

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КИНЕТИКА НОРМАЛЬНЫХ СИСТЕМ С ФЕРМИОННЫМ КОНДЕНСАТОМ: ПРИЛОЖЕНИЕ К ОПИСАНИЮ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*М.В.Зверев, В.А.Ходель, В.Р.Шагинян\**

*Национальный Центр Курчатовский институт  
123182 Москва, Россия*

*\*Петербургский институт ядерной физики РАН  
188350 Гатчина, Россия*

Поступила в редакцию 17 августа 1994 г.

Предсказано существование звуковой моды в электронных системах с фермионным конденсатом. Рассмотрены сопротивление и термоэдс в таких системах при температурах  $T \geq T_c$ . Показано, что поведение этих коэффициентов существенно отличается от предсказаний обычной теории ферми жидкости.

Сильно коррелированная ферми жидкость — один из объектов наиболее интенсивно изучаемых сейчас в теории многих тел. Как выяснено недавно [1-4], при  $T = 0$  в ней возможен фазовый переход, связанный с перестройкой функции  $n_F(p)$  распределения квазичастиц по импульсам, которая до точки перехода согласно теории Л.Д.Ландау [5] остается такой же, как в ферми газе:  $n_F(p) = \theta(p_F - p)$  ( $p_F$ -импульс Ферми,  $\rho = p_F^3/3\pi^2$ ). Переход происходит тогда, когда эффективное отталкивание в частично-дырочном канале достигает порога, за которым нарушается необходимое условие устойчивости и при определенном изменении  $n_F(p)$  получается выигрыш в энергии. Таким образом, минимум энергетического функционала  $E_0(n(p))$  смещается из угловой точки функционального пространства  $[n]$  внутрь. Новые стационарные точки этого функционала при  $T = 0$  в [1] было предложено искать, исходя из уравнения минимума, которое в изотропной системе имеет вид:

$$\frac{\delta E_0(n(p))}{\delta n(p)} = \mu, \quad p_i \leq p \leq p_f, \quad (1)$$

( $\mu$  — химический потенциал системы). Вне этой области, границы которой определяются из самого уравнения и обязаны тому, что  $n(p)$  должно быть положительно и нигде не превосходить 1, старое  $n_F$  и новое  $n_0$  распределения совпадают. То, что такая перестройка является фазовым переходом, показано с другой позиции и Воловиком [6] на основе расчета до и после точки перехода сконструированного им топологического заряда ферми системы.

Согласно [5], левая часть (1) есть энергия квазичастицы, и, таким образом, если решение (1) существует, оно описывает фазовый переход, при котором квазичастичная система (число квазичастиц по теореме Ландау-Латтинжера равно числу частиц [7]) распадается на две подсистемы, одна из которых не обладает какими-то особыми свойствами, в то время как другая содержит квазичастицы одной и той же энергии  $\epsilon(p) = \mu$ , причем их групповая скорость  $d\epsilon(p)/dp = 0$ . В результате, в плотности состояний системы  $\rho(\epsilon)$  возникает пик  $\sim \rho_c \delta(\epsilon - \mu)$ , аналогичный тому, который наблюдается в жидком  $He^4$  ниже  $\lambda$ -точки и обязан конденсации бозонов с нулевым импульсом и энергией

$\epsilon(p=0) = \mu$ . Исходя из этой аналогии, такая подсистема и была названа в [1] фермионным конденсатом (ФК).

Волновая функция, отвечающая распределению (1), многократно вырождена. Это вырождение снимается при учете многочастичных корреляций, главными из которых является спаривание. При этом, как обычно, в спектре одночастичных возбуждений возникает щель  $\Delta$ , но она, как и температура сверхтекучего перехода  $T_c$ , не содержит стандартной БКШ малости, ( $\Delta_{BCS} \sim \exp(-1/\lambda)$ ), а является линейной функцией спаривательной константы  $\lambda$  [1]. Отметим, что расчетное отношение  $\eta_{theor} = 2\Delta(T=0)/T_c$  значительно превышает  $\eta_{BKS} = 3,52$  [2-4]. Подобное превышение наблюдается на эксперименте для высокотемпературных сверхпроводников:  $\eta_{exp}$  достигает значений 6-8 [8,9]. К тому же экспериментальный одночастичный спектр одного из них —  $Ba_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  с  $T_c = 85K$ , построенный в [10] на основе измерений фотоэмиссионных электронных спектров, имеет плато, занимающее до 20% зоны Бриллюэна. И лежит оно (внутри экспериментальных погрешностей) прямо на поверхности Ферми. Сходные результаты для  $YBa_2Cu_3O_{6,9}$  и  $YBa_2Cu_4O_8$  получены в [11]. Конечно, если их сверхпроводящие свойства действительно определяются ФК, как это предположено в [3,4], то его влияние должно проявляться и при  $T > T_c$  до тех пор пока температурные эффекты не сотрут следов плато в спектре  $\epsilon(p)$ .

В этой работе мы исследуем низкотемпературную кинетику электронной системы с ФК и увидим, что при  $T \geq T_c$  она совсем не похожа на обычную однокомпонентную ферми жидкость, а скорее напоминает электрон-ионную плазму — только плотность тяжелой компоненты — конденсата — не задается извне, а сама находится на основе уравнения (1).

Найдем спектр коллективных возбуждений в простой модели однородной изотропной системы, в которой конденсат располагается в области  $p_i < p < p_f$ , лежащей вне старой поверхности Ферми, где квазичастицы имеют конечную эффективную массу  $M^*$ . Подобного рода модель двухсвязной поверхности Ферми (правда, с обычным ферми-заполнением  $n(p) = 1$ ) рассматривалась в [12] с целью выяснить, когда такое anomальное состояние может обеспечить выигрыш в энергии системы. Для расчета спектра коллективных колебаний мы используем кинетическое уравнение Ландау, взятое в виде

$$(\omega - kv)\phi(p, k) - k \frac{\partial n_0(p, T)}{\partial p} \int F(p, p_1, \epsilon(p) = \mu, \epsilon(p_1) = \mu) \phi(p_1, k) d\tau_1 = 0. \quad (2)$$

Здесь  $n_0(p, T)$  — новое квазичастичное распределение, даваемое решением (1) при  $T \neq 0$ , а  $F(p, p_1)$  — амплитуда взаимодействия квазичастиц вблизи новой неодносвязной поверхности Ферми. Разложив решение  $\phi(p, k)$  по сферическим гармоникам, мы удержим в нем, как в обычном гидродинамическом приближении, только нулевую и первую:

$$\phi(p, k) = a(p) + b(p)pk/pk, \quad (3)$$

поскольку столкновения подавляют остальные гармоники, а эти выживают, потому что число частиц и их суммарный импульс сохраняются [13,14]. Отметим, что теперь коэффициенты  $a$  и  $b$  отличны от нуля не только в окрестности точки  $p = p_F$ , но и в промежутке  $p_i < p < p_f$ , где они постоянны и равны  $a_c$  и  $b_c$ , соответственно. Это позволяет обратить в нуль диагональную часть

интеграла столкновений, но недиагональная часть, ответственная за рассеяние нормальных возбуждений с  $p \simeq p_F$  на конденсатных, остается отличной от нуля. Мы рассмотрим ее влияние отдельно, а пока, пренебрегая ею как небольшой поправкой, перепишем уравнение Ландау для коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$  в виде

$$\begin{aligned} -\omega a_F + kv_F(1 + f_1/3)b_F/3 + kv_F\nu_1 f_1 b_c/9 &= 0, \\ -\omega a_c + kv_F(s_c + \nu_2\nu_1 f_1/3)b_c/3 + kv_F\nu_2 f_1 b_F/9 &= 0, \\ -\omega b_F + kv_F(1 + f_0)a_F + kv_F\nu_1 f_0 a_c &= 0, \\ -\omega b_c + kv_F(s_c + \nu_1\nu_2 c f_0)a_c + kv_F\nu_2 f_0 a_F &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь введены обозначения:  $f_k = F_k p_F M^* / \pi^2$ ,  $s_c = v_c / v_F$ ,  $v_F = p_F / M^*$  и  $\nu_1(T) = (p_f^3(T) - p_i^3(T)) / 3p_F^3$ , а также:

$$\nu_2(T) = -\frac{1}{p_F^2} \int_{p_i(T)}^{p_f(T)} \frac{\partial n_0(p, T)}{\partial p} p^2 dp, \quad v_c(T) = -\frac{1}{p_F^3} \int_{p_i(T)}^{p_f(T)} \frac{\partial \epsilon(p, T)}{\partial p} p^2 dp. \quad (5)$$

Отметим, что числа  $\nu_1 \sim \nu_2 \sim n_c / \rho$ , где  $n_c$  — плотность конденсата для оптимального доппинга  $\nu_1 \sim \nu_2 \leq 0, 2$  [10].

Решая систему (4), мы после простых, но длинных выкладок, приходим к такому дисперсионному уравнению

$$\omega^4 - A\omega^2 k^2 + Bk^4 = 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} A &= v_F^2 [(1 + f_1/3)(1 + f_0)/3 + (s_c + \nu_1\nu_2 f_1/3)(s_c + \nu_1\nu_2 f_0)/3 + 2\nu_1\nu_2 f_0 f_1/9], \\ B &= v_F^4 [s_c(1 + f_1/3) + f_1\nu_1\nu_2] [s_c(1 + f_0) + f_0\nu_1\nu_2]/27. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя сюда кулоновское взаимодействие,  $f_0 = 4\pi e^2 p_F M^* / \pi^2 k^2$ , и удерживая только главные в пределе  $k \rightarrow 0$  члены, мы найдем два корня, один из которых отвечает обычным плазменным волнам, а второй имеет закон дисперсии  $\omega_s = c_s k$ . Пренебрегая малыми поправками, обязанными вкладу членов с  $v_c$ , мы получим

$$c_s^2 = v_F^2 f_1^0 \nu_1^2 \nu_2^2 / 9, \quad (8)$$

где  $f_1^0 = f_1 M / M^*$ . Скорость  $c_s$  довольно мала: для экспериментальных величин [10]  $\nu_1 \sim \nu_2 \sim 0, 2$ , отношение соответствующей дебаевской температуры  $T_D$  к энергии Ферми не превосходит 0,01, даже если мы пренебрежем увеличением эффективной массы  $M^*$  за счет корреляций, то есть  $T_d \sim 100 - 200$  К. Таким образом, спектр плазмонов в трехмерной изотропной системе с ФК имеет звуковую ветвь. Отметим, что в двухмерной системе плазмоны могут быть бесщелевыми и без ФК [15,16].

Имея в руках звуковой спектр возбуждений, мы можем рассчитать соответствующий вклад в сопротивление  $\rho(T)$ . В  $\tau$ -приближении и пренебрегая конденсатным вкладом из-за его малой подвижности, имеем  $\rho(T) \sim M^* / ne^2 \tau(T)$ , где  $n$  есть плотность заряженных частиц у старой поверхности Ферми. Зависимость  $\tau$  от  $T$  находится теми же методами, что и в случае фононов [13, 14]. Получается  $\tau \sim 1/T$ , и тогда

$$\rho(T) \sim \frac{M^* T}{n e^2}. \quad (9)$$

Если принять простое предположение что  $n \sim x$ , где  $x$  — содержание Sr в сплаве  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , то зависимость  $\rho(x) \sim 1/x$ , вытекающая из (9), согласуется с экспериментальными данными [17] вплоть до достаточно малых значений  $x$ . Для плотности носителей тока  $n \sim 10^{21}$  и  $T \sim 200$  К мы получаем:  $\rho \sim 0,2$  мОм см, что по порядку величины не противоречит эксперименту.

С уменьшением  $x$  значение кулоновского параметра  $\alpha = e^2/v_F \sim e^2/x^{1/3}$  растет, область занятая конденсатом расширяется и в конце концов поглощает старую поверхность Ферми. Тогда свободных носителей с нормальной эффективной массой почти не остается и проводимость системы, определяемая теперь конденсатной подвижностью, резко падает, стремясь к нулю с понижением  $T$ . С другой стороны, в области больших  $x > x_c$ , где  $\alpha$  мала и ФК отсутствует, сопротивление при низких  $T$ , в соответствии с теорией Ландау, пропорционально  $T^2$ . В пограничной области, где конденсата еще нет, но в спектре  $\epsilon(p)$  появляется "ротонный" минимум, предшествующий конденсации, в обычном электрон-электронном интеграле столкновений возникает усиление за счет малости множителя  $d\epsilon(p)/dp$ , вследствие переброса пар со старой поверхности Ферми в область нового минимума.

Определение точного закона перехода и сравнение его с экспериментом требует более точного учета кристаллической структуры, которую мы пока что игнорировали. А в зонном спектре электронов имеются точки — особенности ван Хова — где при определенном заполнении зоны какие-то компоненты групповой скорости квазичастиц  $d\epsilon(p)/dp$  у поверхности Ферми оказываются аномально малы. Важность этих точек для теории высокотемпературной сверхпроводимости неоднократно демонстрировалась (см. например [11,18,19]), но пока связанное с ним нарушение необходимых условий устойчивости и возникновение ФК рассматривались лишь в [4,20] в рамках схематичной модели Нозьера [2], предназначенной для однородных систем.

В более реалистическом подходе к этой проблеме, групповую скорость квазичастиц  $d\epsilon(p)/dp$  у поверхности Ферми можно вычислить, исходя из формулы Ландау–Питаевского:

$$\frac{\partial \epsilon(p, x)}{\partial p} = \frac{\partial \epsilon^0(p, x)}{\partial p} + \int F_1(p, p_1, x) \frac{\partial n(p_1, x)}{\partial p_1} d^l p_1 / (2\pi)^l. \quad (10)$$

Знак интеграла здесь включает и суммирование по зонному индексу,  $l$  — размерность пространства. Если разлагать амплитуду  $F$  взаимодействия квазичастиц у поверхности Ферми по сферическим гармоникам, то в анизотропной системе в это уравнение будут давать вклад нечетные гармоники Ландау. В координатном представлении диаграммы амплитуды  $F$  локальны, так как она не содержит полюсных частично-дырочных вкладов. Поэтому гармоники Ландау, во-первых, быстро убывают с ростом номера, а во-вторых, влияние кристаллического поля решетки на их величину невелико. В грубом приближении в этом уравнении можно ограничиться только первой гармоникой  $F_1$ , а ее зависимость от плотности считать той же самой, что и у эффективной массы  $M^*$ , с которой в однородной системе она однозначно связана формулой теории Ферми жидкости:  $M^* = M(1 - 1/3f_1^0)$ , где  $f_1^0 = F_{1PF}M/\pi^2$ . Нас будет интересовать только нормальная компонента скорости  $v_n$ , ибо тангенциальная

на поверхности Ферми обращается в нуль, поскольку в этом случае энергия квазичастицы постоянна и равна  $\mu$ . Когда система устойчива, — скорость  $v_n$  положительна, это означает, что энергия любой квазичастицы, лежащей вне поверхности Ферми, больше энергии квазичастиц, находящихся внутри нее. Мы ограничимся случаем  $l = 2$ , когда зонный спектр  $\epsilon^0(\mathbf{p})$  приближенно описывается формулой [21]:

$$\epsilon^0(\mathbf{p}, x) = \beta(x) - \gamma(x)(\cos p_x + \cos p_y) \quad (11)$$

(постоянную решетку  $a$  мы берем равной 1). В начале заполнения этот спектр квадратичен по импульсу, а поверхности Ферми представляют собой окружности. Здесь влияние решетки мало. Ближе к середине зоны спектр  $\epsilon^0(\mathbf{p}, x)$  уже существенно зависит от  $x$ . В середине заполнения он имеет седловые точки  $(\pm\pi, 0)$  и  $(0, \pm\pi)$ , в которых скорость  $v_n$  обращается в нуль. В их окрестности ее величина пропорциональна расстоянию до седловой точки, и поэтому знак  $v_n$  может измениться при учете второго члена в (10). Будет это или нет — зависит от знака  $F_1$ . Для хороших металлов — плотных электронных систем — знак  $F_1$  отрицателен: величина кулоновского параметра  $\alpha = Me^2/\pi r_F$  мала и фоковский вклад в  $F_1$  доминирует. Если учесть, что в обычном случае производная  $dn(p)/dp_n$  отрицательна на всей поверхности Ферми, то знаки обоих членов совпадают и  $d\epsilon(\mathbf{p})/d\mathbf{p}$  оказывается положительной даже в седловой точке, и условие устойчивости здесь не нарушается. Однако в достаточно разреженных сильно коррелированных электронных системах величина  $\alpha$  превосходит 1 даже в середине зоны, где электронная плотность максимальна. В модели желе это отвечает  $r_s \geq 6$ . Расчеты, выполненные в этой модели [22,3], показывают, что знак  $F_1$  в таких системах положителен, и отношение  $M^*/M$  становится больше 1. Таким образом, в сильно коррелированных системах знаки зонного вклада в  $v_n$  и вклада, связанного со взаимодействием, оказываются разными, причем в окрестности седловых точек первый идет в нуль при приближении к середине зоны, в то время как последний слабо зависит от заполнения. Следовательно, в анизотропной системе возникает новая возможность фермионной конденсации: с увеличением плотности носителей нормальная компонента  $d\epsilon(\mathbf{p}, x)/dp_n$  уменьшается и при каком-то критическом заполнении  $x_{1c}$  впервые меняет свой знак в районе одной из точек ван Хова, что ведет к нарушению условий устойчивости и появлению фермионного конденсата. Заметим, что если первая гармоника довольно велика, то расстояние от точки, где конденсация впервые начинается, до седловой точки может быть совсем не маленьким. Поскольку в области, примыкающей к конденсатной, величина  $v_n$  уже положительна, хотя и мала, и мы получаем как бы расширенную седловую точку, что и наблюдается на эксперименте [11].

Что происходит с ростом  $x$ ? При увеличении  $x$  область, занятая конденсатом, растет, а число свободных носителей падает, и, в конце концов, она захватывает всю поверхность Ферми. Начиная с этого момента, проводимость определяется только конденсатными частицами, и металл становится плохим проводником, поскольку нормальных квазичастиц на поверхности Ферми не остается. Мы видим, что в анизотропной системе в области влияния точек ван Хова картина как бы обратна той, которую мы ожидаем в изотропной, где аналогичные явления происходят с уменьшением, а не с увеличением  $x$ .

Когда середина зоны пройдена, первый член в (10) начинает снова расти и одна из возможностей состоит в том, что при некотором новом значении  $x_{2c}$  снова у поверхности Ферми появляются нормальные квазичастицы — изолятор снова становится проводником. Такая картина имеет общие черты с моделью Хаббарда, несмотря на то, что исходные посылки совершенно разные.

Обсудим в заключение как должен вести себя термоэлектрический коэффициент  $\alpha$  нормальной системы с ФК. В изотропном случае он дается интегралом, содержащим производную  $dn(p)/dT$ . В явном виде [14]

$$\alpha = -\frac{2e}{3T^2\sigma} \int \omega \left( \frac{d\varepsilon(p)}{dp} \mathbf{L} \right) \frac{1}{[\exp(\frac{\omega}{T}) + 1][\exp(-\frac{\omega}{T}) + 1]} \frac{d^3p}{(2\pi)^3}, \quad (12)$$

здесь  $\omega = \varepsilon(p) - \mu$ . Подынтегральное выражение — нечетная функция энергии у поверхности Ферми, и обычно это ведет к аномальной малости:  $\alpha \sim T/\varepsilon_F$ ,  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми. Однако в системах с фермионным конденсатом частичные и дырочные возбуждения занимают разные фазовые объемы вблизи поверхности Ферми. В результате, даже если вектор  $\mathbf{L}$  постоянен, соответствующий интеграл не равен нулю. Возможен и другой взгляд на эту задачу: в системе с фермионным конденсатом есть две разные подсистемы и две разные производные  $dn_c/dT$  и  $dn/dT$ , причем каждое слагаемое содержит член  $d\mu/dT = S$ , где  $S$  — "остаточная энтропия". Ф. Нозьер [2] использовал для ее вычисления обычную ферми-жидкостную формулу [2]:

$$S(T) = - \int [n(p, T) \ln(n(p, T)) + (1 - n(p, T)) \ln(1 - n(p, T))] d^3p / (2\pi)^3, \quad (13)$$

где  $n(p, T)$  дается решением уравнения (1). Поскольку теперь  $n(p, T=0)$  отличны от 0 и 1, мы получаем конечное ненулевое значение  $S \sim n_c/n$  в низкотемпературном пределе. На самом деле, при  $T=0$  система находится в сверхпроводящем состоянии, и ее энтропия равна нулю, однако при  $T \sim T_c$  энтропия быстро возрастает, так что при  $T > T_c$  (13) дает правильную оценку по порядку величины (в отдельной работе мы обсудим, как исправить недостатки этой формулы). Если это так, то, принимая во внимание (13), получаем из (12)

$$\alpha(T \sim T_c) \sim n_c/n. \quad (14)$$

Этот результат — независимость термоэдс от  $T$  при низких температурах означает, что в законе Видемана-Франца меняется значение константы Лоренца  $K = \pi^2/3e^2$ , она зависит теперь от отношения  $n_c/n$ . Полученные недавно экспериментальные данные [23-25] свидетельствуют, что термоэдс высокотемпературных сверхпроводников слабо зависит от  $T$  при низких  $T > T_c$  и что ее значение растет при приближении к середине зоны, то есть тогда, когда плотность конденсата увеличивается. Такое поведение термоэдс дает возможность оценить величину энтропии системы и позволяет косвенным образом ответить на вопрос — почему квантовый хаос проявляется в этих веществах при столь низких температурах.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Г.Е.Воловику, Н.Е.Зейну, С.В.Малееву, Ф.Нозьеру, В.Г.Орлову, Н.В.Прокофьеву, Ю.Г.Пономареву и Р.Фишу за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (93-02-2446)

1. В.А.Ходель, В.Р.Шагинян, Письма в ЖЭТФ 51, 488 (1990).
2. P.Nozières, Journ. Phys. II France 2, 959 (1992).
3. V.A.Khodel and V.R. Shaginyan, Nucl. Phys. A555, 33 (1993).
4. V.A.Khodel, V.R.Shaginyan and V.V. Khodel, Phys. Rep. (in press).
5. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 30, 1058 (1956).
6. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ, 53, 208 (1991).
7. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, Е.И. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, М.: Физматгиз, 1962.
8. И.А.Борисова, В.Краак, А.Крапф и др., Письма в ЖЭТФ, 59, 334 (1994).
9. Z.Schlesinger, L.D.Rotter, R.T.Collins et al., Physica C185-189, 57 (1991).
10. D.S.Dessau, Z.-X.Shen, D.M.King et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2781 (1993).
11. А.А.Абрикосов, J.C.Campuzano and K. Gofron, Physica, C214, 73 (1993).
12. M. de Llano and J. Vary, Phys. Rev. C13, 1083 (1979).
13. D.Pines and P.Nozières, Theory of quantum liquids, New York, Benjamin, 1966.
14. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Физическая кинетика, т. 10, М.: Наука, 1979.
15. F.Stern, Phys. Rev. Lett. 18, 546 (1967).
16. V.Z.Kresin and H. Morawitz, Phys. Rev. B37, 7854 (1988).
17. H.Takagi, B.Batlog, H.L.Kao et al. Phys. Rev. Lett. 69, 2975 (1992).
18. J.E.Hirsh and D.J.Scalapino, Phys. Rev. Lett. 56, 2735 (1986).
19. G.M.Getino, H.Rubia and M. de Llano, Solid St. Comm. 83, 891 (1992).
20. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ, 59, 798 (1994).
21. P.Peirls, Quantum theory of solids, Oxford, Clarendon Press, 1953.
22. В.А.Ходель, В.Р.Шагинян, Письма в ЖЭТФ, 55, 117 (1992).
23. J.Genossar, B.Fisher, I.O.Lelong et al., Physica, C157, 320 (1989).
24. J.R.Cooper, S.D.Olertelli, A.Carrington, and J.W.Loram, Phys. Rev. B44, 12086 (1991).
25. J.L.Cohn, S.A.Wolf, V.Selvamanickam, and K.Salama, Phys. Rev. Lett. 66, 1098 (1991).