

## Температурная зависимость времени электрон-фононного рассеяния носителей заряда в $p$ -Si/SiGe гетеропереходах

В. В. Андриевский, И. Б. Беркутов, Ю. Ф. Комник

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина 47  
E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua*

О. А. Миронов, Т. Е. Волл

*Department of Physics, University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK*

Статья поступила в редакцию 10 мая 2000 г., после переработки 18 июля 2000 г.

В гетеропереходе Si/Si<sub>0,64</sub>Ge<sub>0,36</sub> с дырочным типом проводимости реализован эффект электронного перегрева. Из анализа затухания амплитуд осцилляций Шубникова—де Гааза при изменении температуры и приложенного электрического поля найдена температурная зависимость времени электрон-фононной релаксации:  $\tau_{\text{eph}} = 10^{-8}T^{-2}$  с.

У гетеропереході Si/Si<sub>0,64</sub>Ge<sub>0,36</sub> з дірковим типом провідності було реалізовано ефект електронного перегріву. З аналізу загасання амплітуд осциляцій Шубнікова—де Гааза при зміні температури та прикладеного електричного поля було знайдено температурну залежність часу електрон-фононної релаксації:  $\tau_{\text{eph}} = 10^{-8}T^{-2}$  с.

PACS: 72.20.Mу, 72.20.Ht

Свойства двумерных электронных систем (инверсионные слои, дельта-слои, гетеропереходы и квантовые ямы) своеобразны, поскольку, с одной стороны, носители заряда в них обладают двумерностью движения, а, с другой стороны, это двумерное состояние реализуется в массивной матрице полупроводника, т.е. фононы, взаимодействующие с носителями, являются трехмерными. Информацию об электрон-фононном взаимодействии в инверсионных слоях, дельта-слоях и гетеропереходах при низких температурах ( $\sim 1$  К) нельзя получить из поведения квантовых поправок к проводимости, связанных с эффектами слабой локализации и взаимодействия электронов (см., например, [1–7]), поскольку при таких температурах среди неупругих процессов релаксации доминирует электрон-электронное рассеяние.

Время электрон-фононного взаимодействия  $\tau_{\text{eph}}$  можно определить при исследовании эффекта электронного перегрева [8]. В эффекте электронного перегрева температура электронов  $T_e$

повышается относительно температуры фононов  $T_{\text{ph}}$  под действием сильного электрического поля (тока) или других «греющих» фононов. Передача избыточной энергии от электронной к фононной системе, даже в условиях сильного упругого рассеяния, контролируется временем  $\tau_{\text{eph}}$ . Поэтому экспериментально задача определения  $\tau_{\text{eph}}$  сводится к нахождению величины перегрева электронного газа  $\Delta T_e = (T_e - T_{\text{ph}})$  в условиях протекания сильного тока. Для реализации эффекта электронного перегрева необходимо обеспечить свободный уход фононов из проводящего слоя в окружающий кристалл (т.е. хорошую акустическую связь проводящего слоя и кристалла). Для инверсионных слоев, дельта-слоев и гетероструктур это требование заведомо выполнено.

Анализ эффекта электронного перегрева с помощью осцилляций Шубникова—де Гааза (ШдГ) ранее был осуществлен в инверсионных слоях на Si [9,10] и гетероструктурах Si/Si<sub>0,7</sub>Ge<sub>0,3</sub> с электронным типом проводимости [11]. В этих работах по убыванию амплитуды осцилляций с ростом

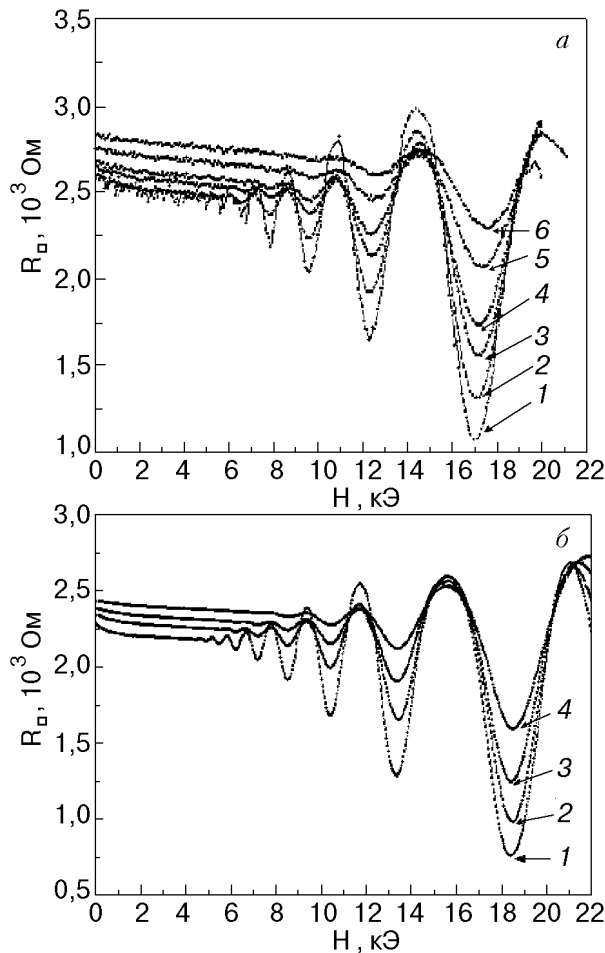


Рис. 1. Осцилляции Шубникова–де Гааза при различных температурах  $T$ , К: 0,334 (1); 0,619 (2); 0,834 (3); 0,984 (4); 1,281 (5) и 1,514 (6) (а) и токах, нА: 100 (1); 1000 (2); 1790 (3); и 3000(4) (б).

приложенного электрического поля найдена связь между электронной температурой и скоростью потерь избыточной энергии электронов; в [11] найдена зависимость времени энергетических потерь от температуры перегрева и сделан вывод, что основным каналом потери энергии электронов является эмиссия акустических фононов.

В настоящей работе реализован эффект электронного перегрева в гетеропереходах  $\text{Si}/\text{Si}_{0,64}\text{Ge}_{0,36}$  с имплантированным бором, что привело к дырочному типу проводимости. Образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии\*. Проводящая область имела ширину 0,55 мм, расстояние между потенциальными контактами 2,25 мм. Концентрация подвижных носителей заряда  $n$  составляла  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , холловская подвижность носителей  $\sim 12000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Изученные гетеропереходы проявляли при низких температурах (0,35–2 К) хорошо выра-

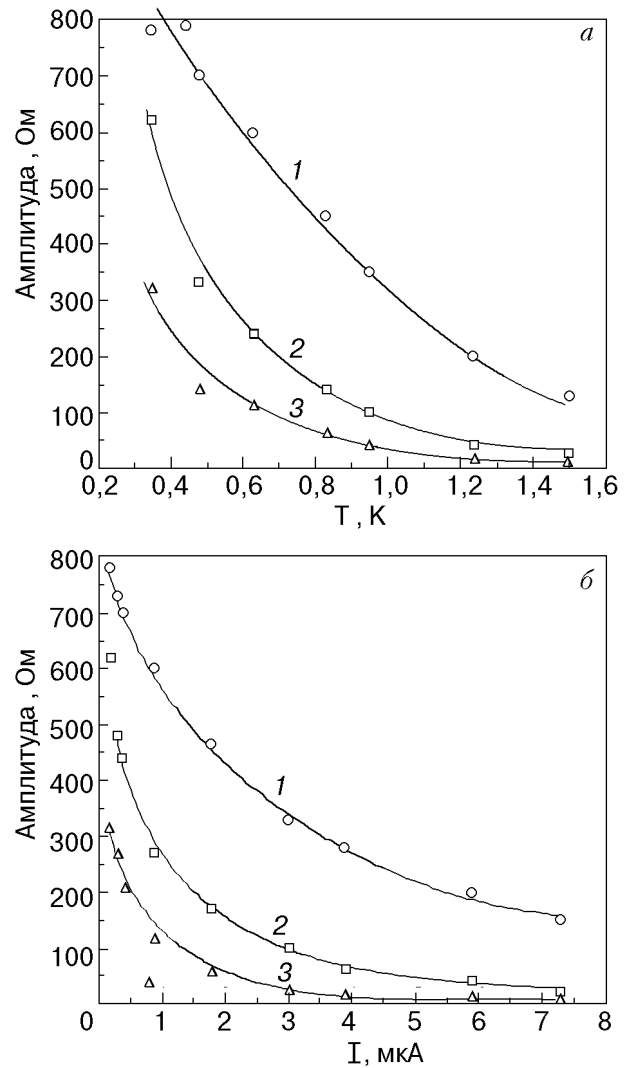


Рис. 2. Изменение амплитуды осцилляций ШДГ с квантовыми номерами  $\nu = 5$  (1), 6 (2) и 7 (3) при изменении температуры (а) и тока (б).

женные осцилляции ШДГ (рис. 1). При повышении температуры, а также с ростом протекающего тока амплитуда осцилляций ШДГ, естественно, убывала. Температуру электронов  $T_e$  в условиях протекания сильных токов можно определить из сравнения изменения амплитуды осцилляций ШДГ под влиянием тока с их изменением под влиянием температуры. Такой анализ осуществлен нами для трех экстремумов в области магнитных полей 8–14 кЭ. На рис. 2 показано изменение амплитуды осцилляций ШДГ с квантовыми номерами  $\nu = 5, 6, 7$  при изменении температуры и тока. Сравнение этих зависимостей позволяет найти  $T_e$  при каждом заданном значении тока.

Расчет  $\tau_{eph}$  на основании данных для эффекта электронного перегрева может быть осуществлен

\* Образцы изготовлены в Advanced Semiconductors Group, University of Warwick, Coventry, UK.

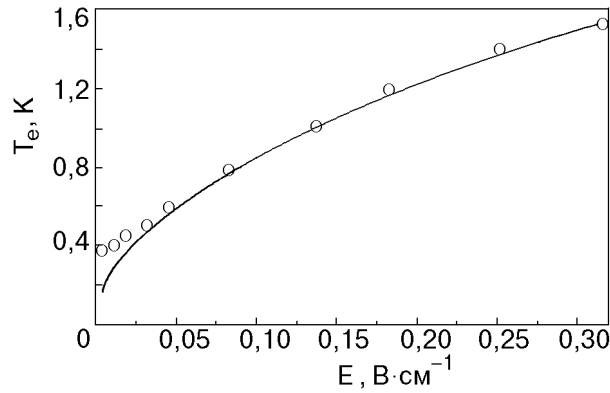


Рис. 3. Зависимость электронной температуры  $T_e$  от приложенного электрического поля  $E$  (точки) и аппроксимирующая функция  $T_e \propto E^{1/2}$  (сплошная кривая).

с помощью уравнения теплового баланса, предполагающего равенство выделяемой в единице объема электрической мощности  $P = E^2\sigma$  и количества энергии, передаваемой электронами решетке в единицу времени:

$$E^2\sigma = \int_{T_{ph}}^{T_e} \frac{C_e(T) dT}{\tau_{eph}(T)}. \quad (1)$$

Если предположить, что  $\tau_{eph}^{-1} = \alpha T^p$ , а электронная теплоемкость  $C_e(T) = \gamma T$ , то из (1) следует [12], что

$$E^2\sigma = \frac{\alpha\gamma}{p+2} (T_e^{p+2} - T_{ph}^{p+2}). \quad (2)$$

В условиях  $T_e \gg T_{ph}$  должна наблюдаться зависимость  $T_e \propto E^{2/(p+2)}$ . На рис. 3 представлена полученная зависимость  $T_e$  от приложенного электрического поля  $E$  (точки), а также зависимость  $T_e \propto E^{1/2}$  (сплошная кривая), достаточно хорошо аппроксимирующая экспериментальные данные (исключая точки при малых  $E$ , для которых не выполняется условие  $T_e \gg T_{ph}$ ). Следовательно, можно сделать предварительный вывод о том, что показатель степени  $p$  для  $\tau_{eph}^{-1} = \alpha T^p$  равен 2.

Мы предприняли попытку найти зависимость  $\tau_{eph}(T)$  непосредственно из приведенных выше экспериментальных данных. Примем, что в стационарном состоянии  $\tau_{eph}$  в (1) соответствует некоторой температуре  $T_{eph}$ , характеризующей электрон-фононное взаимодействие в условиях электронного перегрева. Тогда из (1) получаем

$$E^2\sigma = (T_e - T_{ph}) \frac{T_e + T_{ph}}{2} \frac{\gamma}{\tau_{eph}(T_{eph})}. \quad (3)$$

Для  $T_{eph} = (T_e + T_{ph})/2$  из (3) следует соотношение, впервые приведенное в [13]:

$$T_e - T_{ph} = \frac{E^2\sigma}{\gamma T_{eph}} \tau_{eph}(T_{eph}). \quad (4)$$

Поскольку для исследуемых объектов величина  $\gamma$  неизвестна, следует перейти к соотношению [14]

$$(kT_e)^2 = (kT_{ph})^2 + \frac{6}{\pi^2} (eE)^2 D \tau_{eph}, \quad (5)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии электронов;  $E$  — напряженность электрического поля, приводящего к разогреву электронов. Это соотношение получается из выражения (4), в котором электронная теплоемкость и проводимость записаны через плотность состояний  $\nu_{ds}$ :  $C_e = (\pi^2/3)k^2\nu_{ds}T$  и  $\sigma = e^2\nu_{ds}D$ . Для двумерных электронов  $\nu_{ds} = m^*/(\pi\hbar^2)$ ,  $D = 1/2 v_F^2\tau$ , а фермиевская скорость  $v_F = (\hbar/m^*) (2\pi n)^{1/2}$ . Время упругого рассеяния можно определить на формуле  $R_{\square}^{-1} = ne^2\tau/m^*$ .

Для эффективной массы принято значение  $m^* = 0,242m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), полученное из анализа осцилляций ШдГ. Напряженность электрического поля в проводящем канале длиной  $L$  и шириной  $a$  может быть найдена из значений тока  $I$  и сопротивления на «квадрат»  $R_{\square}$ :  $E = IR/L = IR_{\square}/a$  (так как  $R = R_{\square}L/a$ ). В качестве  $T_{ph}$  следует взять температуру кристалла (в данном случае  $T_{ph} = 0,37$  К).

На основании расчетов по (5) получена температурная зависимость  $\tau_{eph}$  (рис. 4). Мы приняли, как и в [15,16], что  $T_{eph} = 1/2 (T_{ph} + T_e)$ . Приведенная на рис. 4 зависимость  $\tau_{eph}(T)$  при температурах выше  $\sim 0,4$  К может быть аппроксимирована степенной функцией  $\tau_{eph} = 10^{-8} \cdot T^{-p}$ , где  $p \approx 2$ .

Обсудим возможные причины появления зависимости  $\tau_{eph}^{-1} \propto T^2$ . Для трехмерных проводников в «чистом» пределе должна выполняться зависимость  $\tau_{eph}^{-1} \propto T^3$  [17,18], а при сильном разупорядочении, в «грязном» пределе, теория предсказывает ослабление электрон-фононного взаимодействия и появление зависимости  $\tau_{eph}^{-1} \propto lT^4$ , где  $l$  — длина свободного пробега электронов [17,19,20] (переход от «чистого» к «грязному»

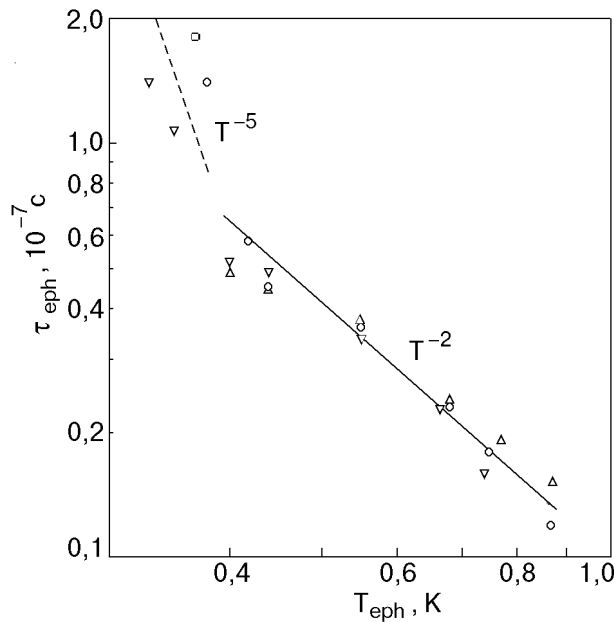


Рис. 4. Температурная зависимость времени электрон-фононной релаксации  $\tau_{\text{eph}}$ , найденная из уменьшения амплитуды осцилляций ШдГ с квантовыми номерами  $v = 5$  ( $\Delta$ ),  $6$  ( $\nabla$ ) и  $7$  ( $\circ$ ) под влиянием тока.

пределу соответствует переходу от неравенства  $q_{\text{ph}}l > 1$  к неравенству  $q_{\text{ph}}l < 1$ , что в последнем случае означает, что длина свободного пробега электронов оказывается меньше длины волны теплового фонона  $\lambda_{\text{ph}} = 2\pi/q_{\text{ph}} = 2\pi\hbar s/kT$ , где  $q_{\text{ph}}$  — волновой вектор фонона;  $s$  — скорость фонона).

Полученная нами зависимость  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$  весьма часто наблюдалась для тонких пленок при анализе поведения квантовых поправок к проводимости, связанных с эффектами слабой локализации и взаимодействия электронов (см., например, [16,21–25]), или при анализе экспериментов по электронному перегреву (см., например, [15,26–29]). Появление такого вида зависимости для пленок можно объяснить модификацией фононного спектра в тонких пленках. Поясним это утверждение. Время  $\tau_{\text{eph}}$  определяется функцией Элиашберга  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$  в области частот, соответствующих энергии тепловых фононов [30]:

$$\tau_{\text{eph}}^{-1} = 4\pi \int d\omega \frac{\alpha^2(\omega)F(\omega)}{\text{sh}(\hbar\omega/kT)}. \quad (6)$$

Для квантованного фононного спектра плотность состояний линейно зависит от  $\omega$ , т.е.  $F(\omega) \propto \omega$ . В этом случае (с учетом слабой зависимости  $\alpha$  от  $\omega$ ) оказывается, что  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$ . Аналогичный результат получен при рассмотрении возможности существования в системе пленка—подложка сдвиговых волн (типа волн Лява) с необычным законом

дисперсии  $\omega \propto q^{1/2}$  [31]. Можно указать также работы [12,32], в которых в случае двумерного фононного спектра в «грязном» пределе получена зависимость  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto lT^3$ . Соответственно в «чистом» пределе следует ожидать появления зависимости  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$ . Однако эти варианты объяснения зависимости  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$  не могут быть непосредственно применены к изучавшимся нами гетероструктурам, поскольку в них двумерность присуща электронной системе, а фононы остаются трехмерными.

Полученная зависимость  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$  связана, на наш взгляд, именно с двумерностью электронной системы. В гетеропереходах в результате разрыва зон на гетерогранице и появления внутренних электрических полей формируется потенциальная яма (в первом приближении — треугольной формы), в которой движение электронов (или дырок) поперек ямы (вдоль оси  $z$ ) квантуется, а в плоскости границы  $xy$  остается свободным. Электроны занимают уровни (подзоны) размерного квантования и описываются законом дисперсии

$$\varepsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + \varepsilon_i. \quad (7)$$

При низких температурах поглощение или испускание фононов сопровождается изменением компонент импульса электрона  $p_x, p_y$ . При высоких температурах возможны межподзонные переходы. Согласно [33], при  $kT > kT_2 = \sqrt{8ms^2W}$  (где  $W = \pi^2\hbar^2/(2md^2)$  — по порядку величины энергия основного состояния размерного квантования;  $s$  — скорость звука;  $d$  — характерная ширина ямы) процессы электрон-фононного рассеяния являются квазиупругими и характеризуются зависимостью  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T$ . Оценка  $T_2$  для наших объектов (для  $s = 9 \cdot 10^5$  см·с<sup>-1</sup> [34],  $d \sim 100$  Å) дает значение  $\sim 40$  К. При низких температурах ( $T < T_2$ ) возможна ситуация, когда волновой импульс теплового фонона  $q_T = kT/(\hbar s)$  достаточен для изменения волнового вектора электрона на максимальную величину  $2k_F$ , либо при более низких температурах оказывается  $q_T < 2k_F$  и возможно лишь малоугловое рассеяние электронов. Температура  $T_1$ , разделяющая эти области, отвечает условию  $q_T = 2k_F$ . В области частичной неупругости ( $T > T_1$ ) электрон при взаимодействии полностью изменяет свой импульс и поглощает (испускает) фонон с волновым вектором, преимущественно перпендикулярным границе. Из закона

сохранения суммарного импульса и энергии для двумерной электронной системы следует зависимость  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$  [33]. В области малоуглового рассеяния ( $T < T_1$ ) волновой вектор фонона, участвующего во взаимодействии, произволен по направлению и ограничен по величине температурой. Рассеяние в этом случае подобно малоугловому рассеянию в трехмерном металле и описывается зависимостью  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^5$  [33,35].

Найденная нами зависимость  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^2$  отвечает области частичной неупругости  $T > T_1$ . На рис. 4 можно заметить тенденцию к переходу зависимости  $\tau_{\text{eph}}(T)$  при  $T < 0,4$  К к более крутой. Для наглядности на рис. 4 проведена пунктирная прямая для зависимости  $\tau_{\text{eph}}^{-1} \propto T^5$ . Таким образом, полученные экспериментальные результаты достаточно успешно описываются концепцией, развитой для электрон-фононной релаксации двумерных носителей заряда [33]. Между тем численные оценки характерной температуры  $T_1$  перехода от зависимости  $\tau_{\text{eph}} \propto T^2$  к  $\tau_{\text{eph}} \propto T^5$  оказались не вполне однозначными. Так, найденное из условия  $q_T = 2k_F$  для  $T_1 \sim 0,4$  К значение  $k_F = 0,04 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  оказалось существенно меньше, чем значение волнового вектора, определенное по известному соотношению для двумерной электронной системы:  $k_F = (2\pi n)^{1/2}$ . В последнем случае получено  $k_F = 1,12 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Это расхождение, возможно, связано с тем, что полная концентрация носителей заряда распределяется между подзонами размерного квантования, и при низких температурах в процессах электрон-фононной релаксации существенной оказывается подзона с малым заполнением. Полученные нами численные значения  $\tau_{\text{eph}}$  ( $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с при  $T_{\text{eph}}$  в интервале 0,37–1 К) представляются вполне разумными.

Авторы благодарны С. Р. Parry, Р. J. Phillips, Т. J. Grasby за приготовление образцов методом молекулярно-лучевой эпитаксии и М. Миронову за участие в измерениях.

1. Y. Kavaguchi and S. Kawaji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 699 (1980).
2. M. J. Uren, R. A. Davies, M. Kaveh, and M. Pepper, *J. Phys.* **C14**, 5737 (1981).
3. D. J. Bichop, R. C. Dynes, and D. C. Tsui, *Phys. Rev.* **B26**, 773 (1982).
4. M. Asche, K. J. Friedland, P. Kleinert, and H. Kostial, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 923 (1992).
5. N. L. Mathey, T. E. Whall, R. A. Kubiak, and M. J. Kearney, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 604 (1992).
6. Вит. Б. Красовицкий, О. Н. Макаровский, О. А. Мионов, Т. Волл, Н. Мэтью, *ФНТ* **21**, 833 (1995).
7. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, О. А. Мионов, Ч. Дж. Эмилиус, Т. Э. Волл, *ФНТ* **22**, 1174 (1996).

8. V. A. Shklovskii, *J. Low Temp. Phys.* **41**, 375 (1980).
9. T. Neugebauer and G. Landwehr, *Phys. Rev.* **B21**, 702 (1980).
10. J. Lutz, F. Kuchar, K. Ismail, H. Nickel, and W. Schlapp, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 399 (1993).
11. G. Stöger, G. Brunthaler, G. Bauer, K. Ismail, B. S. Meyerson, J. Lutz, and F. Kuchar, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 765 (1994).
12. P. M. Echternach, M. R. Thoman, C. M. Gould, and H. M. Bozler, *Phys. Rev.* **B46**, 10339 (1992).
13. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 718 (1979).
14. S. Hershfield and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **B34**, 2147 (1986).
15. S. I. Dorozhkin, F. Lell, and W. Schoepe, *Solid State Commun.* **60**, 245 (1986).
16. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* **19**, 410 (1993).
17. J. Rammer and A. Schmid, *Phys. Rev.* **B34**, 1352 (1986).
18. M. Yu. Reizer, *Phys. Rev.* **B40**, 5411 (1989).
19. A. Schmid, *Z. Phys.* **259**, 421 (1973).
20. М. Ю. Рейзер, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **90**, 1056 (1986).
21. М. Е. Гершензон, В. Н. Губанков, Ю. Е. Журавлев, *ЖЭТФ* **85**, 287 (1983).
22. R. P. Peters and G. Bergman, *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 3478 (1985).
23. R. Rosenbaum, M. Ben-Shlomo, S. Goldsmith, and R. L. Vohmax, *Phys. Rev.* **B39**, 10009 (1989).
24. G. Dumpich and A. Carl, *Phys. Rev.* **B43**, 12074 (1991).
25. Б. И. Белевцев, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **21**, 839 (1995).
26. С. И. Дорожкин, В. Т. Долгополов, *Письма в ЖЭТФ* **36**, 15 (1982).
27. C. G. Smith, and M. N. Wybourne, *Solid State Commun.* **57**, 411 (1986).
28. G. Bergman, Wei Wei, Yao Zou, and R. M. Mueller, *Phys. Rev.* **B41**, 7386 (1990).
29. Е. М. Гершензон, М. Е. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. М. Люлькин, А. Д. Семенов, А. В. Сергеев, *ЖЭТФ* **97**, 901 (1990).
30. B. Keck and A. Schmid, *J. Low Temp. Phys.* **24**, 611 (1976).
31. Е. С. Сыркин, Ю. Ф. Комник, Е. Ю. Беляев, *ФНТ* **22**, 107 (1996).
32. D. Belitz and S. Das Sarma, *Phys. Rev.* **B36**, 7701 (1987).
33. В. Карпус, *ФТП* **20**, 12 (1986); *ФТП* **21**, 1949 (1987); *ФТП* **22**, 439 (1988).
34. *Акустические кристаллы* М. П. Шаскольская (ред.), Наука, Москва (1982).
35. P. J. Price, *Solid State Commun.* **51**, 607 (1984).

#### Temperature dependence of electron-phonon relaxation time of charge carriers in $p$ -Si/SiGe heterojunctions

V. V. Andrievskii, I. B. Berkutov, Yu. F. Komnik, O. A. Mironov, and T. E. Whall

The effect of the electronic overheating in the Si/Si<sub>0,64</sub>Ge<sub>0,36</sub> heterostructure with the hole type conductivity was realized. The temperature dependence of electron-phonon relaxation time was found using the analysis of the dependence of amplitude attenuation of Shubnikov–de Haas oscillations on temperature and applied electrical field.