Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 9, стр. 436 – 438 5 мая 1983 г.

О ЧАСТОТНОЙ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР

А.М.Финкельштейн

Рассмотрен переход металл – изолятор для взаимодействующих электронов в неупорядоченной системе. Выведены уравнения ренормгруппы для двух случаев перехода: в магнитном поле и при наличии магнитных примесей. Показано, что в критической области зависимость проводимости от частоты или температуры определяется величиной нового инвариантного заряда z.

1. Эксперименты на неупорядоченных материалах показывают, что при переходе металл – изолятор статическая проводимость обращается в ноль непрерывным образом [1,2], а не скачком. В связи с этим теория этого перехода разрабатывается в настоящее время в духе теории фазовых переходов второго рода. Пока еще не завершено построение теории, учитывающей как эффекты локализации [3–6], так и кулоновские корреляции [7,8]. Важная попытка сконструировать правдоподобную схему была предпринята Мак Милланом [9]. Однако Мак Миллан не выводил уравнений ренормгруппы, которыми он пользовался для описания перехода. В недавней работе автора [10] была доказана перенормируемость и выведены уравнения ренормгруппы для случая, когда интерференционные поправки в куперовском канале подавлены. При этом выяснилось, что схема Мак Миллана имеет недостатки: одночастичная плотность состояний не должна входить в число зарядов ренормгруппы. Кроме того, в [10] было показано, что уравнения ренормгруппы помимо сопротивления и кулоновских амплитуд, содержат еще один заряд – z, возникающий из-за перенормирования коэффициента при частоте в пропагаторе диффузии электрона с фиксированной энергией

$$< \psi^+_\epsilon (r) \psi_{\epsilon+\omega}(r)\ \psi^+_{\epsilon+\omega}(r') \psi_\epsilon (r') >_q = (Dq^2 - i z\omega)^{-1}. \tag{1}$$

В настоящей работе будет показано, что z играет важную роль при описании перехода. В критической области зависимость проводимости и других характеристик от частоты внешнего поля ω (или температуры T) определяется величиной параметра z вблизи фиксированной точки уравнений ренормгруппы.

2. При конечной частоте ω характерная длина диффузии электрона, соответствующая (1), есть

$$L_\omega = (D/z\omega)^{1/2}. \tag{2}$$

В критической области корреляционный радиус $\xi \gg L_\omega$, и в этих условиях удельная проводимость

$$\sigma \sim e^2 L_\omega^{2-d}\ , \tag{3}$$

где d – размерность ; всюду $\hbar = 1$. Для нахождения $\sigma(\omega)$ воспользуемся соотношением Эйнштейна:

$$\sigma / e^2 = (\partial n / \partial \mu) D_e. \tag{4}$$

Здесь D_e – коэффициент диффузии полной плотности взаимодействующих электронов, а $\partial n/\partial\mu$ – сжимаемость, которая в отличие от одночастичной плотности состояний не содержит диффузионных поправок [10]. Как было показано в [10],

$$D_e = (1+F_0)D; \quad \sigma/e^2 = (1+F_0)\frac{\partial n}{\partial \mu} D\ , \tag{5}$$

где D — величина, стоящая в пропагаторе (1), а F_0 — константа теории ферми-жидкости Ландау. Разрешая (3) с учетом вышесказанного, находим

$$\sigma(\omega) \sim e^2 \left(\frac{\partial n}{\partial \mu} z\, \omega \right)^{(d-2)/d} \qquad (6)$$

Возможны следующие варианты поведения z в критической области: а) $z \to \mathrm{const}$. Тогда при $d = 3$ $\sigma(\omega) \sim \omega^{1/3}$, так же как и для невзаимодействующих электронов [11], когда z вообще не ренормируется ($z = 1$). б) $z \to 0$. В этом случае зависимость σ от ω определяется индексом ζ, описывающим стремление z к нулю. в) $z \to \infty$.

Как будет показано, случай $z \to \mathrm{const}$ реализуется, когда переход происходит в магнитном поле, а $z \to 0$, когда в системе присутствуют магнитные примеси. Мы пока не располагаем примером перехода, когда $z \to \infty$.

3. При описании перехода в магнитном поле или с магнитными примесями уравнения ренормгруппы могут быть выведены примерно так же, как это было сделано в [10], поскольку в обоих случаях куперовский канал подавлен [12,13]. Для учета кулоновского взаимодействия используются две величины: $\nu\Gamma$ и $\nu\Gamma_2$. Γ — амплитуда рассеяния на малые углы, а Γ_2 — на большие; постоянная

$$\nu = \frac{1}{2}(1 + F_0)\frac{\partial n}{\partial \mu}.$$

Существенно, что этим амплитудам соответствует разная структура спиновых индексов

$$\Gamma \psi_p^{+\alpha} \psi_{\tilde p+k}^{+\beta} \psi_{\tilde p}^{\beta} \psi_{p+k}^{\alpha} + \Gamma_2 \psi_p^{+\alpha} \psi_{\tilde p+k}^{+\beta} \psi_{p+k}^{\beta} \psi_{\tilde p}^{\alpha} = \psi_p^{+\alpha} \psi_{\tilde p+k}^{+\beta} \psi_{\tilde p}^{\gamma} \psi_{p+k}^{\delta} (\Gamma\delta_{\alpha\delta}\delta_{\beta\gamma} - \Gamma_2 \delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta}).$$

Для описания перехода должны быть получены уравнения на следующие безразмерные величины: z, $\nu\Gamma$, $\nu\Gamma_2$ и $L^{d-2}\sigma/e^2$, где L — текущая длина, меняющаяся в процессе ренормирования. Имеет место важное соотношение [10]:

$$z = 2\nu\Gamma - \nu\Gamma_2. \qquad (7)$$

Выполнение (7) обеспечивает согласование уравнений ренормгруппы с условием сохранения числа частиц [10].

а) Магнитное поле. В окрестности перехода нас интересует область $\omega,\ T < g_L eH/mc$, где g_L — фактор Ланде [1)]. При этом зеемановское расщепление приводит к обрезанию полюса в диффузионном пропагаторе с противоположными проекциями спина у электронов [14,15]. С учетом этого в первом порядке по $\epsilon = d - 2$ можно вывести следующие уравнения

$$\sigma/e^2 = G\left(\frac{2\pi}{L}\right)^{d-2}\frac{4k_d}{\pi};\quad \frac{dG}{dx} = \epsilon G - \frac{1}{d}\left(2 + \frac{z+\nu\Gamma_2}{\nu\Gamma_2}\ln\frac{z}{z+\nu\Gamma_2}\right), \qquad (8)$$

$$\frac{dz}{dx} = -\frac{1}{4G}(z - \nu\Gamma_2);\quad \frac{d\nu\Gamma_2}{dx} = -\frac{dz}{dx};\quad \frac{d\nu\Gamma}{dx} = 0. \qquad (9)$$

Здесь $x = \ln\frac{L}{l_0}$, l_0 — длина свободного пробега; $k_d = 2^{-d+1}\pi^{-d/2}/\Gamma(\frac{1}{2}d)$. Эти уравне-

---

1) В [10] рассматривалось поведение двумерной системы в другой области температур: $eDH/c > T > g_L eH/mc$. Особенно интересными оказались свойства системы, когда $g_L \ll 1$. В этом случае логарифмический рост сопротивления при понижении T сменяется падением.

ния имеют неустойчивую фиксированную точку, отвечающую переходу металл – изолятор. Из (9) следует, что в критической области $z \to (1 + \nu\Gamma_2^0)/2$, где Γ_2^0 – амплитуда Γ_2 без диффузионных поправок (ферми-жидкостная константа).

б) **Магнитные примеси.** Пусть $\sum_p \psi_p^{+a} \psi_{p+q}^{\beta} = \delta_{a\beta} w^0(q) + \vec{\sigma}_{a\beta}\vec{w}(q)$, где σ^i – матрицы Паули. Магнитные примеси приводят к обрезанию полюса в корреляторе полей w [6], так что существенны только w^0. Нетрудно убедиться, что кулоновские амплитуды входят при этом лишь в комбинации $(2\nu\Gamma - \nu\Gamma_2)$, которая в силу (7) равна z. По этой причине в присутствии магнитных примесей диффузионные поправки должны быть особенно просты [1]).

В первом порядке по ϵ можно получить ($x = \ln L/l_0$):

$$\sigma/e^2 = G\left(\frac{2\pi}{L}\right)^{d-2}\frac{4k_d}{\pi};\quad \frac{dG}{dx} = \epsilon G - \frac{1}{d};\quad \frac{dz}{dx} = -\frac{1}{4G}z. \tag{10}$$

Таким образом, в критической области $z \sim (l_0/L_\omega)^\zeta$, и из (2) – (5) находим

$$\sigma \sim \omega^{(d-2)/(d-\zeta)}. \tag{11}$$

В первом порядке по ϵ индекс $\zeta = \frac{1}{4G^*} = \epsilon/2$.

4. Выше обсуждалась зависимость σ от частоты внешнего поля $\omega \gg T$. В рассмотренных здесь случаях ренормирование величины G в уравнениях (8), (10) обрезается на $L = \min(L_T, L_\omega)$, где аналогично (2), температурная длина $L_T = (D/zT)^{1/2}$. Поэтому, если $\omega < T$, то в критической области перехода металл – изолятор имеем:

$$\sigma \sim T^{(d-2)/(d-\zeta)}, \tag{12}$$

где $\zeta = 0$ в случае магнитного поля и $\zeta = \epsilon/2$ для магнитных примесей.

Опуская детали, можно заключить, что основное отличие настоящей работы от теории Мак Миллана [9] в следующем: связь между масштабами энергии и длины определяется не одночастичной плотностью состояний, как это предполагалось в [9], а регулируется зарядом z.

Автор благодарен Д.Е.Хмельницкому и А.И.Ларкину за обсуждения работы.

Литература

1. *Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Bhatt R.N.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1723.
2. *Dodson B.M., Mc. Millan W.L., Mochel J.M., Dynes R.C.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 46.
3. *Adrahams E., Anderson P.W., Licciardello P.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673.
4. *Wegner F.* Zeit Physik, 1979, B. **35**, 207.
5. *Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 248.
6. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1980, 79, 1120.
7. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028.
8. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
9. *McMillan W.L.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 2739.
10. *Финкельштейн А.М.* ЖЭТФ, 1983, **84**, 168.
11. *Shapiro B., Abrahams E.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 4889.
12. *Lee P.A.* J. Non-Cryst. Sol., 1980, **35**, 21.
13. *Altshuler B.L., Khmelnitskii D.E., Larkin A.I., Lee P.A* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142.
14. *Kawabata A.* J. Phys. Soc. Japan, 1981, **50**, 2461.
15. *Lee P.A., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 4009.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 марта 1983 г.

1) Автор благодарен Б.Л.Альтшулеру и А.Г.Аронову, указавшим ему на это обстоятельство.