

Эффекты квантовой интерференции в дельта-слоях бора в кремнии

Вит. Б. Красовицкий, Ю. Ф. Комник

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

М. Миронов, Т. Е. Волл

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

Статья поступила в редакцию 6 апреля 2000 г.

Исследовано поведение проводимости при изменении температуры (в интервале 1,5–40 К) и напряженности магнитного поля (до 20 кЭ) для серии образцов с δ (В)-слоем в Si с концентрацией дырок в проводящем δ -слое $2,5 \cdot 10^{13}$ – $2,2 \cdot 10^{14}$ см⁻². Показано, что эти зависимости успешно объясняются проявлением эффектов слабой локализации и взаимодействия подвижных носителей заряда (дырок) в двумерной электронной системе в условиях сильного спин-орбитального взаимодействия. Из анализа поведения квантовых поправок определена температурная зависимость времени фазовой релаксации носителей $\tau_\phi = AT^{-1}$, где $A \approx (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-12}$ К·с, рассматриваемая как проявление процессов междурыточного рассеяния, а также получены значения константы взаимодействия ($\lambda_T \approx 0,64$ – $0,73$).

Досліджено поведінку провідності при зміні температури (в інтервалі 1,5–40 К) та напруженості магнітного поля (до 20 кЕ) для серії зразків з δ (В)-шаром в Si з концентрацією дірок в провідному δ -шарі $2,5 \cdot 10^{13}$ – $2,2 \cdot 10^{14}$ см⁻². Показано, що ці залежності з успіхом пояснюються проявом ефектів слабкої локалізації і взаємодії рухливих носіїв заряду (дірок) в двовимірній електронній системі за умов сильної спин-орбітальної взаємодії. З аналізу поведінки квантових поправок визначено температурну залежність часу фазової релаксації носіїв $\tau_\phi = AT^{-1}$, де $A \approx (1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-12}$ К·с, яку розглядають як прояв процесів міждіркового розсіяння, а також одержано значення константи взаємодії ($\lambda_T \approx 0,64$ – $0,73$).

PACS: 72.20.My; 72.20.Fz

Введение

Одним из классов двумерных электронных систем являются дельта-слои в полупроводниках [1]. Они представляют собой структуры, в которых примесные атомы располагаются в одном монослое внутри чистого монокристалла полупроводника. Приготовление таких структур осуществляется обычно методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Заряд примесных атомов, расположенных в одной кристаллографической плоскости полупроводника, создает потенциальную яму для подвижных носителей заряда. Последние проявляют себя как двумерный электронный газ: в плоскости слоя электроны ведут себя как свободные, а в

перпендикулярном направлении существуют дискретные квантовые уровни (подзоны). Глубина потенциальной ямы, число и заполнение квантовых уровней определяется «поверхностной» концентрацией примесных атомов, т.е. плотностью двумерных (2D) электронов.

Интерес к δ -слоям, как чисто научный, так и прикладной, определяется тем, что в них возможно получение концентрации двумерных электронов в очень широких пределах, вплоть до самой высокой ($\sim 10^{14}$ – 10^{15} см⁻²). Однако величина подвижности в δ -слоях сравнительно низкая (уступает этому показателю в гетеропереходах), что обусловлено заметным вкладом упругого рассеяния носителей на примесных атомах, благодаря

которым и возникла потенциальная яма. Эта особенность, между тем, создает условия для проявления квантовых интерференционных явлений в δ -слоях (слабой локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия [2,3]). Изучение этих явлений, как известно, позволяет получить информацию о параметрах релаксации и взаимодействия электронов.

В настоящей работе изучены эффекты слабой локализации электронов (СЛ) и электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) в δ -слоях бора ($\delta(V)$) в кремнии. Подвижными носителями заряда в данном случае являются дырки, но для упрощения терминологии мы будем ниже условно называть их электронами. О получении $\delta(V)$ -слоев в Si впервые сообщено в работах [4,5]; в [6,7] продемонстрировано проявление эффектов СЛ и ЭЭВ в таких объектах. Представляет интерес изучение эффектов квантовой интерференции для серии образцов с различной концентрацией двумерных электронов.

Объекты исследования

Изучено поведение сопротивления и его магнитолевых зависимостей при различных температурах четырех образцов*, характеристики которых приведены в таблице. Концентрация носителей n в них изменяется на порядок (образцы A и C); концентрация $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ представлена двумя образцами $B-I$ и $B-II$, однако различаются времена упругого рассеяния в них. Согласно [6], представленные концентрации носителей соответствуют «металлической» области поведения электронных свойств $\delta(V)$ -слоев, поскольку переход металл-изолятор в таких системах происходит при концентрации $\leq 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Картину расположения подзон в потенциальной яме для соответствующих концентраций носителей можно получить из расчетных зависимостей $\epsilon(N_A)$, приведенных в [6], либо из оценок, которые можно сделать по теории [8] с помощью параметра $v = N_A a_B^2$, где N_A — концентрация акцепторных примесей в δ -слое; $a_B = \kappa \hbar / m e^2$ — эффективный боровский радиус, κ — диэлектрическая проницаемость решетки (для Si $\kappa = 11,4$ [9]). Полученные таким способом значения ϵ примерно совпадают с расчетными зависимостями в [6].

Квантовая интерференция приводит к появлению квантовых поправок к проводимости исследуемого объекта. Проводимость δ -слоя складыва-

Физические характеристики исследованных образцов

Образец	n , 10^{13} см^{-2}	R_{\square} , Ом (T_{\min})	τ , 10^{15} с	D , $\text{см}^2/\text{с}$	λ	F
A	2,53	7691 (13 К)	4,4	8,1	0,64	0,48
$B-I$	7,00	2497 (18 К)	4,9	25	0,73	0,36
$B-II$	7,15	1824 (7 К)	6,6	33,8	0,64	0,48
C	22,30	468 (20 К)	8,4	133	—	—

ется из проводимости занятых квантовых подзон. С ростом номера подзон парциальная концентрация носителей в подзонах убывает, но при этом растет парциальная подвижность (см. [1,10–12]). В итоге проводимость подзон оказывается примерно одинаковой. Если принять во внимание также заметное межподзонное рассеяние, присущее δ -слоям, то при описании таких интегральных характеристик, как полная проводимость δ -слоя и квантовые поправки к ней, можно использовать некоторый эффективный коэффициент диффузии D и другие усредненные характеристики в соответствии с формулами для двумерной электронной системы. В проводимости вклад тяжелых и легких дырок неразличим. Мы использовали усредненное значение (типа «омической» эффективной массы) $m = 0,24m_0$, которое получается при анализе температурного и магнитолевого изменения амплитуд осцилляций Шубникова-де Гааза для проводимости дырочных гетеропереходов в кремнии [13].

Экспериментальные результаты

Квантовые поправки определяют особенности температурного и магнитолевого изменения сопротивления изученных $\delta(V)$ -слоев в Si: при понижении температуры сопротивление проходит через минимум и далее ниже 10–5 К увеличивается (рис. 1, вставка), а положительное магнитосопротивление имеет характерный для эффекта СЛ функциональный вид и заметно уменьшается по амплитуде при повышении температуры (рис. 2). Мы провели анализ полученных зависимостей в соответствии с формулами для эффектов СЛ и ЭЭВ.

* Образцы изготовлены в Великобритании (Advanced Semiconductor Group, University of Warwick, Coventry)

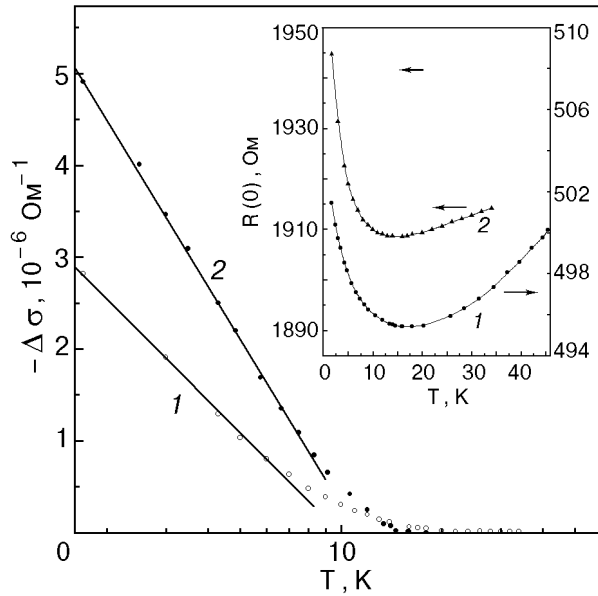


Рис. 1. Зависимости $-\Delta\sigma(T)$ и $R(T)$ в нулевом магнитном поле для образцов А (кривые 1) и В-1 (кривые 2).

Температурная зависимость квантовых поправок к проводимости описывается соотношением [3,14,15]

$$\Delta\sigma_T = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} a_T \ln T \tau; \quad (1)$$

$$a_T = \begin{cases} p + \lambda_T, & \tau_{so} > \tau_\phi, \\ -\frac{1}{2}p + \lambda_T, & \tau_{so} < \tau_\phi, \end{cases}$$

где τ — время упругой релаксации электронов; τ_ϕ — время сбоя фазы волновой функции электронов; τ_{so} — время спин-орбитального взаимодействия при упругом рассеянии электронов; λ_T — константа взаимодействия; p — показатель степени для зависимости $\tau_\phi^{-1} \propto T^p$. Переход от изменения сопротивления к поправкам к проводимости осуществляется в соответствии с формулой $-\Delta\sigma(T) = [R(T) - R(T_{\min})]/R(T)R_\Pi(T_{\min})$, где R_Π — сопротивление участка двумерного проводника квадратной формы.

Экспериментальные зависимости для образцов А, В-1 и В-11* хорошо спрямляются на кривых зависимости $-\Delta\sigma$ от $\ln T$ (рис. 1), и наблюдается это спрямление как при $H = 0$, так и в достаточно сильном магнитном поле (рис. 3). Причем с ростом поля наклон прямых $-\Delta\sigma(\ln T)$ увеличивается вследствие подавления вклада СЛ. Увеличение наклона прямых с ростом поля на рис. 3 свиде-

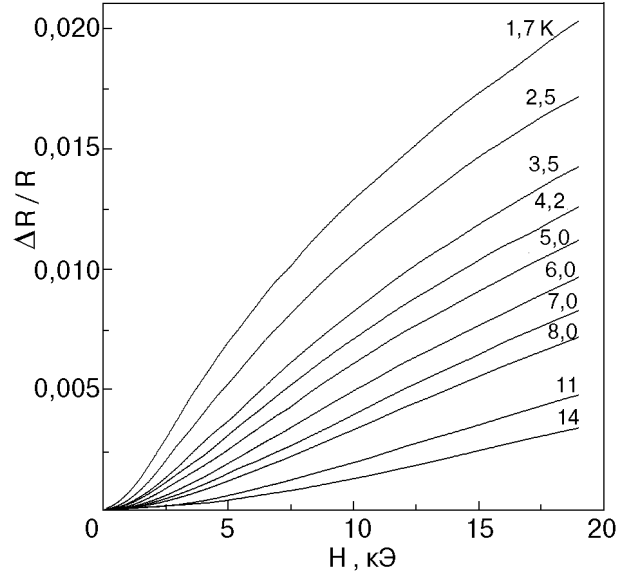


Рис. 2. Магнитолевые зависимости сопротивления образца В-11 при различных температурах.

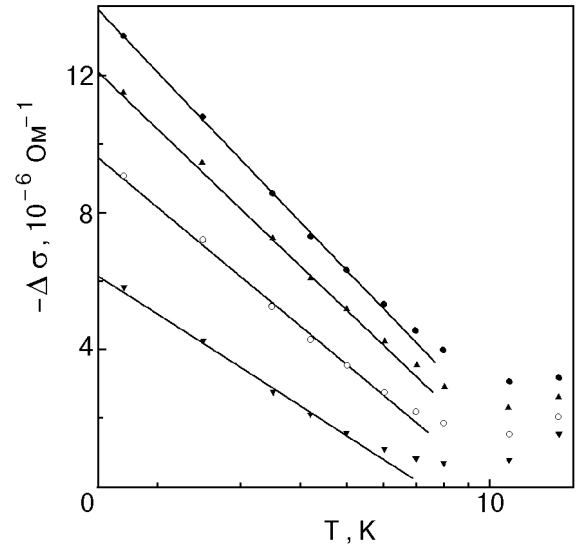


Рис. 3. Зависимости $-\Delta\sigma(T)$ для образца В-11 в различных магнитных полях H , кЭ: 5 (▼); 10 (○); 15 (▲); 20 (●).

тельствует о том, что знак поправок от эффектов СЛ и ЭЭВ разный, что наблюдается при сильном спин-орбитальном взаимодействии $\tau_{so} < \tau_\phi$.

В двумерной системе в перпендикулярном магнитном поле изменение проводимости, связанное с эффектом СЛ, равно [16]

$$\Delta\sigma_H^L = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\frac{3}{2} f_2 \left(\frac{4eHD}{\hbar c} \tau_\phi^* \right) - \frac{1}{2} f_2 \left(\frac{4eHD}{\hbar c} \tau_\phi \right) \right], \quad (2)$$

* Образец С был приготовлен в ином технологическом цикле, чем остальные исследованные образцы. Температурное изменение сопротивления образца С под влиянием какого-то дополнительного фактора оказалось весьма сильным, что не позволило выделить вклад квантовых поправок. Однако этот фактор не проявился в магнитолевом изменении сопротивления и кривые магнитосопротивления удалось успешно описать формулами СЛ.

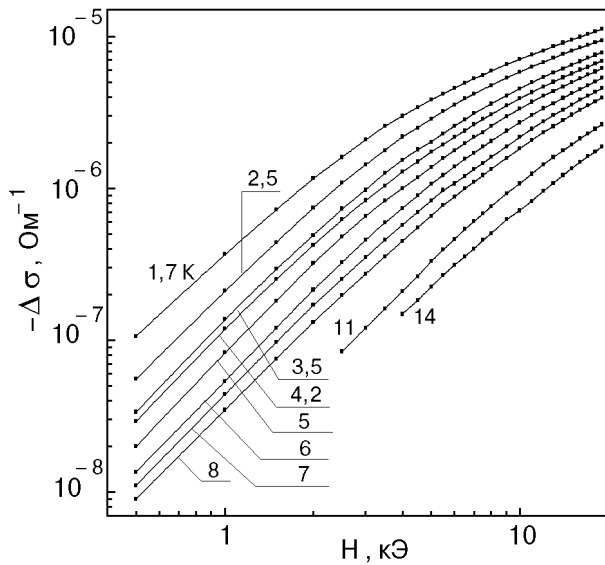


Рис. 4. Зависимости $-\Delta\sigma(H)$ для образца B-II при различных температурах.

где $(\tau_\phi^*)^{-1} = \tau_\phi^{-1} + \frac{4}{3}\tau_{so}^{-1}$; $f_2(x) = \ln x + \psi(1/2 + 1/x)$; ψ — логарифмическая производная Г-функции. В случае сильного спин-орбитального взаимодействия ($\tau_{so} \ll \tau_\phi$) это соотношение приобретает вид

$$\Delta\sigma_H^L = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2\left(\frac{4eHD}{\hbar c} \tau_\phi\right). \quad (3)$$

Формула (3) относится к положительному магнитосопротивлению, которое и наблюдается для изученных объектов (переход от магнитополевого изменения сопротивления к поправкам к проводимости осуществляется в соответствии с формулой

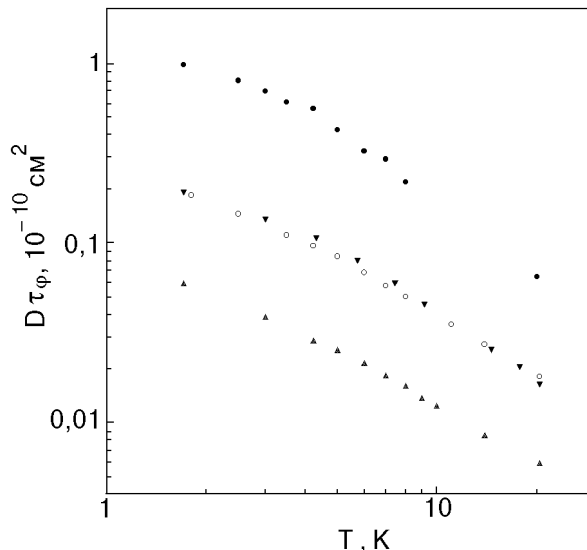


Рис. 5. Зависимости $D\tau_\phi(T)$ для образцов A (●); B-I (▼); B-II (○); C (▲).

* Действительно, характерные поля для эффектов взаимодействия в диффузионном ($H_0^D = \pi kT/g\mu_B$, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора) и куперовском канале ($H_0^C = \pi kT/2eD$), как правило, существенно превышают характерное поле для эффекта слабой локализации ($H_0^L = \hbar c/4eD\tau_\phi$).

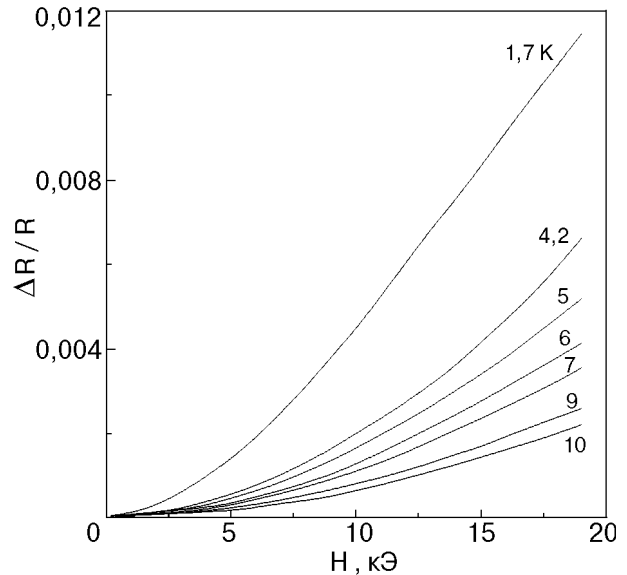


Рис. 6. Магнитополевые зависимости сопротивления в магнитном поле, параллельном плоскости δ -слоя образца B-II, при различных температурах.

мости осуществляется в соответствии с формулой $-\Delta\sigma(H) = [R(H) - R(0)]/R(H)R_\square(0)$.

С помощью соотношения (3) для всех изученных образцов удалось получить очень хорошее описание экспериментальных кривых (рис. 4). Искомыми параметрами при такой подгонке являются значения $D\tau_\phi$. Полученные результаты представлены на рис. 5. Следует обратить внимание на то, что практически совпали зависимости $D\tau_\phi(T)$ для образцов B-I и B-II, имеющих близкие концентрации носителей. Очень точная оценка экспериментальных данных о магнитосопротивлении с помощью формулы (3) для эффекта СЛ свидетельствует о том, что вклад в магнитосопротивление квантовых поправок, связанных с ЭЭВ, практически отсутствует.

В параллельном δ -слою магнитном поле кривые магнитосопротивления почти во всем изученном интервале магнитных полей имеют вид квадратичной функции (рис. 6). Это согласуется с концепцией СЛ [3,16]: переход от квадратичной к логарифмической зависимости в перпендикулярном поле осуществляется при характерном поле $H_0^L = \hbar c/4eD\tau_\phi$, где $D\tau_\phi = L_\phi^2$ (L_ϕ — длина локализации), а в параллельном поле последняя величина заменяется на произведение $L_\phi L$, где L — толщина проводящей области ($L_\phi \gg L$). На рис. 7 продемонстрированы зависимости $-\Delta\sigma(H)$ в перпендикулярном и параллельном полях для образца C. Видно, что с ростом напряженности

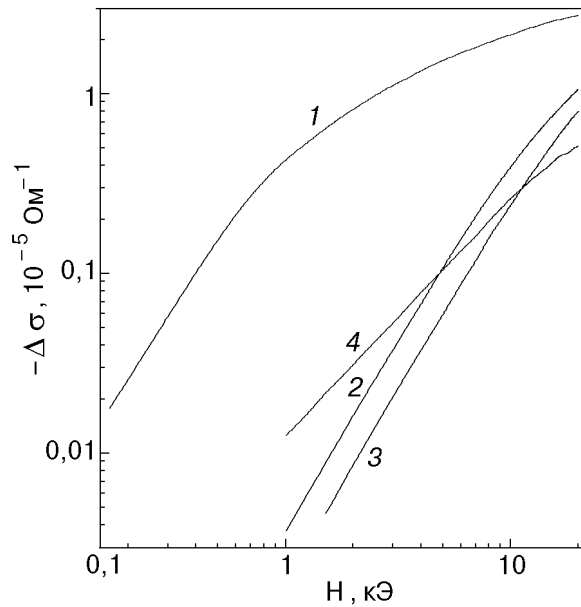


Рис. 7. Зависимости $-\Delta\sigma(H)$ для образца С в магнитном поле, перпендикулярном (1,4) и параллельном (2,3) плоскости δ -слоя при различных температурах T , К: 1,7 (1, 2); 4,2 (3); 20,4 (4).

магнитного поля эти зависимости сближаются, т.е. степень анизотропии магнитосопротивления уменьшается. Это же наблюдается и при повышении температуры.

Для вычисления времен τ_ϕ необходимо определить коэффициент диффузии D . Для двумерной электронной системы $D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau$, а $v_F = \hbar(2\pi n)^{1/2}/m$. Время упругой релаксации можно найти из формулы $R_{\square}^{-1} = ne^2\tau/m$. Полученные значения τ и D приведены в таблице, а температурные зависимости τ_ϕ представлены на рис. 8. В интервале температур 4–20 К эти зависимости хорошо аппроксимируются функцией $\tau_\phi^{-1} \propto T^p$, где $p = 1$. При более низких температурах наблюдается отклонение в сторону уменьшения n (до 0,85). Возможно, это отклонение происходит под влиянием спинового рассеяния на магнитных примесях, которые могут присутствовать в ничтожных количествах в изученных образцах.

Обсуждение

Зависимость вида $\tau_\phi \propto T^{-1}$ следует рассматривать как проявление процессов электрон-электронного рассеяния в неупорядоченной электронной системе [17]. Полученные $\tau_\phi(T)$ для изученных образцов оказались близкими и для них явно не обнаруживается предсказываемая в теории (см. [17,18]) зависимость τ_{ee} от сопротивления образцов. Согласно [18], время электрон-электронного рассеяния с малыми передачами

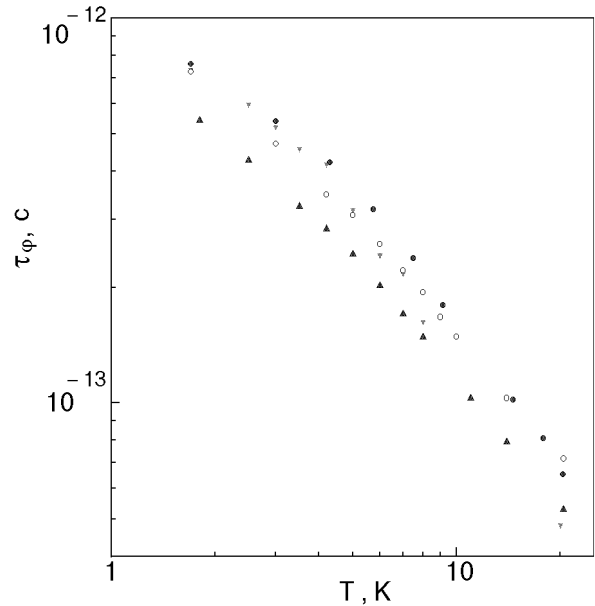


Рис. 8. Зависимости $\tau_\phi(T)$ для образцов А (●); В-I (▼); В-II (○); С (▲).

энергии и импульса электронов можно представить как

$$\tau_{ee}^{-1} = \frac{kT}{2\pi\hbar^2 v_{ds} D} \ln \pi\hbar v_{ds} D, \quad (4)$$

v_{ds} — плотность состояний электронов. Для 2D электронной системы $v_{ds} = m/\pi\hbar^2$. При расчетах согласно (4) величин $\tau_{ee} = A^*T^{-1}$ для коэффициентов A^* в образцах А, В-I, В-II и С получены соответственно значения: 4,8; 4,8; 5,5 и $12,6 \cdot 10^{-11}$ К·с. Оказывается, влияние коэффициента диффузии D на эти рассчитанные значения не является существенным, что и оправдывает отсутствие явной зависимости положения кривых $\tau_\phi(T)$ на рис. 8 от сопротивления образцов. Расчетные же значения τ_{ee} более чем на порядок превосходят экспериментальные. Для представленных на рис. 8 экспериментальных данных коэффициент A^* изменяется в интервале $(1,1-1,7) \cdot 10^{-12}$ К·с. Такое расхождение при использовании формулы (4) неоднократно наблюдалось и ранее для δ -слоев и гетерепереходов (см. [7,13,19]).

Вернемся вновь к температурным зависимостям сопротивления (см. рис. 1, 3), в которых проявляется как вклад СЛ, так и взаимодействие в диффузионном канале. В найденных из экспериментальных величин $-\Delta\sigma(\ln T)$ коэффициентах $a_T = -\frac{1}{2}n + \lambda_T$ можно принять $n = 1$ и найти константу взаимодействия λ_T . Полученные значения λ_T приведены в таблице. Константы взаимодействия, характеризующие квантовые поправки в тем-

пературных и магнитопольевых зависимостях сопротивления, обычно записывают через универсальную постоянную F — усредненную по углам константу взаимодействия. Так, при сильном спин-орбитальном взаимодействии λ_T в случае нулевого или слабого магнитного поля имеет вид [2,17]

$$\lambda_T = 1 - \frac{3}{4} F. \quad (5)$$

Используя формулу (5), получаем приведенные в таблице значения F , которые, как и величины λ_T , представляются вполне реальными. Относительно малый интервал изменения концентрации носителей в группе образцов A , B -I и B -II не позволяет сделать однозначный вывод о существовании корреляции между константой F и концентрацией n . Отметим, что для δ (Sb)-слоев в Si [19] такая корреляция была выявлена: с уменьшением n константа F несколько увеличивалась.

Заключение

Из анализа температурных и магнитопольевых зависимостей проводимости серии образцов с δ (B)-слоем в Si в соответствии с концепцией слабой локализации и взаимодействия электронов в неупорядоченной $2D$ электронной системе получена информация о температурном изменении времени неупругой релаксации и параметрах взаимодействия носителей (дырок) в этих объектах.

Авторы благодарны О. А. Миронову за предоставление образцов.

1. А. Я. Шик, *ФТП* **26**, 1161 (1992).
2. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in: *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems. Modern Problems in Condensed Matter Science*, A. L. Efros and M. P. Pollak (eds.), North-Holland Publ. Co, Amsterdam (1985), Vol. 10.
3. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 287 (1985).
4. J. S. Park, R. P. G. Karunasiri, Y. I. Mii, and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1083 (1991).
5. N. L. Matthey, M. Hopkinson, R. F. Houghton, M. G. Dowsett, D. S. McPhail, T. E. Whall, E. H. C. Parker, R. G. Booker, and J. Whitehurst, *Thin Solid Film* **184**, 15 (1990); N. L. Matthey, M. G. Dowsett, E. H. C. Parker, T. E. Whall, S. Taylor, and J. F. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1698 (1990); A. R. Powell, N. L. Matthey, R. A. A. Kubiak, and E. H. C. Parker, T. E. Whall, D. K. Bowen, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 227 (1991).

6. N. L. Matthey, T. E. Whall, R. A. Kubian, and M. J. Kearney, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 604 (1992).
7. Вит. Б. Красовицкий, О. Н. Макаровский, О. А. Миронов, Т. Волл, Н. Мэтью, *ФHT* **21**, 833 (1995).
8. O. Merzin and A. Shik, *Superlat. Microstruct.* **10**, 107 (1991).
9. F. Bassami, G. Iadonisi, and B. Preziosi, *Rep. Prog. Phys.* **37**, 1099 (1974).
10. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Д. И. Лубышев, В. П. Мигаль, А. Г. Погосов, *ФТП* **25**, 601 (1991).
11. P. M. Koenraad, A. C. L. Heessels, F. A. P. Blom, J. A. A. J. Pekenboom, and J. H. Wolter, *Physica* **B184**, 221 (1993).
12. I. A. Panaev, S. A. Studenikin, D. I. Lubyshev, and V. P. Migal', *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 1822 (1993).
13. Ю. Ф. Комник, В. В. Андриевский, И. Б. Беркутов, С. С. Крячко, М. О. Миронов, Т. Е. Волл, *ФHT* **26**, 000 (2000).
14. P. W. Anderson, E. Abrahams, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
15. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
16. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
17. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, M. E. Gershenzon, and Yu. V. Sharvin, *Sov. Sci. Rev.* **A9**, Schur. (Switzerland) Harwood Acad. Publ. GmbH, p. 223 (1987).
18. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitskii, *J. Phys.* **C15**, 7367 (1982).
19. В. Ю. Каширин, Ю. Ф. Комник, О. А. Миронов, Ч. Дж. Эмелеус, Т. Е. Волл, *ФHT* **22**, 1174 (1996).

Quantum interference effects in delta-layers of boron in silicon

Vit. B. Krasovitsky, Yu. F. Komnik, M. Myronov, and T. E. Whall

The behavior of conductivity on variations of temperature (1.5–40 K) and magnetic field strength (up to 20 kOe) was studied on a series of samples with the δ (B)-layer in Si, the hole concentration in the conducting δ -layer being $2.5 \cdot 10^{13}$ – $2.2 \cdot 10^{14}$ cm⁻². It is shown that the dependences obtained can be accounted for quite well as a manifestation of the weak localization effects and the interaction of mobile charge carriers (holes) in a two-dimensional electron system under the condition of a strong spin-orbital interaction. The temperature dependence of the phase relaxation time of the carriers $\tau_\phi = AT^{-1}$ ($A \approx (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-12}$ K·s), which is treated as a manifestation of interhole interaction is found from the analysis of the behavior of quantum corrections. Also, the interaction constants are estimated ($\lambda_T \approx 0.64$ – 0.73).