

ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР $\text{InGaAs}/(\text{Al})\text{GaAs}$, ГЕНЕРИРУЮЩИЕ В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 1010–1080 нм

Представлены результаты разработки полупроводниковых (п/п) лазеров на основе наноструктур $\text{InGaAs}/(\text{Al})\text{GaAs}$, излучающих в диапазоне 1010–1080 нм. При исследовании спектральных характеристик был зафиксирован факт скачкообразного уменьшения длины волны генерации при увеличении тока накачки. Учет сегрегационных явлений, искажающих профиль квантово-размерной активной области лазерных гетероструктур (ГС) в процессе роста, позволил рассчитать их спектр, согласующийся с результатами эксперимента.

Спектр усиления п/п лазеров (ПЛ) на основе наноструктур очень широк – 30–40 нм [1], причем их длина волны генерации может перестраиваться в пределах всего спектра [2,3]. Так, для ПЛ с резонатором, сформированным гранями самого п/п кристалла, увеличение тока накачки обычно приводит к росту длины волны генерации, вызванному разогревом активной области [4,5]. Этот рост длины волны составляет 3–6 нм относительно значения на пороге генерации.

При исследовании некоторых ПЛ диапазона 1010–1080 нм авторами был зафиксирован факт скачкообразного уменьшения длины волны генерации при увеличении тока накачки. Похожее поведение длины волны генерации лазерных и суперлюминесцентных диодов также отмечено в работах [5–7]. Детальное изучение геометрии активной области квантово-размерных наноструктур (КРНС) $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, из которых были изготовлены ПЛ, а также анализ их спектра позволили объяснить наблюдаемый эффект.

ПРОВЕДЕННЫЕ РАЗРАБОТКИ

Лазерные КРНС типа $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n-GaAs (100).

Для изготовления лазеров использовались ГС с одной и двумя последовательно выращенными квантовыми ямами (КЯ) $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$ в активной области. Ширина КЯ составляла 7,6 нм (ГС типа А и В) или 13 нм (ГС типа Б). В ГС типа А две ямы разделял барьерный слой GaAs толщиной 10 нм. Квантово-размерная активная область окружалась барьерными слоями GaAs толщиной 7 нм. Номинальные профили дна зоны проводимости активной области показаны на рис.1. В остальном эти структуры аналогичны ГС, описанным в работе [8].

Из каждой ГС было изготовлено не менее 100 однодиодных в поперечном направлении инжекционных п/п лазеров (ИПЛ) с гребневым волноводом и полосковым контактом шириной 3,0–3,5 мкм. Длина резонатора составляла 1000 мкм, а коэффициенты отражения покрытий передней и задней граней – 5–10 и 96–97%, соответственно.

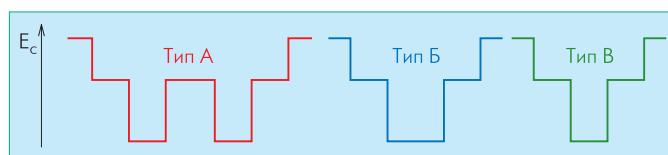


Рис.1 Номинальные профили дна зоны проводимости активной области тестируемых лазерных наноструктур

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изготовленные ИПЛ на КНС предварительно испытывались на надежность (путем электро-термо-тренировки). Исследования электрических и оптических характеристик ИПЛ проводились в режиме непрерывной накачки. При этом температура медного теплоотвода, на который наплавлялся лазерный кристалл, стабилизировалась на уровне 24°C. Излучение лазеров во всем диапазоне токов накачки (до 200 мА) оставалось пространственно одноимодовым. Распределение интенсивности в дальнем поле в направлениях, параллельном и перпендикулярном плоскости р-п-перехода, хорошо аппроксимировалось гауссовыми кривыми. Максимум распределения при изменении тока накачки практически не смещался (с точностью до 0,5 град). Ширина распределения (FWHM) с ростом тока незначительно увеличивалась (не более 1 град), а величина FWHM (в зависимости от типа ГС, используемой для ИПЛ) составляла 8–12 град.

Анализ спектральных характеристик подавляющего большинства ИПЛ выявил особенности поведения длины волны лазерной генерации при увеличении тока накачки. Вместо плавного увеличения на 3–6 нм было отмечено ее скачкообразное уменьшение (рис.2).

Для ИПЛ, изготовленных из ГС типа А, пороговый ток был 20–30 мА. Дифференциальная эффективность работы ИПЛ

после порога составляла 0,98 мВт/мА. Переключение длины волны генерации начиналось при токах 50–70 мА, когда ватт-амперная характеристика ИПЛ проходила точку перегиба (снижение наклона на 15–30% с последующим восстановлением исходного значения). При увеличении тока накачки генерация сохранялась на обеих длинах волн (расстояние между ними $\Delta\lambda$ составляло 10–15 нм). При токах более 170 мА дифференциальная эффективность ИПЛ снижалась в связи с перегревом активной области лазера. Для некоторых образцов отмечалась многомодовая генерация в поперечном направлении.

Пороговый ток для ИПЛ на основе ГС типа Б составлял 75–90 мА, а дифференциальная эффективность выше порога – 0,78 мВт/мА. Переключение длины волны происходило при токах накачки 140–180 мА. В этом диапазоне токов наблюдалась одновременная генерация двух длин волн. При дальнейшем увеличении тока практически вся мощность переходила в коротковолновую компоненту. Значение $\Delta\lambda$ в этом случае составляло 47–53 нм. В момент переключения на ватт-амперной характеристике наблюдался "перегиб" со значительным снижением мощности (до 50%) и последующим уменьшением дифференциальной эффективности до 0,53 мВт/мА. При максимальном токе накачки 200 мА дальнейшего снижения дифференциальной эффективности не отмечалось, а генерация оставалась одноимодовой в поперечном направлении.

ИПЛ, изготовленные на основе ГС типа В, уже на пороге генерации (160–170 мА) имели длину волны 958–970 нм, отстоящую от длины волны электролюминесценции исходной ГС (1054–1057 нм) на 95–100 нм. Дифференциальная эффективность работы лазеров не превышала 0,5 мВт/мА. Высокое значение порогового тока и низкая эффективность свидетельствуют о значительном уровне внутренних потерь в резонаторе. Это может быть связано с качеством исходной ГС типа В (интенсивность сигнала электролюминесценции для нее была ниже на 45–52%) или обусловлено неоптимальным выбором параметров гребневого волновода. При дальнейшем увеличении тока длина волны генерации велась традиционно, плавно увеличиваясь на 3–5 нм.

Переключение длины волны генерации со значительным уменьшением абсолютного значения (более 15 нм) для ИПЛ на основе квантово-размерных ГС становится возможным, когда межзонные переходы происходят не только между нижними энергетическими уровнями размерного квантования, но и более высокими уровнями. Такие условия могут быть реализованы при повышении количества неравновесных носителей в активной области и значительном заполнении вышележащих энергетических уровней.

Есть ряд причин, приводящих к росту концентрации носителей в активной области ИПЛ. При увеличении тока накачки

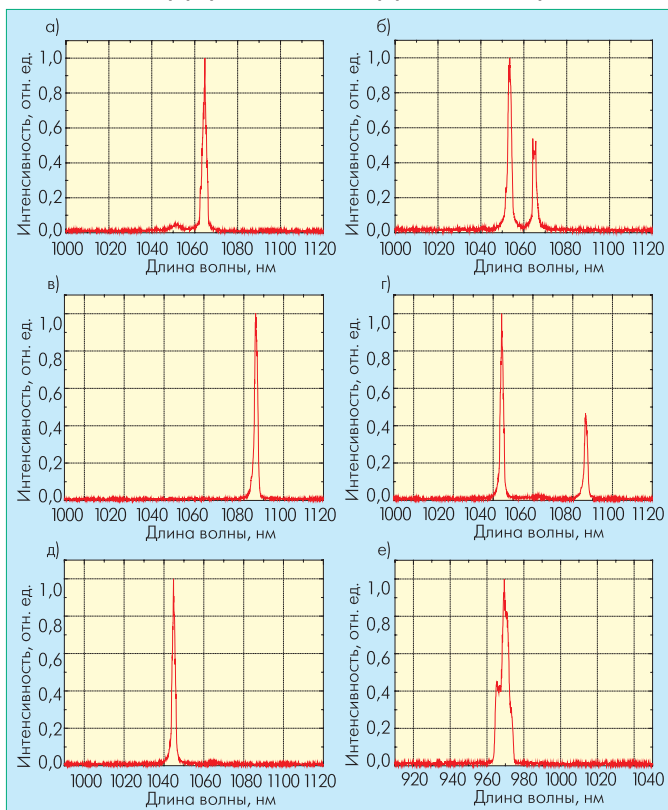


Рис.2 Спектры генерации тестируемых ИПЛ, изготовленных на базе ГС при разных токах накачки: тип А: 40 мА (а), 100 мА (б); тип Б: 90 мА (в), 160 мА (г), 210 мА (д); тип В: 300 мА (е)

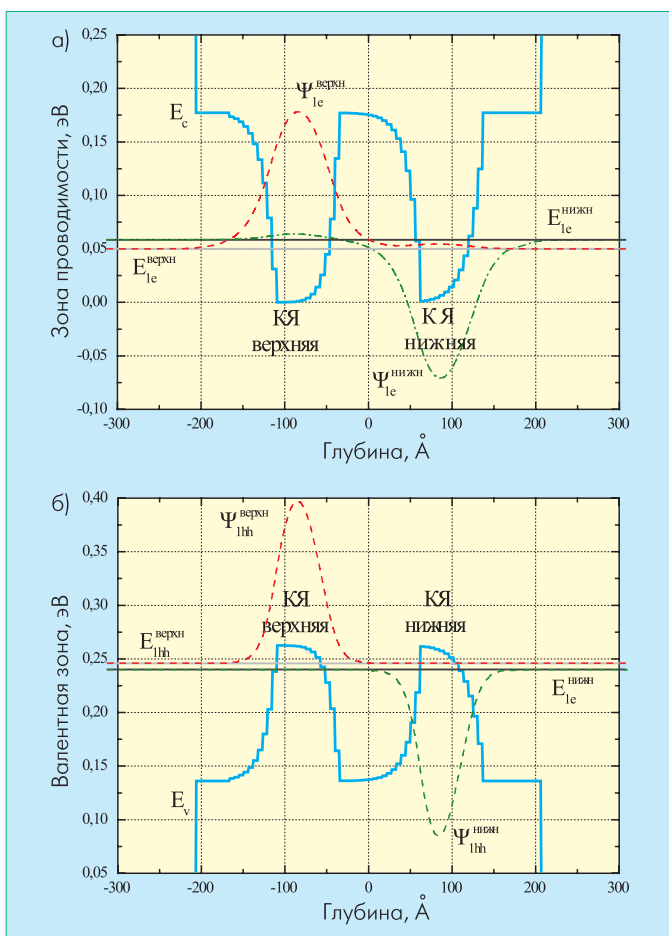


Рис.3 Зонная диаграмма ГС типа А при переключении длины волны генерации: а) зона проводимости; б) валентная зона. Горизонтальные линии – энергетические уровни размерного квантования; для уровней 1e и 1hh показаны их волновые функции

в допороговом режиме этот рост обеспечивает увеличение оптического усиления. Для ГС с квантово-размерной активной областью плотность носителей достигает 10^{11} – 10^{12} см⁻² [9]. Как только концентрация носителей в активной области становится достаточной, чтобы усиление превзошло оптические потери в резонаторе, достигается порог генерации. Рост носителей резко замедляется, так как избыточные носители участвуют в излучательных переходах [2]. Однако при дальнейшем увеличении тока накачки плотность носителей снова растет, что обусловлено следующими эффектами:

- ростом температуры и разогревом активной области, приводящим к уменьшению ширины запрещенной зоны (увеличению длины волны генерации) и снижению эффективности ИПЛ, а значит и к увеличению порогового тока [4] (то есть к росту концентрации носителей);
- антиволноводным эффектом (ослаблением встроенного волновода как в плоскости p-n-перехода, так и в перпендикулярном направлении [10]), повышающим уровень внутренних оптических потерь в резонаторе (значительная часть излучения распространяется по ненакачиваемым областям вне полоскового контакта и по высоколегированным эмиттерным слоям с высоким уровнем потерь), что

также ведет к увеличению порогового тока (то есть к росту концентрации носителей).

Рост концентрации носителей в активной области ведет к тому, что квазиуровни Ферми глубже проникают в валентную зону и зону проводимости, реализуя условия начала генерации волн со значениями, ниже пороговых. Как правило, переключение длины волны происходит при условии, что квазиуровень Ферми достигает одного из уровней размерного квантования в квантово-размерной активной области [5,9].

Для анализа причин такого поведения, а также анализа зависимости $\Delta\lambda$ от геометрии активной области, были рассчитаны спектры ГС типа А, Б и В. При этом учитывались особенности формирования квантово-размерных слоев InGaAs в условиях МОС-гидридной эпитаксии (а именно: поверхностная сегрегация атомов In при эпитаксиальном росте, искажающая концентрационный профиль КЯ [11]). Для расчета профилей КЯ применялась модель [11], дополненная учетом влияния на сегрегационный процесс механических напряжений в ГС, вычисляемых согласно работе [12]. Энергетические профили дна зоны проводимости и потолка валентной зоны для ГС типа А, Б и В, рассчитанные в приближении плоских зон, приведены на рис.3, 4 и 5 (например, такой профиль дна зоны проводимости для ГС типа В на рис.5а соответствует одиночной КЯ In_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs толщиной 7,6 нм).

Энергетический спектр квантово-размерной активной области ИПЛ (помимо ее профиля концентраций носителей) определяется электростатическим потенциалом в районе КЯ [13]. Распределение этого потенциала вдоль лазерной ГС при положительном смещении получается при согласованном решении уравнения Пуассона и уравнения непрерывности [14]. Профили потенциала и концентрации носителей в квантово-размерной области использовались затем для согласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера [13].

Рассчитанные таким образом положения энергетических уровней размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости активной области лазерной ГС использовались для интерпретации экспериментально наблюдаемых спектров генерации. Напряжения смещения выбирались так, чтобы квазиуровни Ферми неравновесных носителей достигали интересующих энергетических уровней в КЯ.

Особый интерес представляли не конкретные значения энергии уровней размерного квантования, а расстояние между ними. Дело в том, что в неравновесных условиях при протекании тока ряд факторов, таких как разогрев активной области при протекании тока и сужение запрещенной зоны слоев с увеличением плотности носителей, приводит к смещению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Оценка влияния этих факторов на энергетический спектр активной области показала, что положение связанных электронных уровней относительно дна зоны проводимости меняется не более чем на 15 мэВ, а связанных дырочных уровней

относительно потолка валентной зоны – не более, чем на 8 мэВ. Разница длин волн для интересующих нас переходов меняется при этом не более чем на 5 нм, что лежит в пределах статистической погрешности эксперимента.

На рис.3 показана расчетная зонная диаграмма активной области ГС с двумя КЯ типа А, соответствующая моменту переключения длины волны генерации. Горизонтальными линиями указано положение энергетических уровней размерного квантования. Из-за сегрегационных явлений энергетические профили номинально идентичных КЯ отличаются, а положение энергетических уровней в обоих КЯ не совпадают. Для нижних энергетических состояний на рис.3 представлены соответствующие волновые функции. Поскольку для верхней КЯ энергия межзонного перехода между первыми квантовыми уровнями в зоне проводимости (1e) и в валентной зоне (1hh) меньше, лазерная генерация должна начинаться на этом переходе (1e-1hh). По мере увеличения плотности носителей в активной области происходит заселение первых энергетических уровней размерного квантования нижней КЯ, находящихся выше по энергетической шкале. Наблюдаемое на практике переключение длины волны генерации ИПЛ, изготовленных на базе ГС типа А (рис.2а), обусловлено началом межзонных переходов в нижней КЯ. Расчетная величина $\Delta\lambda$ составила 12,4 нм при экспериментальном значении 10–15 нм (рис.2б).

В связи с тем, что энергетический интервал между уровнями для верхней и нижней КЯ небольшой, условия накачки для них отличаются незначительно. Поэтому в эксперименте наблюдается одновременная генерация на обоих переходах с сопоставимой мощностью.

Расчетная зонная диаграмма ГС типа Б с одной КЯ в активной области показана на рис.4. При этом напряжение смещения соответствует условиям для коротковолнового переключения спектра ИПЛ. Горизонтальными линиями на рисунке отмечены положения уровней размерного квантования. На пороге генерации излучательные переходы происходят между нижними энергетическими уровнями КЯ 1e и 1hh. Относительно невысокая дифференциальная эффективность работы ИПЛ после порога (0,78 мВт/мА), а также повышенное значение пороговых токов свидетельствуют о низкой эффективности работы лазера и значительном уровне потерь в лазерном резонаторе. Такие условия способствуют эффективному росту концентрации неравновесных носителей в активной области при увеличении тока накачки.

Следующий после 1e-1hh межзонный переход с минимальной энергией – переход 1e-2hh, но он запрещен по правилу четности [9], и переключение на соответствующую ему длину волны ($\Delta\lambda=20,4$ нм) не наблюдается. Затем идет разрешенный переход 1e-3hh с $\Delta\lambda=46,9$ нм, что хорошо совпадает с экспериментом (47–53 нм, рис.2г). Вблизи перехода 1e-3hh находится также запрещенный переход 2e-1hh с $\Delta\lambda=57,8$ нм.

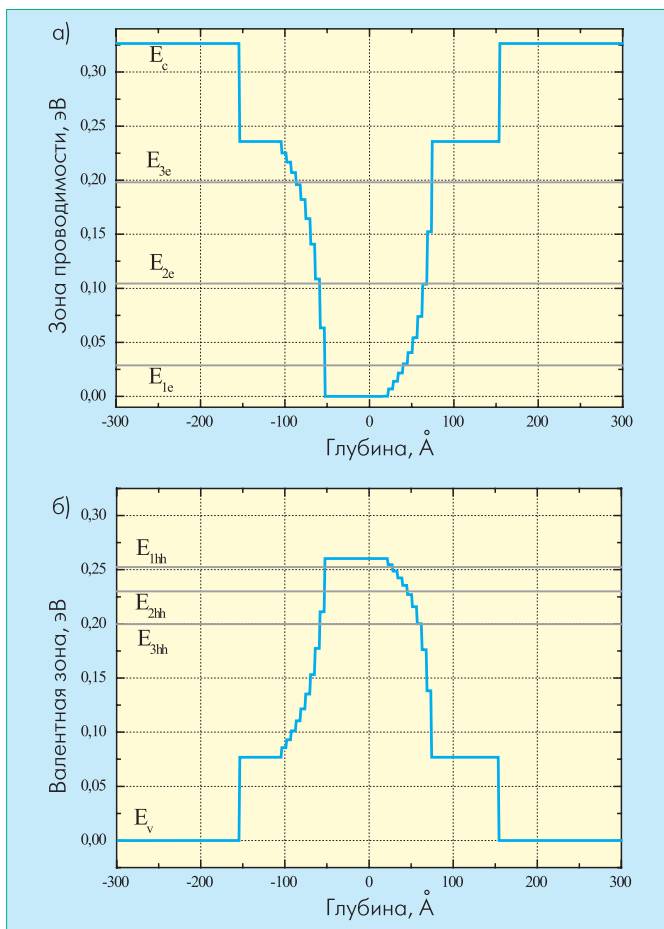


Рис.4 Зонная диаграмма ГС типа Б при переключении длины волны генерации: а) зона проводимости; б) валентная зона. Горизонтальные линии – уровни размерного квантования

Учет сегрегационного размытия интерфейсов в этом случае особо важен, так как для КЯ с прямоугольным профилем величина $\Delta\lambda_{1e-3hh}$ составляет 38 нм, что значительно отличается от экспериментального значения.

В связи с тем, что энергетические уровни 1hh и 3hh отстоят друг от друга достаточно далеко, для ИПЛ на базе ГС типа Б реализуется режим полного переключения на коротковолновую компоненту, когда генерация на длине волны, соответствующей переходу 1e-1hh, практически отсутствует (рис.2д). Эффективность работы ИПЛ на переходе 1e-3hh еще ниже, чем на переходе 1e-1hh, а переключение сопровождается "изгибом" на ватт-амперной характеристике.

Основное отличие ГС типа Б от ГС типа В в том, что в последнем случае КЯ имеет значительно меньшую толщину, а значит, и расстояния между энергетическими уровнями размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости будут больше. На рис.5 показана зонная диаграмма ГС типа В, рассчитанная при условии, что расстояние между квазиуровнями Ферми соответствует длине волны межзонного перехода на пороге генерации 975 нм (рис.2е).

Высокие пороговые токи и низкая дифференциальная эффективность (<0,5 Вт/А) говорят о высоком уровне внутренних потерь в лазерном резонаторе. Значит, для перехо-

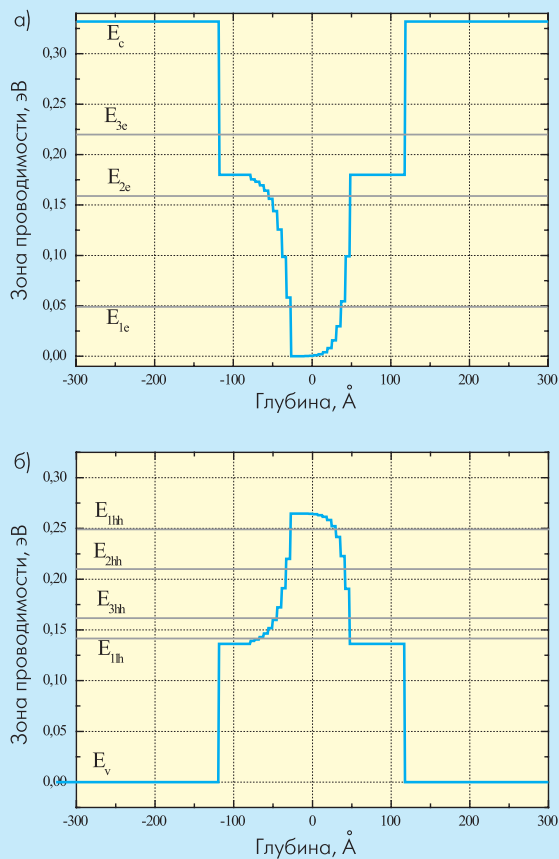


Рис. 5 Зонная диаграмма ГС типа В на пороге генерации: а) зона проводимости; б) валентная зона. Горизонтальные линии – уровни размерного квантования

да 1e-1hh (1055 нм) усиление не может превысить уровень потерь, а лазерная генерация начинается на переходе с участием вышележащего квантового уровня. Расчетное значение длины волны перехода 1e-3hh равно 976,7 нм, что не противоречит эксперименту (958–970 нм), а для перехода 2e-1hh – 952,1 нм, что также близко к измеренным значениям. Анализ волновых функций квантовых состояний, однако, показывает, что лазерная генерация начнется на длине волны, соответствующей переходу 1e-3hh.

Так как КЯ достаточно узкая, третий энергетический уровень в подзоне тяжелых дырок 3hh находится вблизи от первого уровня в подзоне легких дырок 1h (см. рис.5). Расчетное значение длины волны перехода 1e-1h равно 964,4 нм. Можно ожидать, что генерация будет проходить с участием обоих этих переходов. Поскольку переходы с участием тяжелых дырок дают излучение с ТЕ-поляризацией, а легких – с ТМ-поляризацией [4], измерение поляризации выходного излучения ИПЛ может дать информацию о доли мощности, приходящейся на каждый из этих переходов. Так, для ИПЛ на базе ГС типа А и Б, процент ТЕ-поляризации приближался к 100%. Для ИПЛ на базе ГС типа В преимущество также имела ТЕ-поляризация, однако доля излучения с ТМ-поляризацией была довольно заметна – 5–10%. Переход 1e-1h также есть и в спектре ИПЛ на базе ГС типа В (рис.2e): он заметно шире спектров других ИПЛ (8–11 нм) и расщеплен.

При этом коротковолновая компонента имеет в несколько раз меньшую интенсивность, а излучаемая длина волны (974–976 нм) хорошо совпадает с расчетным значением длины волны перехода 1e-1h.

В работе с учетом особенностей формирования лазерных квантово-размерных ГС InGaAs/GaAs/AlGaAs рассчитаны энергетические спектры их активной области. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными, полученными от ИПЛ, изготовленных на базе этих ГС, позволило идентифицировать уровни размерного квантования, вовлекаемые в генерацию этих ИПЛ. Спектры, вычисленные без учета сегрегационных явлений в процессе роста ГС и использующие номинальный профиль активной области, не позволяли установить такого соответствия.

Теоретический анализ энергетических спектров активных областей лазеров на основе КРНС позволил объяснить коротковолновые переключения длины волны генерации при увеличении тока накачки. Показано, что для получения корректных результатов требуется учет особенностей формирования напряженных квантово-размерных слоев InGaAs при МОС-гидридной эпитаксии. Теоретический расчет позволил предсказать, а эксперимент практически подтвердил изменение степени поляризации лазерного излучения при переключении длины волны для ИПЛ, изготовленных на базе КРНС InGaAs/GaAs/AlGaAs с одиночной узкой КЯ в активной области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. – М.: Наука, 1983.
2. Semiconductor lasers II. Ed. by E.Kapon. – Academic Press, 1999.
3. Duraev V.P. et al. – Spectrochimica Acta. Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy, 2007, v.66, p.846.
4. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т.1,2. – М.: Мир, 1981.
5. Quantum well lasers. Ed. by P.S.Zory, Jr. – Academic Press, 1993.
6. Борщев К.С. и др. Физика и техника полупроводников, 2007, v.41, p.1247.
7. Якубович С.Д. и др. – Квантовая электроника, 1996, т.23, с.113.
8. Булаев П.В. и др. – Квантовая Электроника, 2002, т.32, с.216.
9. Елисеев П.Г., Акимова И.В. – Квантовая электроника, 1998, т.25, с.206.
10. Diode Laser Arrays. Ed. by Dan Botez, Don R. Scifres. – Cambridge Studies in Modern Optics, 1994.
11. Moison J.M. et al. – Phys. Rev. B., 1989, v.40, p.6149.
12. Nakajima K. – J. Cryst. Growth, 1993, v.126, p.511
13. Tan I-H. et al. – J. Appl. Phys., 1990, v.68, p.4071.
14. Winston D.W., Hayes R.E. – Proc. Intern. Symp. on Compound Semic., San-Diego CA, 1994, p.747.

