

Эффект Ваннье–Штарка в сверхрешетке квантовых точек Ge/Si

© М.М. Соболев[¶], Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Н.Д. Захаров*

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

* Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2,
06120 Halle/Saale, Germany

(Получена 26 июня 2007 г. Принята к печати 4 июля 2007 г.)

Методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) исследована эмиссия электронов из квантовых состояний в 20-слойной сверхрешетке квантовых точек Ge в p - n -гетероструктуре Ge/Si. Установлено, что DLTS-спектры находятся в сильной зависимости от величины приложенного к структуре напряжения обратного смещения U_r . Определены три диапазона напряжения смещения U_r , которые характеризовались проявлением трех режимов эффекта Ваннье–Штарка: лестницы и локализации Ваннье–Штарка, а также нерезонансного туннелирования Зинера. Кроме того, установлено, что появление DLTS-пиков для всех трех режимов связывается с эмиссией электронов с глубоких уровней дефектов, идущей через локализованные состояния Ваннье–Штарка, образующиеся в результате расщепления мини-зоны электронов в сверхрешетке квантовых точек Ge/Si.

PACS: 73.21.Cd, 73.21.La, 73.63.Hs, 73.63.Kv

1. Введение

Несмотря на то что кремний является доминирующим материалом для электронных приборов, его оптическое применение сдерживается не прямой зонной структурой. Для преодоления низкой квантовой эффективности оптоэлектронных приборов на основе Si были предприняты попытки получения наноструктур с прямой зонной структурой с использованием Si. К числу таких структур относятся и многослойные гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) Ge/Si, которые в случае тонких слоев Si между КТ Ge могут привести к образованию сверхрешетки (СР) Ge/Si [1–4]. Волновые функции электронов в них могут быть полностью делокализованными, а их энергии будут распределяться в мини-зонах из-за сильного связывания между точками (рис. 1, *a*). В настоящее время имеется достаточное число сообщений, в которых предсказывается и наблюдается эффект Ваннье–Штарка в сверхрешетках с квантовыми ямами [5–8]. При низком однородном электрическом поле F ($eFd < \Delta_{MB}$, где e — заряд электрона, d — период сверхрешетки, Δ_{MB} — ширина мини-зоны), приложенном к СР, вырождение энергий в мини-зонах снимается, что приводит к серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье–Штарка. Эти состояния распределяются на несколько периодов СР с длиной локализации $L = \Delta_{MB}/F$. При оптическом поглощении становятся возможными новые переходы с участием состояний лестницы Ваннье–Штарка. В случае высокого электрического поля ($eFd \geq \Delta_{MB}$), приложенного к СР вдоль направления роста, связывание волновых функций электронов подавляется и они могут локализоваться в каждой квантовой яме, межзонные оптические переходы будут ограничиваться этими областями. Это так называемый режим локализации Ваннье–Штарка. При

дальнейшем увеличении электрического поля происходит понижение потенциального барьера и становится возможным нерезонансное туннелирование носителей на состояния более высоких зон. Этот процесс называется туннелированием Зинера. Все эти явления получили название эффекта Ваннье–Штарка, а зависи-

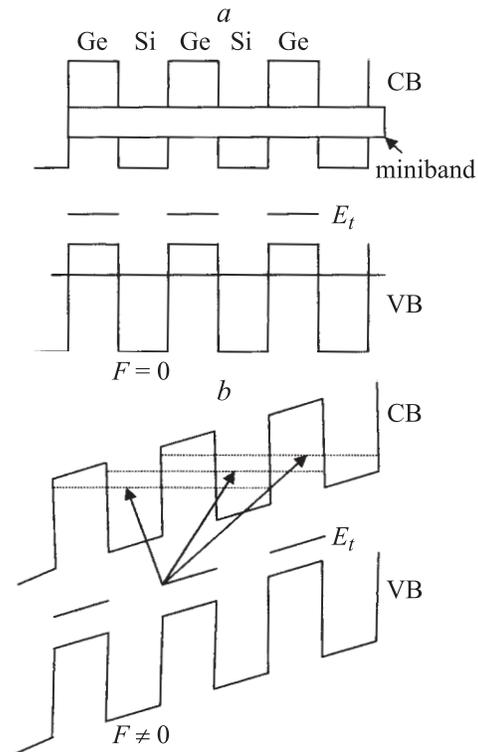


Рис. 1. Диаграмма потенциалов зоны проводимости (CB) и валентной зоны (VB) сверхрешетки Ge/Si при нулевом (*a*) и малом (*b*) электрическом поле. Стрелки показывают переходы с глубоких уровней дефектов E_t на электронные состояния лестницы Штарка.

[¶] E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

мость энергий переходов лестницы Штарка от приложенного электрического поля является характеристикой эффекта Штарка. Индуцированная локализация обычно исследуется оптически с помощью измерения поглощения, обусловленного переходами между состояниями дырок и электронов отдельных ям [5–8]. В сверхрешетках I типа, например GaAs/GaAlAs, спектр энергий определяется с помощью соотношения $E = E_0 + neFd$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), где E_0 — энергия перехода в изолированной квантовой яме. Интенсивность сигнала уменьшается быстро с увеличением целого числа, так как перекрытие между электронными волновыми функциями уменьшается. Локализация Ваннье–Штарка должна наблюдаться также и для сверхрешеток II типа (Ge/Si). В этом случае переходы должны быть слегка отличны, так как электроны и дырки ограничиваются в смежных областях раздельно и $n = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$. Локализацию Ваннье–Штарка уже наблюдали для CP квантовых ям I типа (соединения III–V) и II типа (Se/Ge), используя фототок, оптические переходы, модуляционную спектроскопию [5–8]. Экспериментально было показано, что оптические переходы между зонами дырок и электронов соответствуют линейной зависимости энергий состояний лестницы Ваннье–Штарка от величины электрического поля [5–8]. На возможность проявления эффекта Ваннье–Штарка в CP, состоящих из КТ, было указано в теоретической работе [9]. В работах [2–4] авторами данной статьи при исследовании фотолюминесценции 20-слойных p – n -гетероструктур с квантовыми точками Ge/Si, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, было обнаружено, что в спектрах наблюдается мультимодальная периодическая структура, которая отражает распределение квадрата волновых функций состояний лестницы Ваннье–Штарка. Наблюдение лестницы Ваннье–Штарка становится возможным в случае, если многослойная гетероструктура представляет собой сверхрешетку квантовых точек (СРКТ) Ge/Si, вырождение энергий мини-зоны которой снимается встроенным электрическим полем p – n -перехода. Поэтому возникает естественный интерес проверить выводы о том, что исследуемая нами 20-слойная структура является СРКТ Ge/Si, для которой возможно наблюдение лестницы Ваннье–Штарка. Ранее [10–17] мы уже исследовали системы вертикально коррелированных квантовых точек (ВККТ) InAs в p – n -структурах InAs/GaAs с использованием метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), который, в отличие от межзонной спектроскопии, позволяет исследовать не совместное поведение электронов и дырок в полупроводниковых p – n -структурах, а раздельное. Этот метод позволяет исследовать зависимость положения и амплитуды максимумов DLTS от оптической подсветки и от амплитуды импульса напряжения обратного смещения U_r , определяя наличие квантово-ограниченного эффекта Штарка, связать наблюдаемые DLTS-пики с квантовыми состояниями сверхрешетки и дефектами с глубокими уровнями.

В данной работе мы сообщаем об электрических свойствах сверхрешетки квантовых точек Ge/Si, исследуемой с помощью метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней, и проявлении эффекта Ваннье–Штарка.

2. Образцы и методы исследования

Исследуемая в работе структура СРКТ Ge/Si была получена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке p^+ -Si (001), легированного В (удельное сопротивление $\rho \approx 0.015 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Образец состоял из нелегированного буферного слоя Si толщиной 180 нм и легированной Sb 20-слойной гетероструктуры Ge/Si. Сверху структура была покрыта слоем n^+ -Si, легированного Sb ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), толщиной 50 нм. Толщина слоя Si между квантовыми точками Ge, встроенными в матрицу Si, была ~ 5 нм. Омические контакты были получены в результате термического осаждения на n^+ -слой AlAu и на p^+ -слой In. DLTS-исследования глубоких ловушек в гетероструктурах производились с помощью спектрометра DL 4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования. Перед каждым DLTS-измерением образец охлаждался до температуры $T = 80 \text{ К}$ при приложенном к структуре напряжении обратного смещения. Далее проводился процесс DLTS-измерений в темноте, если это не оговаривается специально, или при освещении белым светом.

3. Результаты и обсуждение

Многослойная структура КТ Ge/Si исследовалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) с использованием JEM 4010. Результаты этих

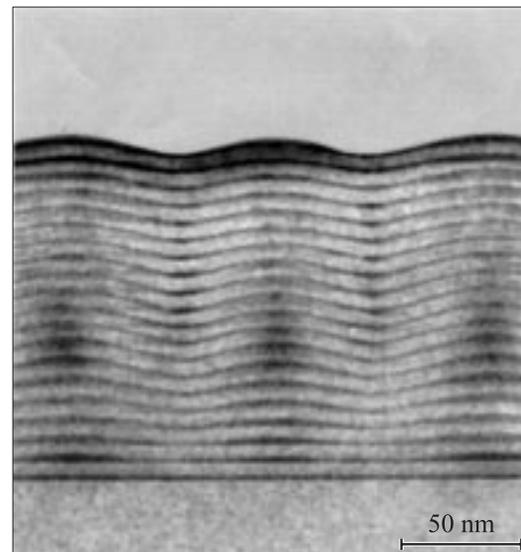


Рис. 2. Микрофотографии поперечного образца с 20 слоями КТ Ge и толщиной прослойки Si между ними ~ 5 нм. Изображения получены методом ТЕМ. Темная область соответствует слою Ge.

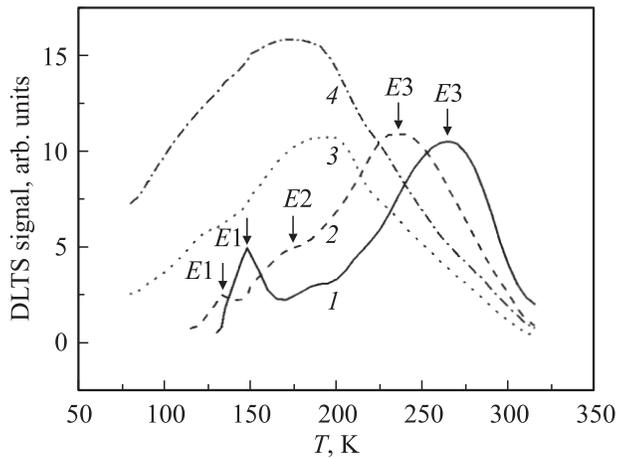


Рис. 3. Спектры DLTS многослойной $p-n$ -структуры с 20 рядами КТ Ge/Si при $U_f = 0.57$ В и $U_r = 5.28$ (1), 8.25 (2), 10.25 (3), 11.24 В (4). Спектры получены для окна темпов эмиссии 200 с^{-1} .

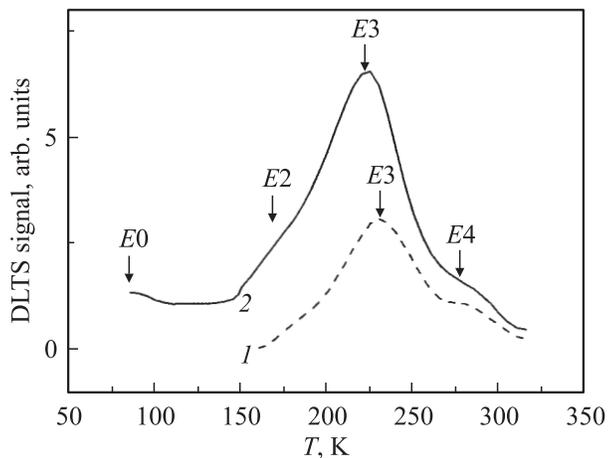


Рис. 4. Спектры DLTS многослойной $p-n$ -структуры с 20 рядами КТ Si/Ge при $U_f = 0.03$ В и $U_r = 6.68$ В в темноте (1) и при освещении белым светом (2).

исследований представлены на рис. 2, из которого видно, что исследуемая система содержит 20 слоев квантовых точек Ge между слоями Si толщиной ~ 5 нм.

Были проведены вольт-фарадные измерения многослойной p^+-n^+ -структуры КТ Ge/Si в темноте и при освещении белым светом, позволившие определить диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из квантовых состояний сверхрешетки. Эти измерения показали, что КТ при напряжении регистрации DLTS-сигнала $U_r = 0$ будут находиться в пределах области объемного заряда. Таким образом, при проведении DLTS-измерений становится необходимым исследовать эмиссию электронов из КТ, варьируя амплитуду импульса напряжения регистрации DLTS-сигнала U_r и импульса напряжения заполнения U_f в диапазоне

положительных значений. Сравнение вольт-фарадных характеристик, измеренных в темноте и при освещении белым светом, показывает также небольшое смещение их при освещении, которое может быть обусловлено перезарядкой глубоких уровней доноров и акцепторов, находящихся в эпитаксиальных слоях.

Применение метода DLTS для исследования эмиссии носителей квантовыми состояниями КТ в $p-n$ -гетероструктурах Ge/Si от величины напряжения обратного смещения U_r позволило нам установить, что для многослойной гетероструктуры Ge/Si с КТ наблюдаются три широких пика: один низкотемпературный ($E1$) и два высокотемпературных ($E2$ и $E3$) (рис. 3). На рис. 3 для примера представлено четыре DLTS-спектра для различных значений U_r . Кроме этих трех широких пиков вблизи 80 К наблюдался хвост еще одного пика $E0$ (рис. 4).

Для определения природы этих уровней были проведены исследования спектров DLTS при оптической подсветке при тех значениях U_r , при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS [10–17] (рис. 4). Спектры DLTS изменялись при оптической подсветке (рис. 4, кривая 2): наблюдался рост величины DLTS-сигнала для всех пиков. Наблюдаемые изменения амплитуд DLTS-сигнала ΔC при оптической подсветке авторы статьи ранее уже наблюдали и связывали такие DLTS-пики с эмиссией носителей с пространственно локализованных состояний, для которых ΔC зависит от изменения положения уровня Ферми и степени заполнения состояний размерного квантования или поверхностных состояний [13,15]:

$$\Delta C/C = n_d L / (2N_d W^2), \quad (1)$$

где n_d — поверхностная плотность электронов, захваченных на локализованное состояние, L — глубина расположения слоя квантовых точек, W — ширина области объемного заряда, N_d — концентрация доноров в слое Si. Эта зависимость является отличительной характеристикой для пространственно локализованных состояний в сравнении с глубокими уровнями дефектов, распределенных по толщине полупроводника [13,15].

Из этих исследований следует однозначный вывод о том, что уровни $E1$, $E2$ и $E3$ соответствуют пространственно локализованным состояниям, расположенным в границах КТ Ge/Si. Положение DLTS-пигов также находилось в сильной зависимости от величины напряжения обратного смещения U_r (рис. 3). Пики $E1$ – $E3$ с ростом величины напряжения U_r смещались в низкотемпературную область. Были построены зависимости температурного положения DLTS-пигов от величины U_r (рис. 5). Смещение пика $E1$ составляло от 170 до 125 К при изменении U_r от 1.3 до 11.0 В. Пик $E3$ для тех же U_r смещался от 286 до 190 К, а пик $E2$ смещался от 235 до 140 К. С использованием зависимости Аррениуса и метода моделирования, основанного на подгонке теоретической формы DLTS-сигнала к измеренной, были

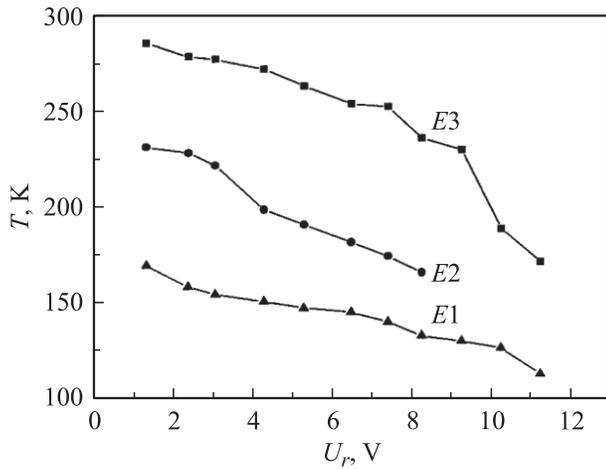


Рис. 5. Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS от амплитуды импульса напряжения U_r .

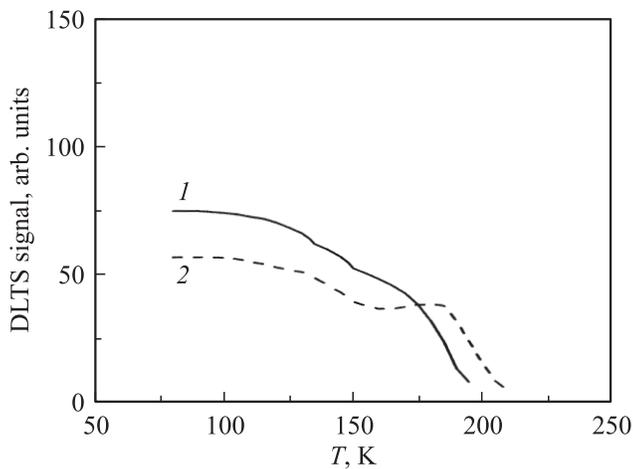


Рис. 6. Спектры DLTS многослойной $p-n$ -структуры с 20 рядами КТ Ge/Si при $U_f = -8.4$ В и $U_r = 18.5$ (1), 20.0 В (2).

оценены энергии термической активации электронов с уровней $E1-E3$, которые при $U_r = 5.28$ В были соответственно равны $\sim 250, 185$ и 160 мэВ. Эти энергии существенно превосходят значение разрыва зоны проводимости на гетерогранице Ge/Si, которое, как было определено в работах [3,4], равно 110 мэВ, а также значения энергии активации электронов с состояний уровней CP $55-65$ мэВ.

Отсюда следует, что регистрируемые DLTS-пики вряд ли связаны с прямой эмиссией электронов из состояний лестницы Ваннье–Штарка СРКТ. Мы предполагаем, что термическая эмиссия электронов может происходить с глубоких локализованных состояний дефектов на состояния лестницы Ваннье–Штарка и с последующей их термической эмиссией (туннелированием) в зону проводимости матрицы Si (рис. 1, b). Глубокие уровни энергий этих дефектов расположены ниже дна зоны проводимости КТ. Глубокие уровни определяются потенциалом центральной ячейки, который оставляет

захваченный электрон сильно связанным в реальном пространстве [18]. Для толстых слоев сильно связанный электрон посредством потенциала центральной ячейки будет „видеть“ только слой, в котором он локализован: либо Si, либо Ge. Дефект, следовательно, будет оставаться с той же энергией, что и в запрещенной зоне объемного материала, но активационная энергия, измеренная в DLTS-эксперименте, может быть отличной от объемной активационной энергии в зависимости от слоя, в котором дефект находится, и от зоны, в которую он эмиттируется [18]. В предельном случае тонких слоев, который является нашим случаем, волновая функция глубоких уровней и активационная энергия будут определяться зонной структурой сверхрешетки и могут не иметь отношения к объемному материалу. Эмиссия электронов с этих глубоких уровней может идти через любое разрешенное состояние лестницы Штарка, как показано на рис. 1, b. При увеличении напряжения, прикладываемого к структуре СРКТ, свыше 11 В наблюдался существенный рост амплитуды DLTS пика $E2$, увеличивалась его ширина и исчезали остальные пики ($E1$ и $E3$) (рис. 3, кривая 4). Эти изменения, по-видимому, определяются сужением области локализации волновой функции электронов до одного из периодов СРКТ. При напряжениях смещения, когда наблюдались DLTS-спектры лестницы Ваннье–Штарка, область локализации волновой функции электронов распространялась на несколько периодов СРКТ. Термическая эмиссия с глубоких уровней дефектов при локализации в одном из периодов СРКТ идет только через состояние, где эта локализация происходит. При увеличении напряжения, прикладываемого к структуре СРКТ ($U_r > 18$ В), происходит исчезновение DLTS-пиков. Спектр DLTS преобразуется в протяженную зону (рис. 6). Такой вид спектра DLTS был подробно исследован теоретически [19], экспериментально [20,21] и обычно связывается с туннельными процессами, когда электронный транспорт осуществляется через барьер многослойной гетероструктуры квантовых ям в квазинейтральную область диода вне слоя объемного заряда при понижении высоты потенциального барьера [21]. Результаты наших исследований спектров DLTS структуры с СРКТ Ge/Si при высоком напряжении смещения также могут быть объяснены как проявление нерезонансного туннелирования Зинера делокализованных электронов на состояния более высоких зон.

4. Заключение

Таким образом, наблюдаемые изменения в спектрах DLTS при приложении электрического поля к $p-n$ -структуре указывают, во-первых, на образование мини-зон из отдельных уровней КТ в результате резонансного туннельного связывания КТ, разделенных барьером, а также на делокализацию волновых функций по всей СРКТ. Во-вторых, при приложении малого электрического поля к СРКТ происходит расщепление

мини-зоны на дискретные состояния лестницы Ваннье–Штарка. Кроме того, в запрещенной зоне СРКТ Ge/Si обнаружено присутствие глубоких уровней дефектов, эмиссия с которых, идущая через состояния лестницы Ваннье–Штарка, регистрируется при измерении DLTS-спектров. Для этих переходов характерны наблюдаемые нами зависимости температурных положений максимумов DLTS-пиков от величины приложенного к структуре электрического поля. В третьих, при росте величины электрического поля волновые функции электронов локализуются в одном из состояний СРКТ, через которое идет термическая эмиссия электронов, проявляющаяся в DLTS-спектрах в виде широкого одиночного пика. Наконец, при большом электрическом поле становится возможным нерезонансное туннелирование Зинера на состояния более высоких зон. Туннелирование Зинера проявляется в DLTS-спектре в виде протяженной зоны, распространяющейся от температур ниже 80 до 200 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 06-02-08088-офи и 05-02-17780), а также программы президиума РАН „Квантовые наноструктуры“.

Список литературы

- [1] H. Presting, H. Kibbel, M. Jaros, R.M. Turton, U. Mencezgar, G. Abstreiter, H.G. Grimmeiss. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, 1127 (1992).
- [2] O.L. Lazarenkova, A.A. Balandin. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5509 (2001).
- [3] N.D. Zakharov, V.G. Talalaev, P. Werner, A.A. Tonkikh, G.E. Cirlin. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3084 (2003).
- [4] V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, J.W. Tomm, P. Werner, U. Gösele. *Nanoscale Res. Lett.*, **1** (2), 137 (2006).
- [5] C. Hamaguchi, M. Yamaguchi, M. Morifuji, H. Kubo, K. Taniguchi, C. Gmachl, E. Gornik. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1994 (1994).
- [6] D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, G.W. Smith, C.R. Whitehouse. *Phys. Rev. B*, **42**, 3591 (1990).
- [7] H.G. Grimmeiss, V. Nagesh, H. Presting, H. Kibbel, E. Kasper. *Phys. Rev. B*, **45**, 1236 (1992).
- [8] M. Helm. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 557 (1995).
- [9] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис. *ФТП*, **35**, 219 (2001).
- [10] М.М. Соболев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 1249 (1997).
- [11] М.М. Соболев, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **36**, 1089 (2002).
- [12] М.М. Sobolev, V.M. Ustinov, G.E. Cirlin. *Physica B*, **340–342**, 1103 (2003).
- [13] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **39**, 131 (2005).
- [14] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **39**, 1088 (2005).
- [15] М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин, Г.Э. Цырлин, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **40**, 84 (2006).
- [16] М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин. *Письма ЖТФ*, **33**, 68 (2007).

- [17] M.M. Sobolev, A.E. Zhukov, A.P. Vasilev, E.S. Semenova, V.S. Mikhlin. *AIP Conf. Proc.*, **893** (28th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors) p. 787 (2006).
- [18] B. Deveaud, B. Lambert, B. Plot, A. Chomette, A. Regreny, J.C. Bourgoin, D. Stievenard. *J. Appl. Phys.*, **52**, 3772 (1987).
- [19] X. Letartre, D. Stievenard, M. Lanoo. *J. Appl. Phys.*, **69**, 7336 (1991).
- [20] A.Z. Wang, W.A. Anderson. *Sol. St. Electron.*, **38**, 673 (1995).
- [21] Y.B. Jia, H.G. Grimmeiss, Z.Y. Han, L. Dobaczewski. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1672 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Wannier–Stark effect in a Ge/Si quantum dot superlattice

*M.M. Sobolev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov**

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

* Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany

Abstract Deep level transient spectroscopy (DLTS) measurements have been carried out in order to investigate emission of electrons from quantum states in a 20-layer Ge quantum dots superlattice (QDSL) in a Ge/Si $p-n$ heterostructure. It was established that changes of the DLTS spectra are in a strong dependence on the magnitude of the applied reverse bias U_r . It was found three ranges of the reverse bias U_r , which were defined by the demonstration three regimes of the Wannier–Stark effect: Wannier–Stark ladder regime, Wannier–Stark localization and regime of non-resonant Zener tunneling. Moreover, it was found that appearance of DLTS peaks for all three regimes are associated with emission of electrons from deep level defects into Wannier–Stark localized states arising as a result of the splitting of electron miniband of the Ge/Si QDSL.