

Сравнительный анализ длинноволновых (1.3 мкм) вертикально-излучающих лазеров на подложках арсенида галлия

© Н.А. Малеев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш,
А.П. Васильев, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алфёров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 декабря 2000 г. Принята к печати 10 января 2001 г.)

Рассматриваются различные варианты конструкции вертикально-излучающих лазеров диапазона длин волн 1.3 мкм на подложках арсенида галлия с активными областями на основе квантовых точек InAs/InGaAs и квантовых ям InGaAsN. Исследована взаимосвязь свойств активной области и параметров оптического микрорезонатора, необходимых для осуществления лазерной генерации. Проводится сравнительный анализ вертикально-излучающих лазеров с активными областями на основе квантовых точек InAs/InGaAs и квантовых ям InGaAsN, синтезированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии и демонстрирующих лазерную генерацию в непрерывном режиме при комнатной температуре. Показано, что оптимизация конструкции вертикального микрорезонатора позволяет получить внутренние оптические потери менее 0.05% на один проход фотона.

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ, VCSEL — vertical cavity surface emitting laser) находят все более широкое применение в быстродействующих оптоволоконных системах передачи информации. По сравнению с традиционными лазерами полосковой конструкции, в которых вывод оптического излучения осуществляется через одно из зеркал, образованных торцевой поверхностью лазерной структуры, ВИЛ обладают более симметричной диаграммой направленности выводимого оптического излучения. Это обеспечивает более эффективный ввод оптического излучения в волокно. К другим важным достоинствам ВИЛ относятся повышенная температурная стабильность длины волны лазерного излучения, а также возможность применения групповой технологии изготовления и тестирования [1].

В настоящее время начат промышленный выпуск ВИЛ, излучающих в диапазонах длин волн вблизи $\lambda = 850$ и 980 нм. Зеркалами в таких приборах служат высококачественные распределенные брэгговские отражатели (РБО/DBR), сформированные на основе чередующихся слоев AlGaAs и GaAs толщиной в $1/4$ резонансной длины волны (с учетом показателя преломления материала). Структуры ВИЛ выращиваются методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) или эпитаксии из паров металлоорганических соединений на подложках арсенида галлия.

Несмотря на успешное развитие технологии ВИЛ для спектральных диапазонов $\lambda = 850$ и 980 нм, создание аналогичных приборов для длин волн $\lambda = 1.3$ и 1.55 мкм требует решения ряда принципиальных проблем [1]. Основные ограничения при использовании традиционной для указанных спектральных диапазонов системы материалов InGaAsP/InP связаны с относительно плохими характеристиками РБО. Это обусловлено меньшей (по сравнению с системой AlGaAs/GaAs) разностью коэффициентов преломления слоев InGaAsP, InAlGaAs и InP, а также низкой теплопроводностью четверных соединений.

Кроме того, для лазерных диодов на подложках InP характерна относительно низкая температурная стабильность основных характеристик. Перечисленные выше проблемы стимулируют поиск новых полупроводниковых материалов, пригодных для создания источников оптического излучения спектральных диапазонов 1.3 и 1.55 мкм на подложках GaAs. Поскольку в настоящее время технология изготовления приборов на подложках GaAs по всем основным техническим и экономическим характеристикам превосходит технологию приборов на подложках InP, создание таких материалов позволит существенно расширить области применения систем волоконно-оптической связи.

В последние годы предложен ряд новых полупроводниковых гетероструктур, излучающих в диапазоне длин волн $\lambda = 1.2-1.5$ мкм, которые могут быть синтезированы на подложках GaAs [2]. К их числу относятся структуры с квантовыми ямами (КЯ) InGaAsN [3] и GaAsSb [4], а также структуры с массивами квантовых точек (КТ) In(Ga)As [5,6]. Несмотря на то, что получена длинноволновая лазерная генерация при комнатной температуре в традиционных полосковых лазерах на основе всех перечисленных выше систем материалов, до последнего времени максимальная длина волны генерации ВИЛ на подложках GaAs не превышала 1.23 мкм [7]. Недавно при участии авторов данной работы впервые была продемонстрирована лазерная генерация на длине волны 1.3 мкм для ВИЛ на GaAs-подложках при использовании активной области на основе КТ InAs/InGaAs [8], а также получены рекордные параметры для длинноволновых ВИЛ на основе КЯ InGaAsN при работе в непрерывном режиме [9]. Для последней системы материалов лазерная генерация ВИЛ вблизи $\lambda = 1.3$ мкм получена и в других работах как при использовании МПЭ [10], так и на базе структур, выращенных эпитаксией из паров металлоорганических соединений [11]. Таким образом, в настоящее время на первый план выходит проблема

оптимизации параметров активной области и конструкции ВИЛ на подложках GaAs с целью получения приборных характеристик, удовлетворяющих основным требованиям для практического использования в волоконно-оптических системах связи.

В настоящей работе рассматриваются особенности создания длинноволновых ($\lambda = 1.3 \mu\text{м}$) ВИЛ на подложках GaAs с активными областями на основе КТ InAs/InGaAs и КЯ InGaAsN. Исследуется влияние параметров оптического микрорезонатора и активной области на приборные характеристики.

Рассмотрим факторы, учет которых принципиален при выборе конструкции длинноволновых ВИЛ с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs и КЯ InGaAsN. Условие начала лазерной генерации является баланс между оптическим усилением и суммарными оптическими потерями, включающими потери на вывод излучения и внутренние потери в лазерной структуре. В общем случае для каждой оптической моды это условие можно представить в следующей форме:

$$\Gamma g_{\text{th}} = \langle \alpha_i \rangle + \alpha_m, \quad (1)$$

где g_{th} — оптическое усиление активного материала на пороге генерации, $\langle \alpha_i \rangle$ — внутренние оптические потери для данной моды, α_m — потери на вывод оптического излучения через зеркала, Γ — трехмерный фактор оптического ограничения световой волны, характеризующий взаимодействие электромагнитного поля рассматриваемой моды с активной (усиливающей) средой. Произведение Γg_{th} определяет величину модового оптического усиления на пороге генерации.

В традиционных полосковых лазерах зеркала, ограничивающие оптический резонатор Фабри–Перо, образованы торцевыми гранями структуры, а сам резонатор, как правило, имеет большую длину по сравнению с периодом стоячей волны оптического поля (рис. 1, *a*). При этом оптическая волна распространяется в плоскости активного слоя и длина активной (усиливающей) области обычно совпадает с длиной резонатора L_c , равной в данном случае геометрическому расстоянию между сколотыми зеркалами. Трехмерный фактор оптического ограничения можно представить в виде произведения фактора оптического ограничения в направлении z , совпадающем с направлением роста эпитаксиальной структуры, (Γ_z) и фактора оптического ограничения в плоскости xy , параллельной поверхности структуры, (Γ_{xy}) [1]. Для традиционного лазера при ширине полоска в несколько десятков мкм и длине в сотни мкм $\Gamma_{xy} \approx 1$. В этом случае условие (1) принято записывать в форме

$$\Gamma_z g_{\text{th}} = \langle \alpha_i \rangle + \frac{1}{L_c} \ln \left(\frac{1}{R} \right), \quad (2)$$

$$R = \sqrt{R_1 R_2},$$

где R_1, R_2 — коэффициенты отражения переднего (выводного) и заднего зеркал.

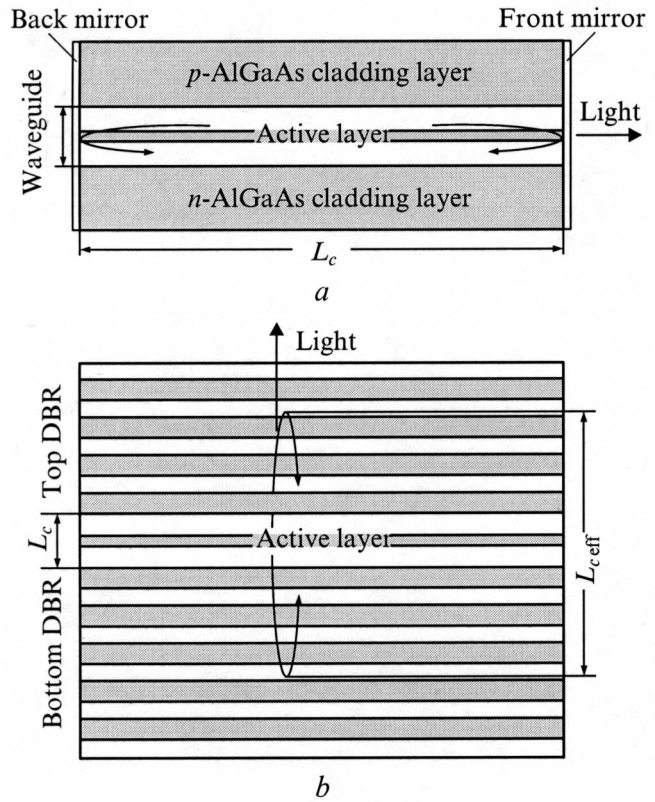


Рис. 1. Схематическое изображение лазерных структур: *a* — традиционный полосковый лазер; *b* — вертикально-излучающий лазер.

Если активный слой очень тонкий (как в случае КЯ или КТ) и расположен в центре волноводного слоя с симметричными эмиттерными слоями, фактор оптического ограничения для нулевой моды приближенно можно вычислить по формуле

$$\Gamma_z \equiv \frac{n_{\text{act}}}{n_{\text{eff}}} \frac{\int |E(z)|^2 dz}{\int_{\text{tot}} |E(z)|^2 dz} \approx \frac{|E_{\text{max}}|^2 L_{\text{act}}}{\int_{\text{tot}} |E(z)|^2 dz} = K L_{\text{act}}. \quad (3)$$

Здесь E — амплитуда оптической волны, E_{max} — ее максимальное значение в середине волноводного слоя, L_{act} — толщина активного слоя, n_{act} — показатель преломления активного слоя, n_{eff} — эффективный показатель преломления для рассматриваемой моды. Индексы "tot" и "act" означают интегрирование по всей структуре или только в пределах активной области соответственно.

По сравнению с традиционными торцевыми лазерами структуры ВИЛ имеют существенные особенности (рис. 1, *b*):

- использование РБО в качестве верхнего и нижнего зеркал;
- относительно малая длина оптического резонатора (реализуется режим микрорезонатора, соответствующий существенно неоднородному пространственному распределению амплитуды стоячей волны оптического излучения);

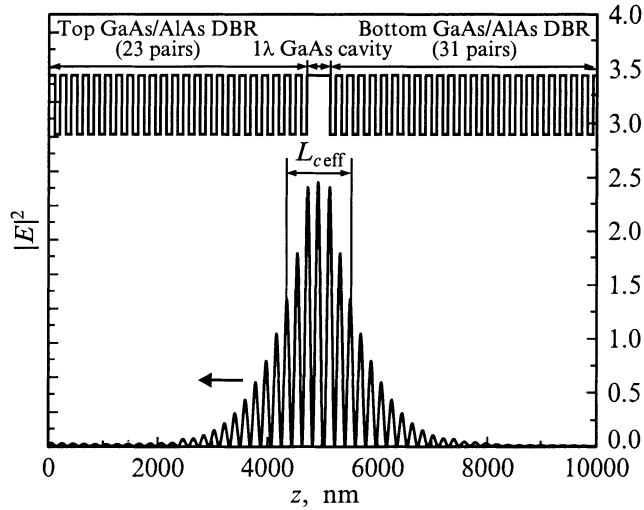


Рис. 2. Распределение квадрата амплитуды оптического поля $|E|^2$ и профиль показателя преломления для типичной структуры ВИЛ на подложке арсенида галлия.

— направление распространения световой волны перпендикулярно плоскости активного слоя;

— для ВИЛ на основе КЯ или КТ толщина активного слоя намного меньше длины резонатора.

При записи условия (1) для ВИЛ в первую очередь следует учесть, что оптическая волна проникает в РБО на некоторую глубину, т.е. эффективная длина резонатора $L_{c\text{eff}}$ отличается от геометрического расстояния между зеркалами (рис. 2). Кроме того, для тонких активных слоев следует принять во внимание положение активной области относительно пространственного распределения амплитуды стоячей волны оптического поля в микрорезонаторе, для чего вводится фактор стоячей волны ξ . Если активная область толщиной L_{act} лежит между двумя зеркалами резонатора, то для вычисления фактора стоячей волны можно использовать выражение [1]

$$\xi = 1 + \cos 2\beta Z_s \frac{\sin \beta L_{\text{act}}}{\beta L_{\text{act}}},$$

где $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda_c$ — постоянная распространения для рассматриваемой моды оптического излучения, λ_c — резонансная длина волны, Z_s — сдвиг между положением активного слоя и максимумом стоячей волны. Очевидно, что для тонкой активной области ($\beta L_{\text{act}} \ll 1$) фактор стоячей волны может принимать значения в диапазоне от 0 ($Z_s = \lambda_c/4n_{\text{eff}}$) до 2 ($Z_s = 0$). Для приборов с относительно большими латеральными размерами (диаметр оптической апертуры больше 3–5 мкм) $\Gamma_{xy} \approx 1$, поскольку можно пренебречь рассеянием световой волны на краях и считать распределение интенсивности излучения по площади прибора однородным. Тогда, с учетом выражения (3), соотношение (1) принимает вид [1]

$$\xi g_{\text{th}} \frac{L_{\text{act}}}{L_{c\text{eff}}} = \langle \alpha_i \rangle + \frac{1}{L_{c\text{eff}}} \ln \left(\frac{1}{R} \right). \quad (4)$$

Оценку принципиальной возможности реализации ВИЛ с тем или иным оптическим резонатором можно сделать на основе экспериментальных характеристик для полосковых лазеров с такой же активной областью. Из соотношений (2) и (3) получаем выражение для расчета материального усиления полоскового лазера на пороге генерации

$$g_{\text{th}} = \frac{g_{\text{mod}}}{K L_{\text{act}}}, \quad (5)$$

где g_{mod} — измеренное модовое усиление.

Если толщина активного материала ВИЛ по сравнению с полосковым лазером не изменилась, то для оценки принципиальной возможности генерации можно преобразовать соотношение (4). В результате имеем

$$\frac{\xi g_{\text{mod}}}{K} = \langle \alpha_i \rangle L_{c\text{eff}} + \ln \left(\frac{1}{R} \right). \quad (6)$$

Следует отметить, что толщина активного слоя L_{act} не входит в соотношение (6). Это особенно важно при анализе структур с КТ, где не вполне ясно, что принимать в качестве толщины активной области. Измерив пороговое модовое усиление для полоскового лазера и рассчитав значение K , распределение амплитуды оптического поля и соответствующие коэффициенты отражения верхнего и нижнего зеркал для конкретного резонатора, можно оценить возможность достижения лазерной генерации при определенном уровне внутренних потерь.

Ранее нами было показано, что оптимизация условий МПЭ позволяет формировать структуры с несколькими слоями КТ InAs/InGaAs, имеющие высокую поверхностную плотность массива и проявляющие яркую фотолюминесценцию (ФЛ) в диапазоне длин волн вблизи $\lambda = 1.3$ мкм без увеличения полуширины линии по сравнению со структурами, содержащими только один слой КТ [12]. В полосковых лазерах с такой активной областью достигаются низкопороговая лазерная генерация (< 80 А/см²) и высокая выходная мощность в непрерывном режиме (> 2.5 Вт) [13]. Однако для структур на основе КТ InGaAs наблюдается насыщение усиления при увеличении тока инжекции, обусловленное конечным значением поверхностной плотности КТ [2]. Измеренное значение модового оптического усиления для длинноволновых торцевых лазеров на основе КТ InAs/InGaAs составляет $10\text{--}12$ см⁻¹ (рис. 3) при внутренних оптических потерях (1.5 ± 0.3) см⁻¹ [14] (лазерные структуры с тремя слоями КТ, Al_{0.8}Ga_{0.2}As-эмиттерами и GaAs-волноводом толщиной 0.4 мкм, при эффективной толщине активного слоя 5 нм имеют $\Gamma_z = 0.017$ и $K = 3.4 \cdot 10^4$ см⁻¹).

По сравнению со структурами на основе КТ InAs/InGaAs, в структурах с КЯ InGaAsN достигаются большие значения оптического усиления [15,16] (рис. 3). Зависимость величины модового оптического усиления g_{mod} от плотности тока инжекции J для структур

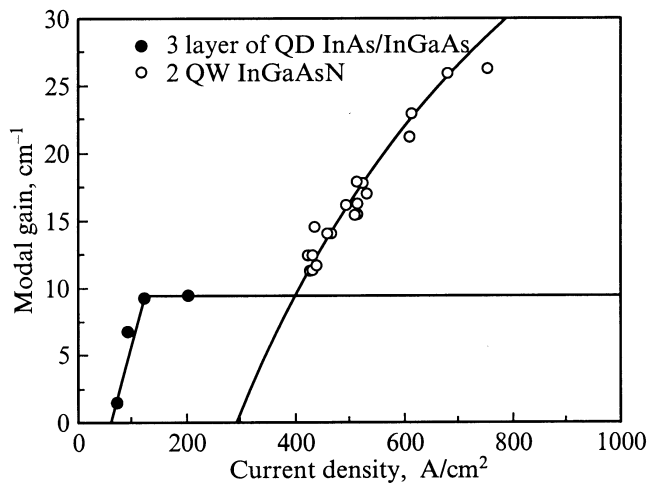


Рис. 3. Зависимость модового оптического усиления от плотности тока для полосковых лазеров с активной областью на основе 3 слоев квантовых точек (QD) InAs/InGaAs [14] и 2 квантовых ям (QW) InGaAsN [16].

с КЯ можно аппроксимировать выражением

$$g_{\text{mod}} = g_0 \ln(J/J_{\text{tr}}), \quad (7)$$

где J_{tr} — плотность тока прозрачности, g_0 — численный параметр.

Для лазерных структур с двумя КЯ InGaAsN (n - и p -эмиттеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, GaAs-волновод толщиной 0.4 мкм, толщина КЯ 6.5 нм, $\Gamma_z \approx 0.014$ и $K = 2.15 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$) измеренные значения составляют $g_0 = 30 \text{ см}^{-1}$ и $J_{\text{tr}} = 290 \text{ А/см}^2$ при внутренних оптических потерях $(7.0 \pm 0.5) \text{ см}^{-1}$ [16].

Рассмотрим стандартную конструкцию ВИЛ с верхним и нижним РБО AlAs/GaAs и GaAs-резонатором толщиной $L_{c \text{ GaAs}} = \lambda_c/n_{\text{GaAs}}$, точно в центре которого помещен тонкий активный слой (здесь n_{GaAs} — коэффициент преломления GaAs на резонансной длине волны $\lambda_c = 1300 \text{ нм}$). Расчетное распределение квадрата амплитуды оптического поля для такой структуры представлено на рис. 2. При вычислении эффективной длины резонатора воспользуемся приближенным соотношением для глубины проникновения оптического поля в РБО [1]

$$L_{\text{pen}} \approx \frac{h_{\text{high}} + h_{\text{low}}}{4} \frac{n_{\text{high}} + n_{\text{low}}}{n_{\text{high}} - n_{\text{low}}},$$

где n_{high} , n_{low} — показатели оптического преломления слоев, образующих РБО; $h_{\text{high}} = \lambda_c/n_{\text{high}}$, $h_{\text{low}} = \lambda_c/n_{\text{low}}$. В случае РБО AlAs/GaAs ($n_{\text{high}} = n_{\text{GaAs}} = 3.44$, $n_{\text{low}} = n_{\text{AlAs}} = 2.91$ для $\lambda_c = 1300 \text{ нм}$) эффективная длина резонатора

$$L_{c \text{ eff}} = L_{c \text{ GaAs}} + 2L_{\text{pen}} = 377.6 + 2 \cdot 617.3 \approx 1600 \text{ нм}.$$

Используя соотношение (6) и предполагая нулевые внутренние потери, получаем, что в случае активной области на основе трех слоев КТ InAs/InGaAs

($\xi \approx 1.85$, максимальное модовое усиление 12 см^{-1} при $K = 3.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$) для начала лазерной генерации необходимо иметь $R > 0.9994$. При величине внутренних потерь 2 см^{-1} требуется уже значение $R > 0.9997$, что соответствует коэффициентам отражения зеркал (при симметричных верхнем и нижнем РБО) не менее 0.9998.

Оценка для активного слоя на основе двух КЯ InGaAsN дает требуемые значения $R > 0.994$ (нулевые внутренние потери) и $R > 0.995$ (при внутренних потерях 2 см^{-1}). Здесь при расчетах усиления предполагалась пороговая плотность тока 3 кА/см^2 . Таким образом, более высокое оптическое усиление для структур с КЯ InGaAsN позволяет несколько снизить требования к качеству микрорезонатора. Тем не менее в обоих случаях для получения лазерной генерации требуются очень высокие коэффициенты отражения зеркал.

Оценим возможность использования традиционной конструкции ВИЛ с верхним и нижним контактами к легированным зеркалам n - и p -типа проводимости. Один из основных механизмов потерь для зеркал на основе AlGaAs/GaAs обусловлен поглощением в слоях p -GaAs (как на свободных носителях, так и в результате межподзонных переходов в валентной зоне). Максимально возможный коэффициент отражения РБО можно вычислить по формуле [17]

$$R_{\text{max}} = 1 - \lambda_c \alpha \frac{n_{\text{high}}^2 + n_{\text{low}}^2}{n_{\text{GaAs}}(n_{\text{high}}^2 - n_{\text{low}}^2)},$$

где α — коэффициент поглощения на свободных носителях. Расчеты и экспериментальные исследования показывают, что для РБО p -GaAs/ p -AlAs при среднем уровне легирования $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ максимальный уровень отражения ограничен значением 0.995. Меньшие уровни легирования ведут к резкому возрастанию последовательного сопротивления прибора из-за дополнительного падения напряжения на гетерограницах [1]. Недавние исследования показали, что и для РБО n -AlAs/ n -GaAs при уровнях легирования $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ максимальное значение коэффициента отражения не превышает 0.997 [18]. Таким образом, экспериментальная реализация длинноволновых ВИЛ на подложках GaAs в традиционной конструкции представляется проблематичной.

Анализ показывает, что наиболее оптимальной для реализации длинноволновых ВИЛ на подложках GaAs является конструкция с верхним и нижним нелегированными РБО AlAs/GaAs или $\text{Al}_x\text{O}_y/\text{GaAs}$. Зеркала второго типа можно получить селективным оксидированием слоев AlGaAs в атмосфере, насыщенной парами воды [19]. Большое различие в величинах показателей преломления слоев для оксидированных зеркал ($n_{\text{GaAs}} = 3.44$, $n_{\text{Al}_x\text{O}_y} = 1.61$ для $\lambda = 1300 \text{ нм}$) обеспечивает широкую спектральную область с высокими значениями коэффициента оптического отражения и в результате снижает чувствительность к погрешностям калибровки. В то же время использование непроводящих зеркал приводит к некоторому усложнению технологии

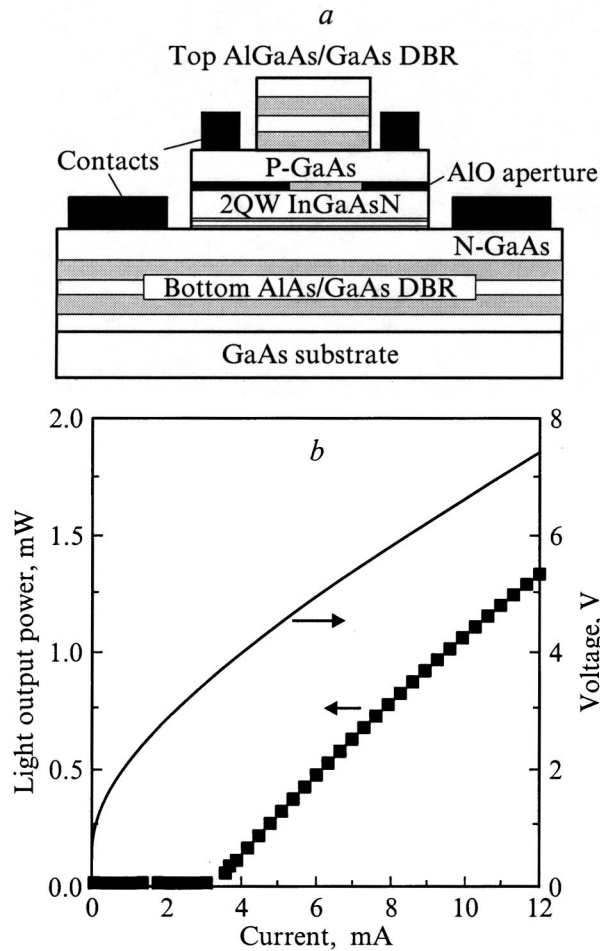


Рис. 4. Схематическое изображение поперечного сечения (а) и характеристики ВИЛ с активной областью на основе двух квантовых ям (QW) InGaAsN (b). $\lambda = 1.29$ мкм, импульсный режим.

изготовления приборов из-за необходимости формирования p - и n -контактов к легированным слоям, расположенным внутри резонатора, а также из-за возможного возрастания последовательного сопротивления. В наших исследованиях мы использовали РБО AlAs/GaAs для приборов с активной областью на основе КЯ InGaAsN и оксидированные зеркала для создания ВИЛ на основе КТ InAs/InGaAs.

Структуры ВИЛ с активными слоями на основе КТ InAs/InGaAs выращивались методом МПЭ с твердотельным источником As_4 в установке Riber 32P (в ФТИ им. А.Ф. Иоффе), а структуры с КЯ InGaAsN — в установке МПЭ VG Semicon с использованием радиочастотного плазменного источника атомарного азота (в компании Infineon Technologies, Германия). Особенности формирования активных областей были опубликованы ранее [6,12,16].

На рис. 4 представлены конструкция и основные характеристики ВИЛ с активной областью на основе двух КЯ InGaAsN. Приборы с размером оксидированной

апертуры 3×7 мкм² имеют пороговый ток 3.3 мА при внешней квантовой эффективности $\eta_d = 18\%$ (вывод излучения через верхнее зеркало) [9]. Максимальная выходная мощность в непрерывном режиме при температуре 10°C превышает 1 мВт, что является лучшим опубликованным результатом для длинноволновых ВИЛ на подложках GaAs.

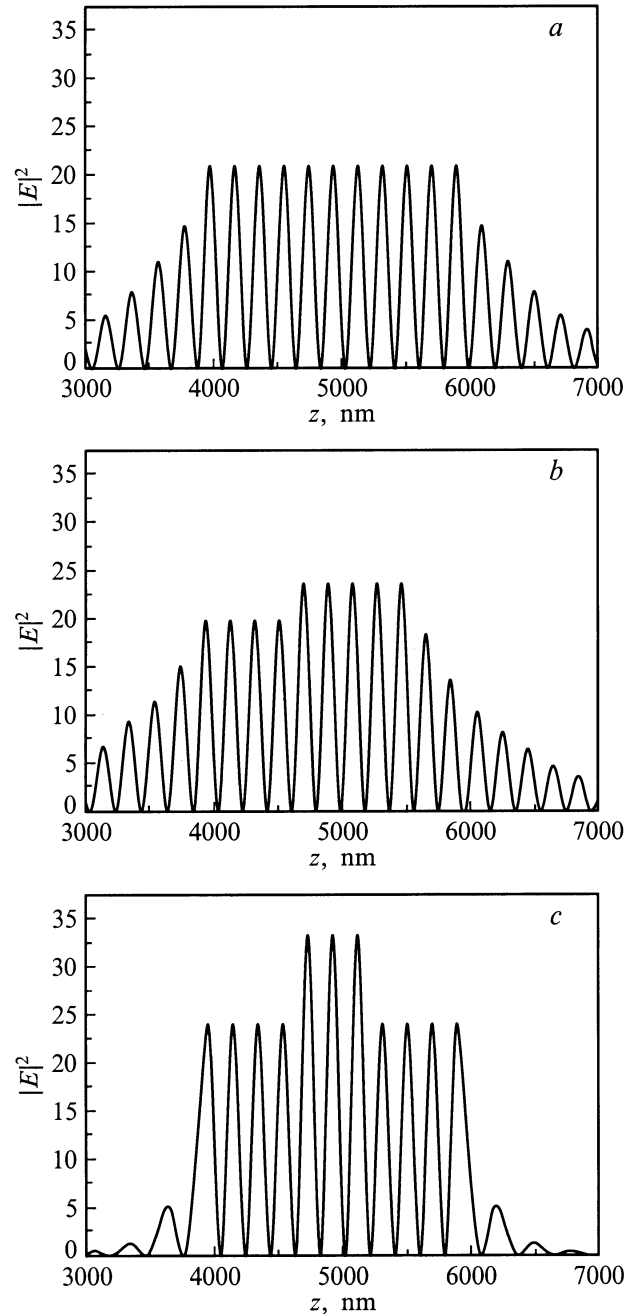


Рис. 5. Нормированные пространственные распределения квадрата амплитуды оптического поля для трех микрорезонаторов: а — РБО AlAs/GaAs, GaAs-резонатор толщиной $5\lambda_c/n_{GaAs}$; б — РБО AlAs/GaAs, GaAs-резонатор толщиной $4\lambda_c/n_{GaAs}$ с одной оксидированной апертурой; в — РБО AlGaO/GaAs, GaAs-резонатор толщиной $5\lambda_c/n_{GaAs}$ с двумя оксидированными апертурами.

При разработке конструкции оптического резонатора учитывалась необходимость относительно толстого контактного p -слоя из-за сравнительно низкой подвижности дырок в GaAs. Для снижения внутренних оптических потерь, в первую очередь обусловленных поглощением на свободных носителях в p -слое, используется относительно толстый апертурный слой AlGaAs, который позволяет частично перераспределить оптическое поле в резонаторе по сравнению со структурой без апертур (рис. 5, *a* и *b*). При номинальной толщине резонатора $L_{c, \text{GaAs}} = 4\lambda_c/n_{\text{GaAs}}$ имеем $L_{c, \text{eff}} \approx 2750$ нм.

Расчетные значения коэффициентов отражения для обоих зеркал на резонансной длине волны составляют 0.9977, что дает оценку потерь на вывод оптического излучения $\sim 8 \text{ см}^{-1}$. Предполагая, что ток равномерно распределен по сечению активной области (апертур) и справедливо соотношение (7), получаем, что пороговой плотности тока $\sim 15 \text{ кА/см}^2$ соответствует модовое оптическое усиление полоскового лазера $\sim 140 \text{ см}^{-1}$. Из соотношения (6) следует, что условию начала генерации соответствуют внутренние потери $\sim 35 \text{ см}^{-1}$. Такое значение внутренних потерь при заданном уровне потерь на вывод излучения позволяет оценить величину внутренней квантовой эффективности: $\eta_i \approx 1$. Таким образом, полученные результаты подтверждают высокое качество активного материала и позволяют рассчитывать на существенное улучшение характеристик прибора при дальнейшей оптимизации конструкции микрорезонатора.

Поскольку уровень оптического усиления структур с КТ ограничен, при реализации ВИЛ на основе КТ InAs/InGaAs был использован оптический микрорезонатор с РБО $\text{Al}_x\text{O}_y/\text{GaAs}$, предварительно оптимизированный для снижения оптических потерь. Схематическое изображение сечения и основные характеристики ВИЛ представлены на рис. 6. Для приборов с размером оксидированной апертур $8 \times 8 \text{ мкм}^2$ пороговый ток составляет 1.8 мА при внешней квантовой эффективности 41% (при выводе излучения через верхнее зеркало) [8], что является наилучшими опубликованными значениями для ВИЛ диапазона $\lambda = 1.3 \text{ мкм}$ на подложках GaAs. В непрерывном режиме при комнатной температуре максимальная выходная мощность превышает 0.6 мВт при внешней квантовой эффективности 39% [20]. Пороговые плотности тока ВИЛ превосходят характерные значения, при которых достигается насыщение усиления основного состояния КТ. Возможно, это связано с неоднородным распределением плотности тока по площади апертур.

Две Al_xO_y -апертур, полученные частичным оксидированием слоев AlGaAs, обеспечивают не только ограничение тока, но и дополнительное перераспределение оптического поля в резонаторе. По сравнению с полупроводниковыми резонаторами амплитуда оптического поля в активной области существенно возрастает, а глубина проникновения оптического поля в зеркала уменьшается (рис. 5, *c*). Расчетные значения $L_{c, \text{eff}} \approx 2300$ нм и $R = 0.9996$ дают потери на вывод оптического излучения $\sim 1.5 \text{ см}^{-1}$. Используя изложенную выше методику,

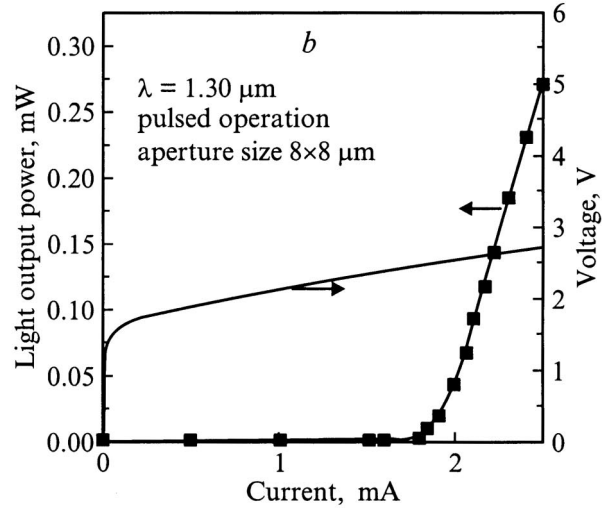
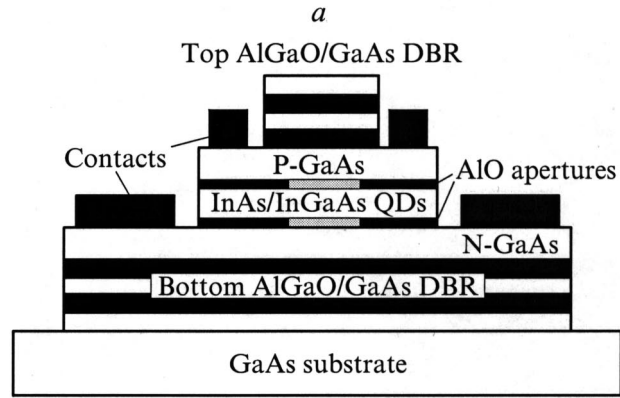


Рис. 6. Схематическое изображение поперечного сечения (*a*) и характеристики ВИЛ с активной областью на основе 3 слоев квантовых точек (QD) InAs/InGaAs (*b*). $\lambda = 1.30 \text{ мкм}$, импульсный режим.

получаем, что уровень внутренних оптических потерь, при которых возможно выполнение условия начала генерации, не должен превышать 1.5 см^{-1} . С другой стороны, для оценки внутренних оптических потерь можно воспользоваться соотношениями, связывающими внешнюю и внутреннюю квантовые эффективности ВИЛ с неодинаковыми коэффициентами отражения зеркал [21]:

$$\eta_d^1 = \eta_a \frac{(1 - R_1)}{(1 - R_1) + (1 - R_2)\sqrt{R_1/R_2}},$$

$$\eta_d = \eta_i \frac{\ln(1/R)}{(\alpha_i)L_{c, \text{eff}} + \ln(1/R)}.$$

Здесь η_d^1 — внешняя квантовая эффективность для излучения, выводимого через верхнее зеркало с коэффициентом отражения R_1 . Можно показать, что при измеренной внешней квантовой эффективности 41% уровень внутренних оптических потерь в структуре не должен превышать 2.6 см^{-1} (для внутренней квантовой эффективности $\eta_i = 1$) и 1.6 см^{-1} (при величине $\eta_i = 0.7$,

характерной для полосковых лазеров с аналогичной активной областью [13]). Таким образом, наблюдается хорошее совпадение значений внутренних оптических потерь, рассчитанных на основе результатов измерений для торцевых лазеров и непосредственно из измеренных характеристик ВИЛ. Достигнутый уровень оптических потерь $\langle \alpha_i \rangle L_{c\text{eff}} = 0.04\text{--}0.05\%$ на один проход фотона соответствует лучшим опубликованным значениям для ВИЛ всех типов [1,21,22]. Следует отметить, что уровень внутренних потерь для ВИЛ диапазона $\lambda = 1.3$ мкм существенно меньше, чем для ВИЛ аналогичной конструкции с активной областью на основе вертикально-связанных КТ InGaAs, излучающего в диапазоне $\lambda = 1$ мкм [23]. В последнем случае потери, измеренные по методике, предложенной в работе [21], составляют $\sim 8\text{ см}^{-1}$. Интересно, что и для полосковых лазеров с КТ InAs/InGaAs закономерно наблюдаются меньшие оптические потери по сравнению с полосковыми лазерами на вертикально-связанных КТ InGaAs.

Электрические характеристики изготовленных приборов свидетельствуют о существенных резервах для улучшения параметров. Относительно высокие последовательные сопротивления (300–400 Ом) существенно уступают лучшим опубликованным данным для оптимизации ВИЛ с аналогичной конструкцией [24] и вызывают дополнительный перегрев активной области.

Обобщая результаты исследования и сравнения ВИЛ на основе КТ InAs/InGaAs и КЯ InGaAsN можно сделать следующие выводы:

— высокий уровень оптического усиления, достигаемый в структурах на основе КЯ InGaAsN, позволяет реализовать ВИЛ на основе полупроводниковых микрорезонаторов с относительно высокими внутренними потерями;

— для реализации ВИЛ на основе массивов КТ целесообразно использовать резонаторы с Al_xO_y -зеркалами, которые по своим оптическим характеристикам, как правило, существенно превосходят резонаторы с полупроводниковыми зеркалами.

Итак, в настоящей работе проанализированы особенности создания длинноволновых ВИЛ на подложках GaAs и проведено сравнительное исследование характеристик приборов с активными областями на основе КТ InAs/InGaAs и КЯ InGaAsN. Анализ показывает, что уровень электрических и внутренних оптических потерь для структур второго типа значительно выше, что связано с неоптимальной конструкцией вертикального полупроводникового микрорезонатора. Тем не менее, благодаря высокому оптическому усилению активной области, ВИЛ на основе КЯ InGaAsN имеют рекордную выходную мощность для всех ВИЛ на подложках арсенида галлия (> 1 мВт в непрерывном режиме). Оптимизация конструкции должна существенно улучшить их характеристики. Что касается ВИЛ на основе КТ, для них целесообразно использовать микрорезонаторы с РБО $\text{Al}_x\text{O}_y/\text{GaAs}$, которые обеспечивают минимальный уровень внутренних оптических потерь (0.04–0.05% на

один проход фотона), низкие пороговые токи (< 2 мА) и высокую дифференциальную эффективность ($\sim 40\%$). Представляется, что ВИЛ на основе КТ будут иметь преимущества при создании приборов с малыми (менее 1–2 мкм) размерами излучающей области из-за подавления латеральной диффузии носителей.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. D. Bimberg, проф. J.A. Lott и д-ру H. Riechert.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы "Физика твердотельных наноструктур", NanOp и CRDF (grant RE1-2221).

Список литературы

- [1] *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, ed. by C.W. Wilmsen, H. Temkin and L.A. Coldren (Cambridge Univ. Press, 1999).
- [2] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. *Semicond Sci. Technol.*, **15**, R41 (2000).
- [3] K. Nakahara, M. Kondow, T. Kitatani, M.C. Larson, K. Uomi. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 487 (1998).
- [4] T. Anan, K. Nishi, S. Sugou, M. Yamada, K. Tokutome, A. Gomyo. *Electron. Lett.*, **34**, 2127 (1998).
- [5] D.L. Huffaker, G. Park, Z. Zhou, O.B. Shchekin, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2564 (1998).
- [6] V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, A.V. Lunev, B.V. Volovik, I.L. Krestnikov, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1815 (1999).
- [7] M. Yamada, T. Anan, K. Kurihara, K. Nishi, K. Tokutome, A. Kamei, S. Sugou. *Electron. Lett.*, **36**, 637 (2000).
- [8] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **36**, 1384 (2000).
- [9] G. Steinle, A.Yu. Egorov, H. Riechert. *Electron. Lett.*, **37**, 92 (2001).
- [10] K.D. Choquette, J.F. Klem, A.J. Fisher, O. Blum, A.A. Allerman, I.J. Fritz, S.R. Kurtz, W.G. Breiland, R. Sieg, K.M. Geib, J.W. Scott, R.L. Naone. *Electron. Lett.*, **36**, 1388 (2000).
- [11] S. Sato, N. Nishiyama, T. Miyamoto, T. Takahashi, N. Jikutani, M. Arai, A. Matsutani, F. Koyama, K. Iga. *Electron. Lett.*, **36**, 2018 (2000).
- [12] Н.А. Малеев, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, В.М. Устинов, Д.А. Бедарев, Б.В. Воловик, И.Л. Крестников, И.Н. Каяндер, В.А. Одноблюдов, А.А. Суворова, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **34**, 612 (2000).
- [13] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, S.S. Mikhrin, N.A. Maleev, E.Yu. Kondrat'eva, D.A. Lifshits, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *IEEE Photon. Lett.*, **11**, 1345 (1999).
- [14] M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, D.A. Bedarev, E.Yu. Kondrat'eva, P.S. Kop'ev, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, S.S. Mikhrin, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Ustinov, B.V. Volovik, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35**, 2038 (1999).

- [15] A.Yu. Egorov, D. Bernklau, D. Livshits, V. Ustinov, Zh.I. Alferov, H. Riechert. *Electron. Lett.*, **35**, 1643 (1999).
- [16] A.Yu. Egorov, D. Bernklau, B. Borchert, S. Illek, D. Livshits, A. Rucki, M. Shuster, A. Kaschner, A. Hoffmann, Gh. Dumitras, M.C. Amman, H. Riechert. *Proc. of MBE XI* (Beijing, 2000) [J. Cryst. Growth, (2001)].
- [17] D.I. Babic, J. Piprek, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, D.E. Mars, J.E. Bowers, E.L. Hu. *IEEE J. Quant. Electron.*, **33**, 1369 (1997).
- [18] S. Mogg, F. Salomonsson, C. Asplund, G. Plaine, N. Chitica, M. Hammar, *Proc. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials* (Williamsburg, 2000) p. 388.
- [19] M.H. MacDougal, P.D. Dapkus, A.E. Bond, C.-K. Lin, J. Geske. *IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.*, **3**, 905 (1997).
- [20] J.A. Lott., N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *LEOS 2000, IEEE Annual Meeting Conf. Proc.* (2000) v. 1, p. 304.
- [21] G.M. Yang, M.H. MacDougal, V. Pudikov, P.D. Dapkus. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 1228 (1995).
- [22] D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 934 (1999).
- [23] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **33**, 1150 (1997).
- [24] M.H. MacDougal, J. Geske, C.-K. Lin, A.E. Bond, P.D. Dapkus. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 9 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Comparative analysis of the long-wavelength ($1.3\ \mu\text{m}$) vertical-cavity surface-emitting lasers based on GaAs substrates

N.A. Maleev, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We have studied two types of GaAs-based heterostructures (InAs/InGaAs quantum dots and InGaAsN quantum wells) designed for $1.3\ \mu\text{m}$ vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) and then compared different device designs. A correlation between properties of the active region and parameters of the optical microcavity required for lasing was found and investigated. The comparative analysis of the vertical-cavity surface-emitting lasers with InAs/InGaAs quantum dots and InGaAsN quantum wells active regions operating in the continuous wave regime at room temperature was done. Optimization of the optical microcavity provides the internal round-trip optical loss less than 0.05%.