Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 1, стр. 9 – 12 *10 июля 1985 г.*

АНОМАЛИИ СТАТИЧЕСКОГО МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С МАГНИТНЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ УРОВНЯМИ

Д.А.Романов, Л.Д.Шварцман

Наблюдаемые в экспериментах [1,2] аномальные осцилляции статического магнетосопротивления объясняются качественным изменением спектра носителей на магнитных поверхностных уровнях, которое обусловлено наличием приповерхностного обогащения.

В последнее время появился ряд сообщений о наблюдении необычных осцилляций статической проводимости полуметаллических и вырожденных полупроводниковых образцов в магнитных полях [1,2]. Так, авторы работы [1] наблюдали появление дополнительного периода в осцилляциях Шубникова – де-Гааза (ШГ) на образцах Bi. Дополнительные осцилляции почти периодичны по обратному магнитному полю. Эффект чувствителен к свойствам поверхности образца и модулируется поперечным электрическим полем.

Осцилляции статического магнетосопротивления (СМС), как известно всегда обусловлены наличием сингулярностей в плотности состояний. Обычные же магнитные поверхностные уровни (МПУ) не дают сингулярного вклада в плотность состояний, отличного от вклада объемных уровней Ландау. Между тем, как будет показано ниже, при наличии приповерхностного потенциала обогащения в законе дисперсии носителей появляются дополнительные критические (экстремальные) точки, что может проявиться в существенном усложнении формы ШГ осцилляций.

Рассмотрим вырожденный электронный газ с квадратичным законом дисперсии. Движение вдоль оси Y, направленной вглубь образца, ограничено бесконечной стенкой поверхности образца и суммарным потенциалом, образованным слоем обогащения " $-u\ (Y)$" ($u(Y_1) = 0$) и частью параболы эффективной потенциальной энергии электрона в магнитном поле $m\omega_c^2\ (Y-Y_0)^2/2$, $Y_0 = -cp_x/e\mathcal{H}$. (Для простоты величину m полагаем изотропной. Для конкретного вида m_{ik} (например для Bi) результаты модифицируются введением соответствующих угловых коэффициентов). В принятой калибровке $\mathbf{A}(-\mathcal{H}\ Y, 0, 0)$, магнитное поле $\mathcal{H} \parallel z$ параллельно плоскости xz границы образца. Удобно ввести $y = Y\sqrt{m\omega_c^2/2}$ так, что y^2 имеет размерность энергии. Ограничиваясь квазиклассическим рассмотрением, которое является адекватным в интересующих нас случаях, запишем условие квантования в виде:

$$\int_0^{\sqrt{\dots}=0} \sqrt{\epsilon+u\ (y)-(y-y_0)^2}\ dy = \frac{\pi\hbar\omega_c}{2}\ N\ . \tag{1}$$

Здесь ϵ – энергия поперечного движения, $N=n+3/4$.

Энергетическое положение критических точек $\partial\epsilon_n / \partial p_x = 0$ определяется уравнением (1) совместно с условием $\partial\epsilon / \partial y_0 = 0$, которое, с учетом (1), можно записать в форме:

$$\int_0^{\sqrt{\dots}=0} d\left(\sqrt{\epsilon+u\ (y)-(y-y_0)^2}\right) - \frac{1}{2}\int_0^{\sqrt{\dots}=0} dy\ \frac{du}{dy}\ \frac{1}{\sqrt{\epsilon+u\ (y)-(y-y_0)^2}} = 0. \tag{2}$$

В случае слабого приповерхностного обогащения:

$$\beta = \frac{y_1}{y_0} \ll 1; \quad \alpha = \left|\overline{\frac{du}{dy}}\right| / 2y_0 \ll 1 \tag{3}$$

(черта означает усреднение по интервалу $[\,0\, y_1\,]$) решение (2) определяется в главном приближении правым интегралом:

$$y_0^2 = \epsilon + u\ (0). \tag{4}$$

При этом поправка от второго интеграла порядка $y_1\alpha^2$ и в силу (3) пренебрежимо мала. Подставляя в (1) y_0 из (4), выделяя интеграл по области обогащения и раскладывая в нем подынтегральное выражение с учетом малости α, можно получить (с точностью до членов $\sim\sqrt{\alpha}$) алгебраическое уравнение, определяющее $\epsilon\ (n)$ в критических точках:

$$\epsilon\ \frac{\pi}{2} + \frac{C}{2\sqrt{2}}\ \epsilon^{-1/4}\ u\ (0)\sqrt{y_1} = \frac{\pi}{2}\ \hbar\omega_c N, \tag{5}$$

где

$$C = \frac{1}{u\,(0)\sqrt{y_1}} \int_0^{y_1} \frac{u\,(y)}{\sqrt{y}}\, dy \tag{6}$$

– числовой множитель, характеризующий форму приповерхностного потенциала.

Период дополнительных осцилляций СМС по обратному магнитному полю T может быть определен непосредственно из (5). При этом следует перейти к обычным переменным Y и положить $\epsilon = \epsilon_F$:

$$T = \frac{e\hbar}{mc} \left(\frac{\partial N}{\partial\,(1/\,\hbar\omega_c)} \right)^{-1} =$$

$$= \frac{e\hbar}{mc} \left[\epsilon_F + \frac{C}{2\pi\sqrt{2}}\, u\,(0) \left(\frac{m\, Y_1^2\, \omega_c^2}{2\,\epsilon_F} \right)^{1/4} \right]^{-1} . \tag{7}$$

Таким образом, осцилляции проводимости, обусловленные "лишними" критическими точками МПУ, в главном приближении периодичны по $\mathcal{H}^{-1}$. Относительная поправка к величине периода корневым образом зависит от магнитного поля и равна (в удобных обозначениях):

$$\frac{\Delta T}{T} = - \frac{C}{2\pi\sqrt{2}}\; \frac{u\,(0)}{\epsilon_F}\; \frac{\sqrt{\lambda_F\, y_1}}{l_{\mathcal{H}}}\;, \tag{8}$$

где $l_{\mathcal{H}} = \sqrt{c\hbar / e\mathcal{H}}$ – магнитная длина, а λ_F – длина волны электронов на уровне Ферми. Для конкрётных значений параметров висмута величина поправки составляет 2 – 3%, что хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Описанный случай, по-видимому, близок к ситуации, реализованной в эксперименте [1]. Для другого случая "глубокого" потенциала ($\alpha \gg 1,\ \beta \ll 1$), часто встречающегося в полупроводниках, аналогичные вычисления приводят к значению поправки к периоду по $\mathcal{H}^{-1}$:

$$\frac{\Delta T}{T} = b\, \frac{m\, Y_1^2}{\hbar^2 \sqrt{\epsilon_F\, u\,(0)}}\, (\hbar\omega_c)^2\;, \tag{9}$$

где числовой коэффициент

$$b = \frac{\sqrt{u\,(0)}}{Y_1^2} \int_0^{Y_1} \frac{(\,Y - Y_1\,)}{\sqrt{u\,(\,Y\,)}}\, d\,Y\;. \tag{10}$$

И, наконец, при наличии на поверхности "глубокого и широкого" ($\beta \sim 1$) потенциала обогащения квазиклассический период пролета частицы над потенциалом оказывается малым, и энергетические расстояния между дополнительными критическими точками вблизи ϵ_F могут существенно превышать $\hbar\omega_c$ [3]. Это приведет к осцилляциям СМС в столь слабых магнитных полях, где объемные ШГ осцилляции еще замыты. Видимо, подобный эффект и наблюдался в [2].

В заключение можно отметить, что наличие дополнительных критических точек в законе дисперсии МПУ может проявиться, кроме вышеописанных, и в других эффектах, чувствительных к особенностям плотности состояний. В качестве примера можно привести спектры оптического магнетопоглощения и фотоэдс.

Нам приятно поблагодарить А.В.Чаплика и В.Т.Долгополова за полезные советы и многочисленные обсуждения, С.С.Мурзина за интересную дискуссию.

Литература

1. *Долгополов В.Т., Мурзин С.С.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 468.
2. *Скок Э.М., Студеникин С.А., Хефеле Х., Пашер Х.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 584.
3. *Романов Д.А., Шварцман Л.Д.* Тезисы XI Совещания по теории полупроводников, Ужгород, 1983.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
11 апреля 1985 г.