

Металлоксидный ВТСП как параэлектрик вблизи неустойчивости Мотта-Хаббарда: температурная зависимость сопротивления и холловского коэффициента

А.И. Головашкин, А.Л. Карузский, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Модель параэлектрика близкого к неустойчивости Мотта-Хаббарда, сформулированная на основе микроволновых данных, использована для описания температурной зависимости сопротивления и эффекта Холла в металлоксидных ВТСП. Согласно модели ток в основном состоянии переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. Неустойчивость Мотта-Хаббарда соответствует близости величин длины свободного пробега и параметра решётки и, как следствие, независимости друдевской проводимости от температуры. Линейный ход сопротивления от температуры обуславливается законом Кюри в результате влияния локального (действующего) электрического поля на движение носителей. Температурная зависимость эффекта Холла описывается термовозбуждением фермионоподобных носителей через псевдощель, соответствующую энергии диссоциации бозоноподобной пары.

Эффекты локального (действующего) электрического поля¹ и конечной диэлектрической проницаемости могут играть существенную роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости металлоксидных ВТСП^{2,3}, так как этим материалам присуща слоистая перовскитоподобная структура и неустойчивость к переходу диэлектрик-металл. Эти свойства должны приводить к параэлектрической зависимости проницаемости подсистемы связанных зарядов (мягких диполей), которая будет следовать закону Кюри в нормальном состоянии, и к очень малой длине свободного пробега носителей тока, сравнимой по величине с параметром решётки. Заключение о наличии таких особенностей ранее было выведено исходя из необычных микроволновых свойств ВТСП⁴⁻⁷, включая аномальное поглощение, аномальную дисперсию проницаемости и диэлектрические резонансы.

В настоящем докладе показано, что и статические свойства ВТСП, такие как температурная зависимость удельного сопротивления и эффекта Холла, могут быть описаны на основе модели параэлектрика, находящегося в состоянии близком к точке неустойчивости к переходу Мотта-Хаббарда, в основном состоянии которого ток переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. Для упрощения дальнейшего рассмотрения и исходя из аргументов, представленных в работах^{4,5,7,8}, в качестве примера таких состояний будем рассматривать пары, образованные за счёт механизма переноса заряда между

атомами кислорода, расположенными в соседних ячейках кристалла. Этот механизм приводит к образованию в одной ячейке кислородного состояния O^{2-} , соответствующего отрицательно заряженному бозоноподобному незаполненному (для дырок) состоянию в нижней зоне Хаббарда, а в соседней ячейке – состоянию O^0 , соответствующего положительно заряженному бозоноподобному заполненному (для дырок) состоянию в верхней зоне Хаббарда. Неустойчивость Мотта-Хаббарда соответствует близости величин длины свободного пробега и параметра решётки и, как следствие, независимости проводимости Друде от температуры. Почти линейная зависимость сопротивления от T возникает из закона Кюри в результате влияния локального (действующего) электрического поля на движение носителей. Термовозбуждение фермионоподобных носителей в результате диссоциации бозоноподобных пар (псевдощель Δ_1 , соответствующая энергии диссоциации) описывает поведение эффекта Холла с изменением T . Фермионоподобные носители будем относить, соответственно, к состоянию O^- , состоящему из O^{2-} и дырки. В рамках предложенной модели рассматриваются известные экспериментальные данные.

Ранее было показано^{4,5,9}, что в случае, когда длина свободного пробега носителей становится порядка величины параметра решётки, влияние локального электрического поля учитывается в полуклассическом уравнении движения носителей тока в ВТСП путём замены напряжённости электрического поля \mathbf{E} на $\mathbf{E} + \hat{b} \mathbf{P}/\epsilon_0$, где \mathbf{P} – поляризация, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная и $\hat{b} \mathbf{P}/\epsilon_0$ – лорентцевский вклад:

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = \frac{ne^2}{m} \left(\mathbf{E} + \hat{b} \frac{\mathbf{P}}{\epsilon_0} \right) - \frac{\mathbf{j}}{\tau}. \quad (1)$$

Здесь и далее рассматривается нормальное состояние, в котором диэлектрическая восприимчивость подсистемы связанных зарядов (мягких диполей) подчиняется^{3,5,9} закону Кюри $\chi = A(T - T_0)^{-1}$, где A и T_0 – некоторые константы. Принимая во внимание соотношение между \mathbf{P} и χ , после Фурье-преобразования ур. (1) для круговой частоты ω получим⁵

$$j(\omega) = \frac{\sigma_D(1 + b(\omega)\chi(\omega))}{(1 + i\omega\tau)} E(\omega), \quad (2)$$

где $\sigma_D = ne^2\tau/m$ – проводимость Друде, в которой время рассеяния должно не зависеть от температуры из-за очень малой длины свободного пробега. Однако на постоянном токе ($\omega=0$) из (2) получаем удельное сопротивление, которое вследствие пара-

электрических свойств системы оказывается почти пропорциональным T при не слишком малых значениях b_0 и χ .

$$\rho(T) = \sigma^{-1}(T) = \frac{E(0)}{j(0)} = \frac{\sigma_D^{-1}}{(1 + \frac{b_0 A(0)}{T - T_0})} \square (T - T_0). \quad (3)$$

В магнитном поле \mathbf{B} при заданных выше предположениях напряжение Холла будет образовываться за счёт поперечного движения только фермионоподобных носителей O^- . Бозоноподобные носители O^0 и O^{2-} сильно скоррелированы в соседних ячейках, что соответствует почти наполовину заполненным зонам Хаббарда, и поэтому могут рассматриваться при движении в магнитном поле как дырки и электроны с одинаковой концентрацией и подвижностью. Вклада в напряжение Холла от таких носителей не будет. Из условия равенства поперечных потоков, образуемых силой Лоренца и напряжением Холла получаем постоянную Холла

$$R_H = \frac{E_x}{j^y B_z} = \frac{n_{O^-} \mu_{O^-}^2}{e(2n_{O^0} \mu_{O^0} + n_{O^-} \mu_{O^-})^2 (1 - b_0 + b_0 \varepsilon_{p0})}, \quad (4)$$

где ε_{p0} – статическая относительная диэлектрическая проницаемость подсистемы связанных зарядов.

Совместные условия независимости от температуры для полной концентрации носителей $n = n_{O^-}(T) + 2n_{O^0}(T) = n \exp(-\Delta_1/kT) + n(1 - \exp(-\Delta_1/kT)) = const$ и для проводимости Друде $\sigma_D = e(2n_{O^0} \mu_{O^0} + n_{O^-} \mu_{O^-})$ в приближении первого порядка по концентрации приводят к решению для подвижностей как функций соответствующих концентраций: $\mu_{O^-} = e\tau_{O^-} n / (m_{O^-} n_{O^-}) + \mu_i$ и $\mu_{O^0} = e\tau_{O^0} n / (m_{O^0} n_{O^0}) + \mu_i$, где «тау» символы и μ_i являются некоторыми константами. Это приводит к температурной зависимости постоянной Холла $R_H(T)$ и холловской подвижности, в предположении $\mu_i = 0$ и $m_{O^0} = 2m_{O^-}$,

$$R_H^{ef}(T) = R_H(T)(1 - b_0 + b_0 \varepsilon_{p0}(T)) = \frac{(\tau_{O^-}^0)^2 e^{\frac{\Delta_1}{kT}}}{en\tau^2}, \quad (5)$$

$$\mu_H(T) = R_H(T)\sigma(T) = e(\tau_{O^-}^0)^2 \exp(\Delta_1/kT) / m_{O^-} \tau, \quad (6)$$

которые оказываются обратно пропорциональными концентрации фермионоподобных носителей.

Подгонка температурных зависимостей, предсказываемых уравнениями (5) и (6), к экспериментальным данным, полученным в работе¹⁰, как следует из Рис. 1, указывает на хорошую применимость использованного первого приближения. Значения $R_H^{ef}(T)$ выведены с помощью ур. (5) из экспериментальных данных $R_H(T)$, полученных в работе¹⁰, с использованием функции $\varepsilon_p(T)$, оцененной ранее⁵ из микроволновых измерений:

$$\varepsilon_p(T, \omega) \cong \frac{3 \times 10^6}{(T - 6.6)}. \quad (7)$$

Однако для получения хорошего согласия с экспериментальными данными, в качестве статического

коэффициента b_0 в ур. (5) использовалось оцененное на микроволновых частотах⁵ значение $b(\omega) \approx 3.6 \times 10^{-5}$, умноженное на порядок. Такое десятикратное увеличение статического лорентцевского вклада локального электрического поля по сравнению с его значением на микроволнах может объяснить аномальную частотную дисперсию мнимой части проницаемости⁴. Частотная зависимость мнимой части на частотах меньше 10^8 Гц отличалась от частотной зависимости на частотах больших 10^9 Гц множителем ~ 10 .

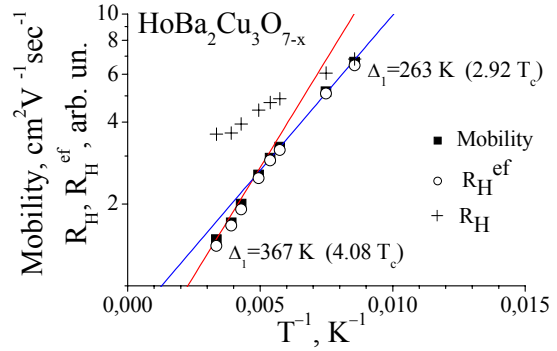


Рис. 1. Холловская подвижность, $R_H^{ef}(T)$ (см. ур. (5)) и $R_H(T)$ в зависимости от обратной T из работы¹⁰ (символы) в сравнении с зависимостями (линии), полученными из ур-ий (5) и (6)

Как видно из рисунка, предложенная модель позволяет оценить из экспериментальных данных среднее значение псевдощели Δ_1 , усреднённое по заселённости фермионоподобных носителей при данной температуре. Среднее значение Δ_1 уменьшается от 367 К до 263 К при уменьшении T от комнатной до 120 К, что коррелирует с зависимостью псевдощели от волнового вектора, обнаруженной недавно по данным ARPES.

ФЦНТП (40.012.1.1.1357), РФФИ (04-02-16455).

1. В. Н. Мурзин и др., УФН **92**, 427 (1967).
2. V. L. Ginzburg, *Contemp. Phys.* **33**, 15 (1992).
3. О. В. Долгов, Е. Г. Максимов, УФН **138**, 95 (1982).
4. А. С. Щербаков и др., ФММ **64**, 735 (1987); ФНТ **17**, 1427 (1991).
5. А. Л. Карузский и др., Препринт ФИАН №215 (1988); А. И. Головашкин и др., *ibid.* №217 (1988).
6. V. Müller et al., *Solid State Commun.* **67**, 997 (1989); *Ferroelectrics* **130**, 45 (1992).
7. V. A. Dravin et al., *Physica C* **341-348**, 2749 (2000).
8. А. К. Звездин, Д. И. Хомский, Письма ЖЭТФ **46**, Приложение, 102 (1987).
9. А. Л. Karuzskii, *Physica C* **282-287**, 1581 (1997).
10. А. И. Головашкин и др., Письма ЖЭТФ **48**, 27 (1988).