

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ НЕПРЕРЫВНЫЕ GaInSbAs/GaSb ЛАЗЕРЫ ВТОРОГО ТИПА

Диодные лазеры с длиной волны излучения от 2,2 до 2,4 мкм привлекают большой интерес для исследования атмосферы при помощи лазерной абсорбционной спектроскопии (ЛАС). В этом спектральном диапазоне имеются достаточно сильные линии поглощения таких вредных газов, как CO, CH₄, NO₂ и HCOH, в то время как поглощение парами воды невелико. Для создания недорогих высокоэффективных газовых анализаторов необходимо наличие лазерных диодов, способных работать при комнатной температуре в непрерывном режиме.

Непрерывная лазерная генерация при комнатной температуре была достигнута с использованием структур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке GaSb. Активная зона таких структур содержит напряженные квантово-размерные слои (КРС) GaInSbAs, заключенные между барьерами Ga(Al)Sb(As). В зависимости от концентрации As в GaInSbAs и Al в GaAlSbAs гетерограница яма-барьер может быть как первого, так и второго типа. Благодаря высокоэффективной излучательной рекомбинации в квантовых структурах первого типа были получены лазеры с внутренней квантовой эффективностью, достигающей 95 % [1], и выходной оптической мощностью в непрерывном режиме при комнатной температуре до 1,9 Вт [2]. В лазерах второго типа носители делокализованы в пространстве, что приводит к непрямой излучательной рекомбинации. Однако благодаря кулоновскому взаимодействию между неравновесными носителями эффективность рекомбинации возрастает и может достигать значений, необходимых для лазерной генерации [3, 4]. Кроме того, при соответствующей конструкции активной зоны в структурах второго типа можно существенно уменьшить влияние безызлучательной Оже рекомбинации, что очень важно для лазеров с длиной волны излучения, лежащей в среднем ИК-диапазоне [5]. Низкопороговые лазеры на основе GaInSbAs/GaSb были представлены в работах [6-8]. Пороговая плотность тока этих лазеров сравнима с плотностью тока лазеров первого типа, но их внутренняя квантовая эффективность не превышает 47 % и выходная оптическая мощность в непрерывном режиме при комнатной температуре составляет всего лишь 2 мВт.

Одним из важных факторов, влияющих на эффективность лазеров, является качество гетерограниц между КРС и барьерами, поэтому особое внимание уделяется изучению формирования этих гетерограниц при МЛЭ лазерных структур.

Структура была выращена на легированной Te GaSb (100) подложке методом МЛЭ на установке типа Varian GEN 2 при температуре 460°. Температура подложки измерялась оптическим пирометром, откалиброванным при температуре плавления InSb (525 °C).

Нелегированная активная зона выращенной структуры состоит из 5 КРС Ga_{0,65}In_{0,35}As_{0,13}Sb_{0,87} толщиной 7 нм и барьеров GaSb толщиной 30 нм, заключенных между GaSb спейсерами. Данный состав КРС соответствует второму типу гетерограниц с разрывом в валентной зоне, равным 60 мэВ [9]. Активная зона была заключена между 1,5 мкм Al_{0,6}Ga_{0,4}As_{0,05}Sb_{0,95} эмиттерными слоями (ЭС) n- и p-типов. ЭС n-типа легирован Te до концентрации $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а ЭС p-типа и контактный слой GaSb толщиной 0,5 мкм легированы Be до концентрации $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Чтобы уменьшить последовательное сопротивление структуры, до первого и после второго эмиттерных слоев были выращены градиентные слои AlGaAsSb толщиной 100 нм. Согласно концепции «широкого волновода» [10] в целях уменьшения оптических потерь общая толщина активной области по сравнению с предыдущими структурами [8] была увеличена до 0,8 мкм.

Качество гетерограниц изучалось при помощи дифракции быстрых электронов (ДБЭ), интенсивность которой является мерой гладкости поверхности [11]. Измерение интенсивности ДБЭ проводилось во время паузы в росте GaSb в потоке Sb₂. Подобные остановки роста применяются в технике МЛЭ для сглаживания поверхностей. Мы изучали изменение интенсивности ДБЭ после завершения роста GaSb, чтобы определить время, необходимое для восстановления гладкости поверхности GaSb при различных температурах. Эксперимент проводился следующим образом: при различной температуре выращивался слой GaSb толщиной 100 нм, и по окончании роста поверхность выдерживалась в течение 10 мин. в потоке Sb₂, чтобы сгладить поверхность GaSb. Затем в течение 30 с выращивался другой слой GaSb при скорости роста 0,7 мкм/ч, и снова, по окончании роста, поверхность выдерживалась в потоке Sb₂. Давление Sb₂ было $2 \cdot 10^{-6}$ Торр, что соответствует давлению сурьмы при эпитаксии лазерных структур. Эволюция интенсивности ДБЭ во время таких экспериментов при различной температуре подложки показана на рис. 1. При высоких температурах интенсивность ДБЭ возрастает

быстрее после окончания роста из-за высокой подвижности атомов на поверхности. Тем не менее этот процесс достаточно медленный, и, чтобы яркость пятна достигла первоначального значения, необходимо несколько минут. Детальный анализ этого явления является предметом отдельного изучения. В практических целях за меру скорости процесса было принято время, необходимое для восстановления 90 % световой интенсивности пятна ДБЭ. На рис. 2 представлено время восстановления в зависимости от температуры подложки. Как видно из рисунка, для того чтобы получить гладкую поверхность при температуре подложки 460-500°C (типичная температура роста для GaSb), время выдержки в потоке Sb_2 должно быть 1-3 мин.

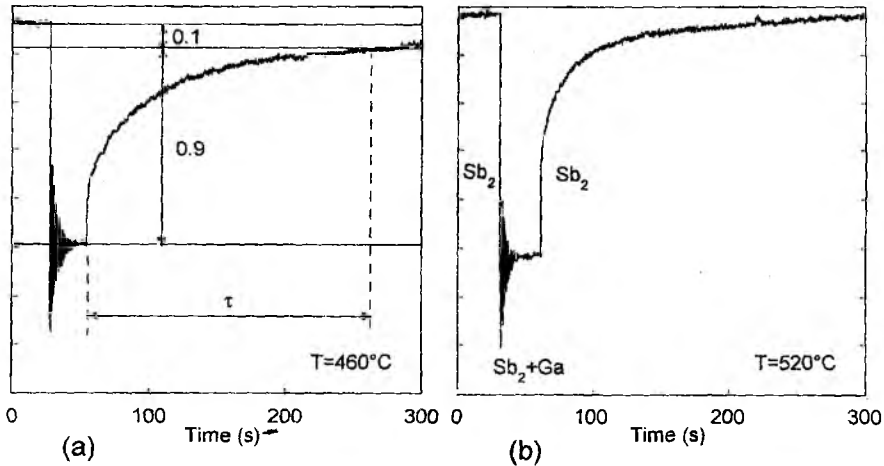


Рис. 1 – Эволюция интенсивности ДБЭ в течение роста GaSb с последующей паузой в Sb_2 при различных температурах.

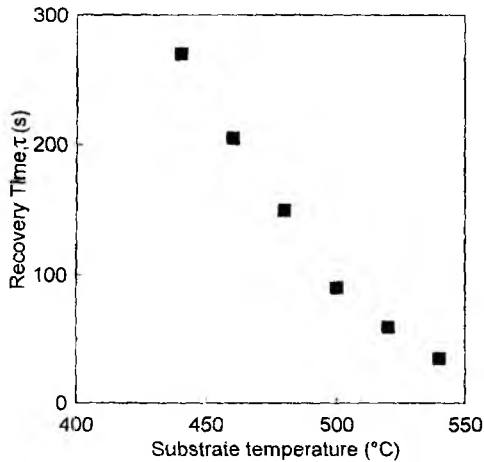


Рис. 2 – Время восстановления световой интенсивности пятна ДБЭ в зависимости от температуры.

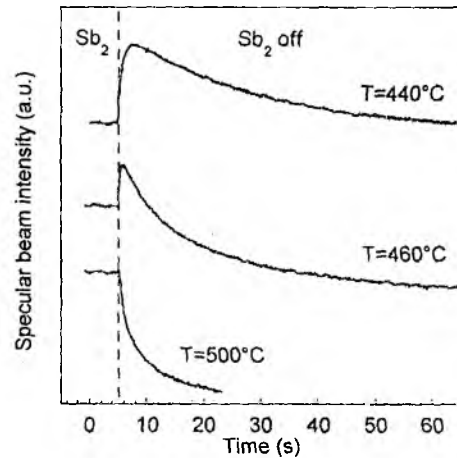


Рис. 3 – Изменение во времени интенсивности светового пятна ДБЭ при открытом и закрытом затворе Sb_2 при различных температурах

Другим фактором, влияющим на резкость гетерограниц КРС-барьер, является поверхностная сегрегация элементов 5-й группы (в нашем случае Sb). Если поверхность покрыта сурьмой, то последующий за этим рост будет происходить посредством диффузии приходящих на поверхность через слой сурьмы атомов, что приведет в результате к размыванию гетерограницы.

Во время остановки роста (затворы элементов 3-й группы закрыты), при закрытии затворов элементов 5-й группы атомы элементов этой группы покидают поверхность и тем самым изменяют ее гладкость. Мы регистрировали изменение интенсивности пятна ДБЭ от поверхности GaSb после закрытия затвора Sb_2 в интервале температур между 420°C и 550°C. Вариация интенсивности пятна ДБЭ от поверхности GaSb в отсутствие Sb_2 зависит от температуры. Ниже 460°C интенсивность возрастает в течение нескольких секунд после закрытия затвора Sb_2 , а затем спадает (рис. 3). При температуре выше 480°C первоначальный рост интенсивности замечен не был. Отсюда мы предположили, что при

низкой температуре поверхность GaSb покрыта тонким слоем сурьмы, который после закрытия затвора Sb быстро испаряется, и реконструкция ДБЭ соответствует чистой поверхности GaSb, что и дает первоначальный рост интенсивности. Снижение интенсивности ДБЭ можно объяснить деградацией поверхности вследствие испарения элементов 5-й группы из твердой фазы. Принимая во внимание полученные результаты, наша лазерная структура была выращена при 460°C с 3-минутными паузами в потоке Sb₂ до, и после роста КРС. Затем из полученной структуры методом стандартной фотолитографии [8] были сделаны лазерные диоды с шириной мезы 10 мкм. Резонаторы Фабри-Перо были получены скалыванием, а длина диодов варьировалась между 250 и 1000 мкм. Для измерений при комнатной температуре лазеры были смонтированы на 3-каскадном элементе Пельтье.

Пороговый ток диодов в непрерывном режиме варьировался от 80 до 180 мА в зависимости от длины диода. С уменьшением длины резонатора от 1000 до 350 мкм пороговый ток в НР уменьшается, но для более коротких образцов – возрастает снова. Рост порогового тока для коротких лазеров не был отмечен в импульсном режиме, что объясняется перегревом диодов вследствие высокой пороговой плотности тока. Пороговый ток возрастает экспоненциально с ростом температуры. Вблизи комнатной температуры в импульсном режиме характеристическая температура составила 80 К, в то время как в непрерывном режиме значение этого параметра варьировалось между 45 и 70 К.

Исследование дальнего поля показали, что лазеры генерируют на основной пространственной моде. Спектр излучения лазера проявил несколько продольных мод, расположенных между 2,37 и 2,40 мкм. Как правило, при непрерывном режиме одна продольная мода доминирует в широком токовом диапазоне. Боковые моды были заметнее при низких токах и повышенной температуре. Подавление боковых мод достигало 30 дБ при температуре ниже 15°C (рис. 4) и было практически постоянно между скачками мод. Кроме того, изменение длины волны с током носит гистерезисный характер (рис. 5), что показывает автостабилизацию главной моды. Линия излучения двигается в сторону длинных волн с ростом тока и может непрерывно перестраиваться в диапазоне 0,7-1,2 нм. Ширина непрерывного интервала перестройки уменьшается с увеличением длины лазерного резонатора. Скорость перестройки также зависит от длины резонатора, например, для 600-мкм лазера скорость перестройки составила 0,026 нм/мА, в то время как для 250-мкм – возросла до 0,037 нм/мА.

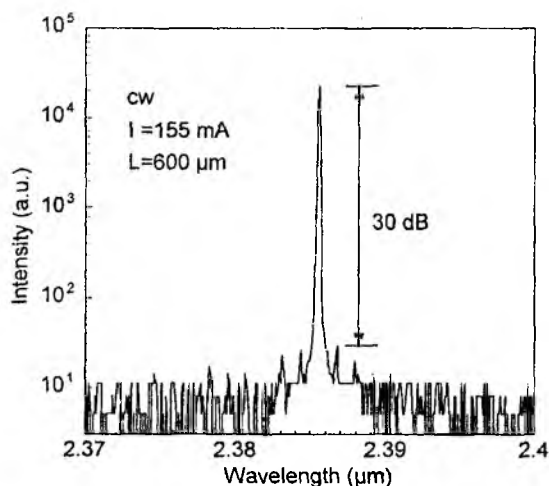


Рис. 4 – Лазерный спектр, измеренный при 10 °С.

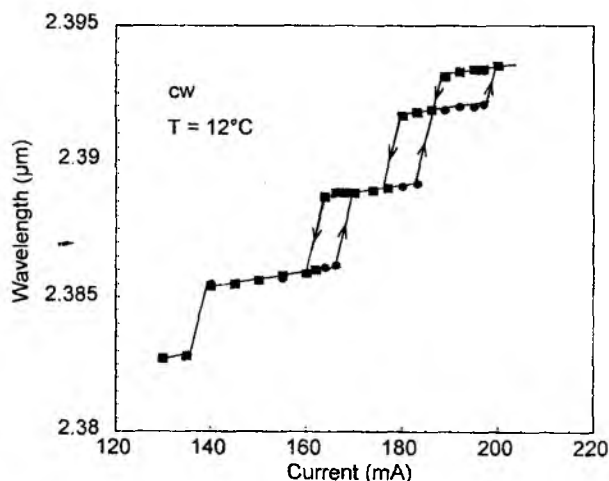


Рис. 5 – Изменение длины волны излучения в зависимости от тока (тот же лазер, что и на рис. 4).

Измерения абсолютной оптической мощности проводились при помощи радиометра RK5710 (Laser Precision). В импульсном режиме (10 мкс, 1 кГц) максимальная выходная мощность достигала 80 мВт. В непрерывном режиме насыщения максимальная мощность достигала значений в 2-3 раза меньше, чем в импульсном. На рис. 6 представлены зависимости выходной мощности от тока, измеренные в непрерывном режиме. Выходная оптическая мощность достигала 20 мВт с одной грани резонатора при комнатной температуре.

Дифференциальная квантовая эффективность η_d , измеренная на частоте 30 Гц и при факторе заполнения, равном 20 %, варьируется между 45 и 75 % в зависимости от длины лазера. На рис. 7 показана обратная дифференциальная квантовая эффективность в зависимости от длины резонатора. Внутренняя квантовая эффективность, определенная из полученных данных, составила 89 %. По сра-

сравнению с работами [7, 8], внутренние потери настоящих образцов были уменьшены до $7,8 \text{ см}^{-1}$, благодаря слабому проникновению света в высоколегированные ЭС из-за увеличения ширины волновода.

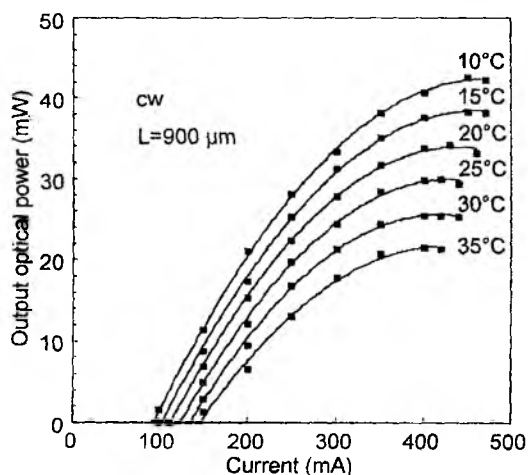


Рис. 6 – Полная выходная оптическая мощность в зависимости от тока при различных температурах.

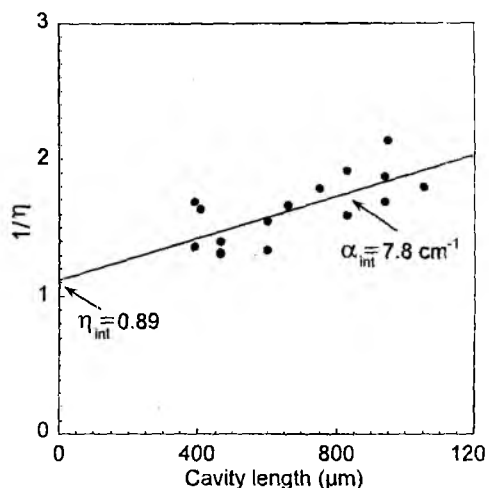


Рис. 7 – Обратная квантовая эффективность в зависимости от длины резонатора; 30 Гц, фактор заполнения 20 %, $T=23 \text{ }^\circ\text{C}$

Вольтамперные характеристики (ВАХ) были измерены в импульсном режиме (10 мкс, 1 кГц) при комнатной температуре. Диффузионная разность потенциалов составила 0,75 В. Такое низкое значение, свидетельствующее о том, что р-п переход находится внутри активной зоны из-за диффузии в нее T_e , уменьшает электрические потери, перегревающие лазер, благодаря чему увеличивается электрический КПД образцов.

Сопротивление контактов, измеренное при больших токах (более 500 мА), соответствующим линейной части ВАХ, находится в пределах 1,2-3 Ом. Сопротивление контактов обратно пропорционально длине лазеров. При меньших токах ВАХ были сверхлинейны, дифференциальное сопротивление при $I = 2I_{th}$ было примерно в 1,5 раза выше, чем сопротивление контактов. Такое неомическое поведение объясняется высокими потенциальными барьерами гетерограниц, окружающих ЭС, которые не распрямляются полностью при средних токах. Вследствие высокого η_d и низкой диффузионной разности потенциалов электрический КПД достигал 20 %, что сравнимо с лучшими опубликованными данными (рис. 8).

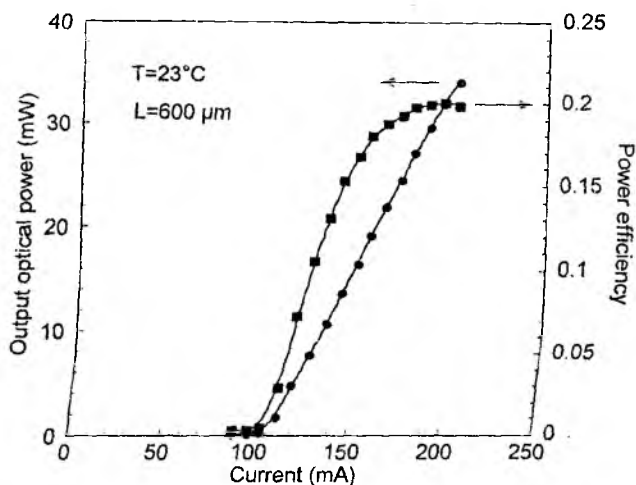


Рис. 8 – Зависимость полной выходной оптической мощности и электрического КПД от тока 30 Гц, фактор заполнения 20 %.

Оба параметра, квантовая и электрическая эффективности лазеров, сравнимы с лучшими результатами, полученными для лазеров первого типа с длиной волны излучения около 2 мкм [1]: Полученная выходная оптическая мощность достаточна для многих спектроскопических применений, особенно принимая во внимание квазидночастотный режим. Однако, несмотря на высокое значение η выходная оптическая мощность достигает насыщения раньше, чем для лазеров первого типа. Обычно насыщение мощности происходит при токе, равном 3–4 I_{th} в непрерывном режиме и при комнатной температуре (рис. 6), в то время как насыщение для лазеров первого типа с широким контактом наблюдается при токах больших, чем 10 I_{th} [1, 9]. Мы полагаем, что раннее насыщение оптической мощности не является неизбежной особенностью лазеров второго типа. В таких лазерах дырки, благодаря кулоновскому взаимодействию с инжектируемыми электронами, удерживаются возле ям, и их концентрация увеличивается с концентрацией электронов, локализованных в КРС. При высоких уровнях инжекции электроны покидают КРС, что приводит к насыщению усиления. При фиксированной температуре такая утечка зависит от геометрии КРС и не связана с типом стыковки зон между КРС и барьерами. Так как в наших GaInSbAs/GaSb лазерах квантовые ямы для электронов мельче, чем в GaInSbAs/GaAsSbAs, то утечка электронов является значительной и ограничивает усиление и максимум выходной мощности. По этой же причине значение T_0 в наших лазерах ниже.

Тенденция GaSb лазеров с резонатором Фабри-Перо работать на одной продольной моде была отмечена ранее [8], но причина этого явления объяснена не была. Узкополосковая геометрия, обеспечивающая пространственный одномодовый режим, и непрерывный режим генерации являются благоприятными, однако недостаточными факторами, чтобы обеспечить излучение на одной частоте. Даже при этих условиях пространственная вариация одной продольной моды стоячей волны вызывает неоднородное периодическое распределение усиления по длине лазера (пространственное выжигание дырок). Неоднородное распределение усиления позволяет возбудиться другим продольным модам с различными периодами [12]. Степень неоднородности аксиального усиления зависит от его периода и от коэффициентов диффузии инжектированных электронов. При одной и той же скорости диффузии носителей спектр излучения длинноволновых лазеров должен быть более многомодовым, так как продольная мода стоячей волны приводит к неоднородности усиления с более широким периодом, который сложнее сгладить. Кроме того, если одночастотный режим генерации является следствием только высокой пространственной однородности усиления, то генерация должна быть более стабильной при низких уровнях инжекции и достигается сразу же после порога. В наших же лазерах одночастотное излучение и ее автостабилизация более заметны при высоких токах, что говорит о влиянии нелинейных эффектов.

Мы предполагаем, что теллур в эмиттерном слое GaAlSbAs n-типа оказывает такое же действие, как и в GaAlAs, а именно, формирует DX центры, создавая, таким образом, насыщающийся поглотитель [13]. Это свойство стабилизирует лазерную моду и препятствует конкуренции мод. DX центры поглощают часть излучаемого света, проникающего в ЭС, легированный теллуром. Это поглощение насыщается при высокой интенсивности света [13]. По этой причине продольная мода стоячей волны формирует периодическое пространственное распределение поглощения в ЭС. Для генерируемой моды максимум амплитуды стоячей волны соответствует минимуму поглощения. Однако, для других мод этого соответствия нет, так как их стоячие волны сдвинуты в пространстве. Этот эффект приводит к уменьшению потерь поглощения главной моды, тем самым подавляя боковые. Зависимость длины волны излучения от тока инжекции начинает проявлять гистерезисный характер при некоторых токах, который усиливается с ростом оптической мощности (рис. 5) в соответствии с изложенной моделью. Это поведение подобно тому, что наблюдалось на двойных гетеропереходах с легированными Te эмиттерными слоями [14], и мы считаем, что это явление имеет аналогичное происхождение. Мы полагаем, что стабилизация главной моды должна быть более существенной в длинноволновых лазерах, особенно с короткими резонаторами, так как стоячие волны, соответствующие различным продольным модам, больше разделены в пространстве. Этот эффект должен ослабляться с ростом температуры из-за тепловой активации DX центров. Необходимо отметить, что при наличии насыщающегося поглотителя генерируемая мода создает в ЭС также профиль коэффициента преломления, действующего подобно распределенному брэгговскому отражателю, что может, в свою очередь, также стабилизировать существующую моду при помощи оптической обратной связи.

Заклучение.

Были изготовлены узкополосковые GaInSbAs/GaSb лазеры второго типа, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре с выходной оптической мощностью 20 мВт с одной грани резонатора. Внутренняя квантовая эффективность лазеров составляет 89 % и электрический КПД достигает 20 %. Такое значительное улучшение эффективности лазеров второго типа достигнуто в результате оптимизации процесса МЛЭ роста гетерограниц между КРС и барьерами. Лазеры работали на основной пространственной моде и в одночастотном режиме в широком диапазоне токов и температур с подавлением боковых мод, достигающего 30 дБ. Длина волны излучения могла непрерывно перестраиваться током в диапазоне 0,7-1,2 нм. Свойство лазера работать на одной продольной моде было объяснено влиянием фоторефрактивного эффекта из-за присутствия DX центров в ЭС, легированных Те, действующих как насыщающийся поглотитель.

Список литературы: [1] Turner G.W., Choi H.K., Manfra M.J. // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol 72. – P. 876. [2] Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Lee H., Menna R.J., York P.K., DiMarco L.A., Harvey M.G., Matarese R.J., Narayan S.Y., Connolly J.C. // Appl. Phys. Lett. – 1997. Vol. 70. – P. 2931. [3] Baranov A.N., Dzhurtanov B.E., Imenkov A.N., Rogachev A.A., Shernyakov Yu.M., Yakovlev Yu.P. // Soviet Physics – Semiconductors. – 1986 – Vol. 20. – N 12. – P. 1385. [4] Baranov A.N., Bertru N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., Joullie A. // Appl. Phys. Lett. – 1997. – Vol. 71. – N 6. – P. 735. [5] Zegrya G.G., Andreev A.D. // JETP. – 1996. – Vol. 82. – N 2. – P. 328. [6] Baranov A.N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., Joullie A. // Electron. Lett. – 1996. – Vol. 32. – P. 2279. [7] Baranov A.N., Bertru N., Cuminal Y., Boissier G., Rouillard Y., Nicolas J.C., Grech P., Joullie A., Alibert C. // SPIE proc. – 1998. – Vol. 3284. – P. 247. [8] Joullie A., Glastre G., Blondeau R., Nicolas J.C., Cuminal Y., Baranov A.N., Wilk A., Garcia M., Grech P., Alibert C. // IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron. – 1999. – Vol. 3. – P. 711. [9] Baranov A.N., Cuminal Y., Bertru N., Joullie A., Alibert C. // SPIE proc. – 1997. – Vol. 2997. – P. 2. [10] Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Lee H., York P.K., Menna R.J., Connolly J.C., Narayan S.Y. // Appl. Phys Lett. – 1996. – Vol. 69. – N 14. – P. 2006. [11] Liang B.W., Tu C.W. J. // Crystal Growth. – 1993. – Vol. 128. – P. 538. [12] Danielmeyer H.G. J. // Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42. – N 8. – P. 3125. [13] Mertz J.L., van der Ziel J.P., Logan R.A. // Phys. Rev. – 1979. – B 20. – P. 654. [14] Chinone N., Kuroda T., Ohtoshi T., Takahashi T., Kajimura T. // IEEE J. Quantum Electron. – 1985. – Vol. 21. – P. 1264.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.03.2000