Письма в ЖЭТФ, том 37, вып.8, стр. 349 – 351 *20 апреля 1983 г.*

ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ ПЕРЕХОДА АНДЕРСОНА ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов

Наличие спинового рассеяния электронов проводимости позволяет отделить переход металл – диэлектрик в неупорядоченной системе взаимодействующих электронов от сопутствующих ему магнитных превращений и существенно упрощает задачу. Построена теория подобия в этом случае, который чаще всего и реализуется на эксперименте. Показано, что имеет место однопараметрическая ренормгруппа, а роль заряда играет обратное сопротивление образца (кондактанс). Найдены частотная и температурная зависимости проводимости в критической области.

Один из главных нерешенных вопросов теории неупорядоченных систем – роль эффектов межэлектронного взаимодействия в переходе металл – диэлектрик. В [1] была предложена теория подобия, которая, в отличие от теории подобия перехода Андерсона для невзаимодействующих электронов [2–4] содержит два заряда: 1) безразмерную полную проводимость $G = \pi^2\hbar / e^2 R$ (R – сопротивление образца) и 2) одночастичную плотность состояний, которая, как ошибочно считалось в [1], входит в соотношение Эйнштейна, связывающее проводимость σ и коэффициент диффузии D. На самом деле [5–7] $\sigma / e^2 D = \partial N / \partial \mu$ (N – плотность электронов, μ – их химический потенциал) и не меняется существенно при переходе металл – диэлектрик. Кроме того, в [1] было учтено только обменное взаимодействие между электронами, приводящее к поправкам к проводимости, независящим от констант взаимодействия [8,9]. В [7] при наличии межэлектронного взаимодействия в теории возмущений была доказана перенормируемость для случая когда все эффекты в куперовском канале отсутствуют. В [10] было предложено взаимодействие в диффузионном канале классифицировать по суммарному спину электрона и дырки j. При этом все поправки от взаимодействия с $j = 0$ не зависят от константы взаимодействия и носят универсальный характер.

Если в системе есть парамагнитные примеси, то рассеяние на них электронов проводимости подавляет как куперовские поправки, так и диффузионные с $j = 1$ [11,12,10]. Поэтому, если $T\tau_s \ll \hbar$ и $L \gg \sqrt{D\tau_s}$ (L – размер образца, T – температура), то полная поправка к классической проводимости G_0 определяется взаимодействием с $j = 0$. При $L < L_T = \sqrt{D / \hbar T}$ и $d = 2$, где d – размерность образца, этот вклад имеет вид

$$G - G_0 = -\ln \frac{L}{l}\,, \tag{1}$$

где l – длина свободного пробега электрона. Это значит, что ренормгруппа имеет один заряд – G:

$$\frac{\partial \ln G}{\partial \ln L} = \beta(G) \tag{2}$$

и при $G \to \infty$ $\beta = (d-2) - \frac{1}{G}$. При малых G проводимость экспоненциально падает с ростом L из-за локализации электронов и $\beta = \ln(G/G_0) < 0$. Уравнение (2) с такими асимптотиками функции $\beta(G)$ означает, при наличии межэлектронного взаимодействия в одномерном и двумерном случаях реализуется только диэлектрическая фаза. При этом радиус локализации ξ такой же, как и для невзаимодействующих электронов, но без спинового рассеяния. Например при $d = 2$

$$\xi \sim l \exp G_0 = l \exp(p_F l / \hbar),$$

где p_F – фермиевский импульс электронов. Заметим, что при наличии спин-спинового рассеяния для невзаимодействующих электронов $\xi \sim l \exp(p_F l/\hbar)^2$ [13]; т. е. взаимодействие приводит к резкому уменьшению радиуса локализации при $p_F l/\hbar > 1$.

В трехмерном случае имеется неустойчивая фиксированная точка, отвечающая порогу подвижности и отсутствию скачка проводимости при переходе металл – диэлектрик. Однако нет никаких оснований считать, что критический индекс радиуса корреляции будет совпадать с соответствующим индексом в теории невзаимодействующих электронов.

В полупроводниках при приближении к порогу подвижности из-за хаббардовского отталкивания и неоднородного расположения примесей возникает значительное количество однократно занятых локализованных состояний, упругое рассеяние на которых приведет к конечному времени спиновой релаксации [14]. Поэтому построенная теория должна описывать переход металл – диэлектрик в полупроводниках.

При конечных температурах согласно гипотезе подобия проводимость имеет вид ($d = 3$)

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar\xi} f(\xi/L_T). \tag{3}$$

При приближении к переходу в диэлектрическую фазу $\xi \to \infty$. Если $\xi \ll L_T$ то $f(\xi/L_T) = A + B\frac{\xi}{L_T}$, где A и B – числа порядка единицы. Поэтому в этой области поправка к проводимости пропорциональна $\sqrt{T}$ [8,1]. При $\xi \gg L_T$

$$\sigma = C\frac{e^2}{\hbar}\sqrt{T/D\hbar} \qquad (C \sim 1). \tag{4}$$

Используя соотношение Эйнштейна, получим

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar}\left(C^2 \frac{\partial N}{\partial \mu} T\right)^{1/3}; \quad D = \frac{T^{1/3}}{\hbar}\left(C\frac{\partial \mu}{\partial N}\right)^{2/3}; \quad L_T = \left(\frac{C}{T}\frac{\partial \mu}{\partial N}\right)^{1/3}. \tag{5}$$

Оценим теперь время электрон-электронных соударений. Согласно [15]

$$\frac{\hbar}{\tau_{ee}} \sim \frac{\partial \mu}{\partial N}\frac{1}{L_T^3}. \tag{6}$$

Подставляя (5) в (6), получим при $\xi \gg L_T$

$$\hbar\tau_{ee}^{-1} = aT. \tag{7}$$

Соотношение (7) показывает, что в критической области нарушается условие $T\tau_{ee} \gg \hbar$, т. е. ферми-жидкостное описание электронов, а длины L_T и $L_{in} = \sqrt{D\tau_{ee}}$ становятся одного порядка. *В критической области нет никаких масштабов, зависящих от температуры, кроме* L_T.

Если частота внешнего поля $\Omega \gg T/\hbar$, то характерная длина $L_\Omega = \sqrt{D/\Omega}$ и при $L_\Omega \ll \xi$

$$\sigma(\Omega) \sim \frac{e^2}{\hbar}\left(\Omega\frac{\partial N}{\partial \mu}\right)^{1/3}. \tag{8}$$

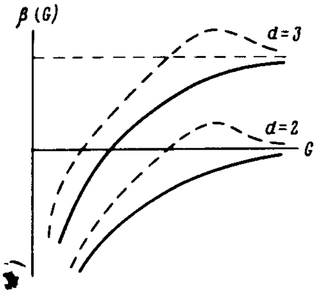
Ранее соотношение (8) было получено для невзаимодействующих электронов в работах [4,16-18].

Рассмотрим теперь случай, когда парамагнитные примеси отсутствуют, но имеется сильное спин-орбитальное рассеяние. Такая ситуация осуществляется, например, в кубических полупроводниках p-типа и в тяжелых металлах. Без электрон-электронного взаимодействия при $d = 2$ $\beta(G)$ имеет вид, изображенный на рисунке пунктиром. При $G \to \infty$ $\beta(G) = \frac{1}{2}$ $G > 0$.

Спин-орбитальное рассеяние подавляет вклад взаимодействия с $j = 1$, оставляя неизменным вклад взаимодействия с $j = 0$, [12,10]. Поэтому, если пренебречь эффектами взаимодействия в куперовском канале, то при $\sqrt{D\tau_{so}} = L_{so} \ll L \ll L_T \lesssim L_{in}$ (τ_{so} – время спиновой релаксации при спин-орбитальном рассеянии)

$$G = G_0 - \frac{1}{2}\ln\frac{L}{l}, \tag{9}$$

т.е. при $G \gg 1$ $\beta(G) = d - 2 - \frac{1}{2G}$. Это означает, что график функции $\beta(G)$ имеет характер, изображенный на рисунке сплошной линией и соответствует локализации электронов при $d = 2$ и $p_F l \gg \hbar$. При этом $\xi \sim \xi_0^2/l \gg \xi_0$, где ξ_0 – длина локализации невзаимодействующих электронов при потенциальном рассеянии. Температурная и частотная зависимости проводимости при $d = 3$ и в этом случае в критической области описываются соотношениями (5) и (8).



Функция Гелл-Манна – Лоу $\beta(G)$ при наличии спин-орбитального рассеяния в двух и трехмерном случаях. Пунктирные линии – без учета взаимодействия между электронами, сплошные линии – при наличии электрон-электронного взаимодействия

В заключение заметим, что упрощение задачи о переходе металл – диэлектрик при учете конечности времени спиновой релаксации электронов проводимости связано, по-видимому, с тем, что в этом случае можно не учитывать магнитных превращений, сопутствующих переходу металл – диэлектрик в неупорядоченных системах.

Литература

1. *McMillan W.L.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 2739.
2. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C. Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
3. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1980, 79, 1920.
4. *Wegner F.* Z. Physik, 1979, **B35**, 207.
5. *Белло М.Ф., Левин Е.И., Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* ЖЭТФ, 1981, 80, 1596.
6. *Castellani C., DiCastro C., Forgacs G., Tabet E.* Preprint, 1982, ISS Rad-82/3, Rome.
7. *Финкельштейн А.М.* ЖЭТФ, 1983, 84, 168.
8. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
9. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
10. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Solid State Comm., 1983, in press.
11. *Lee P.A.* J. Non. Crys. Sol., 1980, **35**, 21.
12. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Zuzin A. Yu.* Solid State Comm.,1982, **44**, 137.
13. *Ефетов К.Б.* ЖЭТФ, 1982, 83, 833.
14. *Toyozawa Y.* J. Phys. Soc. Japan, 1962, **17**, 968.
15. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Solid State Comm., 1981, **38**, 11.
16. *Götze W.* Philos Mag., 1981, **43**, 219.
17. *Shapiro B., Abrahams E.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 4889.
18. *Imry Y.* J. of Appl. Physics, 1981, **52**, part 2, 1817.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1983 г.