

Осцилляции Шубникова—де-Гааза и де-Гааза—ван Альфена в кремниевых наноструктурах

© Н.Т. Баграев[†], Е.С. Брилинская*, Д.С. Гец, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов*

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

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 мая 2011 г. Принята к печати мая 2011 г.)

Зависимости продольного сопротивления и статической магнитной восприимчивости от магнитного поля, перпендикулярного плоскости сверхузкой кремниевой квантовой, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором, демонстрируют соответственно осцилляции Шубникова—де-Гааза и де-Гааза—ван Альфена при высоких температурах в слабых магнитных полях. Полученные результаты свидетельствуют о реализации в этих условиях приближения сильного поля, $\mu B \gg 1$, благодаря малой эффективной массе двумерных тяжелых дырок, что подтверждается измерениями температурных зависимостей осцилляций де-Гааза—ван Альфена.

1. Введение

Эффекты Шубникова—де-Гааза (ШдГ) и де-Гааза—ван Альфена (дГвА) были открыты в 1930 году при исследовании продольного транспорта носителей тока в поперечном магнитном поле в пленках висмута [1–3]. При этом были обнаружены периодические осцилляции магнетосопротивления [2] и статической магнитной восприимчивости [3] в зависимости от обратной величины внешнего магнитного поля. Причиной возникновения этих осцилляций является квантование продольного сопротивления вследствие формирования дискретного спектра уровней Ландау из непрерывного спектра состояний электронного или дырочного газа: $E_\nu = \hbar\omega_c(\nu + \frac{1}{2})$, где ν — номер уровня Ландау, ω_c — циклотронная частота, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, m^* — эффективная масса носителя [1]. Число заполненных уровней Ландау, $\nu = \frac{n_e}{2eB/h}$, зависит от величины внешнего магнитного поля и плотности носителей тока, которая определяет позицию уровня Ферми $E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*}$, где k_F — фермиевское значение волнового числа. При увеличении величины внешнего магнитного поля число заполненных уровней Ландау уменьшается, что сопровождается увеличением заполнения каждого из них при фиксированной позиции уровня Ферми. Каждый раз, когда уровень Ландау пересекает уровень Ферми, наблюдается очередной пик в значениях продольного магнетосопротивления статической магнитной восприимчивости, совокупность которых формирует осцилляции ШдГ и дГвА. В свою очередь минимумы значений магнетосопротивления в осцилляциях ШдГ и дГвА наблюдаются при позиции уровня Ферми между уровнями Ландау.

Интерес к исследованиям осцилляций ШдГ и дГвА возрос после их обнаружения в низкоразмерных системах, например, таких как граница раздела Si—SiO₂ [4] и гетеропереходы A^{III}B^V [5], а также в наноструктурах кремния [6] и фторида кадмия [7] в сверхпроводящих

оболочках. В этом случае энергетические позиции уровней размерного квантования определяют спектр уровней Ландау, который отражается в квантовании характеристик продольного транспорта двумерных носителей тока. Принимая во внимание значение номера верхнего заполненного уровня Ландау, $\nu = \frac{n_e}{2eB/h}$, можно определять плотность двумерных носителей тока не только из полевой холловской зависимости, но и из позиций максимумов этих осцилляций. По данным наблюдений осцилляций Шубникова—де-Гааза и де-Гааза—ван Альфена можно оценить плотность носителей, исходя из их положения в обратном магнитном поле. Плотность носителей может быть вычислена с помощью следующей формулы: $n_e = \frac{2e}{h} \frac{1}{(1/B_1) - (1/B_2)}$, где B_1 и B_2 — величины магнитного поля, соответствующие соседним пикам осцилляций ШдГ и дГвА, $\nu_1 - \nu_2 = \frac{n_e}{2eB_1/h} - \frac{n_e}{2eB_2/h} = 1$.

Таким образом, чем выше плотность носителей, тем в более сильных магнитных полях наблюдаются осцилляции ШдГ и дГвА, а в случае их малой плотности данные осцилляции проявляются в слабых магнитных полях. Как правило, осцилляции ШдГ и дГвА регистрируются при значениях магнитных полей, больших 1 Тл, вследствие низкой транспортной длины пробега носителей тока из-за обратного рассеяния на примесях и больших размеров исследуемых структур. Для наблюдения осцилляций ШдГ и дГвА в слабых магнитных полях необходимо одновременное выполнение нескольких условий: расстояние между уровнями Ландау должно быть больше, чем тепловое размытие $\hbar\omega_c > kT$; заполнение низшей двумерной подзоны $\epsilon_F > \hbar\omega_c$; наличие низкого значения эффективной массы и большого времени релаксации момента τ , чтобы удовлетворить условию сильного поля, $\omega_c\tau = \nu\mu \gg 1$, которое соответствует высокой подвижности, $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$, носителей тока. Кроме того, в течение долгого времени не удавалось найти системы, в которых наблюдались бы осцилляции ШдГ и дГвА при температуре $T > 30$ К [8]. Тем не менее, недавно осцилляции ШдГ были обнаружены при комнатной тем-

[†] E-mail: impurity.dipole@mail.ioffe.ru

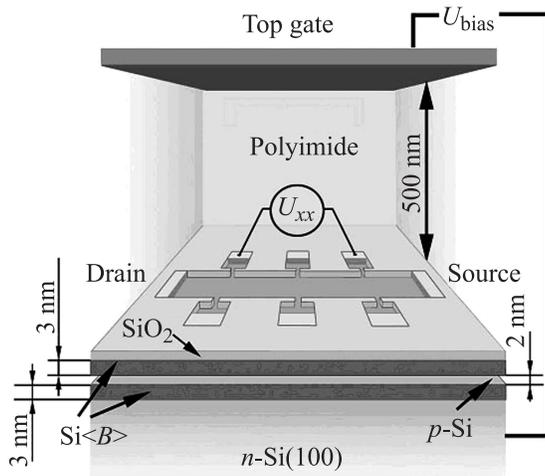


Рис. 1. Планарная структура, выполненная в рамках холловской геометрии для изучения оптических и электрических свойств СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si(100) n -типа, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами в условиях изменения величины плотности двумерных дырок с помощью вертикального управляющего затвора.

пературе в графене. При этом значение подвижности $\mu = 10000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ определялось низкой эффективной массой электронов, $10^{-4} m_e$, тогда как время релаксации момента оставалось очень коротким, $\tau \approx 10^{-13} \text{ с}$. Поэтому для наблюдения осцилляций ШдГ и квантового эффекта Холла прикладывалось магнитное поле величиной порядка 29 Тл [9]. Таким образом, реализация приближения сильного поля в слабых магнитных полях остается актуальной задачей.

Впервые осцилляции ШдГ в малом поле были получены при исследовании сэндвич-наноструктур на основе CdF_2 [10]. Сэндвич-наноструктура представляет собой сверхтонкую прослойку полупроводникового материала толщиной в несколько нанометров, ограниченную сверхузкими барьерами, проявляющими сверхпроводящие свойства, вследствие которых носители тока обладают малой эффективной массой и большим временем релаксации момента [6,7,10,11].

В настоящей работе исследовалась сэндвич-наноструктура на основе кремния, представляющая собой сверхузкую кремниевую квантовую яму (СККЯ) p -типа, ограниченную сверхпроводящими δ -барьерами, сильно легированными бором, на поверхности кремния (100) n -типа. Ширина квантовой ямы в такой структуре составляет 2 нм [6] (рис. 1). Полученные зависимости продольного магнетосопротивления и статической магнитной восприимчивости демонстрируют ШдГ- и дГВА-осцилляции, возникающие вследствие большого времени релаксации момента и малой эффективной массы двумерных дырок, которая определялась с помощью измерений

температурных зависимостей осцилляций де-Гааза–ван Альфена.

2. Эксперимент

Кремниевые сэндвич-наноструктуры сверхпроводник–сверхузкая кремниевая квантовая яма–сверхпроводник (С-СККЯ-С) были получены с помощью планарной кремниевой технологии (рис. 1). При изготовлении структур использовались подложки Si(100) n -типа проводимости толщиной 0.35 мм с удельным сопротивлением 500 и 20 Ом·см, которые были предварительно окислены при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары CCl_4 . Толщина слоев окисла составила 0.22 мкм. С помощью фотолитографии в окисле вскрывались окна в холловской геометрии, $4.7 \times 0.2 \text{ мм}$, для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы при $T = 900^\circ\text{C}$ (рис. 1).

Технология создания сэндвич-наноструктур детально разработана и основана на процессах самоорганизации микродефектов межузельных атомов кремния при росте окисла на поверхности Si(100) n -типа. Как известно, формирование слоев окисла на поверхности монокристаллического кремния приводит к появлению избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенные кристаллографические направления соответственно вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ [12–14]. Образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов кремния, тогда как поверхность раздела: толстый окисел–кремний является источником генерации избыточных потоков вакансий [12,15]. Наличие тонкого окисла приводит к самоорганизации собственных межузельных атомов в микродефекты в форме пирамид с основанием $2 \times 2 \text{ нм}$, самоупорядочивающиеся в δ -слои, параллельные поверхности Si(100), между которыми формируются сверхузкие кремниевые квантовые ямы (СККЯ) [15]. Пассивация оборванных связей в δ -слоях, созданных в процессе предварительного окисления подложек Si(100), производится посредством кратковременной диффузии бора в окна в окисле кремния, полученные с помощью фотолитографии. Процесс пассивации бором трансформирует δ -слои микродефектов в δ -барьеры, сильно легированные бором, $N(\text{B}) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, которые ограничивают СККЯ [6,15]. Ранее на основании исследования угловых зависимостей циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и электронного парамагнитного резонанса было показано, что δ -барьеры состоят из последовательностей чередующихся нелегированных и легированных квантовых точек. Причем последние содержат одиночные тригональные дипольные центры бора, $\text{V}^+ - \text{V}^-$, с отрицательной корреляционной энергией, сформированные вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2\text{V}^0 \Rightarrow \text{V}^+ + \text{V}^-$ [16,17]. Было обнаружено, что δ -барьеры, сильно легированные бором,

проявляют свойства высокотемпературных сверхпроводников, $T_c = 145$ К, $H_{c2} = 0.22$ Тл, которые, по-видимому, возникают в результате переноса дырочных биполярных малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела кремниевая квантовая яма– δ -барьер [6]. Положения уровней размерного квантования в СККЯ и значение сверхпроводящей щели $2\Delta = 0.44$ эВ в δ -барьерах, сильно легированных бором, были идентифицированы с помощью туннельной спектроскопии и дальней инфракрасной спектроскопии [6]. Таким образом, планарные кремниевые сэндвич-наноструктуры, (С-СККЯ-С), представляют собой интересный объект для изучения квантования характеристик продольного транспорта носителей, поскольку варьирование величиной магнитного поля и температуры, которое используется при регистрации ШдГ- и дГВА-осцилляций, может сопровождаться изменением плотности двумерных дырок в СККЯ вследствие влияния на сверхпроводящие свойства δ -барьеров [6,18].

Измерения продольного магнетосопротивления в магнитном поле, перпендикулярном плоскости кремниевой сэндвич-структуры, проводились при температуре жидкого азота и при стабилизированном токе исток–сток на уровне 10 нА (рис. 1). Температурные и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости измерялись в интервале температур 3.5–300 К методом Фарадея. Причем высокая чувствительность, 10^{-9} – 10^{-10} GGS, балансного спектрометра MGD31FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений BdB/dx . В свою очередь, для калибровки BdB/dx использовались монокристаллы чистого InP, которые характеризуются температурной стабильностью значения магнитной восприимчивости, $\chi = -313 \cdot 10^{-9}$ см³/Г [18], и подобны по форме и размеру исследуемым образцам.

3. Результаты

Экспериментальные полевые зависимости продольного магнетосопротивления неожиданно проявляют две последовательности осцилляций ШдГ с различной формой пиков в двух разных интервалах значений магнитного поля (рис. 2 и 3).

Как показано выше, из величины периода осцилляций ШдГ, определенного из зависимостей продольного магнетосопротивления от обратных значений магнитного поля, можно оценить плотность двумерных дырок в СККЯ. Данная оценка для осцилляций, представленных на рис. 2 и 3, приводит к значениям $P_{2D} = 2.2 \cdot 10^{13}$ м⁻² и $P_{2D} = 6.43 \cdot 10^{13}$ м⁻² соответственно. Эти значения плотности двумерных дырок позволили определить заполнение уровня Ландау, соответствующее каждому пику осцилляций ШдГ (см. рис. 2 и 3).

В исследуемых С-СККЯ-С структурах сверхпроводящие свойства исчезают с ростом величины магнитного поля, что сопровождается разрушением куперовских

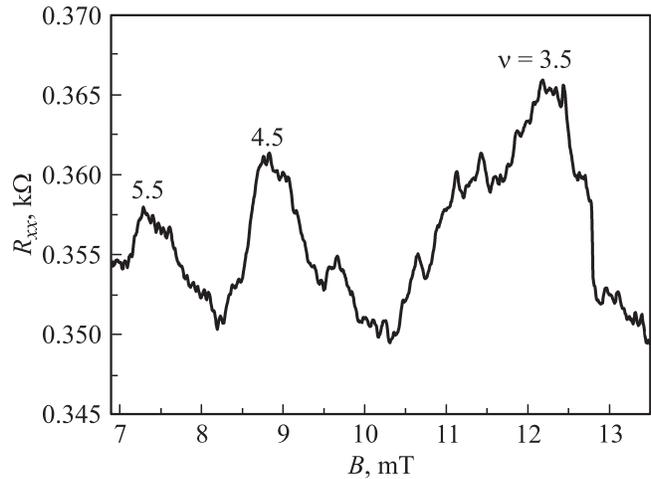


Рис. 2. Осцилляции Шубникова–де-Гааза в полевой зависимости продольного магнетосопротивления СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si(100) n -типа, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. $P_{2D} = 2.2 \cdot 10^{13}$ м⁻².

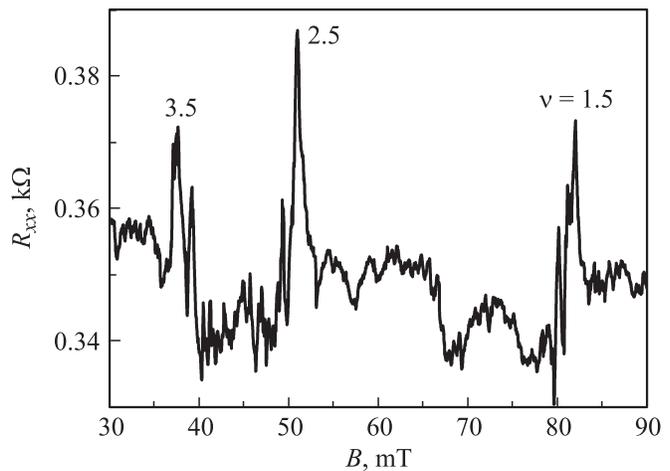


Рис. 3. Осцилляции Шубникова–де-Гааза в полевой зависимости продольного магнетосопротивления СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si(100) n -типа, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. $P_{2D} = 6.43 \cdot 10^{13}$ м⁻².

пар дырок на границе СККЯ–сверхпроводящий барьер, и, таким образом, приводит к увеличению плотности одиночных дырок в СККЯ. Так как диаграмма сверхпроводящего перехода достаточно нелинейна, то и высвобождение дырок из δ -барьеров в СККЯ происходит также нелинейно. Поэтому в определенных интервалах внешнего магнитного поля плотность двумерных дырок может быть достаточно стабильна. Следовательно, в полевых зависимостях магнетосопротивления могут проявляться несколько участков с различным энергетическим зазором между уровнями Ландау, которые определяются значением текущей плотности двумерных дырок (рис. 2 и 3). Причем в ряде случаев возможно

наблюдение нескольких последовательностей осцилляций ШдГ в разных диапазонах магнитных полей, которые соответствуют одним и тем же номерам уровней Ландау вследствие увеличения плотности одиночных двумерных дырок в СККЯ с ростом магнитного поля.

Следует отметить, что наблюдение осцилляций характеристик продольного транспорта при малой плотности двумерных дырок в СККЯ, а также регистрация нескольких их последовательностей в процессе изменения сверхпроводящих свойств δ -барьеров в кремниевых сэндвич-наноструктурах С-СККЯ-С, по-видимому стали возможны благодаря уменьшению эффективной массы носителей вследствие наличия дипольных центров бора [6,19]. Причем величина эффективной массы двумерных дырок может контролироваться с помощью измерений температурных зависимостей как ШдГ-, так и дГВА-осцилляций, учитывая положения общепринятой теории Лифшица–Косевича [20]. Далее, для анализа температурных зависимостей магнитной восприимчивости наноструктур С-СККЯ-С использовалось следующее выражение для осциллирующей части магнитного момента [21–23], которое получено в развитии положений [20] для двумерного газа носителей:

$$M = \frac{\pi}{1 + Z_0} \frac{ekT}{\hbar cd} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{\text{sh}(2\pi^2 jkT/\hbar\omega_c)} \sin\left(2\pi j \frac{B_0}{B}\right), \quad (1)$$

где d — ширина квантовой ямы, $B_0 = \Phi_0 n_e \equiv \hbar c n_e / e$, Φ_0 — квант магнитного потока, n_e — двумерная плотность носителей, e — заряд электрона, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, $\omega_c = eB/m^*c$, m^* — эффективная масса электрона, T — температура; отношение $E_F/\hbar\omega_c$ выражено через B_0/B , ($E_F/\hbar\omega_c = B_0/B$). Величина Z_0 пропорциональна константе обменного взаимодействия между электронами, она отрицательна и может быть близка к -1 [24]. Поэтому целесообразно рассматривать случай $Z_0 + 1 \ll 1$. Следуя [23], для расчета использовалось значение $1 + Z_0 = 2 \cdot 10^{-4}$.

Полученное на основании данных температурных зависимостей осцилляций дГВА (рис. 4, *a*, *b* и *c*) значение эффективной массы дырок в кремниевой наноструктуре С-СККЯ-С, $m^* = 2.5 \cdot 10^{-4} m_0$, где m_0 — масса свободного электрона, находится в хорошем согласии с результатами исследований осцилляций Ааронова–Кашера и циклотронного резонанса [6,19]. Таким образом, малая величина эффективной массы двумерных дырок в сочетании с достаточно длинным временем релаксации момента, которое следует из величины полуширины пиков ШдГ-осцилляций, свидетельствует о выполнении условия сильного поля, $\omega_c \tau = B \cdot \mu \gg 1$, в кремниевых сэндвич-наноструктурах в слабых магнитных полях. Кроме того, условие сильного поля выполняется в С-СККЯ-С даже при высоких температурах, хотя возникновение дГВА-осцилляций в сверхпроводящих структурах предсказывалось при очень низких температурах, $T < (eH_{c2}/2\pi^2 m^* c) \propto T_c^2/E_F$, где T_c — кри-

тическая температура перехода в сверхпроводящее состояние. В частности, оценка температуры наблюдения дГВА-осцилляций в кремниевых сэндвич-наноструктурах с учетом выполнения условия сильного поля приводит к достаточно высокому значению $T < 100$ К.

Обнаруженное изменение периода дГВА-осцилляций при $T = 120$ К, возможно, связано с процессами квантования длины когерентности куперовских пар дырок в δ -барьерах, которые могут приводить к осцилляциям плотности двумерных дырок при изменении магнитного поля и(или) температуры [25]. Однако данный вопрос нуждается в специальном исследовании.

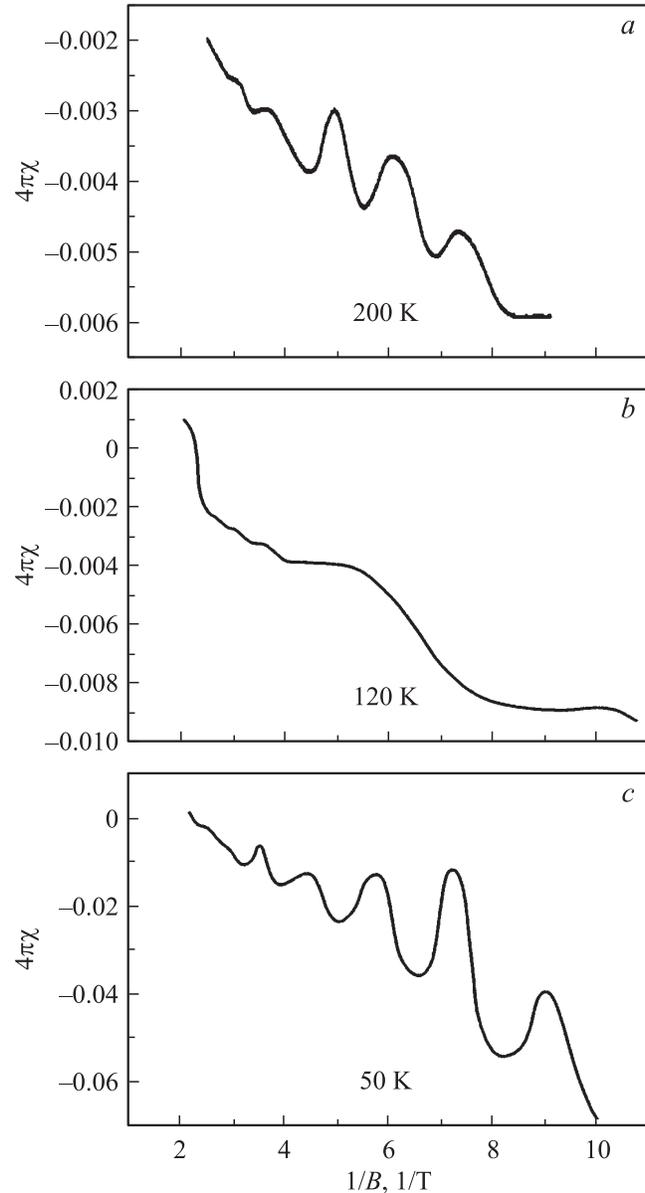


Рис. 4. Осцилляции де-Гааза–ван Альфена в полевой зависимости статической магнитной восприимчивости СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si(100) n -типа, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. *a* — $T = 200$ К; *b* — 120 К; *c* — 50 К.

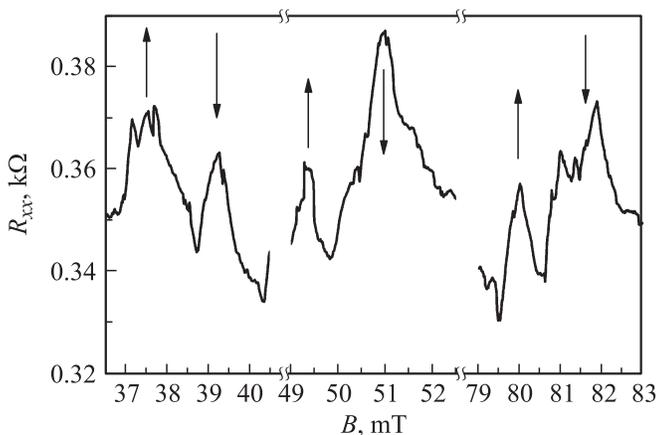


Рис. 5. Структура пиков осцилляций Шубникова–де-Гааза в полевой зависимости продольного магнетосопротивления СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si(100) n -типа, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. $P_{2D} = 6.43 \cdot 10^{13}$ м $^{-2}$.

Детальное рассмотрение структуры максимумов осцилляций ШдГ показывает наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании (рис. 5). Более того, величина амплитуды пиков осцилляций ШдГ, $\Delta R/R_0 \approx 5\%$, по-видимому, обусловлена вкладом спиновой интерференции вследствие спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне СККЯ, которая приводит к возникновению положительного магнетосопротивления при пересечении уровня Ферми уровнями Ландау. Кроме того, наблюдается тонкая структура пиков осцилляций ШдГ, которая также мало меняется при изменении номера уровня Ландау (рис. 5). Подобная модуляция характеристик продольного транспорта носителей объясняется в рамках резонансного туннелирования между краевыми каналами СККЯ через локализованные состояния на ее границе с δ -барьерами [26].

4. Заключение

Осцилляции Шубникова–де-Гааза и де-Гааза–ван Альфена были обнаружены при высоких температурах в слабых магнитных полях с помощью измерений полевых и температурных зависимостей продольного сопротивления и статической магнитной восприимчивости сверхузкой кремниевой квантовой ямы p -типа, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности кремния (100) n -типа. Регистрация квантования характеристик продольного транспорта носителей стала возможной вследствие реализации приближения сильного поля, $\mu \cdot B \gg 1$, благодаря малой эффективной массе двумерных тяжелых дырок, что подтверждается измерениями температурных зависимостей осцилляций

де-Гааза–ван Альфена. Обнаружено, что значение плотности двумерных дырок, определенное из частоты осцилляций Шубникова–де-Гааза и де-Гааза–ван Альфена, периодически увеличивается с ростом магнитного поля синхронно с усилением диамагнитных свойств δ -барьеров, ограничивающих сверхузкую кремниевую квантовую яму. Обнаруженные осцилляции Шубникова–де-Гааза демонстрируют наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании.

Данная работа поддержана в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований и развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 02.514.11.4074), программы швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0-127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET).

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау. *Zs. Phys.*, **64**, 629 (1930).
- [2] L. Schubnikow, W.J. de Haas. *Leiden Commun.*, **N207a** (1930).
- [3] W.J. de Haas, P.M. van Alphen. *Leiden Commun.*, **N108d** (1930).
- [4] A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard, P.J. Stiles. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 901 (1966).
- [5] M. E. Cage, R. F. Dziuba, B. F. Field. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **IM-34**, 301 (1985).
- [6] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. *ФТП*, **43**, 1481 (2009).
- [7] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. *ФТП*, **44**, 1372 (2010).
- [8] G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, C.R. Becker. *Physica E*, **6**, 713 (2000).
- [9] A.K. Geim, K.S. Novoselov. *Nature Mater.*, **6**, 183 (2007).
- [10] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. *ФТП*, **43**, 82 (2009).
- [11] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. *ФТП*, **43**, 85 (2009).
- [12] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. In: *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, N.Y., 1984) p. 63.
- [13] U. Gosele, T.Y. Tan. *Def. Dif. Forum*, **59**, 1 (1988).
- [14] J. Robertson. *Advances in Physics*, **32**, 361 (1983).
- [15] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **194-199**, 673 (2001).
- [16] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шелых. *ФТП*, **36**, 462 (2002).

- [17] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Mater. Sci. Forum, **196-201**, 467 (1995).
- [18] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. Physica C, **468**, 840 (2008).
- [19] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 164 202 (2008).
- [20] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. ЖЭТФ, **29**, 730 (1955).
- [21] Ю.А. Бычков. ЖЭТФ, **39**, 1401 (1961).
- [22] Ю.А. Бычков, Л.П. Горьков. ЖЭТФ, **41**, 1592 (1961).
- [23] Г.Г. Зегря. ФТП, **33**, 1144 (1999).
- [24] В.П. Минеев, М.Г. Вавилов. УФН, **167**, 1121 (1997).
- [25] A.K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, J.G.S. Lok, J.C. Maan, A.E. Filippov, F.M. Peeters, P.S. Deo. Physica B, **251**, 445 (1998).
- [26] A.K. Geim, P.C. Main, C.V. Brown, R. Taborski, H. Carmona, T.J. Foster, P.E. Lindelof, L. Eaves. Surface Science, **305**, 624 (1994).

Редактор Л.В. Беляков

Shubnikov–de Haas and de Haas–van Alphen oscillations in silicon nanostructures

N.T. Bagraev, E.S. Brillinskaya, D.S. Gets,
L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov**

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

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Field-dependent magnetoresistance and static magnetic susceptibility of the ultra-narrow *p*-type silicon quantum well confined by the δ -barriers heavily doped with boron demonstrate the high temperature Shubnikov–de Haas and de Haas–van Alphen oscillations in weak magnetic fields. These results are evidence the strong field conditions, $\mu \cdot B \gg 1$, caused by the small effective mass for two-dimensional heavy holes that is confirmed by the experimental measurements of the temperature dependences of the de Haas–van Alphen oscillations.