Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.11, стр.665 - 670 10 июня 1992 г.

ПОДАВЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

С.С.Мурзин

Институт физики твердого тела РАН

142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 14 мая 1992 г.

Показано, что при температуре $T \gg \hbar/\tau\ (\hbar V_F \epsilon_\perp/e^2)^{1/3}$ локализационные эффекты в квазиодномерных соединениях подавлены тепловыми электромагнитными флуктуациями и, следовательно, проводимость описывается формулой Друде (τ – время пробега электрона до рассеяния назад, $\epsilon_\perp$ – диэлектрическая проницаемость решетки поперек проводящих цепочек, V_F – фермиевская скорость). Предполагается, что $e^2/\epsilon_\perp V_F \hbar \ll 1$, то есть электрон-электронное взаимодействие слабое. Ситуация близкая к квазиодномерной возникает в трехмерных полупроводниках и полуметаллах, помещенных в сильное магнитное поле. В этом случае локализационные эффекты подавляются тепловыми флуктуациями при тех же условиях, что и в квазиодномерных проводниках.

Как показано Моттом и Тузом [1], и затем доказано более строго (см. [2]), в одномерных неупорядоченных системах все электроны независимо от энергии локализованы, и статическая проводимость $\sigma = 0$ при $T = 0$. Если примеси и дефекты слабо рассеивают электроны с фермиевской энергией $\mathcal{E}_F$ (коэффициент отражения от одного рассеивающего центра много меньше 1), и время пробега этих электронов до рассеяния назад $\tau \gg \hbar/\mathcal{E}_F$, то радиус локализации равен четырем длинам пробега $l = V_F\tau$. Характерное расстояние по энергии между пространственно перекрывающимися состояниями $\sim \hbar/\tau$.

В реальных квазиодномерных соединениях, состоящих из большого числа одномерных цепочек, время жизни электрона на цепочке $\tau_\perp$ конечно (в совершенном кристалле при $T = 0$ время $\tau_\perp \sim \hbar/w$, где w – интеграл перекрытия между соседними цепочками). В этом случае электроны локализованы только в достаточно "грязных" образцах [3,4], когда $\tau \ll \tau_\perp$. В случае $\tau \gg \tau_\perp$ электроны делокализованы, и проводимость описывается формулой Друде $\sigma_0 = ne^2\tau/m$ (n – концентрация, m – эффективная масса электронов), если не существенны эффекты, приводящие к возникновению щели в спектре электронов вблизи уровня Ферми (см. [2]).

Ситуация во многом близкая к одномерной возникает и в трехмерных полупроводниках и полуметаллах, помещенных в сильное магнитное поле H ($\mathcal{E}_F \ll \hbar\Omega_c$, Ω_c – циклотронная частота), если электроны рассеиваются в основном на ионизованных примесях [5–7]. В этом случае, вследствие плавности примесного потенциала по отношению к магнитной длине $\lambda_H = \hbar c/eH$, смещение электрона поперек магнитного поля за время τ гораздо меньше магнитной длины – характерного масштаба волновой функции электрона поперек поля. Поэтому в первом приближении, пренебрегая изменением примесного потенциала на расстояниях порядка λ_H, можно считать, что электрон находится в одномерном потенциале и поэтому локализован вдоль магнитного поля. Учет поперечной составляющей неоднородного электрического поля примесей приводит к конечному времени жизни в "квазилокализованном состоянии" τ_H (время $\tau_H \gg \tau$) и отличной от нуля проводимости вдоль магнитного поля при $T = 0$ [6]

$$\sigma \simeq e^2(\partial n/\partial \mathcal{E})l^2/\tau_H \simeq \sigma_0\tau/\tau_H, \tag{1}$$

($\partial n/\partial \mathcal{E}$ – плотность состояний на уровне Ферми). Она гораздо меньше, чем следует из теории [8], неучитывающей локализационные эффекты и приводящей к формуле Друде с временем τ, зависящим от магнитного поля.

Приведенное выше рассмотрение не учитывает электрон-электронное взаимодействие. Вопрос о том, как оно влияет на локализацию в квазиодномерных системах, не решен даже в случае, когда характерная величина кулоновского взаимодействия двух электронов мала

$$e^2/\epsilon_\perp l \ll \hbar/\tau \quad \text{или} \quad e^2/\epsilon_\perp V_F \hbar \ll 1, \tag{2}$$

и электрон-электронное взаимодействие практически не влияет на спектр электронов. В работе [9] на основе скейлингого подхода сделан вывод о том, что в одномерных системах слабое взаимодействие не приводит к возникновению проводимости при $T = 0$. Однако даже в рамках такого подхода не ясно справедливо ли это утверждение для квазиодномерных систем, в которых дебаевский радиус экранирования много больше расстояния между цепочками b

$$r_D = \{4\pi e^2(\partial n/\partial \mathcal{E})/\epsilon_\perp\}^{-1/2} \sim (\hbar V_F \epsilon_\perp/e^2)^{1/2} b \gg b \tag{3}$$

и электрон взаимодействует не только с электронами на своей цепочке, но и с электронами других цепочек, то есть взаимодействие является трехмерным.

Если локализация сохраняется при $T = 0$, то возникает следующий вопрос: способно ли взаимодействие привести к появлению проводимости при отличной от нуля температуре и какова величина этой проводимости? Возможность проводимости при $T \neq 0$ за счет электрон-электронного взаимодействия в трехмерных системах, непроводящих при $T = 0$, обсуждалась ранее в работах [10–12]. В настоящей работе будет показано, что при достаточно высокой температуре слабое электрон-электронное взаимодействие ($e^2/\epsilon_\perp V_F \hbar \ll 1$) полностью подавляет локализационные эффекты в квазиодномерных системах, если они имели место при $T = 0$. Вопрос о проводимости при $T = 0$ остается открытым.

Как известно локализация возможна только в том случае, если фаза электрона не сбивается случайным образом на каких-либо тепловых возбуждениях системы. В этой работе мы найдем условия, при которых за время пробега электрона до рассеяния назад τ электромагнитные флуктуации сбивают фазу этого электрона φ (изменяют на величину большую 1). При этом флуктуационное поле и изменение фазы $\Delta\varphi_\tau$ за время τ мы будем искать, предполагая, что локализационные эффекты несущественны. Это оправдано, если полученное в результате значение $\Delta\varphi_\tau > 1$. Флуктуационные поля создаются электронами, поэтому взаимодействие электрона с флуктуациями – это по существу электрон-электронное взаимодействие. Отметим, что ранее в работах [13] рассматривалось влияние флуктуаций на локализационные поправки к металлической проводимости в квазиодномерном, квазидвумерном и трехмерном случаях. Однако в понятие квазиодномерный там вкладывается иной смысл, чем в настоящей работе. В работе [12] рассматривалась прыжковая проводимость за счет флуктуаций в полупроводниках.

Флуктуационное поле можно разделить на две части: нулевые колебания (с частотами $\omega > T/\hbar$) и тепловые ($\omega < T/\hbar$). Разрушение локализации нулевыми колебаниями означало бы, что локализация подавлена и при нулевой температуре. Однако эта задача не может быть рассмотрена на основе квазиклассических представлений, которыми мы пользуемся в настоящей работе. Изменение фазы электрона $\Delta\varphi_\tau$ под действием тепловых флуктуаций (с частотами $\omega \leq T/\hbar$ и фурье-компонентами флуктуационного поля вдоль направления нитей $k_z \sim \omega/V_F \leq T/\hbar V_F$), можно найти пользуясь квазиклассическими представлениями [14], если интерференционные эффекты подавлены.

Учитывая только тепловые флуктуации, мы найдем характерную температуру T_Φ, выше которой проводимость должна описываться формулой Друде. Это не исключает, однако, что при некоторых условиях формула Друде может оказаться справедливой и при $T < T_\Phi$.

Фаза волновой функции электрона равна $\varphi = S/\hbar$, где S – действие. Изменение фазы за время τ под действием флуктуационного поля равно

$$\Delta\varphi_\tau = \Delta S/\hbar = \hbar^{-1}\int(\Delta\mathcal{E} - e\Phi)dt \simeq \hbar^{-1}\int \Delta\mathcal{E}(t)dt =$$

$$= e\hbar^{-1}\int_0^\tau dt\int_0^t E\{t', z(t')\}v(t')dt' = eV_F\hbar^{-1}\int_0^\tau dt\int_o^t eE\{t', z(t')\}dt'. \qquad (4)$$

Здесь ΔS – добавка к действию, связанная с возмущением, $\Delta\mathcal{E}$ – изменение кинетической энергии электрона под действием флуктуационного поля, Φ – потенциал этого поля, E – напряженность поля вдоль нитей (ось z). Как будет показано ниже $e\Phi \ll \Delta\mathcal{E}$. Изменением скорости электрона $v(t)$ можно пренебречь и считать, что $v(t) = V_F$.

Квадрат изменения фазы за время τ равен

$$\Delta\varphi_\tau^2 = e^2V_F^2\hbar^{-2}\int_0^\tau dt_1\int_0^\tau dt_2\int_0^{t_1}\int_0^{t_2} E(t', z')E(t'', z'')dt'dt''. \qquad (5)$$

Выражая $E(t', z')$ и $E(t'', z'')$ через интегралы Фурье, заменяя z' и z'' на V_Ft' и V_Ft'', интегрируя по t', t'', t_1, t_2 и усредняя с учетом того, что

$$< E_{\omega_1,\bar{k}_1}E_{\omega_2,\bar{k}_2} >= (2\pi)^4 < E^2 >_{\omega_1,\bar{k}_1} \delta(\omega_1+\omega_2)\delta(\bar{k}_1+\bar{k}_2), \qquad (6)$$

получим

$$< \Delta\varphi_\tau^2 >= \frac{e^2V_F^2\tau^4}{(2\pi)^4\hbar^2}\int\int < E^2 >_{\omega,\bar{k}} F[(\omega - k_zV_F)\tau]d\omega d\bar{k}, \qquad (7)$$

где $< E^2 >_{\omega,\bar{k}}$ – спектральная плотность флуктуаций электрического поля E,

$$F[x] = \frac{2(1-\cos x - x\sin x) + x^2}{x^4} = \begin{cases} 1/4, & \text{если } |x| \ll 1 \\ x^{-2} & \text{если } |x| \gg 1 \end{cases}. \qquad (8)$$

Спектральная плотность тепловых ($\omega \le T/\hbar$) флуктуаций поля E равна [15]

$$< E^2 >_{\omega,\bar{k}} \simeq 4\pi i\frac{k_BT}{\omega}\{\Lambda_{zz}^{-1} - (\Lambda_{zz}^{-1})^*\}, \qquad (9)$$

где

$$\Lambda_{zz} = \begin{pmatrix} -(k_zc/\omega)^2 + \epsilon_\perp & 0 & k_\perp k_zc^2/\omega^2 \\ 0 & -(k_zc/\omega)^2 + \epsilon_\perp & 0 \\ k_\perp k_zc^2/\omega^2 & 0 & -(k_\perp c/\omega)^2 + \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \qquad (10)$$

Здесь предполагается, что ось x лежит в плоскости $\bar{k}, z$ ($k_y = 0$, $k_x = k_\perp$), $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_\perp$, недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости равны 0. Отсюда, учитывая, что $k_z \gg \epsilon_\perp^{1/2}\omega/c$, получим

$$\Lambda_{zz}^{-1} = \{\epsilon_{zz} - (k_\perp c/\omega)^2\epsilon_\perp/[\epsilon_\perp - (k_zc/\omega)^2]\}^{-1} \simeq k_z^2/(k_z^2\epsilon_{zz} + k_\perp^2\epsilon_\perp). \qquad (11)$$

В случае, когда время жизни электрона на нити $\tau_\perp \gg \tau$, для частот $\omega > 1/\tau$ электронная диэлектрическая проницаемость поперек нитей много меньше решеточной $\epsilon_{\perp o}$ и поэтому $\epsilon_\perp = \epsilon_{\perp 0} = \mathrm{const}$. Подставляя значение $< E^2 >_{\omega,k}$ с Λ^{-1}, определяемым выражением (11), получим

$$< \Delta\varphi_\tau^2 > = \frac{Te^2V_F^2\tau^4}{2\pi^3\hbar^2}\int \frac{F\omega^{-1}\epsilon''_{zz}k_z^2dk_zdk_\perp^2d\omega}{k_z^4\epsilon''^2_{zz} + \{k_z^2\epsilon'_{zz} + k_\perp^2\epsilon_\perp\}^2}. \tag{12}$$

Интегрирование по ω ведется до $T/\hbar$. Действительная (ϵ'_{zz}) и мнимая (ϵ''_{zz}) части ϵ_{zz} не зависят от $k_\perp$ (см. Приложение), поэтому интегрирование по $k_\perp$ от 0 до ∞ дает

$$< \Delta\varphi_\tau^2 > = \frac{Te^2V_F^2\tau^4}{2\pi^3\hbar^2\epsilon_\perp}\int \frac{Fk_z^2dk_zd\omega}{\omega}\{\pi/2 - \mathrm{arctg}(\epsilon'_{zz}/\epsilon''_{zz})\}. \tag{13}$$

Основной вклад в интеграл от первого слагаемого вносят ω и k_z, удовлетворяющие условию $|\omega - k_zV_F| \le 1/\tau$. В этой области $\epsilon'_{zz}/\epsilon''_{zz} \le 1$ и нечетно по отношению к $\omega - k_zV_F$, если ϵ''_{zz} больше, чем решеточная восприимчивость вдоль цепочек $\epsilon_\parallel$ (см. Приложение). Поэтому $\mathrm{arctg}(\epsilon'_{zz}/\epsilon''_{zz})$ можно отбросить. В результате имеем

$$< \Delta\varphi_\tau^2 > \sim (e^2/\epsilon_\perp\hbar V_F)(T\tau/\hbar)^3. \tag{14}$$

Локализационные эффекты подавлены и проводимость описывается формулой Друде при $\Delta\varphi_\tau^2 \gg 1$, то есть при

$$T \gg T_\Phi = \hbar/\tau(\hbar V_F\epsilon_\perp/e^2)^{1/3}. \tag{15}$$

Отношение изменения кинетической энергии электрона за время τ к потенциальной энергии $\Delta\mathcal{E}/e\Phi \sim k_zl \sim T\tau/\hbar \gg 1$ для $k_z \sim T/\hbar V_F$ при $T \ge T_\Phi$, как отмечалось выше. Ограничения нашего рассмотрения вытекают из условия $\epsilon_\parallel \ll \epsilon''_{zz}$ при $\omega = T_\Phi/\hbar$ и $k_z = T_\Phi/\hbar V_F$. Отсюда получим, что критерий (15) справедлив, если выполнены условия: либо

$$\hbar/\tau \ll (e^2/\epsilon_\perp\hbar V_F)^{2/3}\mathcal{E}_F,\quad (e^2/\epsilon_\perp\hbar V_F)^{2/3}(\mathcal{E}_F\hbar^2b^{-2}/m)^{1/2}(\epsilon_\perp/\epsilon_\parallel)^{1/2}, \tag{16}$$

либо

$$(e^2/\epsilon_\perp\hbar V_F)^{2/3}\mathcal{E}_F \ll \hbar/\tau \ll (\mathcal{E}_Fe^4/\epsilon_\parallel\epsilon_\perp b^2)^{1/3}, \tag{17}$$

Полупроводники и полуметаллы в ультраквантовом магнитном поле.

Проведенное выше рассмотрение справедливо так же для полупроводников и полуметаллов, помещенных в ультраквантовое магнитное поле. В силу того, что смещение электрона поперек магнитного поля за время τ много меньше магнитной длины λ_H [6], для частот $\omega \ge 1/\tau$ электронная чсть диэлектрической проницаемости поперек магнитного поля мала по сравнению с решеточной ϵ_0 (здесь мы считаем, что решеточная диэлектрическая проницаемость изотропна)

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \ll 4\pi\partial n/\partial\mathcal{E}e^2\lambda_H^2/(\tau\omega) \sim \epsilon_0(\lambda_H^2/r_D^2)/(\tau\omega) \ll \epsilon_0. \tag{18}$$

Вставив холловские компоненты $\Lambda_{xy} = -\Lambda_{yx} = i4\pi\sigma_{xy}/\omega = i4\pi nec/H\omega$ в тензор (10) можно убедиться, что они тоже несущественны, если $\hbar\sigma_{xy}/T\epsilon_0^{1/2} \ll c/V_F$ ($\sigma_{xy} = nec/H$ – холловская проводимость). Это неравенство всегда выполнено в реальных экспериментальных условиях. Например, в поле 1 Тл при $T = 100$ K, $n = 10^{16}$ см$^{-3}$ и $\epsilon_0 = 10$ левая часть равна 0,3, а правая много больше 300. Таким образом в полупроводниках с вырожденным электронным газом, помещенных в сильное магнитное поле, локализационные эффекты тоже должны быть подавлены при $T \gg T_\Phi = \hbar/\tau(\hbar V_F\epsilon_0/e^2)^{1/3}$.

Хотя число экспериментальных данных, полученных на квазиодномерных соединениях велико, нам не удалось найти среди них такие, которые позволили бы сделать какие-либо выводы о справедливости утверждения этой работы. Это связано с тем, что в большинстве случаев при понижении температуры происходят фазовые переходы, сопровождающиеся возникновением щели в спектре электронов. Кроме того, по-видимому, не всегда выполнено условие $\tau \ll \tau_\perp$ (см. [2]).

Что касается полупроводников в сильном магнитном поле, на n-InSb и n-InAs [17] в условиях, когда $\mathcal{E}_F > \hbar/\tau$, наблюдался рост проводимости вдоль магнитного поля при повышении температуры, что свидетельствует в пользу того, что локализационные эффекты существенно влияют на проводимость. Эти результаты нельзя объяснить, учитывая взаимодействие электронов с фононами, так как полученное на основе такой интерпретации время электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} оказывается на два порядка меньше, чем время τ_{e-ph}, известное из других измерений [17]. Возможно рост проводимости вдоль магнитного поля при повышении температуры связан с подавлением локализационных эффектов флуктуациями. В условиях этих экспериментов параметр взаимодействия $e^2/\epsilon_0\hbar V_F \simeq 0,4-0,8$. Величины $\hbar/\tau(\hbar V_F\epsilon_0/e^2)^{1/3} \simeq 15-30\,\mathrm{K}$. Рост проводимости при повышении температуры происходит как раз в той области температур (5–20 K), где $T \sim T_\Phi$.

Автор выражает благодарность Шовкуну Д.Н. за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ. Диэлектрическая проницаемость ϵ_{zz}

Величину ϵ_{zz} для $\omega < T/\hbar$, $k_z < T/\hbar V_F$ и при отсутствии локализационных эффектов можно найти на основе решения кинетического уравнения Больцмана. При наличии пространственной дисперсии решение кинетического уравнения с интегралом столкновений в τ-приближении, не удовлетворяет уравнению непрерывности $\partial\rho/\partial t + \mathrm{div} j = 0$ (ρ – плотность заряда, j – плотность тока). Поэтому простейший интеграл столкновений, которым можно воспользоваться – это интеграл столкновений Батнагара–Гросса–Крука [16]

$$-(\partial f/\partial t)_{sct} = -(f - f_0')/\tau. \tag{П1}$$

Здесь f – функция распределения электронов. f_0' – фермиевская функция распределения с энергией Ферми $\mathcal{E}_F' = \pi^2 b^4\hbar^2 n'^2/8m$. При малых $\delta n = n' - n$ функция $f_0' = f_0 + (2\mathcal{E}_F/n)(\partial f_0/\partial\mathcal{E})\delta n$, где f_0 – равновесная функция распределения. Решив кинетическое уравнение, подобно тому как это делается в трехмерном случае [16], нетрудно найти мнимую и действительную части ϵ_{zz}.

Для $k_z \ll k_F/(\tau T)$ они равны

$$\epsilon_{zz}' = \epsilon_\parallel - \frac{4\pi ne^2}{m}\frac{\omega^2 - k_z^2V_F^2}{(\omega^2 - k_z^2V_F^2)^2 + \omega^2/\tau^2}, \quad \epsilon_{zz}'' = \frac{4\pi ne^2}{m}\frac{\omega/\tau}{(\omega^2 - k_z^2V_F^2)^2 + \omega^2/\tau^2}. \tag{П2}$$

Для ω и k_z, удовлетворяющих условию $|\omega - k_zV_F| \le 1/\tau$, отношение $\epsilon_{zz}'/\epsilon_{zz}'' = (\omega^2 - k_z^2V_F^2)\tau/\omega \le 1$, если $\epsilon_\parallel \ll \epsilon_{zz}''$. Так как максимальные интересующие нас значения $k_z \sim T/\hbar V_F$, то условие $k_z \ll k_F/(\tau T)$ принимает вид

$$T \ll (\mathcal{E}_F\hbar/\tau)^{1/2}. \tag{П3}$$

Для $k_z \gg k_F/(\tau T)$, при условии $|\omega - k_zV_F| \le 1/\tau$, мнимая часть восприимчивости равна

$$\epsilon''_{zz} \simeq 2\pi^2 ne^2 V_F/(\omega k_z T) = 4\pi^2 (ne^2/m\omega^2)\mathcal{E}_F/T. \qquad (\text{П}4)$$

Действительная часть $\epsilon'_{zz} \ll \epsilon''_{zz}$, если $\epsilon_{\|} \ll \epsilon''_{zz}$.

---

1. N.F.Mott, and W.D.Twose, Adv. Phys. **10**, 107 (1961).
2. L.P.Gor'kov, In: Electron-electron interaction in disordered systems, Eds. A.L.Efros, and M.Pollak, North-Holland, 1985.
3. В.Н.Пригодин, Ю.А.Фирсов, Письма в ЖЭТФ **38**, 241 (1983).
4. О.Н.Дорохов, Письма в ЖЭТФ **43**, 94 (1986).
5. A.A.Abrikosov, and I.A.Ryzhkin, Adv. Phys. **27**, 254 (1978).
6. С.С.Мурзин, Письма в ЖЭТФ **45**, 228 (1987).
7. D.G.Polyakov, 20th Intern. Conf. on the Phys. of Semicond. Eds. Anastassakis E.M. and Joannopoulos, Singapore: World Scientific **3**, 2321 (1990).
8. P.N.Argyres, and E.N.Adams, Phys. Rev. **104**, 900 (1956).
9. W.Apel, and T.M.Rice, Phys. Rev. B **26**, 7063 (1983).
10. L.Fleishman, D.C.Licciardello, and P.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. **40**, 1340 (1978).
11. L.Fleishman, and P.W.Anderson, Phys. Rev. **21**, 2366 (1980).
12. А.Л.Бурин, Л.А.Максимов, ЖЭТФ **95**, 1345 (1989).
13. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, D.E.Khmel'nitskii, Sol. St. Commun. **39**, 619 (1981); J. Phys. C **15**, 7367 (1982).
14. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Физическая кинетика, М.: Наука, 1979.
15. Электродинамика плазмы. Под ред. Ахиезера А.И., М.: Наука, 1974.
16. А.Ф.Александров, Л.С.Богданкевич, А.А.Рухадзе. Основы электродинамики плазмы, М.: Высшая школа, 1978.
17. Ф.А.Егоров, С.С.Мурзин, ЖЭТФ **94**, 315 (1988).