Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.8, стр.662 - 665

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПЕРСИСТЕНТНЫХ ТОКОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ КОЛЬЦЕ С МАГНИТНОЙ ПРИМЕСЬЮ (КОНДО)

А.А.Звягин, Т.В.Бандос

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина АН Украины
310086 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 15 марта 1995 г.

Показано, что при малой концентрации магнитных примесей (случай Кондо) в металлическом кольце имеют место осцилляции персистентного тока с дробным периодом Φ_0/N (N – число электронов в кольце), характерные для сильно коррелированных электронных систем с разделением зарядовых и спиновых степеней свободы. Взаимодействие с примесями приводит к появлению эффективного взаимодействия между электронами, которое проявляется в появлении дробных микроскопических осцилляций.

В последние годы вырос интерес к исследованию персистентных токов в мезоскопических металлических и полупроводниковых кольцах. Этот интерес связан, прежде всего, с появившимися экспериментами по изучению таких персистентных токов [1-3]. Эксперименты стимулировали появление ряда теоретических работ, в которых, в частности, изучались персистентные токи во взаимодействующих электронных системах [4-10]. Персистентные токи в многочастичных системах являются ни чем иным, как проявлением хорошо известных для частиц эффектов Ааронова-Бома и Ааронова-Кашера [11,12], то есть изменение фазы волновой функции заряженных частиц (частиц с магнитным моментом) при обходе этими частицами магнитного (электрического) топологического дефекта, например бесконечного соленоида, либо заряженной нити. Взаимодействие электронов, например в модели Хаббарда [4-7], проявляется в изменении амплитуды, фазы, и даже периода осцилляций персистентных токов по сравнению с невзаимодействующими системами. Одним из основных проявлений взаимодействия является, к примеру, отсутствие мезоскопических осцилляций, порядка L^{-1} (L – число узлов в кольце), при половинном заполнении зоны, что соответствует диэлектрической фазе. Таким образом, персистентные токи являются хорошим критерием фазового перехода металл – диэлектрик [13] в сильно коррелированных электронных системах. Амплитуда персистентных токов в металлической фазе проявляется в поправках конечного размера (L^{-1}) и связана с показателями корреляционных функций бесщелевых возбуждений на больших расстояниях [14,15], которые находятся с помощью конформной теории поля [16-18].

Мезоскопические осцилляции персистентных токов в коррелированных электронных системах изучались как методом анзаца Бете [4-7], так и методом бозонизации [8]. В кольце Хаббарда с отталкиванием электронов на узлах эти мезоскопические осцилляции имеют фундаментальный период $\Phi_0 = hc/e$ (c – скорость света, e – заряд электрона), или же, в зависимости от числа электронов и их магнитного момента, период $\Phi_0/2$, вследствие пересечения уровней [7]. При малом заполнении зоны $N \ll L$ (N – число электронов), либо при большом хаббардовском отталкивании $U \gg t$, где t – интеграл перескока, возможны так называемые микроскопические осцилляции с дробным периодом Φ_0/N [7,19,20]. Если мезоскопические осцилляции связаны с движением одного электрона в основном состоянии (виртуальным перебросом возбуждений из одной ферми-точки в другую), что и приводит к фундаментальной периодичности, то микроскопические колебания связаны с движением всех электронов, как целого, в кольце. Эти осцилляции возможны лишь в системах с разделением спина и заряда. Если поток магнитного поля увеличивает квазиимпульс зарядовых возбуждений (холопов), то уменьшить его можно вследствие рождения спиновых возбуждений (спинонов), причем при больших U проигрыш в энергии будет малым (t^2/U), что приводит к квазипериодичности по потоку Φ с периодом Φ_0/N [7,19,20].

Недавно в работах [21,22] было показано, что в металлическом кольце с магнитной примесью $s-d$-типа (ситуация Кондо) или типа Андерсона, где наличие магнитных примесей (даже малого числа) приводит к эффективному взаимодействию между "объемными" электронами, это взаимодействие не проявляется в термодинамических характеристиках "объемных" электронов [23-25], но сказывается в мезоскопических поправках конечного размера (или, что аналогично, в элементарных возбуждениях), то есть в осцилляциях персистентных токов [21,22].

В настоящей работе мы вычисляем микроскопические осцилляции с периодом Φ_0/N в металлическом кольце с $s-d$-типом примесей (N^i – число примесей). Мы показываем, что в системе в основном состоянии имеют место осцилляции персистентных токов к дробным периодом Φ_0/N, причем, в отличие от модели Хаббарда, эти осцилляции проявляются при любых константах взаимодействия электронов с примесью, но при малой концентрации примесей $N^i \ll N$.

Рассмотрим уравнения анзаца Бете для N-электронов (M со спином вниз) в присутствие N^i-примесей, которые непосредственно друг с другом не взаимодействуют (мы будем следовать обозначениям обзора [23]). Поток магнитного поля Φ приводит к изменению периодических граничных условий на "скрученные" [21] в уравнениях анзаца для квантовых чисел, параметризующих собственные функции и собственные значения гамильтониана системы [22-24]:

$$Lk_j^e = 2\pi(n_j + \Phi/\Phi_0) - \sum_{\gamma=1}^{M}[\pi - \theta(2\Lambda_\gamma - 2)] - N^i\phi, \qquad (1)$$

$$N\theta(2\Lambda_\gamma - 2) + N^i\theta(2\Lambda_\gamma) = \sum_{\gamma=1}^{M}\theta(\Lambda_\gamma - \Lambda_\delta) - 2\pi I_\gamma, \qquad \gamma = 1, ..., M, \qquad (2)$$

где n_j, I_γ – целые (полуцелые) числа в зависимости от четности (нечетности) N и $N-M$, $\theta(x) = -2\arctan(x/c)$, $c = 2J/(1-J^2)$ – эффективная константа связи, $\phi = 2\pi + \theta(1+J^2)$. Из уравнений (1), (2) видно, что увеличение потока Φ можно компенсировать изменением чисел I_γ, или, что то же самое, рождением спиновых возбуждений в рассматриваемом кольце или изменением их быстрот. Проигрыш в энергии, как видно из (2), пропорционален концентрации примесей N^i/N. Энергия системы $E = \sum_{j=1}^{N} k_j^e$ с учетом того, что спиновые быстроты удовлетворяют уравнениям (2), будет равна

$$E = (2\pi/L)\left\{\sum_{j=1}^{N} n_j + N\Phi/\Phi_0 - \sum_{\gamma=1}^{M} I_\gamma - MN/2 - (N^i/2\pi)\left[\sum_{\gamma=1}^{M}\theta(2\Lambda_\gamma) + N\phi\right]\right\}.$$

При малой концентрации примесей $N^i \ll N$, M-слагаемыми, пропорциональными N^i, можно пренебречь. Непрерывное увеличение потока магнитного поля может быть "скомпенсировано" дискретным появлением спиновых возбуждений (изменением быстрот спинонов), что приводит к осциллирующей зависимости энергии соновного состояния с дробным периодом $N^{-1}\Phi_0$: то есть, например, $\sum_{\gamma=1}^{M} I_\gamma = p$, для $(2p-I)\Phi_0/2N < \Phi < (2p+I)\Phi_0/2N$ и т. д. Мезоскопические осцилляции с фундаментальным периодом Φ_0 [21], естественно, имеют место всегда и проявляются наиболее сильно, как видно из представленного анализа, при достаточно больших концентрациях магнитных примесей.

Отсутствие зависимости наличия микроскопических осцилляций от обменной константы в рассматриваемой модели связано с невзаимодействием зарядовых степеней свободы электронов. Это, конечно, определяется характером $s-d$-взаимодействия электронов с примесями, что обеспечивает полное разделение спиновых и зарядовых возбуждений в системе. Это свойство, естественно, отсутствует при изучении микроскопических осцилляций персистентных токов в примесной модели Андерсона; результаты для нее, как и результаты изучения микроскопических осцилляций спиновых персистентных токов с потоком электрического поля в примесных металлических кольцах будут опубликованы позднее.

Таким образом, в этой статье мы показали, что в металлическом кольце с малым числом магнитных примесей (случай Кондо) должны иметь место микроскопические осцилляции персистентных токов с дробным периодом Φ_0/N. Такие колебания генерируются виртуальным рождением спинонов в системе (или изменением быстрот спинонов) и связаны с движением N-объемных электронов, как целого, в отличие от мезоскопических осцилляций (с периодом Φ_0), связанных с движением одного электрона (возбуждения). Эти колебания являются проявлением эффективного взаимодействия между электронами в системе, вызванного взаимодействием их с примесями, даже при очень малой концентрации последних.

---

1. L.P.Levy, G.Dolan, J.Dunsmuir, and H.Bouchiat, Phys. Rev. Lett., **64**, 2074 (1990).
2. V.Chandrasekhar, R.A.Webb, M.J.Brady et al., Phys. Rev. Lett. **167**, 3578 (1991).
3. D.Mailly, C.Chapelier, and A.Benoit, Phys. Rev. Lett. **70**, 2020 (1993).
4. А.А.Звягин, ФТТ **32**, 1546 (1990).
5. B.S.Shastry and B.Sutherland, Phys. Rev. Lett. **65**, 243 (1990).
6. А.А.Звягин, И.В.Криве, ЖЭТФ **102**, 1376 (1992).
7. N.Yu and M.Fowler, Phys. Rev. **B45**, 11795 (1992).
8. D.Loss, Phys. Rev. Lett. **69**, 343 (1992).
9. C.A.Stafford and A.J.Millis, Phys. Rev. **B48**, 1409 (1993).
10. S.Brazovsky, S.Matveenko, and P.Nozieres, Письма в ЖЭТФ, **58**, 853 (1993).
11. Y.Aharonov and D.Bohm. Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
12. Y.Aharonov and A.Gasher, Phys. Rev. Lett. **53**, 319 (1984).
13. F.Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).

14. H.Frahm and V.E.Korepin, Phys. Rev. B**42**, 10553 (1990).
15. N.Kawakami and S.K.Yang, Phys. Rev. Lett. **65**, 2309 (1991).
16. A.A.Belavin, A.M.Polyakov, and A.B.Zamolodchikov, Nucl. Phys. B**241**, 333 (1984).
17. I.Affleck, Phys. Rev. Lett. **56**, 746 (1986).
18. H.W.J.Blote, J.L.Cardy, and M.P.Nightingale, Phys. Rev. Lett. **56**, 742 (1986).
19. F.V.Kusmartsev, J. Phys.: Condens. Matter **3**, 3199 (1991).
20. F.V.Kusmartsev, J.F.Weisz, R.Kishore, and M.Takahashi, Phys. Rev. B**49**, 16234 (1994).
21. А.А.Звягин, Т.В.Бандос, ФНТ **20**, 280 (1994).
22. А.А.Звягин, ФНТ, в печати.
23. N.Andrei, K.Furuya, and J.H.Lowestein, Rev. Mod. Phys. **55**, 331 (1983).
24. A.M.Tsvelick and P.B.Wiegmann, Adv. Phys. **32**, 453 (1983).
25. P.Schlottmann, Phys. Rep. **181**, 1 (1989).