Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 5, стр. 228 – 231 *10 марта 1987 г.*

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ЛОКАЛИЗАЦИИ И КОРРЕЛЯЦИЙ В РАССЕЯНИИ НА ПРОВОДИМОСТЬ В УЛЬТРАКВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ

С.С.Мурзин

На основе полуклассического описания рассмотрено движение электрона в вырожденном полупроводнике, помещенном в сильное магнитное поле. Учтены эффекты локализации и корреляции в рассеянии. Найдены проводимости вдоль $\sigma_{\parallel}$ и поперек $\sigma_{\perp}$ магнитного поля при низкой температуре.

До недавнего времени при изучении проводимости полуметаллов и полупроводников в ультраквантовом пределе учитывались только влияние магнитного поля **H** на траектории движения, спектр и характеристики независимых друг от друга актов рассеяния электронов [1, 2]. В последние годы стало ясно, что поскольку в ультраквантовом пределе движение электронов близко к одномерному, необходимо учитывать также локализационные (интерференционные) эффекты [3]. Кроме того, из работ [4 – 6] следует, что, если магнитная длина λ много меньше радиуса экранирования примесей d, то нельзя считать все акты рассеяния независимыми. Корреляции обусловлены тем, что электрон много раз возвращается в поле одной примеси, слабо смещаясь поперек **H**. Пролетая в поле этой примеси, он каждый раз будет дрейфовать в одном направлении до тех пор, пока не сместится на расстояние $\sim d$.

В настоящей работе получено выражение для $\sigma_{\parallel}$ вырожденного некомпенсированного или слабо компенсированного полупроводника в ультраквантовом пределе в случае, когда локализационные эффекты важны, но температура $T \neq 0$ (ограничения на T будут оговорены ниже). С учетом многократных возвратов электрона в поле одной и той же примеси получена формула, связывающая $\sigma_{\perp}$ и $\sigma_{\parallel}$: $\sigma_{\perp} \propto \sigma_{\parallel}^{-1/3}$, и по известной $\sigma_{\parallel}$ найдена $\sigma_{\perp}$. Отметим, что соотношение между $\sigma_{\perp}$ и $\sigma_{\parallel}$ имеет более общий характер, чем выражения для $\sigma_{\perp}$ и $\sigma_{\parallel}$. В частности, это соотношение справедливо и в классическом случае, рассмотренном в работе [5], и в пунктах Б и Г работы [6].

Будем считать, что $k_z\lambda \ll 1$, $k_z^2\hbar^2/2m > e^2/\epsilon N^{-1/3}$, где k_z – волновой вектор электрона вдоль **H**, m – эффективная масса, N – концентрация ионизированных примесей, ϵ – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Из этих неравенств следует, что $\lambda \ll d$. Рассмотрим движение электрона на различных масштабах времени.

1. В течение времени τ_1 – времени пробега до рассеяния назад, электрон, двигаясь вдоль **H**, рассеивается поперек магнитного поля на многих случайно расположенных примесях. Поэтому поперечное движение в течение этого времени имеет диффузионный характер, т.е. поперечное смещение $|\rho| \propto t^{1/2}$. Полное смещение за время τ_1 с точностью до логарифмических множителей равно

$$\rho_1 \sim (D_{\parallel}\tau_1)^{1/2} \sim \lambda^2 \left(k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2}\right)^{1/2} \ll \lambda, \tag{1}$$

т.е. мало по сравнению с поперечным размером волновой функции электрона. Коэффициент диффузии D и τ_1 найдены в работе [1].

2. Если бы поперечное движение отсутствовало совсем, то в результате одномерности движения, электрон был бы локализован [7] и вдоль **H**. Движение поперек **H** разрушает одномерную локализацию. Но, так как электрон слабо смещается поперек **H** за время τ_1, то, как показано в работе [3], локализационные эффекты сильно влияют на $\sigma_{\parallel}$ при $T = 0$.

Результат работы [3] можно получить путем следующих качественных рассуждений. Так как радиус локализации в одномерном случае $\sim l = \hbar k_z\tau_1/m$, то будем рассматривать электрон как волновой пакет длиной $\sim l$ и поперечными размерами λ. Под действием поперечной составляющей неоднородного электрического поля примесей такой волновой пакет будет смещаться поперек **H**. На масштабах, меньших d, поперечное движение пакета близко к дрейфу со скоростью[1)]

$$v_x = \frac{c}{H} \int \psi^*(\mathbf{r}) E_y(\mathbf{r})\, \psi(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} = \int_{-\infty}^{\infty} P(z) E_y(z)\, dz \sim c\, \frac{E_d}{H} P_1 d \cdot N_l^{1/2} \sim \frac{ceN^{1/2}}{\epsilon H l^{1/2}}\,, \tag{2}$$

где $\psi(r)$ – волновая функция электрона, $E_y = \sum\limits_i \frac{ey_i}{\epsilon (r - r_i)^3} e^{-\frac{|r - r_i|}{d}}$ – электрическое поле примесей, $P(z)\, dz$ – вероятность обнаружить электрон в интервале dz, $E_d \sim e/\epsilon d^2$, $P_1 \sim l^{-1}$, $N_l \sim Nld^2$ – число примесей, с которыми одновременно взаимодействует волновой пакет.

При температуре $T = 0$ вдоль **H** электрон сместится на расстояние $\sim l$, когда в результате поперечного движения изменятся условия локализации, т.е. когда он сместится поперек **H** на расстояние $\rho_{20} \sim \left(k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2}\right)^{-1/2}$. Соответствующее время с точностью до логарифмических множителей равно

$$\tau_{20} \sim \frac{\rho_{20}}{v_x} \sim \frac{\epsilon H l^{1/2}}{ceN^{1/2} \left(k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2}\right)^{1/2}} \sim \tau_1 \lambda^{-2} \left(k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2}\right)^{-1} \gg \tau_1 . \tag{3}$$

Коэффициент диффузии вдоль **H**

$$D \sim l^2 / \tau_{20} \sim (l^2/\tau_1)\, \lambda^2 (k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2})\,, \tag{4}$$

а значит, и проводимость оказываются в $\lambda^{-2}\ (k_z^2 + \frac{1}{4} d^{-2})^{-1}$ раз меньше, чем в обычной кинетической теории [1]. В случае $k_z \gg d^{-1}$, рассмотренном в [3], это с точностью до логарифмических множителей совпадает с результатом работы [3]. Однако неясно, можно ли считать этот результат окончательным, поэтому мы будем рассматривать лишь случай $T \neq 0$, когда время неупругого рассеяния $\tau_1 \ll \tau_{in} \ll \tau_{20}$.

Время τ_{in} – второе характерное время нашей задачи. В течение времени τ_{in} электрон практически локализован вдоль **H** и дрейфует поперек **H**. При $t > \tau_{in}$ и $kT > \hbar/\tau_1$ движение электрона вдоль **H** происходит путем прыжков на длину $\sim l$ с частотой τ_{in}^{-1}. Коэффициент диффузии равен

$$D_{\parallel} \sim l^2 / \tau_{in}\,. \tag{5}$$

Для проводимости, используя соотношение Эйнштейна, получим

$$\sigma_{\parallel} \sim \frac{ne^2 \tau_1}{m} \frac{\tau_1}{\tau_{in}}. \tag{6}$$

3. Можно считать, что дрейфовый характер движения для $t < \tau_{in}$ имеет место в результате корреляции в рассеянии поперек **H**. Электрон, движение которого вдоль **H** ограничено областью размером l, по многу раз пролетает в поле каждой примеси в этой области. Причем в поле одной примеси он каждый раз дрейфует в одном направлении.

Корреляции в рассеянии следует учитывать и для $t > \tau_{in}$, так как за время τ_{in} электрон не успевает сместиться поперек **H** на расстояние $\sim d$ [4–6]. В этом случае средний квадрат смещения вдоль **H** равен

$$\overline{x^2(t)} = \sum_i \frac{c^2}{H^2} \left\{ \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} P(z, t')\, E_{iy}(z)\, dz \right\}^2 \sim \left(c \frac{E_d}{H} P_2 d \cdot t\right)^2 N_t \ln (d/\rho(t)) \sim$$

[1)] Более точно вместо (2) $\overline{(v^2)}^{1/2} \sim \frac{c}{H} \left\{ \int_{\rho(t)}^{d} \left(\frac{e}{\epsilon \rho'^2} \frac{\rho'}{l}\right)^2 N l 2 \pi \rho' d\rho' \right\}^{1/2} \sim \frac{e c N^{1/2}}{\epsilon H l^{1/2}} \ln (d/\rho(t))$, (2)

где ρ' – расстояние между примесью и линией движения электрона вдоль **H**, $\rho(t)$ – смещение электрона поперек **H** за время t.

$$\sim \left(\frac{ce}{\epsilon H}\right)^2 N D_{\parallel}^{-1/2}\ t^{3/2} \ln\left(d/\rho(t)\right), \qquad (7)$$

где $P(z,t) \sim (D_{\parallel} t)^{-1/2} \exp(-z^2/2D_{\parallel} t)$, E_{iy} – поле i-ой примеси, $P_2 \sim (D_{\parallel} t)^{-1/2}$, $N_t \sim \sim N d^2 (D_{\parallel} t)^{1/2}$ – число примесей, с которыми электрон взаимодействует за время t; $\rho(t) = [x^2(t) + y^2(t)]^{1/2}$; суммирование ведется по всем примесям. Из (7) видно, что для $x(t) < d$ движение имеет недиффузионный характер. Время, за которое электрон сместится поперек **H** на d, третье характерное время нашей задачи, находится из условия $\overline{x^2(\tau_3)} \sim \sim d^2$, $\ln(d/\rho(\tau_3)) \sim 1$.

4. Для $t > \tau_3$ поперечное движение становится диффузионным. Коэффициент диффузии равен

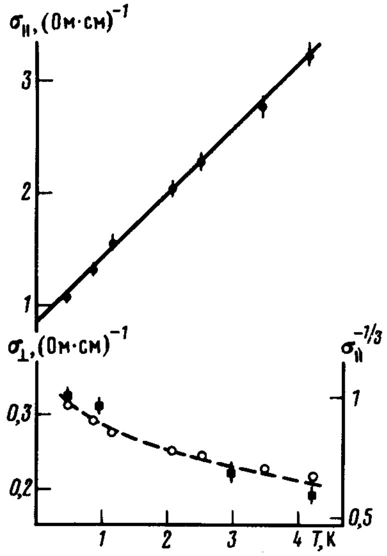
$$D_{\perp} = \frac{d^2}{\tau_3} = \alpha \left(\frac{ec}{\epsilon H}\right)^{4/3} N^{2/3} d^{2/3} D_{\parallel}^{-1/3}, \qquad (8)$$

где $\alpha \sim 1$ – численный коэффициент. Проводимость вырожденного электронного газа поперек **H** равна

$$\sigma_{\perp} = \alpha \left(\frac{e^3 c \partial n/\partial \mu}{\epsilon H}\right)^{4/3} N^{2/3} d^{2/3} \sigma_{\parallel}^{-1/3}, \qquad (9)$$

где $\partial n/\partial \mu$ – плотность состояний на уровне Ферми. Локализационные эффекты учитываются в формулах (8) и (9) через $D_{\parallel}$ и $\sigma_{\parallel}$. Из формул (6) и (9) следует, что по мере понижения температуры $\sigma_{\parallel}$ уменьшается, а $\sigma_{\perp}$ растет.

5. С ростом магнитного поля k_z^{-1} становится больше, чем дебаевский радиус экранирования $\left(\frac{4\pi e^2}{\epsilon} \partial n/\partial \mu\right)^{-1/2}$ и потенциал примеси становится сильно анизотропным [8,9]. Наше рассмотрение справедливо и в этом случае, если в (8) и (9) под d понимать радиус экранирования поперек **H**.



Зависимость $\sigma_{\parallel}$ – ⧫, $\sigma_{\perp}$ – ⧫ и $\sigma_{\parallel}^{-1/3}$ – ○ от температуры в поле $H = 10$ кЭ. Образец n-$Hg_{0,79}Cd_{0,21}Te$ с концентрацией электронов $n = 2{,}7 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Построено по данным работы [12]. Нули шкал для $\sigma_{\perp}$ и $\sigma_{\parallel}^{-1/3}$ совпадают

6. Уменьшение $\sigma_{\parallel}$ и рост $\sigma_{\perp}$ при понижении температуры в ультраквантовом пределе наблюдались в n-InAs при $T > 2$ К [10]. Возрастание $\sigma_{\perp}$ при понижении температуры наблюдалось также в n-InSb [11]. В интересующей нас области наиболее подробные данные, позволяющие построить температурные зависимости $\sigma_{\perp}$ и $\sigma_{\parallel}$, получены на n-$Hg_{0,79}Cd_{0,21}Te$ с концентрацией электронов $n = 2{,}7 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ в работе [12]. Эти зависимости приведены на рисунке. Линейная зависимость $\sigma_{\parallel}$ от T возможна, если τ_{in} определяется рассеянием на фононах с вол-

новым вектором $q_T \sim kT/\hbar s >> \lambda^{-1}$. Поперечная проводимость растет при понижении температуры. Причем, как видно из рисунка, зависимость $\sigma_\perp$ от T близка к зависимости $\sigma_\parallel^{-1/3}$ от T, т.е. выполнено соотношение $\sigma_\perp \propto \sigma^{-1/3}$. Холловская проводимость $\sigma_H = 0{,}5$ (Ом · см)$^{-1}$ и от температуры практически не зависит.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения В.Ф.Гантмахеру, С.В.Мешкову, М.Р.Трунину и Д.Е.Хмельницкому.

Литература

1. *Adams F., Holstein T.* Journ. Phys. Chem. Solids, 1959, **10**, 254.
2. *Kubo R., Mijake S.M., Nashitsume N.* Solid State Physics, **17**, 269, New York and London, Academic Press.
3. *Abrikosov A.A., Ryzhkin I.A.* Adv. Phys., 1978, **27**, 147.
4. *Dreizin Yu.A., Dykhne A.M.* Sixth European Conf. on Controlled fusion and Plasma Phys. Moscow, 1973, **1**, 147.
5. *Мурзин С.С.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 567.
6. *Поляков Д.Г.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 546.
7. *Березинский В.Л.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 1251.
8. *Horing N.J.* Ann. Phys., 1969, **54**, 405.
9. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* ЖЭТФ, 1973, **64**, 2222.
10. *Мурзин С.С.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 45.
11. *Ishida S., Otsuka E.* J. Phys. Soc. Japan, 1977, **43**, 124, Fig. 7.
12. *Shayegan M., Goldman V.J., Drew H.D., Nelson D.A., Tedrow P.M.* Phys. Rev. B, 1985, **32**, 6952.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 декабря 1986 г.