

**ОСОБЕННОСТИ ОСЦИЛЛАЦИЙ ШУБНИКОВА–ДЕ ГААЗА В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ
С СИЛЬНЫМ СПИН–ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ.
ДЫРКИ НА ПОВЕРХНОСТИ Si (110).**

С.И. Дорожкин, Е.Б. Ольшанецкий ¹⁾

Экспериментально обнаружено изменение на π фазы осцилляций Шубникова – де Гааза, происходящее в довольно узком интервале магнитных полей. Эффект объясняется на основании энергетического спектра ¹ двумерных электронных систем с сильным спин–орбитальным взаимодействием.

Как хорошо известно ², в двумерных электронных системах в квантующих магнитных полях минимумы осцилляций Шубникова–де Гааза (ОШДГ) диагональных компонент тензоров магнетосопротивления ρ_{xx} и магнетопроводности σ_{xx} наблюдаются при заполнении носителями целого числа N магнитных квантовых уровней, т.е. при значениях магнитного поля H_N , удовлетворяющих условию $eH_N N/hc = n_s$. Здесь n_s – поверхностная концентрация носителей заряда. Если уровни не эквидистанты, то зачастую они разрешаются группами ² по ν штук в каждой, причем в эксперименте проявляется только максимальное энергетическое расщепление в группе. В этом случае номера N между соседними ОШДГ отличаются на ν , а период осцилляций по обратному полю $\delta (1/H) = e\nu / hc n_s$. Такая картина ОШДГ, по-видимому, сохраняется и при $\omega_c \tau \lesssim 1$ ^{3,4} ($\omega_c = eH/m^*c$ – циклотронная частота, τ – время релаксации по импульсу, m^* – эффективная масса носителей).

В дырочных каналах кремниевых полевых транзисторов нами наблюдался необычный переход по мере роста магнитного поля от четных номеров ОШДГ к нечетным, причем период $\delta (1/H)$ одинаков в обоих случаях и соответствует $\nu = 2$, что эквивалентно изменению на π фазы осцилляций. Этот эффект удается объяснить на основании энергетического спектра двумерного электронного газа с сильным спин–орбитальным взаимодействием, полученного Бычковым и Рашба ¹. По-видимому, это первая удачная попытка применения указанного спектра для объяснения особенностей ОШДГ. Из сравнения экспериментальных результатов с теорией ¹ сделана оценка параметров спектра.

Измерения выполнены на двух кремниевых полевых транзисторах с дырочным каналом около поверхности (110). Обработаны также данные работы ⁵, где этот эффект фактически наблюдался впервые, однако осцилляции не были идентифицированы, и сами авторы ⁵ отметили, что не видят объяснения осцилляциям в слабых магнитных полях. Размеры каналов в наших образцах 1200x400 мкм², расстояние между потенциальными контактами – 400 мкм. Эксперимент состоял в измерении зависимостей сопротивления от магнитного поля при различных концентрациях носителей заряда в слое и двух температурах: 1,5 К и 4,2 К. Интервал магнитных полей 0–8 Т (в отдельных экспериментах до 12 Т). Дополнительно были выполнены измерения емкости между затвором и каналом транзистора. Типичная экспериментальная кривая представлена на рис. 1. Вверху отмечены положения минимумов магнетосопротивления, вычисленные из периода по обратному полю $\delta (1/H)$. Подбирая $\delta (1/H)$, удается добиться совпадения экспериментальных положений минимумов с расчетными с точностью до ошибки эксперимента, которая была меньше 1%. Для того, чтобы согласовать измерения концентрации носителей по осцилляциям с измерениями емкости следует положить $\nu = 2$ ²). Такой выбор ν дополнительно подтверждается небольшими особенностями в форме осцилляций, наблюдавшимися нами в самых сильных полях при четных значениях

¹⁾ Институт физики полупроводников. Сибирское отделение АН СССР.

²⁾ Осцилляции с нечетными номерами N и $\nu = 2$ наблюдались ранее на таких же образцах в сильных магнитных полях ⁶.

N. Следует отметить (это хорошо видно из рис. 1), что переход от четных номеров ($N \geq 22$) к нечетным ($N \leq 19$) происходит в узком интервале номеров, так что номер N_0' , на котором происходит сбой, определяется довольно точно. Данные о номерах осцилляций, наблюдавшихся при различных концентрациях на образце № 1, приведены на рис. 2б. На образце № 2 номера N_0' оказались такими же. При $n_s \leq 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в наших образцах заполняется только одна электрическая подзона. Заполнение второй подзоны наблюдалось нами (см. также⁵) при $n_s \geq 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

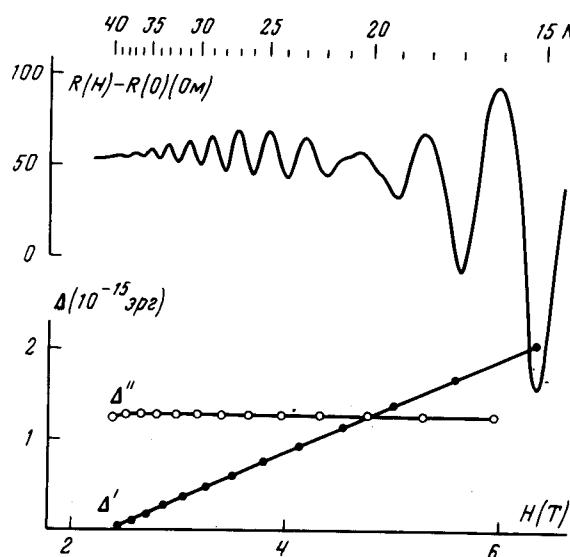


Рис. 1

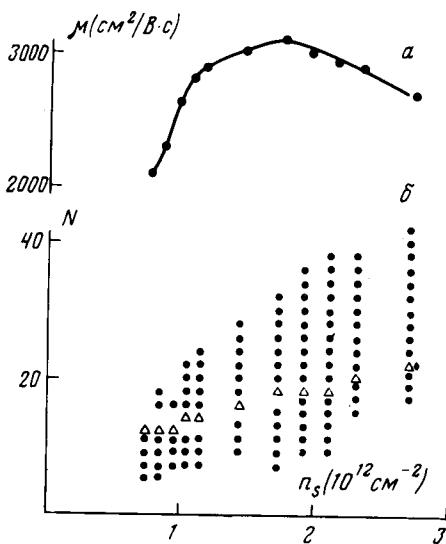


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления $R(H) - R(0)$ (эксперимент, образец № 1) и разности энергий Δ между нижним свободным и верхним заполненным магнитными уровнями (расчет) от магнитного поля. R – сопротивление на квадрат; $n_s = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $R(0) = 932 \text{ Ом}$, $T = 1,5 \text{ К}$

Рис. 2. а – Зависимость подвижности носителей μ от их концентрации n_s . б – Номера ОШДГ N , наблюдавшиеся в эксперименте при различных концентрациях n_s (точки). Треугольниками отмечены вычисленные номера N_0' , соответствующие сбою фазы ($\delta = 0$, $E = 4,0 \cdot 10^{-18}$ эрг).

Предлагаемое нами объяснение сбоя фазы ОШДГ основано на энергетическом спектре¹:

$$\epsilon_s^\pm = \hbar \omega_c [s \pm (\delta^2 + \gamma^2 s)^{1/2}]; \quad \epsilon_0 = \hbar \omega_c \delta. \quad (1)$$

Здесь $s \geq 1$ – целое число, $\gamma^2 = 4E / \hbar \omega_c$, $\delta = \frac{1}{2} (1 - m^* g / 2m)$, где E – характерный параметр теории¹, g – г-фактор, m – масса свободного электрона. Дополнительно делается предположение, что в эксперименте проявляются только большие из соседних энергетических расщеплений. Результаты расчета разности энергий Δ между нижним из незаполненных и верхним из заполненных уровней приведены на рис. 1 для следующих значений параметров: $\delta = 0$, $E = 4,0 \cdot 10^{-18}$ эрг, $m^* = 0,35m$. Наблюдаемый сбой объясняется тем, что с ростом N энергетическое расщепление Δ'' , соответствующее четным номерам минимумов, становится больше расщепления Δ' , соответствующего нечетным N . Значение эффективной массы взято в соответствии с результатами работы⁵. Приведенный выбор параметров δ и E дает правильные значения номеров ОШДГ N_0' , при которых происходит сбой, для всех исследованных концентраций n_s (см. рис. 2б). Этот факт на наш взгляд является аргументом в пользу предложенного объяснения. Отметим, что указанный выбор δ и E не

является единственно возможным (см. ниже), а независимость Δ'' от H в приведенном на рис. 1 интервале полей есть следствие условия $\delta = 0$. Обработка результатов работы (рис. 1) показывает, что при $n_s = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ там наблюдались нечетные осцилляции в интервале номеров 13–25 и четные в интервале 28–32. Расчетное значение $N_0' = 26$ получается при $\delta = 0$, $E = 3,4 \cdot 10^{-18}$ эрг.

Предложенная модель предсказывает чередование при изменении поля групп ОШДГ с четными и нечетными номерами, так что наблюдаемый в эксперименте сбой является лишь одним фрагментом общей картины. Действительно, нетрудно показать, что переход от нечетных номеров к четным с ростом N , происходит, когда $\Delta' = \Delta''$, где

$$\Delta' = \epsilon_{s+2k+1}^- - \epsilon_s^+ = \frac{E_0}{2s + 2k + 1} \left\{ 2k + 1 - [\delta^2 + \lambda^2 (2s + 2k + 1)(s + 2k + 1)]^{1/2} - \right. \\ \left. - [\delta^2 + \lambda^2 s (2s + 2k + 1)]^{1/2} \right\}$$

$$\Delta'' = \epsilon_{s+1}^+ - \epsilon_{s+2k+1}^- = \frac{E_0}{2(s+k+1)} \left\{ -2k + [\delta^2 + 2\lambda^2 (s+1)(s+k+1)]^{1/2} + \right. \\ \left. + [\delta^2 + 2\lambda^2 (s+k+1)(s+2k+1)]^{1/2} \right\}.$$

Здесь $E_0 = 2\pi\hbar^2 n_s / m^*$; $k \geq 0$ – целое число; $\lambda^2 = 4E/E_0$. Мы учли, что n_s фиксировано и величины Δ' и Δ'' вычислены для значений магнитных полей $H' = hc n_s / e (2s+2k+1)$ и $H'' = hc n_s / e (s+k+1)$, соответственно. Решение уравнения $\Delta' = \Delta''$ при $s+k \geq 1$ и $\lambda^2 \ll 1$ дает $\lambda^2 N_k'^{-2} = 2(k + \frac{1}{4})^2 - 2\delta^2$, где $N_k' \cong 2(s+k)$ – номер осцилляции, при которой происходит сбой. Аналогично можно показать, что переход к группе нечетных номеров ОШДГ происходит на номерах N_k'' , удовлетворяющих условию: $\lambda^2 N_k''^{-2} = 2(k + \frac{3}{4})^2 - 2\delta^2$.

Так как в эксперименте наблюдается только один сбой, то $N_{max} < N_k''$ и $N_{min} > N_k''$ (если $k \geq 1$), где N_{max} и N_{min} – соответственно, максимальный и минимальный номера ОШДГ, наблюдающиеся в эксперименте. На основании экспериментальных результатов можно получить следующие оценки на величины E и δ : $E \lesssim 1 \cdot 10^{-16}$ эрг, $|\delta| - 0,25 \lesssim k \lesssim -0,1 + \sqrt{\delta^2 + 0,1}$. Результаты расчета, приведенные на рис. 1, соответствуют $k=0$.

Отметим, что совокупность результатов, полученных при разных концентрациях и подвижностях носителей, противоречит предположению, что сбой связан с переходом от неравенства $\omega_c \tau \geq 1$ к противоположному (см. рис. 2). Изложенное объяснение результатов эксперимента не является единственным возможным. К такому же эффекту может привести сложный вид энергетического спектра дырок в кремнии ² при учете вышеприведенных электрических подзон. Однако существование сбоя в этом случае, по-видимому, возможно только при специальных соотношениях между параметрами спектра.

В отсутствие магнитного поля спектр двумерных систем с сильной спин-орбитальной связью содержит линейный по волновому вектору член, коэффициент α перед которым связан с E : $\alpha = \hbar (2E/m^*)^{1/2}$ ¹. Для использованных нами параметров $\alpha = 1,0 \cdot 10^{-10}$ эВ·см, т. е. оказывается одного порядка величины с коэффициентами, определенными в работе на основании обработки результатов измерений циклотронного и комбинированного резонансов на гетеропереходах $\text{GaAs} - \text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ и аномального магнетосопротивления двумерного дырочного газа в структурах на основе кремния на сапфире.

Авторы благодарны Э.И. Рашба, Ю.А. Бычкову и В.Т. Долгополову за полезные обсуждения.

Литература

- Бычков Ю.А., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 66; УФН, 1985, 146, 531
- Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Modern Phys., 1982, 54, 437.

3. *Ando T.* J. Phys.Soc.Jap., 1974, 37, 1233.
4. *Isihara A., Smrćka L.* J. Phys.C, 1986, 19, 6777.
5. *von Klitzing K., Landwehr G., Dorda G.* Solid State Commun., 1974, 14, 387.
6. *Гусев Г.М., Квон З.Д., Неизвестный И.Г., Овсяк В.Н., Черемных П.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 446.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 сентября 1987 г.
