военные приложения. По словам вице-президента отдела мировых продаж полупроводникового отделения фирмы Coherent перспектива военных приложений особенно сильна, поскольку Соединенные Штаты расширяют свой военный потенциал для ведения войны против терроризма. Министерство обороны США уже выделило компаниям Raytheon и TRW (недавно вошедшей в состав корпорации Northrop Grumman) 48 млн. долларов на разработку боевого твердотельного лазера мощностью 25 кВт. Финансирование осуществляется в рамках программы Joint High-Power Solid-State Laser (JHPSSL), целью которой является создание твердотельного лазера мощностью порядка 100 кВт. Согласно условиям контракта Raytheon и TRW должны представить прототипы своих лазеров к концу 2004 года.

В TRW будут вести разработки на базе неодимового лазера Nd:YAG с полупроводниковой накачкой, а в Raytheon – на базе иттербиевого Yb:YAG. Обе компании уже имеют рабочие образцы таких лазеров мощностью в несколько кВт.

Все эти программы вообще требуют мощных модулей, которые включают диодные решетки, способные к высокой пиковой мощности и высокому выходу при повышенных температурах (от 55°C до 70°C).

В связи с растущим спросом, и коммерческим и военным, на DPPSL и связанные с ними источники накачки, аналитики прогнозируют рост рынка полупроводниковых лазеров для накачки на 14 % до 135 миллионов долларов в 2003 году [33].

Литература

1. Moulton P. F. Pulse-pumped operation of divalent transition-metal lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. 18, No. 8. P. 1185–1188.
2. Fujii T., Nagano M., Memoto K. Spectroscopic and laser oscillation characteristics of highly Cr 4+-doped forsterite // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, No. 8. P. 1497–1503.

3. *Saruwatari M.; Kimura T.* LED pumped lithium neodymium tetraphosphate lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1976. Vol. 12, No. 10. P. 584–591.
4. Investigation of fiber-coupled laser-diode-pumped NYAB green laser performance / Y. F. Chen, S. C. Wang, C. F. Kao, T. M. Huang // IEEE Phot. Tech. Lett. 1996. Vol. 8, No. 10. P. 1313–1315.
5. Emission cross section and fluorescence quenching of Nd³⁺ lanthanum pentaphosphate / S. Singh, D. C. Miller, J. R. Potopowich, L. K. Shick // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46, No. 3. P. 1191–1196.
6. Синтез и исследование монокристаллов редкоземельных скандоборатов со структурой хантита / В. В. Ефименко, Н. П. Ивонина, С. А. Кутовой и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. конф. по росту кристаллов. М., 1988. Т. 3. С. 250–251.
7. Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства новых лазерных кристаллов – скандоборатов лантана с неодимом и хромом / С. А. Кутовой, В. В. Лаптев, В. А. Лебедев и др. // ЖПС. 1990. Т. 53, № 3. С. 370–374.
8. *Лебедев В. А., Писаренко В. Ф., Чуев Ю. М.* Комплексные исследования редкоземельных скандиевых боратов с хромом и неодимом // Изв. РАН. Сер. физ. 1995. Т. 59, № 6. С. 21–29.
9. Binary rare-earth scandium borates for diode-pumped lasers / S. T. Durmanov, O. V. Kuzmin, G. M. Kuzmicheva et al. Optical Materials. 2001. Vol. 18 P. 243–284.
10. The growth of large, lasers quality Nd_xRe_{1-x}P₅O₁₄ crystals / R. D. Platner, W. W. Kruhler, W. K. Znucker, et al. // J. Cryst. Growth. 1980. Vol. 9, No. 2. P. 274–290.
11. *Ткачук А. М.* Лазеры на активированных редкоземельными ионами кристаллах двойных фторидов лития–иттрия // Спектроскопия кристаллов. Л.: Наука, 1989. С. 9–30.
12. Лазерные фосфатные стекла. Под ред. М. Е. Жаботинского. М.: Наука, 1980. 352 с.
13. *Brenier A., Boulon G.* Overview of the best Yb-doped laser crystals // J. Alloys Compd. 2001. Vol. 323–324. P. 210–213.
14. *Bourdet G. L.* Comparison of pulse amplification performances in longitudinally pumped Ytterbium doped materials // Opt. Commun. 2001. Vol. 200. P. 331–342.
15. *Krupke W. F.* Materials for lasers and nonlinear optics // Advances in Lasers and Applications. Edited by Finlayson D. M. and Sinclair B. D. 1999. P. 117–128.
16. *Lerner E. J.* Diode lasers offer efficiency and reliability // Laser Focus World. 1998. Vol. 34, No. 3. P. 93–98.
17. *Lerner E. J.* Diode arrays provide power and flexibility // Laser Focus World. 1998. Vol. 34, No. 5. P. 165–172.
18. *Bachmann F.* Present status and future prospects of high power diode and diode-pumped solid-state-laser technology and applications in Germany // ROFIN-SINAR Laser GmbH. P. 176–185.
19. Лазеры на стеклах. Н. Е. Алексеев, Ю. Г. Аникиев, В. П. Гапонцев и др. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1978. Т. 18. 148 с.

20. Scalable concept for diode-pumped high-power lasers / A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, et al. // *Appl. Phys. B*. 1994. Vol. 58. P. 365–372.
21. 1-kW CW thin disk laser / C. Stewen, K. Contag, M. Larionov, et al. // *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electr.* 2000. Vol. 6. No. 4. P. 650–657.
22. *Zapata L., Beach R., Payne S.* Composite thin-disk laser scalable to 100 kW average power output and beyond // *Technical Digest from the Solid State and Diode Laser Technology Review*. Albuquerque, NM., June 5-8, 2000.
23. *Vetrovec J.* Active mirror amplifier for high-average power // Preprint No. 4270–06 presented at the Photonics West Lase'2001 Conf., San Jose, CA, January 22-26, 2001.
24. Power scalable TEM₀₀ CW Nd:YAG laser with thermal lens compensation / D. Mudge, M. Ostermeyer, P. J. Veitch, et al. // *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electr.* 2000 Vol. 6, No. 4. P. 643–649.
25. SPIE's oe magazine // November 2001. P. 42–46.
26. *Vatnik S. M.* Gain and laser operation of 1.1% Nd:YAG crystal fibers // *Opt. Commun.* 2001. Vol. 197. P. 375–378.
27. *Сакин И. Л.* Инженерная оптика. Л.: Машиностроение, 1976.
28. *Якушенков Ю. Г.* Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. М.: Сов. Радио, 1971.
29. *Ackenhuser J. G.* Microlenses to improve LED-to-fiber optical coupling alignment tolerance // *Appl. Opt.* 1979. Vol. 18, No. 21. P. 3694–3699.
30. *Hudson M. C.* Calculation of the maximum optical coupling efficiency into multimode optical waveguides // *Appl. Opt.* 1974. Vol. 13, No. 5. P. 1029–1033.
31. *Kincade K., Anderson S.* Review and forecast of the laser markets Part I: Nondiode lasers // *Laser Focus World* 2003. Vol. 39, No. 1. P. 73.
32. Advances in diode laser pumps / W. Streifer, D. R. Scifres, G. L. Harnagel, et al. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1988. Vol. 24, No. 6. P. 883–894.
33. *Steele R.* Review and forecast of the laser markets Part II: Diode lasers // *Laser Focus World* 2003. Vol. 39, No. 2.
34. *Kincade K., Anderson S.* Review and forecast of the laser markets Part I: Nondiode lasers // *Laser Focus World* 2002. Vol. 38, No. 1. P. 81.