

Заключение

Предложены принципы создания инверсии населенностей и генерации излучения среднего ИК диапазона при внутризонных переходах носителей заряда в квантовых точках и ямах в инжекционных лазерных структурах. Впервые обнаружено спонтанное излучение среднего ИК диапазона, связанное с внутризонными переходами в квантовых точках и квантовых ямах носителей заряда, находящихся в *i*-слое инжекционного гетеролазера. Выполнены расчеты, подтверждающие возможность создания инверсии населенностей и генерации излучения среднего ИК диапазона в инжекционных гетеролазерах при одновременной генерации излучения ближнего ИК диапазона.

Авторы выражают искреннюю благодарность С.А. Гуревичу, Г.Г. Зегре и Р.А. Сурису за плодотворное обсуждение результатов работы.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты 96-02-17404 и 98-02-16967), INTAS-РФФИ (грант 0615196), INTAS Open Call 97 (грант 751); программой "Физика твердотельных наноструктур" Министерства науки и технологий РФ (грант 96-1029), Федеральной программой "Интеграция" (грант 75).

Список литературы

1. Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
2. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **5** 797 (1971); **6** 148 (1972) [*Sov. Phys. Semicond.* **5** 707 (1971); **6** 120 (1972)]
3. Gauthier-Lafaye O et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 1 (1997)
4. Kastalsky A *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-29** 1112 (1993)
5. Grundmann M, Stier O, Bimberg D *Phys. Rev. B* **52** 11969 (1995)
6. Ledentsov N N "Ordered arrays of quantum dots", in *The Physics of Semiconductors* Vol. 1 (Eds M Sheffler, R Zimmerman) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 19
7. *Semiconductor Injection Lasers* Ch. 2 (Semiconductors and Semimetals, Vol. 2, Ed. W Tsang) (New York: Acad. Press, 1985)
8. Miller B T et al. *Phys. Rev. B* **56** 6764 (1997)
9. Sauvage S et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 2785 (1997)
10. Jiang H, Singh J *Appl. Phys. Lett.* **71** 3239 (1997)
11. Vorobjev L E et al. *Письма в ЖЭТФ* **67** 275 (1998)
12. Sakaki H et al. *Appl. Phys. Lett.* **51** 1 (1997)
13. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** (2) 437 (1982)

PACS numbers: 73.20.Dx, 73.40.Gk

Резонансное туннелирование, электрические и оптические явления в длиннопериодных полупроводниковых сверхрешетках

В.Н. Мурзин, Ю.А. Митягин

Введение

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных колебаний широкого инфракрасного (ИК) диапазона и создание на их основе активных элементов остаются одной из актуальных проблем физики полупроводников и твердотельной электроники. Важным шагом в этом направлении явилось обнаружение новых механизмов усиления электромагнитного излучения, основанных на динамическом разогреве носителей тока в сильных электрических и магнитных полях, приведшее к созданию лазеров и

мазеров на горячих дырках — первых твердотельных квантовых генераторов дальнего ИК и субмиллиметрового диапазона [1].

Принципиально новые возможности в этом направлении связаны с изучением электронных явлений в квантово-размерных структурах, в частности, обусловленных переходами между состояниями размерного квантования. Энергию межподзонных переходов можно изменять в широких пределах, варьируя параметры структур, что позволяет перекрыть ближнюю и среднюю ИК области спектра и продвинуться в дальний ИК диапазон [2, 3]. В самое последнее время созданы нового типа лазеры ближнего ИК диапазона, основанные на идеях Казаринова и Суриса о резонансном туннелировании электронов в сверхрешеточных структурах [4]. Лазерная генерация получена на межподзонных переходах в системе достаточно узких и сильно связанных квантовых ям в режиме токовой инжекции ("квантовые каскадные" лазеры) [5] и при оптической накачке ("фонтанные" лазеры) [6]. В основе механизма формирования инвертированных распределений в обеих системах лежит различие скоростей релаксации неравновесных носителей заряда при межподзонных переходах, обусловленное различием однофононных и многофононных процессов рассеяния носителей заряда на оптических фононах.

В данной работе, посвященной проблеме инвертированных распределений в квантово-размерных системах, обсуждается принципиально другой подход, основанный на явлении резонансного туннелирования в структурах с широкими квантовыми ямами, энергетическое расстояние между нижними подзонами размерного квантования в которых меньше энергии оптического фонона. Время жизни носителей заряда на первом возбужденном уровне в таких структурах может определяться относительно медленными процессами релаксации, например, обусловленными рассеянием носителей на акустических фононах. При обеспечении достаточно быстрого оттока носителей с нижнего состояния в результате резонансного туннелирования в соседнюю квантовую яму в таких условиях можно ожидать возникновение сильно неравновесных и инвертированных распределений и лазерной генерации на этих переходах.

В действительности ситуация является более сложной, если учесть другие каналы релаксации (рассеяние на ионизированных примесях, интерфейсах и пр.), понижающие время жизни носителей в первом возбужденном состоянии и приводящие к заселению основного состояния. С учетом сказанного, а также других известных в лазерной физике вопросов, в частности, связанных с поглощением излучения на свободных носителях, фононах, трудностями осуществления оптического ограничения в квантово-размерных структурах на длинных волнах, проблема резонансного туннелирования оказывается одной из наиболее важных, ключевой во всей этой задаче.

При таком подходе возникают дополнительные вопросы, обусловленные особенностями самих систем с широкими квантовыми ямами. Очень существенно, насколько разделены или перекрыты нижние подзоны размерного квантования в реально изготавливаемых структурах. Возможно ли резонансное туннелирование с этих состояний, тем более обеспечивающие селективный отток носителей одной из подзон? Насколько согласо-

ваны уровни в процессах резонансного туннелирования и как меняется резонансная структура при приложении электрического поля? В случае резонансно-туннельных структур, выстраиваемых электрическим полем, возникают вопросы о закономерностях резонансного туннелирования в таких системах, об особенностях резонансного туннелирования и обусловленных им явлений в многослойных структурах сверхрешеточного типа с многократно повторяющимся резонансно-туннельным элементом, что необходимо для повышения оптического усиления в квантово-размерных структурах. Исследованиям этого круга явлений и посвящена данная работа.

Резонансно-туннельный лазер дальнего инфракрасного диапазона на межподзонных переходах в структурах с широкими квантовыми ямами

При обсуждении возможностей реализации резонансно-туннельного лазера дальнего ИК диапазона на межподзонных переходах можно предложить несколько вариантов решений с точки зрения механизма формирования инвертированных распределений в нижних подзонах. Весьма перспективной представляется идея создания лазеров резонансно-туннельного типа с оптической накачкой на межподзонных переходах в гетероструктурах с разным составом полупроводниковых соединений в области квантовых ям. На рисунке 1 приведена схема межподзонных переходов в условиях резонансного туннелирования в поперечном электрическом поле. Если структурные параметры центральной квантовой ямы выбраны таким образом, что энергетическое расстояние между первым и вторым возбужденным состояниями $\varepsilon_3 - \varepsilon_2 = \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона), а $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 < \hbar\omega_0$, носители заряда, поступающие в результате резонансного туннелирования из соседней квантовой ямы, будут быстро релаксировать из третьей подзоны (ε_3) в обе нижние подзоны (ε_2 и ε_1) с временами порядка $\tau_{32} \approx \tau_{31} \approx 1$ пс, определяемыми рассеянием на оптических фононах [7]. В то же время релаксация носителей при переходах между двумя нижними ($\varepsilon_2, \varepsilon_1$) подзонами, обусловленная процессами рассеяния на акустических фононах, окажется существенно медленнее $\tau_{21} \approx 200 - 300$ пс [7]. В случае структур на основе соединений типа GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As эта ситуация соответствует квантовым ямам шириной порядка $d_w = 250$ Å (энергетический спектр $\varepsilon_1 = 7, \varepsilon_2 = 29, \varepsilon_3 = 64, \varepsilon_4 = 113, \varepsilon_5 = 173$ мэВ). С учетом других механизмов рассеяния (на

ионизированных примесях, на интерфейсах [7]) эта величина может быть существенно меньше. Однако и в этом случае, как показывают оценки, скорость резонансного туннелирования в соседнюю квантовую яму может быть достаточно высокой, даже в структурах с не очень узкими барьерами, обеспечивая быстрый отток носителей с нижнего состояния, необходимый для образования сильно неравновесных (инвертированных) распределителей в нижних ε_2 и ε_1 подзонах. Обычно время резонансного туннелирования определяют по величине $\delta\varepsilon_{\text{расщ}}$ расщепления резонансного уровня $\tau_{\text{тун}}^{\text{теор}} \cong \hbar/\delta\varepsilon_{\text{расщ}}$. На самом деле экспериментально измеряемые времена, как правило, примерно на порядок больше [8]. Теоретически рассчитаны в нашем случае для структуры типа, показанной на рис. 1, величины $\delta\varepsilon_{\text{расщ}} = 0,5$ мэВ, 1 мэВ, 3 мэВ, соответственно, для значений ширины барьеров $d_b = 60, 40$ и 20 Å. Таким образом, $\tau_{\text{тун}}^{\text{экс}} \cong 15$ пс ($d_b = 60$ Å), 5 пс ($d_b = 40$ Å), 1 пс ($d_b = 20$ Å). Эти оценки, хоть и обнадеживающие, могут рассматриваться лишь как весьма ориентировочные. Реальная ситуация во многом зависит от возможностей технологии и может быть определена только на основании экспериментальных исследований.

Резонансное туннелирование и закономерности поперечного транспорта в длиннопериодных сверхрешетках

Далее обсуждаются результаты экспериментальных и теоретических модельных исследований процессов резонансного туннелирования и обусловленных ими явлений в электрическом поле в длиннопериодных (широкие квантовые ямы) сверхрешетках (СР). Главное внимание уделено системам слабой связи, т.е. структурам с достаточно широкими барьерами, в которых резонансные явления оказываются наиболее выраженными.

Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные в перпендикулярном плоскостям структуры направлении, как видно из рис. 2, имеют характерный ступенчатый вид с мелкой периодической структурой на каждом платообразном участке [9–12]. Такое сложное строение ВАХ обусловлено расслоением резонансно-туннельной структуры в СР в электрическом поле на области с разной напряженностью электрического поля (электрополевые домены) [9–13]. Каждый платообразный участок ВАХ соответствует формированию нового типа домена с резонансно-туннельной структурой, отвечающей туннелированию в более высокие возбужденные состояния размерного квантования. Мелкая периодическая структура определяется скачкообразным перемещением доменной границы через последовательность квантовых ям в СР в процессе расширения домена сильного электрического поля с ростом напряжения на концах СР. В отличие от структур с узкими квантовыми ямами в данном случае наблюдается многоступенчатая ВАХ по числу возбужденных состояний размерного квантования в длиннопериодной СР (рис. 2 и 3) [9–11]. Другой особенностью в случае длиннопериодных СР является наличие ярко выраженного токового гистерезиса [9, 10], который оказывается особенно заметным ("гигантский токовый гистерезис") в структурах с наиболее широкими квантовыми ямами. Наличие токового гистерезиса объясняется различием условий возникновения токовой неустойчивости в процессе резонансного туннелирова-

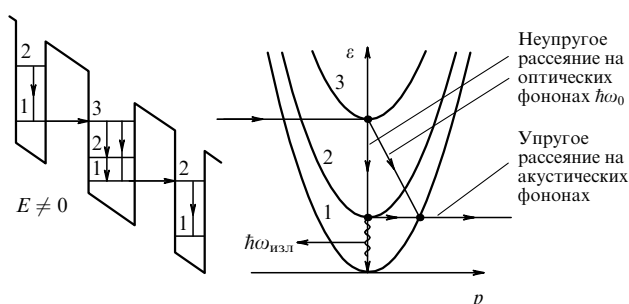


Рис. 1. Схема межподзонных переходов в лазерной резонансно-туннельной структуре (система из 3-х квантовых ям GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As, ширина центральной ямы 250 Å, $\varepsilon_3 - \varepsilon_2 = 35$ мэВ, $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 22$ мэВ, энергия оптического фонона $\hbar\omega_0 = 36$ мэВ).

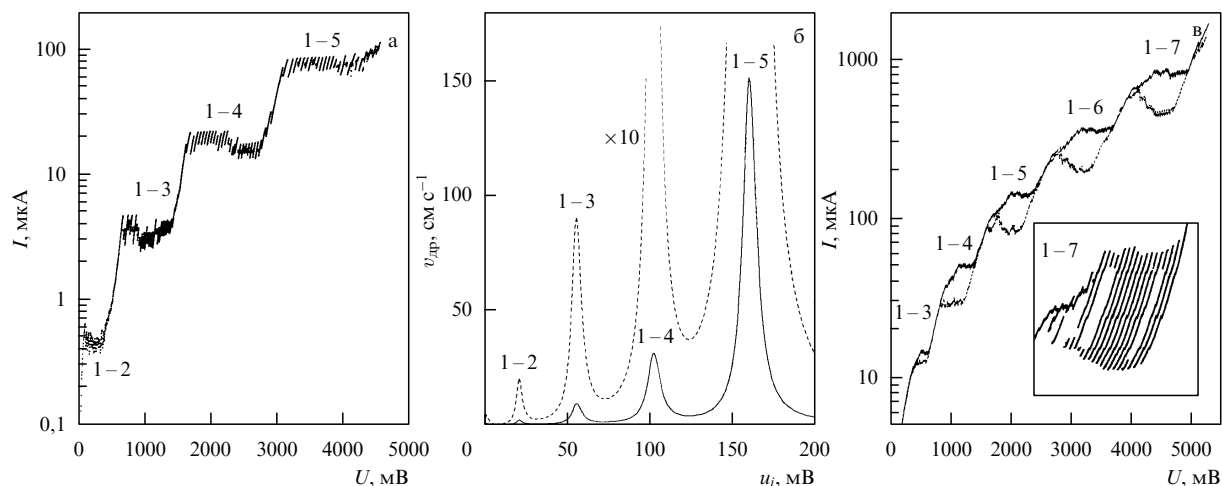


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики сверхрешеток GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As: (а) $d_w = 250$ Å, $d_B = 100$ Å, 30 периодов; (б) рассчитанная из экспериментальных данных зависимость дрейфовой скорости туннелирования $v_{др}(u_i)$ между соседними квантовыми ямами от электрического поля (u_i — напряжение между центрами ям) для сверхрешетки GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As ($d_w = 250$ Å, $d_B = 100$ Å, 30 периодов); (в) $d_w = 350$ Å, $d_B = 120$ Å, 30 периодов. Вставка — измеренные ветви вольт-амперной характеристики в области мультстабильности, соответствующей формированию домена 1–7.

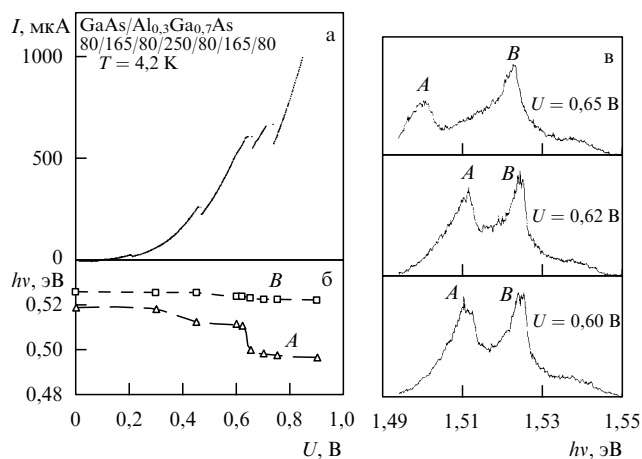


Рис. 3. (а) Вольт-амперные характеристики резонансно-туннельной структуры из трех квантовых ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As (80 Å/165 Å/80 Å/250 Å/80 Å/165 Å/80 Å); (б) спектральное положение линий ФЛ в зависимости от приложенного к структуре напряжения (линия А соответствует узкой (165 Å) яме, линия В — широкой (250 Å)); (в) спектры ФЛ той же структуры в электрическом поле в области переключения туннельного резонанса.

ния в СР при увеличении или уменьшении напряжения, приложенного к СР [10]. В первом случае токовая неустойчивость определяется максимальной электропроводностью СР в условиях наилучшего согласования уровней в области домена слабого электрического поля. Во втором — минимальной электропроводностью СР (даже в условиях наихудшего согласования уровней) в области домена сильного электрического поля. Теоретическое описание в рамках дискретной модели резонансно-туннельного транспорта [10, 13] позволяет не только удовлетворительно объяснить наблюдаемые закономерности поперечного транспорта в длиннопериодных СР, но и определить экспериментально эффективную дрейфовую скорость туннелирования между соседними квантовыми ямами $v_{др}(u_{i,i+1})$ как функцию

электрического поля ($u_{i,i+1}$ — напряжение между ямами) [10], с помощью которой можно проследить за особенностями свойств длиннопериодных СР в различных условиях. В частности, при понижении уровня легирования в СР зарегистрированы эффекты расширения доменной границы и схлопывания токового гистерезиса [10]. В сверхрешетках с очень малой концентрацией примеси, электропроводность которых оказывается слишком низкой в сравнении с электропроводностью в области доменной границы (даже в условиях наилучшего рассогласования уровней на границе между доменами), формирование электрополевого домена в СР становится невозможным и описанные выше эффекты исчезают вместе с исчезновением электрополевого домена. В рамках этих представлений нетрудно объяснить обнаруженные токовые ветви мультстабильности [14], соединяющие верхнюю и нижнюю ветви токового гистерезиса (рис. 2, вставка). Существование ветвей мультстабильности означает, что при одном и том же напряжении на СР имеется несколько устойчивых токовых состояний, каждое из которых отвечает определенному положению доменной границы в СР. В [14] экспериментально зарегистрирован эффект переключения между этими ветвями с помощью коротких (10^{-7} с) прямоугольных импульсов электрического поля необходимой полярности и величины. В этих экспериментах фактически реализована ситуация, характерная для твердотельных элементов многоуровневой логики.

Обнаруженные явления, обусловленные особенностями резонансного туннелирования и формированием электролевых доменов в СР, находят подтверждение в оптических измерениях (спектры фотолюминесценции (ФЛ), спектры возбуждения ФЛ, спектры фотопроводимости (ФП) [9, 12, 15]. В частности, по штарковскому сдвигу линий ФЛ, обусловленных межзонной рекомбинацией носителей заряда, удастся проследить за процессами зарождения [9] и формирования доменов сильного электрического поля в СР [9, 12]. Этот метод оказывается особенно эффективным при определении напряженности

электрического поля в структурах с неоднородным распределением полей, регистрация которых другими способами оказывается затруднительной.

Оптические исследования спектров возбуждения ФЛ и спектров ФП при селективном межзонном оптическом возбуждении, показали, что нижние подзоны размерного квантования проявляются достаточно четко даже в наиболее длиннопериодных СР ($d_w = 350 \text{ \AA}$) [15]. Анализируя данные электрических измерений, можно сделать вывод о том, что нижние подзоны размерного квантования также четко проявляются и в процессах резонансного туннелирования в электрическом поле (см. рис. 2 и 3) [10]. Результаты этих исследований позволяют прийти к более общему выводу о том, что резонансное туннелирование может быть эффективным механизмом для осуществления селективного опустошения уровней и создания сильно неравновесных распределений носителей заряда в нижних подзонах в структурах с широкими квантовыми ямами.

В результате проведенных исследований можно сделать еще одно достаточно важное с точки зрения лазерной проблемы заключение о степени согласованности резонансных уровней в процессах резонансного туннелирования. Анализируя ситуацию в различных электрических полях, нетрудно убедиться, что возникающая в электрическом поле резонансно-туннельная структура, как правило, в действительности далека от резонансной из-за рассогласования уровней в результате перераспределения пространственного заряда в структуре [10]. Именно этот эффект лежит в основе процессов, ответственных за формирование электрополевых доменов в структурах сверхрешеточного типа. Можно констатировать, что эффекты, обусловленные пространственным зарядом, играют существенную роль в процессах резонансного туннелирования и обязательно должны учитываться при формировании инвертированных распределений в квантово-размерных структурах.

Эффекты рассогласования уровней размерного квантования и особенности перестройки резонансно-туннельной структуры в электрическом поле в системах с несколькими квантовыми ямами

Эффекты, обусловленные перераспределением пространственного заряда, особенно существенны в процессах резонансного туннелирования в сложных полупроводниковых структурах, состоящих из квантовых ям и барьеров различной ширины. Это обстоятельство, хорошо изученное в случае двухбарьерных и трехбарьерных резонансно-туннельных диодных структур, приводит к весьма сложному распределению напряженности электрического поля в структурах с большим числом квантовых ям и барьеров. Иллюстрацией сказанного, в частности, служат результаты электрических и оптических исследований, выполненных на структурах типа, показанных на рис. 1. Вольт-амперные зависимости, измеренные в структурах с тремя квантовыми ямами и четырьмя барьерами, как видно из рисунка, имеют достаточно сложный характер и включают несколько ОДП участков, отражающих перестройку резонансно-туннельной структуры с ростом электрического поля. Определить наблюдаемые изменения без привлечения специальных теоретических расчетов не очень просто, в

частности, из-за сложного распределения потенциала в приконтактных областях. Поэтому для оценки напряженности полей в структуре целесообразно использовать оптические исследования, результаты которых приведены в нижней части того же рисунка. В нулевом поле наблюдались две линии ФЛ при 1,527 и 1,519 эВ, обусловленные межзонной рекомбинацией с нижних основных состояний узкой ($d_w = 165 \text{ \AA}$) и широкой ($d_w = 250 \text{ \AA}$) квантовых ям. С ростом приложенного к структуре напряжения спектральное положение обеих линий изменяется, причем штарковский сдвиг в случае широкой квантовой ямы оказывается особенно заметным и позволяет по величине сдвига установить характер измерений резонансной структуры в электрическом поле. Главный эффект, обнаруженный в этих экспериментах: спектральное положение рекомбинационной линии в промежуточной области между участками перестройки резонансно-туннельной структуры остается практически неизменным. В данном случае проявляется достаточно общая для процессов перестройки резонансно-туннельной структуры закономерность, заключающаяся в том, что формирующийся в квантовых ямах пространственный заряд перераспределяется в системе таким образом, чтобы максимально долго удерживать возникающую резонансно-туннельную структуру, прежде чем она трансформируется в новое состояние.

Сильно неравновесные распределения носителей заряда в нижних подзонах в структурах с широкими квантовыми ямами

В слабо связанных сверхрешетках, как уже отмечалось, протекание тока через СР определяется последовательным резонансным туннелированием, при котором носители заряда из нижней подзоны в квантовой яме туннелируют в резонансно расположенную одну из верхних подзон в соседней квантовой яме с последующей быстрой релаксацией в нижнюю подзону в той же яме и вновь туннелированием в следующую квантовую яму. Поскольку время релаксации, обусловленное испусканием оптических фононов, существенно меньше, чем время туннелирования, заселенность верхних подзон мала и их вкладом в процессы туннелирования обычно пренебрегают. В исследованиях на длиннопериодных СР зарегистрирован [16, 17] эффект последовательного резонансного туннелирования по возбужденным состояниям в сверхрешетке, сопровождающийся возникновением резонансных особенностей на вольт-амперных ветвях мультитабильности. Эти эксперименты свидетельствуют о наблюдении нового типа домена электрического поля с резонансно расположенными возбужденными подзонами в соседних квантовых ямах. Результаты исследований позволяют сделать и другой принципиальный вывод о сильно неравновесном распределении носителей заряда в низших подзонах с энергиями меньше энергии оптического фонона [16, 17] в согласии с данными измерений излучения на межподзонных переходах в аналогичных сверхрешетках [11].

Заключение

Рассмотрена проблема создания нового типа лазерных систем, основанных на межподзонных переходах в условиях резонансного туннелирования в полупровод-

никовых квантово-размерных структурах с широкими квантовыми ямами. Изучены процессы резонансного туннелирования в электрическом поле с участием нижних подзон в длиннопериодных сверхрешетках и в структурах с широкими квантовыми ямами. Экспериментально показано, что резонансное туннелирование в этих структурах может быть эффективным механизмом для осуществления селективного опустошения уровней и создания инвертированных распределений носителей заряда в нижних подзонах. Показана существенная роль пространственного заряда в процессах, приводящих к рассогласованию резонансных уровней и трансформации резонансно туннельной структуры в электрическом поле. На основе проведенных исследований сделано заключение о характере строения и параметрах структур, которые являются наиболее перспективными с точки зрения возникновения инверсной населенности и вынужденного излучения на межподзонных переходах в системах с широкими квантовыми ямами.

Работа проводилась по Государственным научно-техническим программам "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 97-1048), "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники" (проект № 133/57/2) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-18593).

Список литературы

1. Андронов А А и др. *Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках* (Под ред. А А Андропова) (Горький: Изд. ИПФ АН СССР, 1986)
2. Allen S J et al. *Semicond. Sci. Technol.* **7** B1 (1992)
3. Andronov A *Semicond. Sci. Technol.* **7** B629 (1992)
4. Казаринов Р Ф, Сулис Р А *ФТП* **5** 797 (1971)
5. Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
6. Gauthier-Lafaye O et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 3619 (1997)
7. Ferreira R, Bastard G *Phys. Rev.* **40** 1074 (1989)
8. Haberle A P et al. *Semicond. Sci. Technol.* **9** 519 (1994)
9. Стоклицкий С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 399 (1995)
10. Митягин Ю А, Мурзин В Н *Письма в ЖЭТФ* **64** 146 (1996)
11. Helm M et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 74 (1989)
12. Grahn H T, Schneider H, von Klitzing K *Phys. Rev.* **41** 2890 (1990)
13. Pregnel F, Wacker A, Scholl E *Phys. Rev. B* **50** 1705 (1994)
14. Rasulova G K et al. *Int. Symp.: "Nanostructures: physics and technology"*, St. Petersburg, Russia (1995) p. 151; *J. Appl. Phys.* **82** 3381 (1997)
15. Стоклицкий С А и др., в кн. *Микроэлектроника-94. Тезисы докладов Российской конференции с участием зарубежных ученых, Зеленоград, 1994 г.* (М., 1994) с. 97
16. Митягин Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 818 (1997)
17. Mityagin Yu A et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 3008 (1997)

PACS numbers: 42.60.-v, 42.60.By

Сине-зеленые лазеры на основе короткопериодных сверхрешеток в системе A^2B^6

С.В. Иванов, П.С. Копьев, А.А. Торопов

Введение

Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников A^2B^6 (рис. 1а) по-прежнему остаются наиболее вероятными кандидатами для создания промышленных

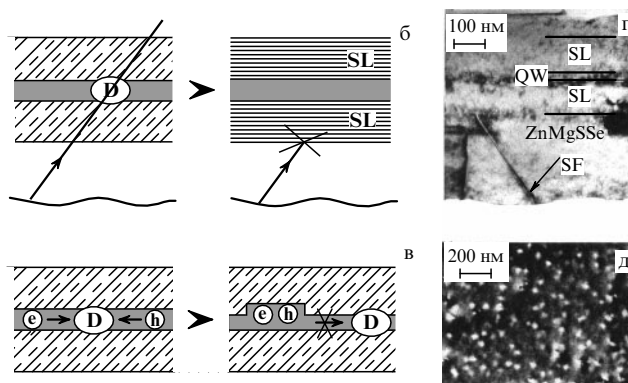
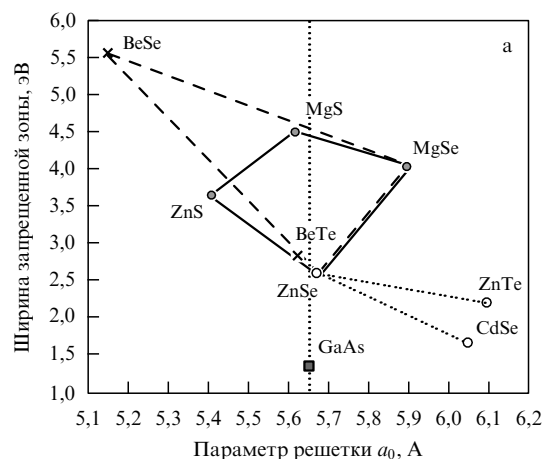


Рис. 1. (а) Зависимость ширины запрещенной зоны от параметра решетки для бинарных соединений A^2B^6 , используемых в исследуемых лазерных структурах; (б) и (в) основные элементы новой концепции активной области деградиационно устойчивых структур сине-зеленых A^2B^6 лазеров; (г) ПЭМ изображение в геометрии поперечного сечения структуры с $ZnSSe/ZnCdSe$ CP волноводом, SF-дефект упаковки; (д) ПЭМ изображение с поверхности активной области лазера с $2,8\text{ MC-CdSe/ZnSe}$ ДМС наноструктурой.

зеленых лазерных диодов, необходимых для систем проекционного лазерного телевидения, а также других лазерных применений, где требуется весь набор длин волн видимого спектрального диапазона. Несмотря на предпринимаемые в последнее время усилия по оптимизации лазерных диодов с квантовыми ямами (КЯ) на основе $ZnSe$, по-прежнему наблюдается достаточно слабая тенденция в увеличении их времени жизни [1, 2]. Основной причиной быстрой деградации лазерных структур является безызлучательная рекомбинация на дефектах активной области [2], вызывающая их умножение и развитие вследствие чрезвычайно низкой энергии активации дефектообразования, характерной для большинства широкозонных материалов A^2B^6 [3].

В данной работе представлена новая концепция активной области лазерных структур A^2B^6 , направленная на увеличение их времени жизни. Основными моментами являются: 1) защита активной области от проникновения и развития протяженных и точечных дефектов и 2) пространственное разделение дефектов и мест излучательной рекомбинации носителей непосредственно в активной области. Первая проблема решается путем введения волновода на основе переменного-напряженной