

ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ЕЕ ОСИ

Сурис Р. А., Щамхалова Б. С.

Вычислен тензор проводимости полупроводниковой сверхрешетки (СР) в перпендикулярном оси СР магнитном поле, приводящем к образованию внутримини-зонных уровней Ландау, в слабом электрическом поле. Показано, что холловское сопротивление в СР меньше, чем в обычных полупроводниках и не подчиняется законам $\rho_{xy} \propto H$ и $\rho_{xy} \propto n^{-1}$, имеются большое магнитосопротивление вдоль оси СР и отрицательное магнитосопротивление вдоль слоев СР.

1. Резкая анизотропия энергетического спектра электронов и открытость поверхности Ферми, с одной стороны, малая величина ширины мини-зоны Δ и сопоставимость периода СР a с магнитной длиной $L = (c/eH)^{1/2}$ ($\hbar \equiv 1$, c — скорость света, H — магнитное поле) — с другой, обуславливают особенности гальваномангнитных свойств полупроводниковых СР. В данной работе анализируются тензоры проводимости $\hat{\sigma}$ и магнитосопротивления $\hat{\rho}$ в СР в магнитном поле H ($H \parallel OZ$), перпендикулярном оси СР (ось OY). В отличие от [1, 2] мы будем рассматривать случай, когда амплитуда периодического потенциала СР много больше всех характерных энергетических параметров системы [3-6]. Электроны движутся в потенциале, представляющем собой суперпозицию периодического потенциала СР и квадратичного потенциала, обусловленного магнитным полем. Энергетический спектр электронов в таком потенциале оказывается не дискретным, каким он был бы в отсутствие периодического потенциала СР, а представляет собой набор энергетических полос. Это обусловлено зависимостью энергии от положения центра орбиты электрона в пределах элементарной ячейки СР, которое в свою очередь определяется компонентой импульса электрона, параллельной слоям СР, x ($x \parallel OY$). Ясно, что это — периодическая зависимость от центра циклотронной орбиты. Мы покажем, что учет зависимости энергии электронов от x , т. е. харперовского уширения уровней Ландау [7], существенно меняет зависимость тензора проводимости электронов в магнитном поле от времени рассеяния, величины магнитного поля и концентрации электронов.

В магнитных полях $H < H_1$ ($H_1 = (m\Delta)^{1/2}/ea$ — характерное «внутрикристаллическое» поле [3]) энергетический спектр представляет собой мини-зонные уровни Ландау, размытые в харперовские зоны шириной $2\gamma_n$ [3]:

$$E_n^{\pm}(k_x, x) = \epsilon^{\nu} - \Delta + \omega(n + 1/2) - (-1)^n \gamma_n \cos x d + k_x^2/2m, \quad (1)$$

где ϵ^{ν} — энергия ν -го уровня размерного квантования в яме СР, n — номер уровня Ландау, $\omega = (eH/c)(m m_{\Delta})^{-1/2}$, $m_{\Delta} = (\Delta a^2)^{-1}$ — эффективная масса электрона в направлении оси СР, k_x — квазимпульс электрона вдоль оси OZ , $d = 2\pi L^2/a$, $-\pi/d \leq x \leq \pi/d$, условие $H < H_1$ означает, что $\omega < \Delta$.

Волновые функции электронов имеют вид

$$\Psi_n^{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \frac{2\pi}{\sqrt{ad}} \exp\left(\frac{ik_x z + ixy}{L^2}\right) \sum_{s, l} \exp(i(k_x a - Gy)l + ixd_s) f^{\nu}(x - al) \varphi_n(y - y_0(k_x) - ds), \quad (2)$$

$$\mathbf{k} = (k_x, x, k_y),$$

где s, l — целые числа, $f^*(x)$ — волновая функция ν -го уровня эргодичности в яме СР, $\varphi_n(y)$ — n -я осциллирующая функция, $y_0(k_x) \approx k_x L^2$, $G = 2\pi/d = a/L^2$.

Мы будем считать, что заполнен только нулевой уровень Ландау в нижней мини-зоне СР и что $\epsilon^1 - \epsilon^0 \gg \omega > \epsilon_F$, $\epsilon_F \tau \gg 1$ (τ — время рассеяния электрона), температура решетки $T = 0$, энергию электрона будем отсчитывать от нижнего края харперовской зоны и закон дисперсии перепишем так:

$$\epsilon(k) = k_x^2/2m + \gamma(1 - \cos \alpha d), \quad \gamma = \gamma_0 \equiv \Delta \exp(-\pi^2 L^2/a^2). \quad (4')$$

2. Плотность состояний электронов без учета спина и влияния рассеивающего потенциала

$$N(\epsilon) = 2 \frac{\sqrt{2m}}{(2\pi L)^2} \int_0^{\pi/d} \frac{\Theta(\epsilon - \gamma(1 - \cos \alpha d))}{\sqrt{\epsilon - \gamma(1 - \cos \alpha d)}} dx. \quad (3)$$

При $\epsilon \ll \gamma$ плотность состояний не зависит от энергии (двумерная плотность состояний): $N(\epsilon) = \sqrt{m/\gamma} (2\pi L)^{-2} \equiv m^*/2\pi a$, $m^* = (mm_\gamma)^{1/2}$, $m_\gamma = (\gamma d^2)^{-1}$ — эффективная масса электрона в харперовской зоне, при $\epsilon \gg \gamma$ плотность состояний $N(\epsilon) = \sqrt{2m/\epsilon} (2\pi L)^{-2}$. При $\epsilon \approx 2\gamma$ плотность состояний имеет логарифмическую особенность:

$$N(\epsilon) = \sqrt{m/\gamma} (2\pi L)^{-2} \pi^{-1} \ln |\gamma/2(\epsilon - 2\gamma)|. \quad (3')$$

В действительности расходимость плотности состояний при $\epsilon \approx 2\gamma$ устраняется из-за размытия энергии электронов вследствие столкновения [8]: $\epsilon - 2\gamma \gg (2\pi)^{-1}$ и $N(\epsilon = 2\gamma) \approx \sqrt{m/\gamma} (2\pi L)^{-2} (\ln \gamma\tau)/\pi$, т. е. при $\epsilon \approx 2\gamma$ плотность состояний имеет максимум, который определяется большим логарифмом $\ln \gamma\tau$ (а $\gamma\tau > 1$, иначе нет смысла говорить о харперовской зоне).

Столкновительное уширение $\Gamma(\epsilon)$, равное мнимой компоненте собственно энергетической части $\Sigma(E)$ запаздывающей функции Грина (или опережающей \mathcal{L}^-) \mathcal{L}^+ :

$$\mathcal{L}^\pm(E, k) = [E - \epsilon(k) - \Sigma^\pm(E)]^{-1}, \quad (4)$$

вычисляется в случае короткодействующего потенциала рассеивающих центров $V(\mathbf{r}) = \sum_i V_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$ при использовании стандартной процедуры для состояний с энергией ϵ такой, что $\epsilon \ll \gamma$ или $\epsilon \gg \gamma$.

I. При $\epsilon \ll \gamma$ уширение $\Gamma(\epsilon)$ не зависит от энергии и равно

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\omega_c/\gamma} (a/L)^2,$$

где $\omega_c = eH/mc$, $\Gamma_0 = \pi t (V_0^2 n_i/a)$ (n_i — концентрация примесей), с точностью до поправок порядка Γ/γ .

II. При $\epsilon \gg \gamma$ уширение равно

$$\Gamma(\epsilon) = \Gamma_0 \sqrt{\omega_c/\epsilon} (a/L),$$

поправки имеют порядок Γ/ϵ .

При $\epsilon \approx 2\gamma$ уширение аналитически не вычисляется, для оценок в (3') можно положить $\tau^{-1} = (2\Gamma_1/\pi) \ln(\gamma/\Gamma_1)$, $\Gamma_1 = \Gamma_0 \sqrt{\omega_c/2\gamma}$.

3. Тензор проводимости $\hat{\sigma}$ в слабом электрическом поле вычислим по формулам линейного отклика Кубо [9]. Следует отметить, что в отличие от [10] при вычислении $\hat{\sigma}$ нельзя ограничиться приближением типа эффективной массы, так как харперовская зона имеет конечную ширину [1, 11, 12]. Матричные элементы скорости в представлении (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{v}_{nn'}^{kk'} &= (L\omega/2) \delta(k - k') \delta_{n'n\pm 1}, \\ \hat{y}_{nn'}^{kk'} &= \pm (L\omega/2) \delta(k - k') \delta_{n'n\pm 1} + \gamma d \sin \alpha d \delta(k - k') \delta_{n'n}, \\ \hat{z}_{nn'}^{kk'} &= (k_x/m) \delta(k - k') \delta_{n'n}. \end{aligned}$$

В выражениях для скорости мы пренебрегли слагаемыми типа $(L\omega/2) \times \exp(-\pi^2 L^2/a^2)$ [и более высокого порядка по $\exp(-\pi^2 L^2/a^2)$], а слагаемые $\propto \gamma d$ сохранили. Объясняется это тем, что, во-первых, $L\omega \exp(-\pi^2 L^2/a^2) \ll \gamma d$,

так как $d > L$, $\gamma = \Delta \exp(-\pi^2 L^2/a^2)$, а $\Delta > \omega$; во-вторых, нетрудно показать, что компоненты скорости $\propto \gamma d$ дают вклад в проводимость $\propto \gamma \tau$, компоненты скорости $(L\omega/2) \exp(-\pi^2 L^2/a^2)$ — в $\propto (\epsilon_F \tau)^{-1} \exp(-2\pi^2 L^2/a^2)$, а $\gamma \tau \gg (\epsilon_F \tau)^{-1} \times \exp(-2\pi^2 L^2/a^2)$.

Поэтому для упрощения анализа мы не рассматриваем эти поправки, так же как и поправки $\propto d \gamma \exp[-(\pi^2 L^2/a^2)n]$.

Проводимость вдоль оси OY состоит из двух компонент. Одна из них (σ_{yy}^1) определяется, как обычно [8, 10, 13], миграцией центра циклотронной орбиты

$$\tau_{yy}^1 = e^2 L^2 \int d^3 k d^3 k' (2\pi)^{-6} L^2 (k'_x - k_x)^2 |\bar{V}(k - k')|^2 n_i \delta(\epsilon_F - \epsilon(k)) \delta(\epsilon(k) - \epsilon(k')), \quad (5)$$

или

$$\sigma_{yy}^1 = e^2 N(\epsilon_F) L^2 / \tau_1(\epsilon_F). \quad (5')$$

Особенности энергетического спектра влияют на σ_{yy}^1 через плотность состояний $N(\epsilon_F)$ на уровне Ферми ϵ_F и коэффициент диффузии центра циклотронной орбиты [матричные элементы рассеивающего потенциала $\bar{V}(k - k')$ см. в *Приложении*]

$$L^2 \tau_1^{-1} = L^2 n_i \int d^3 k (2\pi)^{-3} L^2 (k_x - k'_x)^2 |\bar{V}(k - k')|^2 \delta(\epsilon_F - \epsilon(k)).$$

Так как $\bar{V}(k - k') \propto \exp(-(k_x - k'_x)L^2/a)$ и $|k_x| < \pi/a$, то τ_1 отличается от $\tau = 2\Gamma^{-1}$ численным коэффициентом порядка единицы. При $\epsilon_F \ll \gamma$ и $\epsilon_F \gg \gamma$ можно записать $\sigma_{yy}^1 = e^2 L^2 n_i / \epsilon_F \tau_1$, но, так как при $\epsilon_F \ll \gamma$ плотность состояний $N(\epsilon_F)$ и τ не зависят от ϵ_F , а значит, и от концентрации электронов n_e (а при $\epsilon_F \gg \gamma$ $n_e \propto \epsilon_F^{1/2}$ и $\tau \propto \epsilon_F^{1/2}$), σ_{yy}^1 не зависит от концентрации электронов. При $\epsilon_F \approx 2\gamma$ σ_{yy}^1 имеет максимум: $\sigma_{yy}^1 \propto [N(\epsilon_F)]^2$.

Вторая компонента σ_{yy}^2 определяется проводимостью по харперовской зоне и при $\epsilon_F \gg \Gamma$ равна

$$\sigma_{yy}^2 = e^2 d^2 \gamma^2 \tau(\epsilon_F) \frac{\sqrt{2m}}{(2\pi)^2 a} \int \frac{\sin^2 \alpha d \theta (\epsilon_F - \gamma(1 - \cos \alpha d))}{\sqrt{\epsilon_F - \gamma(1 - \cos \alpha d)}} d\alpha. \quad (6)$$

В выражение для σ_{yy}^2 входит $\tau = 2\Gamma^{-1}$, так как расчеты показывают, что при $\epsilon_F > \Gamma$ и $\gamma > \Gamma$ среднее по распределению примесей от произведения гриновских функций в формуле для σ_{yy}^2 равно произведению средних [поправки $\propto \exp(-d^2/2L^2)$; см. *Приложение*] и транспортное время равно $\tau(\epsilon)$. Если $\epsilon_F > \Gamma$, то $\gamma > \Gamma$ имеет вид обычной зонной проводимости по харперовской зоне с эффективной массой m_γ :

$$\sigma_{yy}^2 = e^2 d^2 \gamma \tau n_e \equiv e^2 n_e \tau / m_\gamma.$$

При $\epsilon_F \gg \gamma$ проводимость

$$\sigma_{yy}^2 = e^2 d^2 \gamma^2 \tau N(\epsilon_F) \equiv (e^2 n_e \tau / m_\gamma) (\gamma / \epsilon_F)$$

с учетом зависимости τ и $N(\epsilon)$ от ϵ_F , при $\epsilon_F \gg \gamma$ σ_{yy}^2 не зависит от концентрации электронов. Интеграл в выражении (6) имеет конечное значение и при $\epsilon_F \approx 2\gamma$

$$\sigma_{yy}^2 = e^2 d^2 \gamma \tau \sqrt{2m/\epsilon_F} (2\pi L)^{-2},$$

но, так как $\tau(\epsilon_F)$ логарифмически убывает при $\epsilon_F \approx 2\gamma$, σ_{yy}^2 мала.

Мы видим, что проводимость вдоль оси OY состоит из двух компонент, причем они имеют разные зависимости от вероятности рассеяния: σ_{yy}^2 пропорциональна τ , а σ_{yy}^1 стремится к нулю с уменьшением вероятности рассеяния: $\sigma_{yy}^1 \propto \tau^{-1}$ [1]. При $\epsilon_F < \gamma$ имеем $\sigma_{yy}^2 / \sigma_{yy}^1 = (d^2/L^2) \gamma \epsilon_F \tau^2 \gg 1$, при $\epsilon_F \gg \gamma$ $\sigma_{yy}^2 / \sigma_{yy}^1 \approx (d^2/L^2) \gamma^2 \tau^2 \gg 1$, а при $\epsilon_F \approx 2\gamma$ отношение $\sigma_{yy}^2 / \sigma_{yy}^1$ зависит от величины $\ln \gamma \tau$.

Проводимость вдоль оси СР σ_{xx} определяется аналогично σ_{yy}^1 :

$$\sigma_{xx} = e^2 L^2 \int d^3 k d^3 k' (2\pi)^{-6} L^2 (x - x')^2 |\tilde{V}(k - k')|^2 n_i \delta(\epsilon_F - \epsilon(k)) \delta(\epsilon(k) - \epsilon(k')), \quad (7)$$

или

$$\sigma_{xx} = e^2 L^2 N(\epsilon_F) / \tau_2(\epsilon_F),$$

где

$$[\tau_2(\epsilon(k))]^{-1} = \int d^3 k (2\pi)^{-3} L^2 (x - x')^2 |\tilde{V}(k - k')|^2 \delta(\epsilon(k) - \epsilon(k')) n_i. \quad (7')$$

Так как квадрат средней длины перескока электрона вдоль оси СР при рассеянии $\langle \Delta x^2 \rangle = \langle (x - x')^2 L^4 \rangle$ определяется не только перекрытием волновых функций электрона $[\propto \exp\{-\frac{1}{2}(x - x')^2 L^2 / 4\}]$, но и законом сохранения энергии, то τ_2 отличается от τ_1 . Так, при $\gamma > \epsilon_F$ мы получаем из (7'), что $\tau_2 = \tau_1 \times \times (d^2/L^2)(\gamma/\epsilon_F) \gg \tau_1$. Действительно, при $\gamma \gg \epsilon_F$ имеем $\gamma(1 - \cos \alpha d) \approx \gamma \alpha^2 d^2 / 2 \approx \approx \epsilon_F$, отсюда средняя длина перескока при рассеянии $(x - x') L^2 \approx (L^2/d) \sqrt{\epsilon_F/\gamma}$, а коэффициент диффузии $\langle (x - x')^2 L^2 / \tau \rangle \approx (L^2/d^2) (\epsilon_F/\gamma) \tau^{-1}$ и проводимость $\sigma_{xx} = (e^2 L^2 n_e / \epsilon_F \tau_1) (L^2/d^2) (\epsilon_F/\gamma)$, $\sigma_{xx} \propto \epsilon_F$. При $\epsilon_F \gg \gamma$ из (7') имеем $\tau_2(\epsilon_F) \approx \tau_1(\epsilon_F)$, а при $\epsilon_F \approx 2\gamma$ τ_2 одного порядка с τ_1 . Мы получили, что $\sigma_{xx} \ll \sigma_{yy} = \sigma_{yy}^1 + \sigma_{yy}^2$, а при $\epsilon_F < \gamma$ $\sigma_{xx} \ll \sigma_{yy}^1$, т. е. проводимость СР в магнитном поле резко анизотропная.

Холловская проводимость представляет собой сумму двух слагаемых: обычной холловской проводимости $\sigma_{xy}^1 = e^2 L^2 n_e$ и проводимости σ_{xy}^2 , обусловленной харперовским уширением уровней Ландау:

$$\sigma_{xy}^2 = e^2 L^2 \gamma d \int_0^{\pi/d} \frac{\sqrt{2m}}{(2\pi)^2 a} \frac{x \sin \alpha d \theta (\epsilon_F - \gamma(1 - \cos \alpha d))}{\sqrt{\epsilon_F - \gamma(1 - \cos \alpha d)}} d\alpha. \quad (8)$$

Компонента холловской проводимости σ_{xy}^2 появляется из-за того, что квазиимпульс электрона α определяет, с одной стороны, координату электрона вдоль оси OX , с другой — энергию электрона в харперовской зоне. Электрическое поле (F_y) приводит к перераспределению электронов по энергии (т. е. по α), и число электронов, рассеивающихся в противоположных направлениях оси OX , становится разным:

$$\Delta n_e \approx e F_y \tau \left. \frac{\partial n_e}{\partial \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \alpha} \right|_{\epsilon = \epsilon_F} \approx e F_y \tau N(\epsilon_F) \gamma d \sin \alpha d.$$

Длина перескока при упругом рассеянии $\Delta x \approx 2\alpha_F L^2$, средняя скорость $\bar{x} \approx \Delta x / \tau$. Ток вдоль оси OX при данном поле F_y вдоль оси OY

$$j_{xy}^2 \approx e^2 F_y \tau N(\epsilon_F) \gamma d \sin \alpha_F d (2\alpha_F L^2 / \tau) = 2e^2 F_y N(\epsilon_F) \gamma \alpha_F d L^2 \sin \alpha_F d.$$

Видно, что время рассеяния τ выпадает из σ_{xy}^2 . При $\epsilon_F \ll \gamma$ имеем $\sin \alpha_F d \approx \approx \alpha_F d$, $\gamma \alpha_F^2 d^2 \approx 2\epsilon_F$ и $j_{xy}^2 \approx e^2 F L^2 m^* \epsilon_F / (2\pi a) = e^2 L^2 n_e F_y$, т. е. $\sigma_{xy}^2 = e^2 L^2 n_e$, что и получается из (8) при $\epsilon_F \ll \gamma$, а при $\epsilon_F \gg \gamma$ с ростом ϵ_F плотность состояний на поверхности Ферми убывает и $\sigma_{xy}^2 = e^2 L^2 n_e (\gamma/\epsilon_F)$. При $\epsilon_F \approx 2\gamma$ $\sigma_{xy}^2 = e^2 L^2 \times \times \sqrt{2m\gamma} (2\pi L)^{-2}$. Таким образом, холловская проводимость $\sigma_{xy} = 2e^2 L^2 n_e$ при $\epsilon_F \ll \gamma$ и $\sigma_{xy} = e^2 L^2 n_e (1 + \gamma/\epsilon_F)$ при $\epsilon_F > \gamma$.

Проводимость в направлении магнитного поля $\sigma_{zz} = e^2 n_e \tau / m$, а $\sigma_{xz} = \sigma_{yx} = 0$.

4. Рассмотрим теперь тензор магнитосопротивления $\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1}$. При $\epsilon_F < \gamma$ холловское сопротивление

$$\rho_{xy} \approx 2(e^2 L^2 n_e)^{-1} (5 + \epsilon_F^{-2} \tau^{-2})^{-1} \approx 2 / 6 \rho_{xy}^0,$$

где $\rho_{xy}^0 = (e^2 L^2 n)^{-1}$ — холловское сопротивление в полупроводнике в квантующем магнитном поле.

При $\gamma d/L > \varepsilon_F > \gamma$ имеем

$$\rho_{xy} = \rho_{xy}^0 (L^2/d^2) (\varepsilon_F^2/\gamma^2) \ll \rho_{xy}^0.$$

С учетом зависимости ε_F от n_e и H получаем, что $\rho_{xy} \propto n^3$ и $\rho_{xy} \propto H^2 \exp(H_2/H)$, т. е. ρ_{xy} растет с ростом концентрации электронов и убывает с ростом магнитного поля H ($H < H_1 < H_2$, $H_2 = ea^2/\pi^2 c$). При $\varepsilon_F \approx 2\gamma$ холловское сопротивление имеет провал (здесь σ_{xy} меняется плавно, а σ_{xx} и σ_{yy}^1 из-за максимума в плотности состояний имеют максимумы, которые определяются величиной $\ln \gamma$). При высоких концентрациях электронов (или в слабых магнитных полях), когда $\varepsilon_F \gg \gamma d/L$, холловское сопротивление

$$\rho_{xy} \approx \rho_{xy}^0 [1 - (d^2/L^2) (\gamma^2/\varepsilon_F^2)],$$

т. е. $\rho_{xy} \propto (H/n_e) [1 - \alpha n_e^{-4} H^3 \exp(-H_2/H)]$, $\alpha < 1$, и с ростом ε_F (или с уменьшением H) $\rho_{xy} \rightarrow \rho_{xy}^0$.

Качественный ход зависимости ρ_{xy} от n при фиксированных значениях магнитного поля представлен на рис. 1, а зависимости ρ_{xy} от магнитного поля

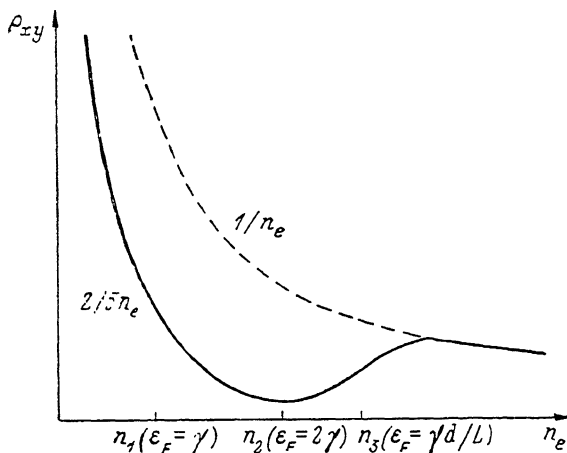


Рис. 1.

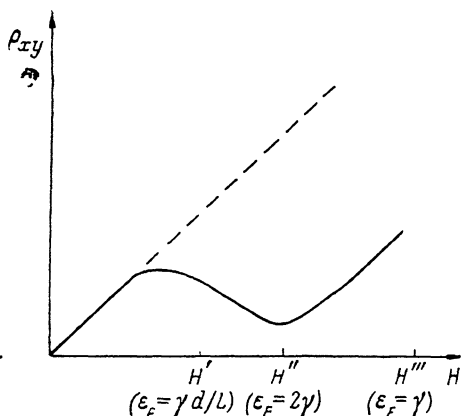


Рис. 2.

при фиксированной концентрации электронов — на рис. 2. Мы видим, что при $\varepsilon_F < \gamma d/L$, т. е. там, где ширина харперовской зоны не очень мала по сравнению с ε_F , холловское сопротивление меньше значения холловского сопротивления ρ_{xy}^0 , получаемого без учета харперовского уширения. При $H \ll H_1$ (или $\varepsilon_F \gg \gamma$) харперовское уширение мало и $\rho_{xy} = \rho_{xy}^0$. С ростом H растут γ [$\gamma = \Delta \exp(-H_2/H)$], а значит, и σ_{yy}^2 , поэтому для поддержания данной плотности тока вдоль оси OY требуется все меньшее поле F_y . Уменьшается дрейфовая скорость электронов вдоль оси OX , равная $v_x = eF_y/H$, следовательно, уменьшается и холловское поле F_x , необходимое для создания потока электронов, компенсирующего дрейфовый поток. Это и означает, что холловское напряжение (сопротивление) меньше, чем было бы при том же токе без харперовского уширения.

Магнитосопротивление вдоль оси OY при $\varepsilon_F < \gamma$ равно

$$\rho_{yy} = 1/\sigma_{yy}^0 (L^2/d^2) (\varepsilon_F/\gamma) \ll \rho_{yy}^0,$$

где $\rho_{yy}^0 = (e^2 L^2 n \varepsilon_F \tau)^{-1}$ — сопротивление полупроводника в сильном магнитном поле в квантовом пределе $\varepsilon_F < \omega$ без харперовского уширения [8]. При $\gamma d/L > \varepsilon_F > \gamma$ имеем

$$\rho_{yy} = \rho_{yy}^0 [1 + (d^2/L^2) (\gamma^2/\varepsilon_F^2)]^{-1} \ll \rho_{yy}^0,$$

а при $\varepsilon_F \gg \gamma$ $\rho_{yy} = \rho_{yy}^0$.

Магнитосопротивление вдоль оси СР при $\varepsilon_F \ll \gamma$ равно

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^0 [1 + (d^2/L^2) (\varepsilon_F \gamma \tau^2)] / 5 \gg \rho_{xx}^0$$

при $\gamma (d/L) > \varepsilon_F > \gamma$, получаем, что

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^0 [\gamma^2 \tau^2 + (L^2/d^2) (\varepsilon_F^2/\gamma^2)] > \rho_{xx}^0$$

а при $\varepsilon \gg \gamma d/L$ имеем

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^0 [1 + (d^2/L^2) \gamma^2 \tau^2] > \rho_{xx}^0.$$

При $H > H_1$ магнитное поле нарушает мини-зонный спектр СР, СР разбивается на отдельные слабо связанные пленки [3]. Малая ширина харперовской зоны γ должна приводить к нелинейным гальваномангнитным эффектам (например, к нелинейному по току холловскому напряжению) в не очень сильных электрических полях.

В данной работе мы ограничились магнитным полем $H < H_1$ и слабым электрическим полем $eFd < \tau^{-1}$ и показали, что гальваномангнитные свойства полупроводников со СР существенно отличаются от свойств обычных полупроводников: холловское сопротивление мало и не подчиняется законам $\rho_{xy} \sim n_e^{-1}$ и $\rho_{xy} \sim H$, имеются большое магнитосопротивление вдоль оси СР и отрицательное магнитосопротивление вдоль слоев СР.

Приложение

Проводимость по харперовской зоне σ_{yy}^2 равна

$$\sigma_{yy}^2 = -e^2 \left\langle \int \frac{dE}{2\pi} \frac{d^3k d^3k'}{(2\pi)^6} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) \gamma^2 d^2 \sin \alpha d \mathcal{L}^+(E, \mathbf{k}, \mathbf{k}') \sin \alpha' d \mathcal{L}^-(E, \mathbf{k}, \mathbf{k}') \right\rangle, \quad (\text{П. 1})$$

где $\langle \dots \rangle$ — усреднение по распределению примесей. Перепишем (П. 1) в виде

$$\sigma_{yy}^2 = -e^2 \gamma^2 d^2 \int \frac{dE}{2\pi} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) \sin \alpha d \mathcal{L}^+(E, \mathbf{k}) \mathcal{F}(E, \mathbf{k}) \mathcal{L}^-(E, \mathbf{k}), \quad (\text{П. 2})$$

где вершинная часть $\mathcal{F}(E, \mathbf{k})$ определяется как

$$\langle \mathcal{L}^+(E, \mathbf{k}, \mathbf{k}') \sin \alpha' d \mathcal{L}^-(E, \mathbf{k}', \mathbf{k}) \rangle = \mathcal{L}^+(E, \mathbf{k}) \mathcal{F}(E, \mathbf{k}) \mathcal{L}^-(E, \mathbf{k}).$$

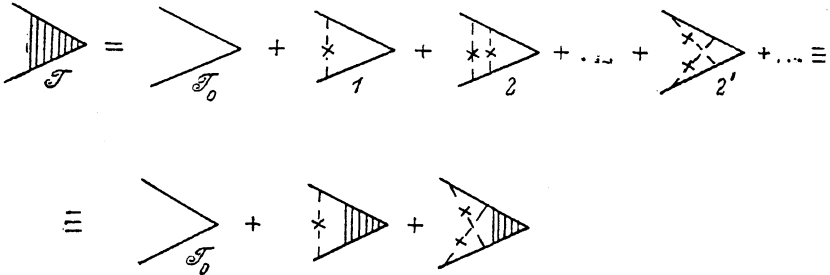


Рис. 3.

Уравнение для $\mathcal{F}(E, \mathbf{k})$ представлено на рис. 3. Здесь $\mathcal{F}_0 = \sin \alpha d$, сплошная линия соответствует усредненной по примесям одночастичной функции Грина $\mathcal{L}^\pm(E, \mathbf{k}) = [E - \varepsilon(k) \pm i\Gamma(\varepsilon)]^{-1}$, каждый крест — одной примеси, пунктир — взаимодействию с примесью.

Рассеивающий потенциал примеси в представлении волновых функций (2) имеет вид

$$\begin{aligned} V(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{q}} V_0 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \sum_{k'n} V_0 \langle \Psi_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}) | \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) | \Psi_{n'}(\mathbf{k}', \mathbf{r}') \rangle = \\ &= \sum_{\mathbf{q}} \sum_{sl} V_{l,v_g}(l) \exp\{- (4L^2)^{-1} [(q + Gl)^2 L^4 + (L^2 g + ds)^2]\} 2^n \sqrt{\pi} n! \times \end{aligned}$$

$$\times \left[\frac{gL^2 + ds + i(q + Gl)L^2}{2L} \right]^{n-n'} \mathcal{L}_n^{n-n'} \left[\frac{(gL^2 + ds)^2 + (q + Gl)^2 L^4}{2L^2} \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{igal}{2} - \frac{iqgL^2}{2} + iqk_x L^2 - ix'ds + ils\pi \right\} \times$$

$$\times \delta(k'_x - k_x - g) \delta(x' - x - q + Gl) \delta(k'_z - k_z - q_z), \quad \mathbf{q} = (g, q, q_z),$$

где

$$v_g(l) = \int_{-a/2}^{a/2} f(x - al) f(x) \exp(igx) dx,$$

$\mathcal{L}_n^{n-n'}[x]$ — полином Лагерра.

Введем обозначение $\tilde{V}(\mathbf{q})$, определяемое как

$$V(r) = \sum_{\mathbf{q}} \tilde{V}(\mathbf{q}) \exp \left\{ i \left(\frac{gal}{2} - \frac{qgL^2}{2} + k_{x\ell} L^2 - ix'ds + ils\pi \right) \right\}.$$

Вычисляя диаграммы 1, 2, ..., 2', ..., получаем, что в лестничных диаграммах типа 2 каждый крест вносит множитель $\exp(-d^2/2L^2) \ll 1$ при $\epsilon_F < \gamma$ и множитель $(L^2/d^2)(\epsilon_F/\gamma) \ll 1$ при $\gamma \gg \epsilon_F$. На диаграммах с пересекающимися примесными линиями типа 2' появляются дополнительные множители Γ/ϵ_F при $\epsilon_F \gg \gamma$ и Γ/γ при $\gamma > \epsilon_F$, например диаграмма 2 при $\epsilon_F \gg \gamma$ равна $\sin \chi d \exp(-d^2/L^2)$, а диаграмма 2' — $(\Gamma/\epsilon_F) \sin \chi d \exp(-d^2/L^2)$. Следовательно, $\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 = \sin \chi d$ с точностью до поправок порядка $\exp(-d^2/2L^2)$. После подстановки этого значения в (II.2) и интегрирования получаем (6).

Список литературы

- [1] Shiba H., Fukuyama H. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. N 4. P. 910—925.
- [2] Айзин Г. Р., Волков В. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 4. С. 1469—1480. Препринт ИРЭ АН СССР. М., 1985. № 10 (428).
- [3] Бережковский А. М., Суриц Р. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. В. 1. С. 193—199.
- [4] Belle G., Maan J. C., Weimann G. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 1. P. 65—68.
- [5] Hofstadter D. R. // Phys. Rev. B. 1975. V. 14. N 6. P. 2239—2249.
- [6] Duffield T., Bhat R., Koza M., DeRosa F., Rush K. M., Allen S. J. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 59. N 23. P. 2693—2696.
- [7] Harper P. G. // Proc. Phys. Soc. 1955. V. 68A. P. 874—878. 1955. V. 68A. P. 879—892.
- [8] Adams E. N., Holstein T. D. // J. Phys. Chem. Sol. 1959. V. 10. N 4. P. 254—276.
- [9] Kubo R. // J. Phys. Soc. Japan. 1957. V. 12. N 6. P. 570—586.
- [10] Kubo R., Hasegawa H., Hashitsume N. // J. Phys. Soc. Japan. 1958. V. 14. N 1. P. 56—74.
- [11] Gerhardt R., Weiss D., Klitzing K. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 10. P. 1173—1176.
- [12] Winkler R. W., Kotthaus J. P., Ploog K. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 10. P. 1177—1179.
- [13] Titeica S. // Ann. Phys. 1935. V. 22. P. 129—161.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязинская часть

Получена 24.04.1990
Принята к печати 14.05.1990