

УДК 621.373.826.038.825.5

© Д. М. Демидов, А. Л. Тер-Мартirosян, К. А. Булашевич, О. В. Хохлев, С. Ю. Карпов

МОЩНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 808 НМ. 3. ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Данная работа продолжает серию обзоров по механизмам ограничения мощности излучения полупроводниковых лазерных диодов [1, 2] и рассматривает возможные пути повышения мощности. Среди них наиболее эффективные: использование лазерных гетероструктур с расширенным волноводом, защита зеркал резонатора и улучшение отвода тепла от активной области лазера. В статье обсуждаются возможные подходы, развитые в каждом из указанных выше направлений, и дается оценка эффективности или перспективности рассмотренных подходов.

Кл. сл.: полупроводниковые лазеры, лазерные диоды, мощность излучения, катастрофическое разрушение зеркал, тепловые эффекты, накопление носителей, время жизни носителей, стимулированное излучение

ВВЕДЕНИЕ

Анализ термических и нетермических механизмов ограничения мощности лазерных диодов (ЛД), рассмотренных в [1, 2], позволяет выявить наиболее эффективные пути дальнейшего повышения мощности излучения лазеров, которые и рассматриваются в данной работе. Как и ранее, мы ограничимся обсуждением торцевых излучателей с широким полосковым контактом, являющихся в свою очередь базовым элементом лазерных линеек и сборок. Пути повышения выходной мощности ЛД будут рассмотрены, начиная с выбора материалов гетероструктуры (ГС) и заканчивая элементами конструкции лазерного чипа.

1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

В данном разделе рассматривается современное состояние технологии изготовления одиночных ЛД с широким полосковым контактом, которую во многом можно считать установившейся (см. обзор различных ее аспектов в [3–5]).

При отработке конструкции ЛД основные усилия за последний десяток лет были направлены на повышение порога катастрофического разрушения зеркал (КРЗ) резонаторов. Считалось, что активные области лазеров, не содержащие алюминия, обладают более высоким порогом КРЗ из-за меньших скоростей поверхностной рекомбинации носителей на выходном зеркале [6]. Табл. 1, в которой суммированы наилучшие результаты по мощности излучения ЛД, достигнутые за дос-

таточно долгий период времени, показывает, что это не так — в пределах собственного разброса данных максимально достижимые плотности оптической мощности для алюминий-содержащих и безалюминиевых активных областей можно считать примерно одинаковыми. В частности, мощность, которую можно получить из ЛД с полосковым контактом шириной 100 мкм и активной областью любого типа, составляет в среднем ~8–9 Вт.

В табл. 1 собраны наилучшие результаты, полученные в основном в исследовательских лабораториях за период с 1991 по 2009 г. На основе ограниченной опубликованной информации часто трудно идентифицировать конкретный механизм, лимитирующий приводимую мощность излучения ЛД. Кроме того, сильный разброс данных указывает на множество факторов, повлиявших на итоговую мощность излучения и связанных с различным уровнем используемой технологии изготовления ЛД в разных исследовательских группах и в разное время. По этой причине из таблицы надежно следуют лишь наиболее грубые тенденции, которые и обсуждаются в данном разделе. Сравнение собранных в табл. 1 результатов не позволяет, например, судить о перспективности той или иной конструкции лазерных ГС или о временной эволюции технологии изготовления мощных ЛД, поскольку приведенные данные представляют собой ограниченную выборку наилучших результатов.

Сделанный выше вывод о примерно одинаковых предельных мощностях излучения ЛД, содержащих и не содержащих алюминия в активной области, подтверждается [18] и собранными

Табл. 1. Максимальные мощности^{*)} и плотности мощности непрерывного излучения лазерных диодов с широким полосковым контактом, излучающих на длине волны 808 нм

Материал активной области	Длина / ширина полоска (мкм)	Ширина волновода (мкм)	Максимальная мощность излучения (Вт)	Максимальная плотность мощности (МВт/см ²)	Ссылка
AlGaAs	1500/100	—	8.5	—	[7]
InGaAsP	2000/100	1.035	5.6	10.8	[8]
GaAsP	4000/100	3.014	13	8.6	[9]
GaAsP	4000/100	1.017	8.9	17.5	[10]
InGaAlAs	1000/100	0.926	5.4	11.7	[11]
AlGaAs	2500/100	1.552	8.5	11.0	[12]
InGaAsP	1250/100	1.0	8.8	17.6	[13]
GaAsP	2000/60	1.017	2.6	8.6	[14]
InAlGaAs	1500/5	~2.0	0.68	13.6	[15]
InAlGaAs	2000/400	~1.1	29.6	13.6	[16]
AlGaAs	2500/100	1.541	8.5	11.0	[12]
InGaAsP	2100/100	1.809	9.9	11.0	[16]
InGaAsP	1160/100	~0.6	5.6	18.6	[17]

Примечание. ^{*)} Максимальная плотность выводимой мощности на выходном зеркале оценивалась как удвоенное отношение мощности излучения к произведению ширины полоскового контакта и ширины оптического волновода. Коэффициент 2 здесь грубо учитывает неоднородное распределение интенсивности волноводной моды поперек волновода.

из различных источников данными по максимальным мощностям излучения ЛД в зависимости от их длины волны генерации (рис. 1). В последнем случае для выявления общей тенденции мы не ориентировались на отдельные рекордные результаты, поскольку для их получения часто использовались специальные высокоэффективные теплоотводы, а характеристики ЛД измерялись при несколько пониженной относительно комнатной температуре. Что касается основной массы результатов с тенденцией, показанной на рис. 1 сплошной линией, то в спектральном интервале, где могут использоваться ЛД с алюминий-содержащими активными областями, особой разницы между ними и ЛД с безалюминиевыми активными областями не видно. Интересна и спектральная зависи-

мость предельной достигнутой мощности. Видно, что максимум достигается при длинах волн ~ 980–1100 нм, а при удалении в обе стороны от этих длин волн мощность излучения ЛД падает. Такое поведение означает, что не только наличие алюминия в активной области, но и другие факторы влияют на предельные мощности излучения. Одним из них может быть оже-рекомбинация неравновесных носителей в гетероструктуре, приводящая к дополнительным их потерям и повышающая пороговые токи ЛД. Другим фактором вполне может быть материал волноводных слоев и его теплопроводность. Действительно, максимальные мощности излучения на рис. 1 соответствуют длинам волн ЛД, волноводные слои которых выполнены из GaAs, имеющего теплопроводность, за-

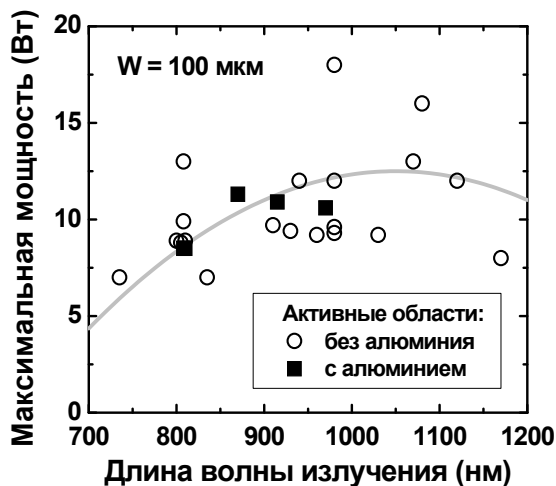


Рис. 1. Максимальные мощности излучения лазерных диодов с полосковым контактом шириной 100 мкм в зависимости от длины волны генерации. Линия показывает тенденцию, обсуждаемую в тексте

метно бóльшую по сравнению с теплопроводностью многокомпонентных твердых растворов. Поэтому бóльшие предельные мощности излучения лазеров с длиной волны 980–1100 нм могут быть связаны, в том числе, и с лучшим отводом тепла.

2. ЗАЩИТА ВЫХОДНЫХ ЗЕРКАЛ

Нанесение на поверхность выходного зеркала защитных покрытий в виде многослойных диэлектрических пленок служит одновременно нескольким целям. Во-первых, таким образом контролируется коэффициент отражения генерируемого света от этого зеркала, что важно для оптимизации конструкции лазерного чипа и условий его работы. Во-вторых, защитная пленка, которая часто наносится на скол лазерного кристалла после специальной обработки его поверхности, должна уменьшить скорость поверхностной рекомбинации электронов и дырок на зеркале, снижая тем самым порог КРЗ. В-третьих, эта пленка или многослойное пленочное покрытие должны препятствовать химическому / фотохимическому взаимодействию лазерной ГС с окружающей атмосферой. У AlGaAs-лазеров на основе двойных ГС с толстыми активными областями подобное взаимодействие приводило к окислению приповерхностного слоя материала. В случае ЛД с активными областями, выполненными в виде квантовых ям, наблюдалось проникновение кислорода в глубь полупроводника на несколько десятков нанометров, сегрегация атомов III группы у скола лазерного кристалла, а также связанное с этим нарушение стехиометрии полупроводника [19]. На практике

достижение лишь первой из перечисленных выше целей можно надежно контролировать диагностическими методами. Поэтому о достижении остальных целей обычно судят по конечному результату — увеличению порога КРЗ.

В ранних работах КРЗ небезосновательно связывалось с химическими превращениями, протекающими у скола лазерного кристалла и в первую очередь с взаимодействием полупроводника с кислородом. Действительно, внедрение кислорода и формирование с его участием дефектных комплексов усиливает безызлучательную рекомбинацию в GaAs и AlGaAs. Считается, что особенно опасным этот процесс является для алюминий-содержащих материалов и наименее опасным для индий-содержащих полупроводников. Такая эмпирическая тенденция согласуется с разницей энергий образования оксидов элементов III группы — наибольшей у Al_2O_3 и наименьшей у In_2O_3 . В соответствии с этой тенденцией и было в свое время сформировано мнение о том, что ЛД с безалюминиевой активной областью имеют более высокий порог КРЗ [6].

На самом деле, ключевым моментом оказалось исключение доступа / накопления кислорода к / на поверхности выходного зеркала при нанесении на него защитного покрытия. В частности, обработка поверхности путем ее травления в плазме аргона и формирование на ней блокирующих диффузию кислорода промежуточных пленок GaN и Si_3N_4 позволило в ~ 1.5 раза увеличить максимальную выходную мощность излучения AlGaAs лазера с длиной волны излучения 808 нм [20] (аналогичные результаты были получены и для других длин волн). Альтернативным материалом блокирующего слоя может быть аморфный кремний [21]. Важно при этом, чтобы используемые блокирующие слои сами не содержали кислорода, являющегося источником окисления поверхности выходного зеркала [22, 23]. В частности, напыление тонкого (менее 10 нм) слоя кремния на поверхность кристалла, сколотого в вакууме, и последующее напыление защитной пленки Al_2O_3 обеспечило больший выход люминесценции, меньшую скорость поверхностной рекомбинации и более высокий порог КРЗ, чем непкрытые поверхности резонатора или же покрытые просто пленкой Al_2O_3 [24].

Использование бескислородных защитных пленок фактически нивелировало исходное различие в КРЗ для алюминий-содержащих и безалюминиевых лазерных ГС. В то же время при использовании кислород-содержащих защитных покрытий чувствительность к кислороду безалюминиевых активных областей оказывается явно меньшей, чем у содержащих алюминий. Поэтому при отсутствии более сложной бескислородной технологии защиты зеркал использование безалюминиевых активных областей может оказаться полезным.

Табл. 2. Тепловые характеристики некоторых материалов при 300 К
(по данным разных источников)

Материал	Теплопроводность, Вт/(см·К)	Коэффициент теплового расширения ($\times 10^{-6}$)
Алмаз	10–26	1.0
Пиролитический графит	0.057 ($\parallel$ С-оси) 20 ($\perp$ С-оси)	27 ($\parallel$ С-оси) –1.2 ($\perp$ С-оси)
Углеродные нанотрубки	25–35 ($\parallel$ трубке)	—
Серебро	4.3	19
Медь	4.01	17
Золото	3.17	14
Алюминий	2.37	23
Вольфрам	1.55	4.5
Молибден	1.42	4.9
Никель	0.91	13.3
Сплав Cu(10%)W(90%)	1.8–1.9	6.5
Припой Au(80%)Sn(20%)	0.57	16
Припой In(50%)Sn(50%)	0.34	20
Припой Sn(63%)Pb(37%)	0.41	21
Припой SAC: Sn(95.5%)Ag(3.8%)Cu(0.7%)	0.6	20
Нитрид бора кубический	7.4–13	3.8
Нитрид бора гексагональный	< 0.3 ($\parallel$ С-оси) < 6 ($\perp$ С-оси)	38 ($\parallel$ С-оси) –2.7 ($\perp$ С-оси)
Нитрид алюминия	3.20	4.5
Карбид кремния	2.70	3.7
Арсенид галлия	0.55	5.7
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.3\text{--}0.7$)	0.14	5.5
InGaAsP	0.03–0.06	5.5–6.5

3. УЛУЧШЕНИЕ ОТВОДА ТЕПЛА ИЗ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Как показано в [2], медный теплоотвод может дать больший или сравнимый с лазерной ГС вклад в общее тепловое сопротивление ЛД. Очевидным путем увеличения скорости отвода тепла является использование для теплоотвода материалов с более высокой теплопроводностью, чем у меди. Табл. 2 и обзор [25] показывают, что имеется достаточно ограниченный набор таких материалов. Среди металлов лишь серебро имеет более высокий коэффициент теплопроводности, чем у меди, но всего лишь на $\sim 7\%$. Существенно более высокую теплопроводность имеют углеродные материалы — углеродные нанотрубки, алмаз и пиролиитический графит. Алмаз был бы идеальным материалом теплоотвода, если бы не его высокая стоимость и сильное отличие коэффициента теплового расширения (КТР) от значений, характерных для GaAs и AlGaAs (табл. 2 и рис. 2). Углеродные нанотрубки в составе композитных материалов могли бы составить конкуренцию алмазу, однако промышленно такого рода материалы, насколько нам известно, не выпускаются. Весьма интересным представляется использование пиролиитического графита, обладающего теплопроводностью в направлении, перпендикулярном его гексагональной оси (С-оси), сравнимой с теплопроводностью алмаза. Однако вдоль С-оси его теплопроводность оказывается примерно в 400 раз меньшей. Кроме того, КТР пиролиитического графита в направлении, перпендикулярном С-оси вообще отрицателен, что может привести к растрескиванию при его использовании в качестве теплоотвода для ЛД (важность согласования КТР лазерной ГС и теплоотвода обсуждается в [3], а применительно к линейкам лазерных диодов — в [26]). Таким образом, прямое использование углеродных материалов для создания лазерных теплоотводов наталкивается на ряд до конца не решенных проблем.

Среди неметаллических материалов только BN имеет коэффициент теплопроводности выше, чем у меди. При этом гексагональный BN имеет всего в 1.5 раза более высокую теплопроводность в направлении, перпендикулярном С-оси, и те же проблемы с анизотропией КТР, что и пиролиитический графит. Кубический же BN теоретически имеет коэффициент теплопроводности ~ 13 Вт/(см·К), но на практике достигнуты лишь значения ~ 7 – 8 Вт/(см·К). КТР кубического BN сравним с коэффициентами теплового расширения AlN и SiC и лучше, чем КТР углеродных материалов, согласуется со значениями, характерными для полупроводников, составляющих лазерную ГС. Поэтому его вполне можно использовать в качестве эффективного теплоотвода [27]. Однако для этого требу-

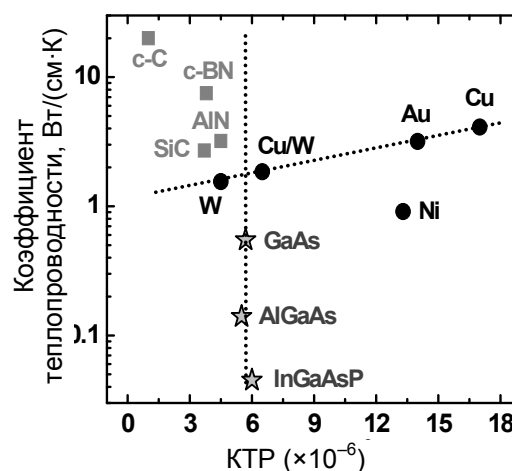


Рис. 2. Коэффициенты теплопроводности и КТР материалов для теплоотводов и полупроводниковых гетероструктур.

Пунктирная вертикальная линия показывает условия согласования с КТР лазерной структуры. Наклонная пунктирная линия показывает эмпирическое соотношение между коэффициентами теплопроводности и КТР для ряда металлов

ется тщательная оптимизация технологии металлизации как поверхности теплоотвода, так и лазерного чипа с целью уменьшения остаточных упругих напряжений в приборе [27].

В том случае, когда тепловое сопротивление теплоотвода становится сравнимым с тепловым сопротивлением ГС, свойства слоев ГС могут начать играть заметную роль в общем отводе тепла. При этом структуры, использующие AlGaAs эмиттеры и волноводные слои, имеют несомненное преимущество по сравнению со структурами, выполненными из твердых растворов InGaAsP. Действительно, коэффициенты теплопроводности соединений InGaAsP, изопериодичных с InP-подложкой, по различным оценкам составляют ~ 0.02 – 0.05 Вт/(см·К) [28]. В случае соединений InGaAsP, изопериодичных с GaAs-подложкой, коэффициенты теплопроводности должны быть несколько большими, но не превышать при этом значения, характерные для тройных соединений $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которые в интервале составов $x = 0.2$ – 0.8 изменяются от 0.05 до 0.08 Вт/(см·К). Из приведенных оценок видно, что коэффициент теплопроводности InGaAsP должен быть примерно в 2–3 раза меньшим, чем у AlGaAs. Это означает, что InGaAsP лазерные ГС должны давать систематически больший вклад в тепловое сопротивление, чем структуры, выполненные на основе AlGaAs. Именно по этой причине весьма перспективными являются гетероструктуры с эмиттерами и волноводом, выполненными из AlGaAs, но с безалюми-

ниевой активной областью, изготовленной из напряженного GaAsP [9]. Такие структуры дают нестандартную ТМ-поляризацию излучения и обеспечивают время жизни лазерных диодов, превышающее по крайней мере несколько тысяч часов [29].

4. МОДИФИКАЦИИ КОНСТРУКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

4.1. Оптимизация конструкции гетероструктуры

В соответствии с выражением [1, (8)], порог КРЗ можно повысить, понижая фактор оптического ограничения Γ лазерной ГС. Именно на это направлены основные пути модификации ГС для мощных ЛД. На практике Γ -фактор стремятся понизить до $\sim 1\text{--}2\%$ (см., например, [30]). Большее его понижение часто приводит к срыву генерации света, например, из-за тепловых эффектов, существенно повышающих пороговый ток лазера. Уменьшения Γ -фактора добиваются использованием а) расширенного волновода [3, 10, 31]; б) асимметричного волновода, в котором активная область лазера расположена вдали от максимума интенсивности поперечной волноводной моды [15, 30, 32, 33] и в) волновода с дополнительной "оптической полостью" [34].

Первый, наиболее распространенный из перечисленных способов дополнительно обеспечивает наименьшую расходимость лазерного пучка в плоскости, перпендикулярной p - n переходу. Поэтому он применяется, если предъявляются особые требования к характеристикам пучка, например для сопряжения мощного ЛД с волокном. Второй способ позволяет контролировать селекцию поперечных мод в волноводе, что важно при уменьшении фактора оптического ограничения за счет расширения волновода. Требуя более сложной ГС, третий способ не показал существенных преимуществ по сравнению с первыми двумя, и поэтому в настоящее время практически не используется.

В настоящее время концепция расширенного волновода с той или иной степенью асимметрии, диктуемой конкретными приложениями, стала основной для мощных ЛД, в том числе излучающих свет на длине волны 808 нм.

4.2. Модификации конструкции лазерного чипа

Основные модификации конструкции лазерного чипа направлены на уменьшение поглощения света вблизи выходного зеркала резонатора и, как следствие, на увеличение порога КРЗ. Прежде всего это — создание непоглощающих зеркал, под

которым подразумевается формирование узкой области (или "окна") вблизи зеркала, где отсутствовало бы поглощение стимулируемого излучения. Для этого в "окне" убирают активную область, выполненную в виде квантовой ямы. Технически существует несколько способов, реализующих данный подход. Первый — это глубокое травление ГС с последующим ее заращиванием [35, 36], что требует сложной многостадийной технологии. Аналогичного эффекта можно добиться путем локального диффузионного "разупорядочения" активной области, усиленного за счет внедрения в приповерхностный слой подвижных примесных атомов, таких как Si или Zn [37]. Эта технология сравнительно более проста и эффективна, но ее недостатком является проникновение примесей в лазерную ГС, приводящее к нежелательным токовым утечкам и росту оптических потерь на свободных носителях. Последнее время используется альтернативная технология "разупорядочения", усиленная миграцией собственных дефектов, формирующихся на поверхности выходного зеркала в процессе нанесения на нее различных тонкопленочных покрытий [38, 39]. Здесь неясно, однако, как эти точечные дефекты влияют на долговременную деградацию ЛД. В целом непоглощающие зеркала позволяют увеличить порог КРЗ, но платой за это является заметное усложнение и удорожание технологии изготовления ЛД.

Существуют и иные подходы к увеличению порога КРЗ. Один из них предполагает травление области вблизи выходного зеркала с последующим ее заращиванием таким образом, чтобы сформировать в ней волновод с расширенной областью локализации поперечной моды [40]. При этом автоматически уменьшается плотность оптической мощности моды на выходном зеркале резонатора. Недостатками этого подхода являются нежелательные оптические потери на стыке обычного и расширенного волноводов, а также усложнение технологии изготовления ЛД. Другой подход, предложенный, в частности, в [41], основан на формировании сегментированного контакта к ЛД и возможности приложения различных напряжений к разным сегментам контакта. Было показано, что электрический потенциал сегментов, примыкающих к зеркалам резонатора, влияет на уровень накачки активной области в этих областях и, следовательно, на поглощение в них света, что важно для повышения порога КРЗ. Такой подход, на наш взгляд, изучен недостаточно. Оценки показывают, что в пренебрежение тепловыми эффектами и поверхностной рекомбинацией неравновесных носителей наличие поглощающей области вблизи выходного зеркала резонатора действительно уменьшает вблизи него плотность мощности стимулированного излучения, что снижает ра-

зогрев выходного зеркала. Однако одновременно должна упасть и выходная мощность излучения, поскольку она достаточно жестко связана с оптической мощностью у выходного зеркала ЛД. Таким образом, повышения порога КРЗ в этом случае может и не произойти. С другой стороны, модификация хода электрического потенциала вблизи выходного зеркала может повлиять на скорость поверхностной рекомбинации неравновесных носителей в активной области и через нее — на порог КРЗ. Поэтому, чтобы прояснить все детали поведения такого рода прибора и выявить возможности оптимизации его мощностных характеристик, требуются дополнительные исследования. Отдельным важным вопросом здесь является стабильность непрерывного режима излучения лазера с сегментированным контактом, поскольку сильная неоднородность уровня инжекции в отдельных сегментах может инициировать самопроизвольные пульсации излучаемой мощности [42].

4.3. Вертикально-интегрированные лазерные диоды

Одним из возможных путей повышения удельной мощности излучения ЛД могла бы быть вертикальная интеграция двух ГС, выращенных одна на другой и включенных последовательно через обратно смещенный туннельный переход [43–45]. Современный уровень развития эпитаксиальной технологии позволяет получать туннельные переходы в системе AlGaAs с эффективным сопротивлением при обратном включении ~ 0.03 Ом [46], что дает сравнительно малый вклад в общее последовательное сопротивление ЛД. В [45, 46] показано, что высокая однородность эпитаксиальных структур позволяет получить в вертикально-интегрированных лазерах пороговую плотность тока, характерную для одиночной ГС. При этом выходная мощность излучения и ДКЭ таких ЛД при импульсной накачке растут практически пропорционально числу интегрированных ГС (соответственно в это же число раз увеличивается и рабочее напряжение прибора, оставляя неизменным его КПД).

К сожалению, "бутылочным горлышком" для работы вертикально-интегрированных ЛД в режиме непрерывной накачки является отвод тепла. Действительно, в случае двух интегрированных ГС вклад в тепловое сопротивление отдельной структуры, ближайшей к подложке, от эмиттеров увеличивается по крайней мере в 3 раза по сравнению с одиночной лазерной ГС. В случае множественных вертикально-интегрированных лазеров этот вклад растет пропорционально числу интегрированных структур. Кроме того, с увеличением числа интегрированных гетероструктур возрастает и плотность генерируемого лазером тепла. По

этим причинам следует ожидать более низкого порога КРЗ, ускоренной деградации и более сильного теплового "завала" ватт-амперных характеристик вертикально-интегрированных ЛД по сравнению с одиночными лазерами. На наш взгляд, именно проблема теплоотвода не позволила до сих пор продемонстрировать эффективную работу вертикально-интегрированных лазеров при непрерывной накачке. При накачке импульсами тока проблема отвода тепла стоит не так остро, и вертикальная интеграция может оказаться перспективной для увеличения удельной мощности излучения импульсных ЛД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что наиболее эффективными путями повышения мощности непрерывного излучения ЛД можно считать использование ГС с расширенным волноводом, защиту зеркал резонатора и улучшение отвода тепла от активной области. На сегодняшний день возможности оптимизации лазерных ГС для получения максимальной мощности излучения во многом исчерпаны. Доминирующей здесь является концепция расширенного волновода с той или иной степенью асимметрии ГС, диктуемой конкретными ее приложениями. При этом фактор оптического ограничения основной волноводной моды стараются снизить до ~ 1.0 – 1.5 % с целью повышения порога КРЗ.

Наилучшей для защиты зеркал резонатора можно считать процедуру, включающую а) очистку скола ГС перед нанесением на нее пленочных покрытий, б) формирование на очищенном сколе блокирующей пленки, не содержащей кислорода и препятствующей его проникновению в ГС (в качестве материала такой пленки апробированы GaN, Si₃N₄, аморфный и кристаллический Si), и в) нанесение на блокирующую пленку многослойного диэлектрического зеркала с оптимальным коэффициентом отражения. Оптимизированные защитные покрытия дают примерно одинаковые предельные мощности излучения ЛД с активными областями, содержащими и не содержащими алюминий.

Улучшение пассивного теплоотвода от ЛД может быть достигнуто за счет использования новых материалов с высокой теплопроводностью, круг которых весьма ограничен. По этой причине дальнейшее повышение мощности излучения лазеров потребует разработки и применения активных теплоотводов.

Если теплоотвод не дает доминирующего вклада в тепловое сопротивление ЛД, лазерные ГС, выполненные из твердых растворов InAlGaAs, имеют преимущество по сравнению с безалюми-

ниевыми ГС на основе InGaAsP из-за более высокой теплопроводности используемых материалов.

Использование непоглощающих зеркал резонатора той или иной конструкции позволяет заметно повысить порог КРЗ у ЛД. Апробированными подходами здесь являются заращивание предварительно вытравленной вблизи выходного зеркала активной области или ее "разупорядочение" за счет миграции легирующих примесей или собственных точечных дефектов. Недостатком этих подходов является сильное усложнение технологии изготовления лазеров. Сомнительным в плане перспективности представляется в данный момент использование сегментированных контактов из-за не проясненного пока механизма, который потенциально мог бы обеспечить повышение порога КРЗ.

Использование вертикальной интеграции лазерных ГС для повышения удельной мощности непрерывного излучения представляется на сегодняшний день малоперспективным из-за нерешенной проблемы эффективного теплоотвода. В то же время данный подход может оказаться вполне приемлемым для создания мощных импульсных ЛД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Демидов Д.М., Тер-Мартиросян А.Л., Булашевич К.А. и др. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. I. Термические механизмы ограничения выходной мощности // Научное приборостроение. 2012. Т. 22, № 3. С. 78–86.
2. Демидов Д.М., Тер-Мартиросян А.Л., Булашевич К.А. и др. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм. II. Нетермические механизмы ограничения выходной мощности // Научное приборостроение. 2012. Т. 22, № 4. С. 19–25.
3. Erbert G., Bärfwölff A., Sebastian J., Tömm J. High-power broad-area diode lasers and laser bars // Appl. Phys. 2000. V. 78. (High-Power Diode Lasers Topics) / Ed. R. Diehl. P. 173–223.
4. Zhong L., Ma X. Recent developments in high power semiconductor diode lasers // Optoelectronics — Devices and Applications / Ed. P. Predeep. InTech, 2011. ISBN: 978-953-307-576-1. Ch. 16. P. 325–348.
5. Behringer M. High-power diode laser technology and characteristics // High Power Diode Lasers. Technology and Applications / Eds. F. Bachman, P. Loosen and R. Poprawe. N.Y.: Springer, 2010. Ch. 2. P. 5–74.
6. Eliseev P.G. Optical strength of semiconductor laser materials // Prog. Quant. Electron. 1996. V. 20. P. 1–82.
7. O'Brien S., Zhao H., Zuker T. et al. High-power short-wavelength AlGaAs-based broad area lasers — record CW power of 8.5 W CW at 810 nm and high power reliability demonstration at 840 nm // Proc. LEOS'97. 1997. V. 2. ThX5. P. 486–487.
8. Oster A., Bugge F., Erbert G., Wenzel H. Gain spectra measurement of strained and strain-compensated InGaAsP-AlGaAs laser structures for $\lambda \approx 800$ nm // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 1999. V. 5. P. 631–636.
9. Knauer A., Erbert G., Staske R. et al. High-power 808 nm lasers with a super-large optical cavity // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20. P. 621–624.
10. Sebastian J., Beister G., Bugge F. et al. High-power 810 nm GaAsP-AlGaAs diode lasers with narrow beam divergence // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. 2001. V. 7. P. 334–339.
11. Li L., Liu G., Li Z. et al. High-efficiency 808 nm InGaAlAs-AlGaAs double-quantum-well semiconductor lasers with asymmetric waveguide structures // IEEE Photonics Technology Lett. 2008. V. 20. P. 566–568.
12. Андреев А.Ю., Зорина С.А., Лешко А.Ю. и др. Мощные лазеры ($\lambda = 808$ нм) на основе гетероструктур раздельного ограничения AlGaAs / GaAs // ФТП. 2009. Т. 43. С. 543–547.
13. Wade J.K., Wawst L.J., Botez D., Morris J.A. 8.8 W CW power from broad-waveguide Al-free active region ($\lambda = 805$ nm) diode lasers // Electron. Lett. 1998. V. 34. P. 1100–1101.
14. Hülsewede R., Sebastian J., Wenzel H. et al. Beam quality of high power 800 nm broad-area laser diodes with 1 and 2 μm large optical cavity structures // Optics Commun. 2001. V. 192. P. 69–75.
15. Xu Z., Gao W., Siskavich B. et al. Low divergence-angle, 808 nm, GaAlAs / GaAs, laser diode using asymmetric-cladding structure // Proc. SPIE. 2004. V. 5365. P. 142–147.
16. Gao W., Xu Z., Cheng L. et al. High power high reliable single emitter laser diodes at 808 nm // Proc. SPIE. 2007. V. 6456. P. 64560B-1–64560B-5.
17. Garbuzov D.Z., Antonishkis N.Yu., Bondarev A.D. et al. High-power 0.8 μm InGaAsP-GaAs SCH SQW lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1991. V. 27. P. 1531–1536.
18. Krakowski M. High power diode lasers // Bio-Photonics '03 Summer School, 15–21 June, Ven, Sweden. 2003.
19. Houle F.A., Neiman D.L., Tang W.C., Rosen H.J. Chemical changes accompanying facet degradation of AlGaAs quantum well lasers // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. P. 3884–3896.
20. Петрунов А.Н., Подоскин А.А., Шашкин И.С. и др. Импульсные полупроводниковые лазеры с повышенной оптической прочностью выходных зеркал резонатора // ФТП. 2010. Т. 44. С. 817–821.
21. Horie H., Ohta H., Fujimori T. Reliability Improvement of 980-nm Laser Diodes with a New Facet Passivation Process // IEEE J. Selected Topics Quant. Electron. 1999. V. 5. P. 832–838.
22. Lambert R. W., Ayling T., Hendry A.F. et al. Facet-passivation processes for the improvement of Al-containing semiconductor laser diodes // J. Lightwave Technol. 2006. V. 24. P. 956–961.
23. Alnot P., Grattepain C., Huber A. et al. Physico-chemical and electrical characterization of GaAs-Si₃N₄ interfaces // Le vide, les couches minces. 1988. V. 43. P. 287–292.
24. Tu L.W., Schubert E.F., Hong M., Zydzik G.J. In-vacuum cleaving and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. P. 6448–6451.

25. Chung D.D.L. Materials for thermal conduction // Appl. Thermal Engineering. 2001. V. 21. P. 1593–1605.
26. Ma X., Zhong L. Advances in high power semiconductor diode lasers // Proc. SPIE. 2007. V. 6824. P. 682402-1–682402-16.
27. Pittroff W., Erbert G., Beister G. et al. Mounting of high power laser diodes on boron nitride heat sinks using an optimized Au/Sn metallurgy // IEEE Trans. Advanced Packaging. 2001. V. 24. P. 434–441.
28. Gudeney M., Piprek J. Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength // Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 1996. V. 4. P. 349–357.
29. Wenzel H., Erbert G., Bugge F. et al. Optimization of GaAsP-QWs for high power diode lasers at 800 nm // Proc. SPIE. 2000. V. 3947. P. 32–39.
30. Buda M., van de Roer T.G., Kaufmann L.M.F. et al. Analysis of 6-nm AlGaAs SQW low-confinement laser structures for very high-power operation // IEEE J. Selected Topics Quant. Electron. 1997. V. 3. P. 173–179.
31. Mawst L.J., Bhattacharya A., Lopez J. et al. 8 W continuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 980 nm diode lasers // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. P. 1532–1534.
32. Безотосный В.В., Васильева В.В., Винокуров Д.А. и др. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм на основе различных типов асимметричных гетероструктур со сверхшироким волноводом // ФТП. 2008. Т. 42. С. 357–360.
33. Ryvkin B.S., Avrutin E.A. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 123103-1–123103-6.
34. Buda M., van der Vleuten W.C., Iordache Gh. et al. Low-loss low-confinement GaAs-AlGaAs DQW laser diode with optical trap layer for high-power operation // IEEE Photon. Technol. Lett. 1999. V. 11. P. 161–163.
35. Botez D. and Connolly J.C. Nonabsorbing-mirror (NAM) CDH-LOC diode lasers // Electron. Lett. 1984. V. 20. P. 530–532.
36. Osowski M.L., Hu W., Lammert R.M. et al. Advances in high-brightness semiconductor lasers // Proc. of SPIE. 2008. V. 6952. P. 695208-1–695208-8.
37. Welch D.F., Streifer W., Thornton R.L., Paoli T. 2.4 W CW 770 nm laser arrays with nonabsorbing mirrors // Electron. Lett. 1987. V. 23. P. 525–527.
38. Walker C.L., Bryce A.C., Marsh J.H. Improved catastrophic optical damage level from laser with nonabsorbing mirrors // IEEE Photon. Technol. Lett. 2002. V. 14. P. 1394–1396.
39. Yamada Y., Fujimoto T., Uchida K. High power and highly reliable 980 nm lasers with window structure using impurity free vacancy disordering // Proc. SPIE. 2005. V. 5738. P. 40–46.
40. Epperlein P.-W. Micro-temperature measurements on semiconductor laser mirrors by reflectance modulation: a newly developed technique for laser characterization // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. Pt. 1. P. 5514–5522.
41. Herrmann F.U., Beeck S., Abstreiter G. et al. Reduction of mirror temperature in GaAs / AlGaAs quantum well laser diodes with segmented contacts // Appl. Phys. Lett. 1991 V. 58. P. 1007–1009.
42. Harder C., Lau K.Y., Yariv A. Bistability and pulsations in semiconductor lasers with inhomogeneous current injection // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. 18. P. 1351–1361.
43. Garcia J.Ch., Rosencher E., Collot Ph. et al. Epitaxially stacked lasers with Esaki junctions: A bipolar cascade laser // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 3752–3754.
44. Винокуров Д.А., Коняев В.П., Ладугин М.А. и др. Исследование эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных полупроводниковых лазеров, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии // ФТП. 2010. Т. 44. С. 251–255.
45. Мармалюк А.А., Дывыдова Е.И., Зверков М.В. и др. Лазерные диоды с несколькими излучающими областями ($\lambda = 800\text{--}110$ нм) на основе эпитаксиально-интегрированных гетероструктур // ФТП. 2011. Т. 45. С. 528–534.
46. Винокуров Д.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А. и др. Исследование туннельных диодов GaAs:Si/GaAs:C, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии // ФТП. 2009. Т. 43. С. 1253–1256.

ЗАО "Полупроводниковые приборы", г. Санкт-Петербург (Демидов Д.М., Тер-Мартirosян А.Л.)

ООО "Софт-Импакт", г. Санкт-Петербург (Булашевич К.А., Хохлев О.В., Карпов С.Ю.)

Контакты: Карпов Сергей Юрьевич,
karpov@softimpact.ru,
Тер-Мартirosян Александр Леонович,
ter@atcsd.ru

Материал поступил в редакцию 27.04.2012

HIGH-POWER LASER DIODES EMITTING AT 808 nm. 3. WAYS TO INCREASE THE OPTICAL OUTPUT POWER

**D. M. Demidov¹, A. L. Ter-Martirosyan¹, K. A. Bulashevich²,
O. V. Khokhlev², S. Yu. Karpov²**

¹ *ATC Semiconductor Devices, Saint-Petersburg*

² *STR Group — Soft-Impact, Ltd., Saint-Petersburg*

This work continues the reviews on the mechanisms limiting the output optical power of semiconductor laser diodes reported in [1, 2]. Here we consider possible ways for improving the optical power. Among them, the most effective ways are the use of large-optical cavity heterostructures, advanced coating of the laser resonator mirrors, and improving the heat sink of the laser diodes. Specific approaches suggested in each of the above directions are discussed in the paper. Assessment of the effectiveness and/or potential of the approaches is given as well.

Keywords: semiconductor lasers, laser diodes, optical power, catastrophic optical damage, thermal effects, carrier accumulation, carrier life time, stimulated emission

Оригинал-макет подготовлен
Беленковым В.Д., Манаковой Ю.В.

Лицензия ИД № 02980 от 06 октября 2000 г.

Подписано к печати 22.05.2013 г. Формат 60 × 90 $\frac{1}{8}$. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 17.5. Уч.-изд. л. 15.8. Тираж 64 экз. (в т. ч. МКО и СНГ — 11 экз.). Тип. зак. № 270. С 96

Санкт-Петербургская издательская фирма "Наука"

199034, Санкт-Петербург, Менделеевская линия, 1

E-mail: main@nauka.nw.ru

Internet: www.naukaspb.com

Первая Академическая типография «Наука», 199034, Санкт-Петербург, 9 линия, 12