Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 2, стр. 63 – 65 *25 июля 1984 г.*

СПИНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР

А.М.Финкельштейн

Неупорядоченная система взаимодействующих электронов исследуется методом ренормгруппы. Показано, что переход металл – изолятор происходит на фоне спонтанно возникающей перестройки спиновой плотности.

1. В последнее время предпринимаются попытки описания перехода металл – изолятор в неупорядоченной системе методами ренормгруппы (РГ) подобно теории фазовых переходов второго рода. Для свободных электронов этот подход был реализован в [1 – 3]. Взаимодействие диффундирующих электронов оказывается весьма существенным [2], и значительно усложняет задачу из-за перемешивания частот. Автором была построена схема учета кулоновского взаимодействия в уравнениях РГ [3], что позволило рассмотреть [4, 5] поведение системы при наличии магнитных примесей и в присутствии магнитного поля, когда существенно зеемановское расщепление. В этих случаях сопротивление пленки ($d = 2$) в результате ренормирования обращается в бесконечность, а при $d > 2$ в уравнениях РГ имеется неустойчивая фиксированная точка, отвечающая переходу металл – изолятор.

Недавно [6] на основе схемы [3] были выведены уравнения РГ ($d = 2$) и в отсутствии магнитных воздействий, когда рассеяние примесями чисто потенциально (учитывались как кулоновские корреляции, так и вклад куперонов). Мы столкнулись с качественно новой ситуацией: при достижении некоторого масштаба расходятся (логарифмический полюс) константы, описывающие взаимодействие электронов, в то время как сопротивление остается конечным. При этом возникает тенденция к перестройке спиновой плотности: при приближении к полюсу спиновая восприимчивость расходится, а коэффициент спиновой диффузии стремится к нулю. Отличие от рассмотренных в [4, 5] случаев возникло не за счет включения куперонов, а из-за мод спиновой диффузии. Спиновое рассеяние полностью, а зеемановское расщепление частично подавляют эти моды [7], и поэтому при наличии магнитных воздействий система электронов оказывалась "приготовленной" к локализации. Если же внешние воздействия отсутствуют, то локализация происходит на фоне спонтанно возникающей перестройки спиновой плотности. В настоящей работе обсуждается роль спиновых флуктуаций при $d = 2 + \epsilon$ ($\epsilon > 0$).

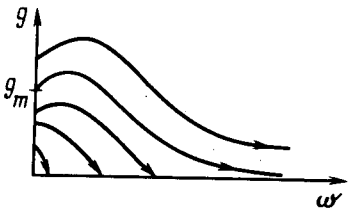

Рис. 1

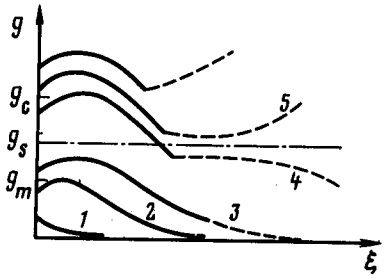

Рис. 2

2. Неупорядоченная система описывается следующим набором величин: постоянная ν – плотность состояний; D – коэффициент диффузии; z – параметр, учитывающий ренормирование частоты [3, 4]; $(2\Gamma - \Gamma_2)$, Γ_2, Γ_C – амплитуды, описывающие взаимодействие электронов. $(2\Gamma - \Gamma_2)$ описывает взаимодействие флуктуаций плотности частиц, Γ_2 – спиновой плотности, а Γ_C учитывает взаимодействие куперонов. В эти амплитуды включены ферми-жидкостные поправки и статическое экранирование (рассматривается случай кулоновского, то есть дальнодействующего, взаимодействия). При ренормировании выполняется соотношение [3]: $2\nu\Gamma - \nu\Gamma_2 = z$, что фактически отвечает условию несжимаемости электронной жидкости.

В нижайшем порядке по ϵ уравнения РГ имеют вид [6]:

$$dg/d\xi = -\epsilon g + 2g^2\left[5 - 3\frac{1+w}{w}\ln(1+w)\right]; \qquad dw/d\xi = g(1+w)^2 \tag{1}$$

$$d\ln z/d\xi = (-1+3w)/(1+w)^2 \tag{2}$$

здесь $w = \nu\Gamma_2/z$; $\xi = \ln{}^{\lambda_0}/_{\lambda}$ (λ – импульс обрезания); $g = \lambda^{d-2}/(2\pi)^2\nu D$ – безразмерный параметр, пропорциональный сопротивлению образца размеров $L \sim \lambda^{-1}$. В (1), (2) опущен вклад амплитуды Γ_C, так как в нижайшем по ϵ приближении он не существен [6].

В [6] был вычислен коорелятор спиновой плотности $\chi(q,\omega) = \chi_S D_S q^2/(D_S q^2 - i\omega)$ и найдены спиновая восприимчивость χ_S и коэффициент спиновой диффузии D_S [1)]:

$$\chi_S = {}^1/_2\,(g_L\mu_B)^2\,\nu z(1+w); \quad D_S = D/z(1+w). \tag{3}$$

С учетом (2) отсюда следует, что

$$\chi_S = {}^1/_2\,(g_L\mu_B)^2\,\nu(1+\nu\Gamma_2^0)f(w)/f(w_0); \quad f(w) = (1+w)^4\exp[-4w/(1+w)],$$

где $w_0 = \nu\Gamma_2^0$ – затравочное значение $\nu\Gamma_2$. В этом приближении χ_S зависит только от w, чья величина определяется уравнениями (1). Траектории $g(w)$ уравнений (1) схематично изображены на рис. 1. При малых g_0 (g_0 – начальное значение параметра g) траекторрии $g(w)$ достигают $g = 0$ при конечных значениях w. Однако для g_0, превышающих некоторое g_m, характер траекторий меняется: у таких траекторий $w \to \infty$ и при этом $g \neq 0$. Существенно, что при $g_0 > g_m$ расходимость w (а следовательно и χ_S) происходит при конечном значении $\xi = \xi_{cr}(g_0, \nu\Gamma_2^0)$.

3. Итак, если затравочная проводимость мала ($g_0 > g_m$), то при достижении масштаба ξ_{cr} возникает тенденция к перестройке спиновой плотности: $\chi_S \to \infty$, а $D_S \to 0$, хотя проводимость $\sigma = 2e^2\nu D$ остается конечной. Каким представляется дальнейшее развитие при $\xi > \xi_{cr}$? За счет флуктуаций состава в образце имеются области, где обсуждаемая неустойчивость разовьется раньше и возникнут островки локализованной плотности спинов. Эти локализованные моменты намагничивают остальные электроны. Спадание намагниченности с расстоянием r определяется теми же процессами, которые приводили к ренормированию χ_S, и поэтому $\chi_S \sim {}^1/_{r^d}\, g(r)f(w)w(r)$ (в случае хорошего металла, когда $g(r) \sim r^{2-d}$, это было получено в [9]). Медленное спадание намагниченности приводит к подавлению длинноволновых мод спиновой диффузии (и куперонов) из-за раздвижки поверхности Ферми у электронов с разными проекциями спина, и развитие неустойчивости останавливается. При концентрации примесей $n \sim n_c$ (n_c – концентрация в точке перехода; n_c отвечает $g_0 = g_c$) существен прямой обмен [10], который приводит к антиферромагнитному взаимодействию моментов. Это должно блокировать ферромагнитное взаимодействие, возникающее за счет косвенного обмена [9]. Поэтому дальнейшее ($\xi > \xi_{cr}$) поведение $g(\xi)$ описывается уравнением:

$$dg/d\xi = -\epsilon g + 2g^2, \tag{5}$$

выведенным для случая магнитных примесей. Уравнение (5) имеет фиксированную точку $g = g_S$, отвечающую переходу металл – изолятор. В итоге мы приходим к следующей кар-

---

[1)] Независимо формулы (3) были получены в [8], где снова обсуждалась модель [3], когда фактор Ланде $g_L = 0$. При этом магнитное поле воздействует только на купероны, подавляя их. И в этом случае при $d = 2$ χ_S расходится при ренормировании (см. Appendix [6] и [8]).

тине: в области перехода кулоновские корреляции приводят к образованию случайной волны спиновой плотности, на фоне которой происходит переход металл – изолятор.

4. На рис. 2 схематично представлено поведение $g(\xi)$ при разных g_0. Сплошными линиями изображены решения (1) вплоть до $\xi \approx \xi_{cr}$; далее пунктиром показаны решения (5). Штрих-пунктиром отмечено положение g_S. Переход происходит при таком $g_0 = g_c$, чтобы при достижении ξ_{cr} выполнялось $g(\xi_{cr}) = g_S$; кривые *4* и *5* описывают соответственно металл и изолятор очень близко от перехода. Кривые *1 – 3* поясняют поведение спиновой восприимчивости. При $g_0 \ll g_m$ (кривая *1*) χ_S – чисто паулиевская; при $g_0 < g_m$ (кривая *2*) χ_S отличается от паулиевской за счет роста w; при $g_m < g_0 < g_c$ (кривая *3*) из-за образования локализованных моментов χ_S должна содержать вклад типа Кюри.

Измерения показали [11], что в металлической фазе в области $n_c < n \lesssim 2n_c$ χ_S не подчиняется закону Паули и имеет заметную компоненту Кюри-типа.

Изложенная картина основывалась на том, что при ренормировании наиболее сильно растет амплитуда Γ_2. Поскольку $(2\Gamma - \Gamma_2)$, описывающая взаимодействие зарядовой плотности, тоже расходится при $\xi \to \xi_{cr}$ (хотя и медленнее, чем Γ_2), то представляется возможным и другой вариант перехода. Можно предположить, что при $g_0 \approx g_m$ одновременно с перестройкой спинов происходит перестройка зарядовой плотности. Проводимость при этом должна обращаться в ноль за счет пиннинга. Поскольку выходящей из $g_0 = g_m$ траектории отвечает конечная проводимость, то в этом варианте в области перехода σ исчезает практически скачком.

В Si : P было обнаружено [12], что при $(n - n_c)/n_c \sim 1\%$ температурная поправка к σ меняет знак. При объяснении этого факта предполагалось [12], что вблизи перехода расходится радиус экранирования r_{scr}. Впоследствии было выяснено [3, 13], что сжимаемость $\partial N/\partial \mu$, определяющая величину r_{scr}, не содержит существенных диффузионных поправок, и поэтому это объяснение отпадает. Автор полагает, что причина смены знака у $d\sigma/dT^{1/2}$ в том, что здесь вблизи перехода осуществляется перестройка в духе описанных выше. Для выяснения этого вопроса нужны данне о спиновой восприимчивости в этих образцах, которые, к сожалению, отсутствуют.

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

Литература

1. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673; *Wegner F.J.* Zeit. Phys., 1979, **B35**, 207.
2. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г.* ЖЭТФ, 1979, 77, 2028; *Althuler B.L., Aronpw A. G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
3. *Финкельштейн А.М.* ЖЭТФ, 1983, 84, 168.
4. *Финкельштейн А.М.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 436; ЖЭТФ, 1984, 86, 367.
5. *Castellani C., DiCastro C., Lee P.A., Ma M.* Preprint 1984,
6. *Finkel'stein A.M.* Zeit. Phys., 1984, (in press).
7. *Lee P.A.* J. Non-Cryst. Sol., 1980, **35**, 21; *Kawabata A.* J. Phys. Soc. Japan 1981, **50**, 2461; *Lee P.A., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 4009.
8. *Castellani C., DiCastro C., Lee P.A., Ma M., Sorella S., Tabet E.* Preprint 1984.
9. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Зюзин А.Ю.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 128.
10. *Andres K., Bhatt R.N., Goabwin P., Rice T.M., Walstedt R.E.* Phys. Rev., 1981, **B24**, 244.
11. *Ue M., Maekawa S.* Phys. Rev. 1971, **B3**, 4243; *Quirt J.D., Marko J.R.* Phys. Rev., 1973, **B7**, 3842.
12. *Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 568.
13. *Lee P.A.* Phys. Rev., 1982, **B26**, 5882; *Castellani C., DiCastro C., Forgacs G., Tabet E.* Nuclear Phys., 1983, **B225**, 441.

Институт теоретической физики
Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июня 1984 г.