

Фотосопротивление Si/Ge/Si-структур с квантовыми точками германия

© О.А. Шегай[†], К.С. Журавлев, В.А. Марков, А.И. Никифоров, О.П. Пчеляков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 27 марта 2000 г. Принята к печати 21 апреля 2000 г.)

При $T = 4.2$ К обнаружено экспоненциальное уменьшение сопротивления Si/Ge/Si-структур, содержащих квантовые точки германия, с ростом интенсивности межзонного света. В упругонапряженных структурах наблюдаются два различных экспоненциальных участка в зависимости сопротивления структур от интенсивности света, а в ненапряженных структурах — один. Полученные экспериментальные результаты объяснены в рамках модели прыжковой проводимости неравновесных электронов, которые в напряженных структурах локализованы на квантовых точках и в областях между ними, а в ненапряженных структурах локализованы только между квантовыми точками.

Введение

В последнее время исследование сомоорганизующихся квантовых точек (QD) выделилось в одно из бурно развиваемых направлений физики полупроводников, важного как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения. Основная идея метода получения самоорганизующихся QD заключается в росте тонкого слоя толщиной в несколько монослоев одного полупроводника в матрице другого с сильно отличающимися параметрами решетки. Из-за возникающих механических напряжений при некоторой критической толщине слоя энергетически выгодным становится образование островков (механизм Странского–Крастанова) [1–8]. Наиболее активно свойства Si/Ge/Si-структур с самоорганизующимися QD германия изучаются методами электронной и атомно-силовой микроскопии [9–13], фотолюминесценции [10–16], комбинационного рассеяния света [4,5,10,17]. Поперечный туннельный транспорт носителей заряда изучался в работе [3], транспорт вдоль слоев QD исследовался в работе [8]. В данной работе впервые исследовалась зависимость планарного сопротивления Si/Ge/Si-структур с QD от интенсивности межзонного света.

Экспериментальные условия

Исследуемые структуры были синтезированы на установке молекулярно-лучевой эпитаксии типа "Катунь С". На подложках кремния КЭФ 5–7.5 ориентации (100) был выращен буферный слой толщиной порядка $40 \div 100$ нм, затем выращивался тонкий слой германия, который закрывался поверхностным слоем кремния толщиной 20–40 нм. Все выращиваемые слои были получены без преднамеренного легирования, остаточная концентрация примесей в кремнии составляла приблизительно 10^{16} см⁻³. Число монослоев (ML) германия — N_{Ge} в структурах варьировалась от 0 до 25. В структурах с $N_{Ge} \leq 4$ ML происходит двумерный рост псевдоморфных

слоев германия, а в структурах с большей номинальной толщиной слоя германия на смачивающем слое германия формируются напряженные QD, имеющие форму пирамид. Дальнейшее увеличение N_{Ge} приводит к изменению формы QD от так называемых "hut-кластеров" к "dome-кластерам" [1–7]. Типичная высота QD составляет ≈ 3 нм, а размер основания увеличивается с ≈ 7 до 30 нм при увеличении N_{Ge} с 6 до 25 ML. Начиная с $N_{Ge} \approx 12$ ML, происходит релаксация упругих напряжений в структурах за счет введения в них дислокаций несоответствия, а при $N_{Ge} \geq 15$ ML QD начинают смыкаться [5]. Малый планарный размер QD обеспечивался за счет низкой температуры роста структур, равной $T_g = 200\text{--}300^\circ\text{C}$. Концентрация QD в структурах не зависит от N_{Ge} и равна примерно $N_{QD} = 10^{11}$ см⁻². Более подробно структуры и методика их получения описаны в работах [3,6–8].

Омические контакты были получены путем нанесения индия на поверхность структур. Зависимость планарного сопротивления структур от интенсивности межзонного света измерялась в режиме постоянного тока при температуре $T = 4.2$ К и имела симметричный относительно полярности прикладываемого напряжения вид. Стационарная межзонная засветка структур осуществлялась с помощью светодиода, излучающего в красной области спектра. Светодиод закреплялся в непосредственной близости от образца достаточно малого размера, что обеспечивало однородное по площади образца освещение. Интенсивность излучения светодиода задавалась током, пропускаемым через светодиод, и не превышала величины 2 мВт/см².

Экспериментальные результаты

На рис. 1 показаны типичны экспериментальные зависимости сопротивлений (R) трех структур с $N_{Ge} = 6, 10$ и 15 ML от интенсивности света (I) при фиксированной величине тока, пропускаемого через структуры. В ненапряженных структурах ($N_{Ge} = 15$ и 25 ML) экспери-

[†] E-mail: shegai@thermo.isp.nsc.ru

ментальные кривые хорошо описываются зависимостью вида

$$R = \Delta R_0 \exp(-I/I_0) + R_\infty, \quad (1)$$

где $\Delta R_0 = R_0 - R_\infty$, R_0 — сопротивление структуры, измеренное в темноте; R_∞ — сопротивление структуры при достаточно большой интенсивности света, которое от интенсивности света не зависит; I_0 — интенсивность света, при которой ΔR_0 уменьшается в e раз. Величина ΔR_0 составляет приблизительно 80% от величины R_0 . С ростом величины тока через структуру, как правило, наблюдается рост величины I_0 и относительной доли R_∞ .

В напряженных структурах ($N_{\text{Ge}} = 6$ и 8 ML) при малых значениях тока через структуры кривая $R(I)$ описывается экспонентой типа (1), а по мере роста тока появляется второй участок, имеющий также

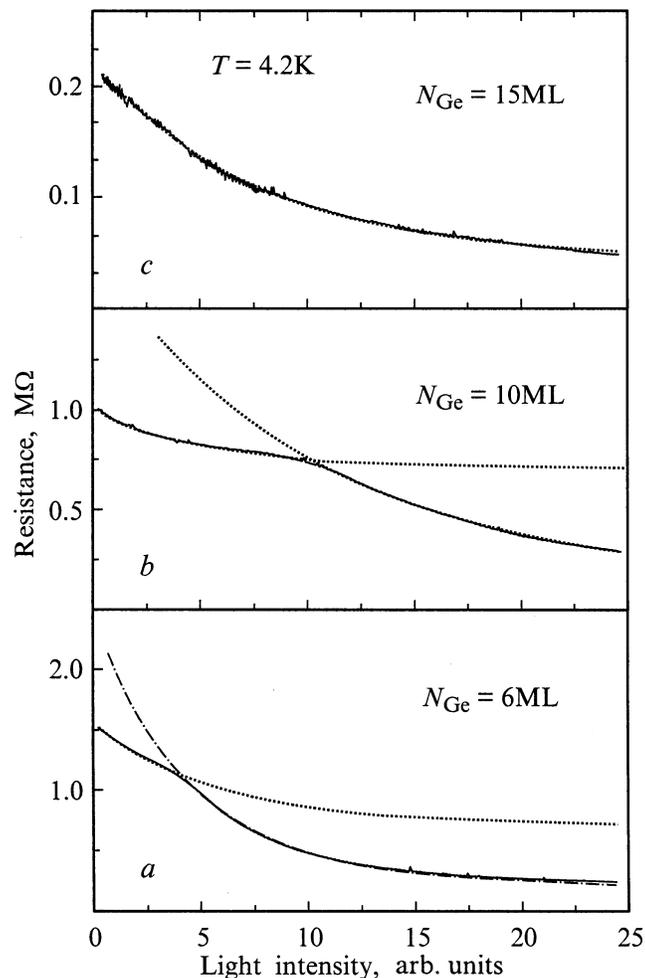


Рис. 1. Экспериментальные зависимости при $T = 4.2\text{K}$ сопротивления Si/Ge/Si-структур с различной номинальной толщиной слоя германия N_{Ge} , ML: *a* — 6, *b* — 10, *c* — 15 от интенсивности межзонного света. Величина тока, пропускаемого через структуры, равна, мкА: *a* — 8.7, *b* — 5.0, *c* — 3.6. Точками показаны расчетные кривые, полученные с использованием формулы (1), штрихами — с использованием формулы (2). Формулы приведены в тексте статьи.

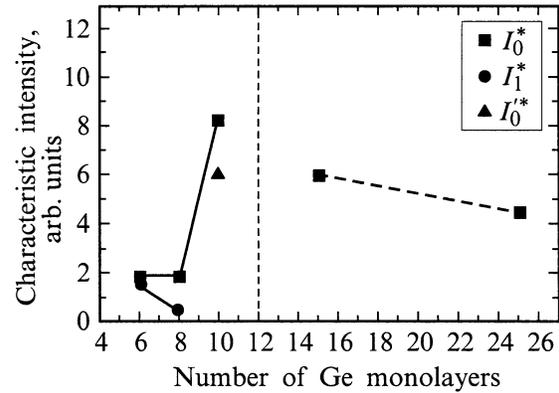


Рис. 2. Зависимость характерных интенсивностей света от числа монослоев германия в Si/Ge/Si-структурах. Штриховая линия разделяет области напряженных и ненапряженных структур.

экспоненциальный вид

$$R = \Delta R_1 \exp\left[-(I/I_1)^{1/2}\right] + R_{1\infty}, \quad (2)$$

как это видно из рис. 1, *a* для структуры с $N_{\text{Ge}} = 6$ ML. В структуре с $N_{\text{Ge}} = 10$ ML оба участка зависимости $R(I)$ (см. рис. 1, *b*) описываются одинаковым выражением (1), но с различными характерными интенсивностями (I_0 и I_0') и различными значениями R_∞ .

В структурах с $N_{\text{Ge}} \leq 4$ ML, в которых самоорганизующиеся QD еще не образуются, в широком диапазоне интенсивности света наблюдалась обратно пропорциональная зависимость сопротивления от интенсивности света. Такая зависимость свидетельствует о зонном механизме проводимости, когда концентрация неравновесных носителей заряда пропорциональна интенсивности света.

На рис. 2 показаны зависимости величин I_0^* и I_1^* от номинальной толщины слоя германия N_{Ge} , задающей размер германиевых QD. Значения I_0^* и I_1^* были получены из соответствующих значений I_0 и I_1 при аппроксимации величины тока, пропускаемого через структуры, к нулю. Этим самым исключается влияние электрического поля на неравновесную проводимость структур и процессы туннелирования, рассматриваемые в отдельной работе. Из рис. 2 видно, что для напряженных структур с 10 ML величина I_0^* примерно в 4 раза больше, чем в структурах с 6 и 8 ML, величина I_1^* уменьшается почти в 3 раза при увеличении N_{Ge} с 6 до 8 ML. На рисунке также приведено значение величины I_0^* для структуры $N_{\text{Ge}} = 10$ ML, которое примерно на порядок превышает значение I_1^* для $N_{\text{Ge}} = 8$ ML. В ненапряженных структурах, как видно из рис. 2, величина I_0^* незначительно уменьшается при увеличении N_{Ge} .

Обсуждение результатов

На рис. 3 приведен схематичный фрагмент структуры с квантовыми точками в плоскости их формирования (рис. 3, *a*) и зонные диаграммы для двух сечений струк-

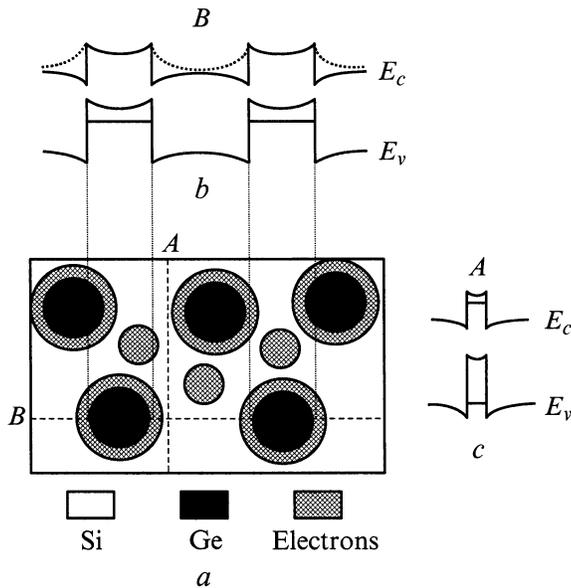


Рис. 3. *a* — схематическое изображение локализованных состояний электронов напряженной Si/Ge/Si-структуры с германиевыми квантовыми точками; *b* — энергетическая диаграмма структуры вдоль сечения *B*, проходящего через две соседние квантовые точки германия; *c* — зонная диаграмма структуры поперек сечения *A*, не проходящего через квантовые точки.

туры — *A* и *B*. Зонная диаграмма структуры поперек сечения *A*, не проходящего через QD, представлена на рис. 3, *c*. Из рисунка видно, что смачивающий слой германия является квантовой ямой для дырок и барьером для электронов. Генерированные светом носители заряда разделяются в пространстве: дырки локализуются в слое германия, а электроны из-за кулоновского притяжения к дыркам локализуются около него. В результате вблизи слоя германия образуется квазидвумерный слой неравновесных электронов. На рис. 3, *b* приведена энергетическая диаграмма структуры вдоль сечения *B*, проходящего через две соседние QD. В силу больших размеров QD по сравнению с толщиной смачивающего слоя германия, основной энергетический уровень дырок в QD находится глубже, чем уровень дырок в двумерной германиевой квантовой яме, поэтому дырки захватываются на уровне QD и не участвуют в зонной проводимости. В результате кулоновского взаимодействия неравновесных электронов с локализованными в QD дырками образуется связанное на QD состояние электрона (локализация типа I). Такое состояние можно рассматривать как экситон, связанный на QD, или как "искусственный" донор. Кроме того, в напряженных структурах электроны могут локализоваться в областях между QD (локализация типа II) [16], где они ограничены энергетическими барьерами. Эти барьеры образуются из-за деформации кремниевой матрицы, которая сжимается вблизи германиевых QD. Величина деформации решетки кремния вдоль плоскости структуры уменьшается при удалении от QD вследствие увеличения объема деформированного кремния. Если эта деформация спадает на расстоянии, сравнимом с

расстоянием между соседними QD, то край зоны проводимости кремниевой матрицы испытывает планарную модуляцию с минимумами, расположенными между QD (см. рис. 3, *a*). Между соседними QD потенциальные барьеры, вызванные деформацией, имеют седловую форму, вероятный вид которой показан на рис. 3, *b* пунктирной кривой. Отметим, что деформационный потенциал вокруг QD выталкивает локализованные состояния типа I в непрерывный спектр. Аналогичные локализованные состояния между соседними QD могут образовываться и для дырок. Точный расчет энергетического спектра Si/Ge/Si-структур, содержащих QD, с учетом упругих деформаций матрицы кремния, насколько нам известно, до настоящего времени не проведен. Недавно проведенные расчеты для GaAs/InAs/GaAs-структур с InAs QD [18] показывают, что характерный размер релаксации упругих напряжений вокруг QD в этих структурах сравним с размерами QD. На рис. 3, *a* схематично показаны оба типа локализованных состояний для неравновесных электронов в плоскости формирования QD.

В структурах с $N_{\text{Ge}} > 12$ ML происходит релаксация упругих напряжений и локализованные состояния типа II исчезают. Такие состояния появляются вновь при $N_{\text{Ge}} \geq 15$ ML в результате ограничения движения электронов в зоне проводимости матрицы кремния непосредственно Si/Ge-гетерограницами из-за смыкания оснований QD [5]. При этом локализованные состояния типа I не образуются из-за исчезновения замкнутой электронной орбиты вокруг QD.

Мы полагаем, что наблюдаемая экспоненциальная зависимость сопротивления структур с QD от интенсивности межзонного света объясняется в рамках модели прыжковой проводимости неравновесных электронов по неупорядоченным локализованным состояниям, описанным выше. Проводимость по состояниям типа I аналогична прыжковой проводимости по примесным состояниям, при этом концентрацию этих состояний мы задаем интенсивностью света. Зависимость удельного сопротивления структур при прыжковом механизме проводимости от концентрации локализованных состояний в двумерном случае имеет вид [19]

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ \beta / \left[r(N)^{1/2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где N — концентрация QD, равная $N = N_0 + \Delta N$, где N_0 — концентрация QD, заполненных равновесными носителями заряда, ΔN — концентрация QD, заполненных неравновесными электронами, r — радиус локализованного состояния электрона; $\beta = 2.39$ согласно теории протекания для двумерного случая. Концентрация ΔN в случае линейной рекомбинации неравновесных носителей заряда равна $\Delta N = \tau I$, где τ — время жизни неравновесных носителей заряда. При малых интенсивностях света, когда выполняется условие $\Delta N \ll N_0$, формула (3) преобразуется к зависимости вида (1). Как известно [20],

рекомбинация носителей заряда на ловушках, в качестве которых в данном случае выступают QD, носит линейный характер независимо от интенсивности межзонного света. Следовательно, первый участок зависимости $R(I)$ для напряженных структур (рис. 2), который описывается выражением (1), обусловлен прыжковой проводимостью электронов по локализованным состояниям типа I. Мы полагаем, что дырочная прыжковая проводимость между QD мала по сравнению с электронной, поскольку вероятность прыжка между соседними QD зависит от радиуса локализации носителя, а область локализации дырок, определяемая размером QD, меньше, чем размер области локализации электронов вокруг QD.

Проводимость по локализованным состояниям типа II, так же как и в континуальной задаче теории протекания [19], становится возможной при достижении квазиуровнем Ферми неравновесных электронов μ_F зонного уровня протекания ε_3 и описывается формулой типа

$$\rho = \rho_0 \exp\{(\varepsilon_3 - \mu_F)/kT\}, \quad (4)$$

где kT — тепловая энергия электронов, $\mu_F = N/D$, здесь D — двумерная плотность состояний типа II. Отсюда следует выражение (1) в случае линейной рекомбинации носителей заряда и выражение (2) для квадратичной рекомбинации, когда $\Delta N = (I/\gamma)^{1/2}$, здесь γ — коэффициент квадратичной рекомбинации [20]. Тогда второй участок зависимости $R(I)$ для напряженных структур с QD малого размера ($N_{Ge} = 6$ и 8 ML) описывается выражением (2) и отвечает проводимости по локализованным состояниям типа II неравновесных носителей заряда, для которых характерна квадратичная рекомбинация. В этом случае межзонная рекомбинация носителей заряда происходит в относительно больших областях матрицы кремния, ограниченных седловыми барьерами малой высоты. Из-за рассеяния квазиимпульса носителей заряда на QD, оптические переходы являются прямыми [16].

Таким образом, сложный вид экспериментальной кривой $R(I)$ для напряженных структур обусловлен наличием в них двух типов локализованных состояний, по которым осуществляется прыжковая проводимость электронов. Суммарное сопротивление таких структур складывается из двух параллельных сеток сопротивлений, сопротивления которых различным образом зависят от интенсивности света. В ненапряженных структурах зависимость $R(I)$ состоит из одного участка, который соответствует прыжковой проводимости электронов по локализованным состояниям типа II.

Смысл характерной величины I_0^* заключается в том, что это такая интенсивность света, при которой соседние локализованные состояния типа I в напряженных структурах заселены электронами. Дальнейшее увеличение интенсивности света не влияет на концентрацию заполненных локализованных состояний, которая не может быть больше концентрации N_{Ge} , а приводит к образованию многозарядных центров на QD. Зная концентрацию

QD, можно из выражения $N_{QD} = \tau I_0^*$ оценить время жизни неравновесных носителей заряда, локализованных в состояниях типа I. Значения времени жизни для таких носителей заряда в структурах с N_{Ge} , равными 6, 8 и 10 ML, составляют 10^{-4} , 10^{-4} и $3 \cdot 10^{-5}$ с соответственно. Полученное значение времени жизни неравновесных носителей заряда в структуре с $N_{Ge} = 6$ ML существенно больше значения $\tau_1 = 3.9 \cdot 10^{-6}$ с, полученного в работе [16] из измерений кинетики затухания фотолуминесценции структуры с таким же значением N_{Ge} , но синтезированной при более высокой температуре роста. Это различие обусловлено тем, что QD в исследованных нами структурах имеют гораздо меньшие планарные размеры, чем QD в структурах, исследованных авторами работы [16]. Уменьшение времени жизни при увеличении N_{Ge} до 10 ML, по-видимому, связано с резким ростом деформационного потенциала вокруг QD, обусловленного изменением формы QD от hut-кластеров к dome-кластерам [1,7], происходящим в исследуемых нами структурах при увеличении N_{Ge} от 8 до 10 ML.

Физический смысл характерных интенсивностей света I_1^* , I_0^* в напряженных и I_0^* в ненапряженных структурах состоит в том, что при этой интенсивности света квазиуровень Ферми электронов достигает уровня протекания. Определение уровня протекания из данных измерений затруднено в виду неопределенности параметров D , γ , τ . Поведение характерных величин интенсивности света, описывающих локализованные состояния типа II (см. рис. 2), отражает качественную зависимость величины уровня протекания от N_{Ge} . При изменении N_{Ge} с 8 до 10 ML, как видно из рис. 2, наблюдается значительный рост характерной интенсивности света и изменение вида зависимости с (2) на (1), описывающей второй участок $R(I)$. Эти особенности мы связываем с изменением формы QD, приводящей к значительному росту амплитуды седлового барьера, разделяющего локализованные состояния типа II, т.е. к увеличению уровня протекания. Следствием этого является возникновение уровней размерного квантования состояний типа II (нуль-мерные ловушки), что и объясняет наблюдаемое изменение типа рекомбинации. Причина уменьшения величины I_1^* при увеличении N_{Ge} с 6 до 8 ML нам не ясна.

Сравнительно слабое изменение величины I_0^* , характерной для зависимости $R(I)$, описывающей проводимость по локализованным состояниям типа II при переходе от напряженной структуры с $N_{Ge} = 10$ ML к ненапряженной структуре с $N_{Ge} = 15$ ML (рис. 2), свидетельствует о близости величин уровней протекания в них, хотя природа седловых барьеров различна. При дальнейшем увеличении N_{Ge} с 15 до 25 ML уменьшение величины I_0^* связано с уменьшением размеров локализованных состояний типа II, приводящим к увеличению энергии размерного квантования для электронов и уменьшению числа уровней, находящихся ниже уровня протекания, величина которого, видимо, достигает насыщения.

Заключение

В работе исследовалось влияние стационарной межзонной засветки на планарное сопротивление Si/Ge/Si-структур, содержащих самоорганизующиеся квантовые точки германия. Обнаружено экспоненциальное уменьшение сопротивления структур при увеличении интенсивности межзонного света. В упругонапряженных структурах с малыми размерами квантовых точек наблюдаются два различных экспоненциальных участка зависимости, а в ненапряженных структурах с большими размерами квантовых точек — один. Полученные экспериментальные результаты объяснены в рамках модели прыжковой проводимости неравновесных электронов по локализованным состояниям двух типов. Состояния типа I образуются при заполнении квантовых точек германия неравновесными дырками, а состояния типа II локализованы между квантовыми точками. В напряженных структурах локализация типа II носителей заряда обусловлена потенциалом деформации матрицы кремния, а в ненапряженных структурах — барьерами гетерограниц Si/Ge смыкающихся островков германия. В напряженных структурах первый участок зависимости сопротивления структур от интенсивности света связан с изменением концентрации локализованных состояний типа I, а второй — с заполнением состояний типа II. При увеличении номинальной толщины слоя германия в напряженных структурах обнаружено резкое возрастание характерных интенсивностей света и изменение вида зависимости $R(I)$, обусловленные изменением формы островков германия. В ненапряженных структурах локализованные состояния типа I исчезают и наблюдаемая зависимость обусловлена заполнением неравновесными электронами только локализованных состояний типа II.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 97-02-18408.

Список литературы

- [1] Y.-W. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber, M.G. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1020 (1990).
- [2] R. Notzel. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1365 (1996).
- [3] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **6**, 2574 (1994).
- [4] G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel, E. Silveira, A. Zrenner, D. Meertens, W. Jager. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1521 (1996).
- [5] А.Б. Талочкин, В.А. Марков, С.П. Супрун, А.И. Никифоров. *Письма ЖЭТФ*, **64**, 203 (1996).
- [6] V.A. Markov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 736 (1997).
- [7] O.P. Pchelyakov, V.A. Markov, A.I. Nikiforov, L.V. Sokolov. *J. Thin Sol. Films*, **306**, 299 (1997).
- [8] А.И. Якимов, В.А. Марков, А.В. Двуреченский, О.П. Пчеляков. *Письма ЖЭТФ*, **63**, 423 (1996).
- [9] G. Capellini, L. Di Gaspare, F. Evangelisti, E. Palange. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 493 (1997).
- [10] Xun Wang, Zui-min Jiang, Hai-jun Zhu, Fang Lu, Daming Huang, Xiaohan Liu, Chang-wu Hu, Yifan Chen, Ziqiang Zhu, Takafumi Yao. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3543 (1997).
- [11] H. Sunamura, N. Usami, Y. Shiraki, S. Fukatsu. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3024 (1995).
- [12] D.J. Eaglesham, F.C. Unterwald, D.C. Jacobson. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 96 (1993).
- [13] H. Chen, W.G. Cheng, X.G. Xie, Q. Huang, J.M. Zhou. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 446 (1997).
- [14] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин, Н.Г. Калугин, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.В. Постников, X. Сейрингер. *Письма ЖЭТФ*, **67**, 46 (1998).
- [15] R. Apetz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 445 (1995).
- [16] S. Fukatsu, H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Komiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 258 (1997).
- [17] P.D. Persans, P.W. Deelman, K.L. Stokes, L.J. Schowalter, A. Byrne, T. Tundat. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 427 (1997).
- [18] A.D. Andreev, J.R. Downes, D.A. Faux, E.P. O'Reilly. *J. Appl. Phys.*, **86**, 297 (1999).
- [19] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [20] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoresistivity of Si/Ge/Si structures with germanium quantum dots

O.A. Shegai, K.S. Zhuravlev, V.A. Markov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract An exponential dependence of the resistivity of Si/Ge/Si structures with germanium quantum dots on the above band-gap light intensity has been observed at $T = 4.2\text{K}$. The dependence for strained structures comprises two different exponential curves, while a single exponential curve has been observed for non-strained ones. The experimental results are explained by the hopping conductivity of nonequilibrium charge carriers due to their localization at germanium quantum dots and between them in the strained structures, while the localization occurs only between germanium quantum dots in the non-strained structures.