

КОНКУРЕНЦИЯ ЯДЕРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

А.М.Дюгаев¹⁾, И.Д.Вагнер¹⁾, П.Видер¹⁾

*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
BP166, F-38042 Grenoble, France*

⁺ *Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
142432, Черноголовка, Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 24 апреля 1997 г.

Предложена качественная теория ядерного магнетизма на фоне сверхпроводимости металлов. Хотя температура сверхпроводящего перехода намного выше температуры ядерного упорядочения, ядерный ферромагнетизм может частично или полностью разрушить сверхпроводимость. Обсуждается экспериментальная методика, позволяющая определить эффективную константу электрон-ядерного спин-спинового взаимодействия для сверхпроводников.

PACS: 72.15.Eb

1. В [1] впервые обнаружен эффект сильного влияния ядерного ферромагнетизма на сверхпроводимость металлов. На возможность разрушения сверхпроводимости при ферромагнитном ядерном порядке указано в [2]. Качественно суть явления состоит в следующем. Хотя температура сверхпроводящего фазового перехода T_{ce} обычно на много порядков выше температуры ядерного упорядочения T_{cn} , потеря энергии при разрушении сверхпроводимости на один электрон лишь порядка T_{ce}^2/ϵ_F (ϵ_F – энергия Ферми электронов), а не T_{ce} , как кажется на первый взгляд. Это связано с тем, что только малая часть электронов вблизи поверхности Ферми ответственна за сверхпроводимость. Однако энергия ферромагнитного ядерного упорядочения порядка T_{cn} на одно ядро. Поэтому, если плотность ядер и электронов не слишком сильно отличается, получаем грубый критерий разрушения сверхпроводимости: $T_{cn}\epsilon_F > T_{ce}^2$.

2. В [1] исследовалось металлическое соединение $AuIn_2$, которое является сверхпроводником первого рода с критической температурой $T_{ce} = 0.207 K$ и критическим магнитным полем $H_c(T \rightarrow 0) = 1.45$ мТл. При $T_{cn} \cong 35$ мкК обнаружен ферромагнитный фазовый переход в системе ядер In, что приводит, при понижении T , к уменьшению H_c до значения 0.87 мТл и размытию линии сверхпроводящего фазового перехода $H_c(T)$ при $T < T_{cn}$. Из-за хорошего теплового контакта между электронами и ядрами они находились в термодинамическом равновесии, то есть $T^n = T^e$. Время установления равновесия около одного часа. В данной работе мы предлагаем качественную теорию явления, обнаруженного в [1], и прогнозируем результаты возможных экспериментов, где конкурируют сверхпроводимость и ядерный ферромагнетизм.

Фазовая диаграмма металла на плоскости H, T зависит от способа "приготовления" ядерного порядка. В [1] низкая температура получена методом ядерного размагничивания, то есть сначала в нормальной фазе металла происходит фазовый переход в системе ядер в ферромагнитное состояние, а затем

¹⁾Dyugaev A.M., Vagner I.D., Wyder P.

при уменьшении магнитного поля металл становится сверхпроводником. Следовательно, фазовый переход является переходом по магнитному полю, а не по температуре, когда при понижении T в сверхпроводящей фазе ядерная система становится ферромагнитной. Это существенно упрощает анализ явления, так как нет эффекта обратного влияния сверхпроводимости на ядерный ферромагнетизм: сверхпроводимость появляется при уже заданном ядерном магнитном порядке. При этом частично снимается вопрос о существовании неоднородного сверхпроводящего состояния, то есть фазы ЛОФФ [3,4]. Переход в эту фазу может произойти лишь с большой временной задержкой, если обычная однородная фаза метастабильна.

При $T < T_{cn}$ возникает доменная ядерная структура со спонтанным ядерным моментом в домене $M_n(T)$. Максимальное значение $M_n(T)$ отвечает полной поляризации ядер в домене. Средний ядерный момент по образцу металла \bar{M}_n зависит от начальных условий размагничивания, так как движение доменных стенок происходит крайне медленно. Для определения температурной зависимости критического магнитного поля H_c используем известное [3,5] выражение для свободной энергии сверхпроводника F_S :

$$F_S - F_n = \frac{\nu}{4}(2J^2 - \Delta_0^2) + \frac{B_c^2}{8\pi},$$

$$J \equiv \mu_e H_n, \quad B_c = H_c + 4\pi\bar{M}_n, \quad (1)$$

F_n - энергия нормального металла, ν - плотность электронных состояний, Δ_0 - щель в спектре электронов при $T=0$, J - раздвижка энергий электрона с противоположными направлениями спина, возникающая из-за подмагничивания электронов ядрами; H_n - эффективное ядерное поле на электроне, которое пропорционально магнитному ядерному моменту $M_n(T)$. Не конкретизируя пока связь $M_n(T)$ и $H_n(T)$, из (1) получаем зависимость $B_c(T)$ от $M_n(T)$ или $M_n(T)$ от $B_c(T)$:

$$B_c(T) = B_c(T_{cn}) \left[1 - \frac{M_n^2(T)}{M_n^2(0)} \left(1 - \frac{B_c^2(0)}{B_c^2(T_{cn})} \right) \right]^{1/2},$$

$$M_n(T) = M_n(0) \left[\frac{B_c^2(T_{cn}) - B_c^2(T)}{B_c^2(T_{cn}) - B_c^2(0)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Измеряемой величиной является не $B_c(T)$, а $H_c(T)$. Средний ядерный момент \bar{M}_n подстраивается под внешнее магнитное поле крайне медленно и определяется, в основном, начальными условиями ядерного размагничивания, то есть значением того магнитного поля, при котором впервые появился ядерный порядок, а не значением $H_c(T)$. Поэтому, меняя начальные условия эксперимента, можно из (2) определить $H_c(T)$, вычитая из $B_c(T)$ не зависящую от T постоянную $4\pi\bar{M}_n$. При этом первое соотношение (2) дает возможность по грубому расчету $M_n(T)$ в приближении среднего поля определить линию сосуществования сверхпроводящей и нормальной фаз металла $H_c(T)$. Второе соотношение (2) более информативно и позволяет по экспериментальной зависимости H_c от T определить намагниченность $M_n(T)$ кубического гайзенберговского ферромагнетика со спином $S = 9/2$ (спин ядра I_n). Отметим, что в [1] указано

на несоответствие измеряемой зависимости H_c от T с существующими теоретическими моделями, но выражения типа (2) не анализировались. Так как в [1] не обнаружено слишком сильной зависимости $H_c(T)$ от начальных условий эксперимента, есть основания не различать B_c и H_c в (1), то есть положить \bar{M}_n равным нулю. При этом из (1) можно определить значение максимального ядерного поля $H_n(T=0)$, которое достигается при полной поляризации ядер:

$$H_n(0) = \frac{\Delta_0}{\mu_e \sqrt{2}} \left(1 - \frac{H_c^2(0)}{H_c^2(T_{cn})} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Так как плотность состояний ν в (3) не входит, а $H_c(0)$ и $H_c(T_{cn})$ для AuIn₂ известны [1], то, предполагая, что Δ_0 связано с T_{ce} по теории БКШ, получаем:

$$H_n(0) \approx 0.15 \text{ Тл}, \quad J(0) \equiv \mu_e H_n(0) \approx 0.21 \text{ К}.$$

Параметр $H_n(0)$ является важной характеристикой металла. Он известен только для двух веществ: Li и Na [6] и определяет сдвиг линии электронного резонанса при полной поляризации ядер методом Оверхаузера. Измерение этого сдвига связано со значительными трудностями [6].

3. Поэтому обсудим экспериментальную методику, позволяющую определить значение H_n по крайней мере для сверхпроводников. Для этого воспользуемся возможностью создать неравновесную ситуацию, когда температура ядер оторвана от температуры электронов: $T^n \ll T^e$. Если $T^e \ll T_{ce}$, то T^e вообще выпадает из окончательных выражений для наблюдаемых величин и ее можно условно считать равной нулю и следить только за температурой ядер. Если стартовать с высокого магнитного поля H_0 и высокой ядерной температуры $T_0^n \gg T_{cn}$, когда ядерная система почти полностью поляризована и является идеальной, и начать адиабатически выключать магнитное поле H , то ядерный магнитный момент будет сохраняться вплоть до точки фазового перехода металла в сверхпроводящее состояние. Важно, что этот переход происходит для ядерной системы мгновенно при значении ядерного момента $M_n(H_0, T_0^n)$. Критическое поле B_c находится из (2), где нужно заменить $M_n(T)$ на $M_n(H_0, T_0^n)$. Начальные условия H_0 и T_0^n всегда можно выбрать так, что эффект подмагничивания электронов ядрами (параметр J в (1)) окажется важнее, чем замена H_c на B_c в (1). В самом деле: J конкурирует в (1) с малой величиной Δ_0 , а для оценки B_c можно воспользоваться выражением $B_c = H_c(1 + \chi_n)$, где χ_n – ядерная восприимчивость, которая мала при высоких $T \gg T_{cn}$. Итак, при адиабатическом размагничивании можно измерить $H_c(H_0, T_0^n)$. В сверхпроводящей фазе поле B равно нулю и ядерный момент M_n релаксирует к нулевому значению. Если затем начать включать магнитное поле, то сверхпроводимость будет разрушена при более высоком, чем $H_c(H_0, T_0^n)$, поле H_{c0} и на основе (1) находим параметр

$$H_n(H_0, T_0) = \frac{\Delta_0}{\mu_e \sqrt{2}} \left(1 - \frac{B_c^2(H_0, T_0^n)}{H_c^2} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Так как значения H_0 и T_0 выбраны так, что на всем этапе адиабатического размагничивания можно пренебречь ядер-ядерным взаимодействием, то

$$H_n(H_0, T_0^n) = H_n^0 B_c \left(\frac{\mu_n H_0}{T_0^n} \right), \quad (5)$$

где B_s – функция Бриллюэна, а H_n^0 – предел H_n при $\mu_n H_0 \gg T_0^m$, когда все ядра поляризованы. Следовательно, измерение зависимости H_c от T_0^m и H_0 позволяет на основе (4), (5) определить значение эффективного магнитного ядерного поля на электроне H_n^0 при полной поляризации ядер. Отметим, что эффект переохлаждения ядерной системы, приводящий к отличию H_c от H_{c0} , был обнаружен в [7] при циклическом выключении и включении магнитного поля, где исследовалась ядерная релаксация в сверхпроводящем Al.

Определим теперь феноменологическую константу электрон-ядерного спин-спинового взаимодействия J_0 в модели свободных электронов без учета влияния зонной структуры металла. Для этого запишем это взаимодействие в виде [8]

$$V_{en} = \frac{J_0}{n_n} \delta(r_e - r_n) \frac{(\sigma S)}{S}, \quad (6)$$

где n_n – плотность ядер. Выражая фактор подмагничивания электронов ядрами J в (1) через V_{en} , получаем [8]

$$J(H_0, T_0^m) = J_0 B_s \left(\frac{\mu_n H_0}{T_0^m} \right). \quad (7)$$

Для AuIn_2 из анализа экспериментальных данных [1] находим: $J_0 \approx 0.21$ К. Следует ожидать сильного влияния неравновесной ядерной намагниченности на сверхпроводимость и для металлов: In, Ta, Bi (пленки), Sb, Tl. У этих элементов совмещаются высокие значения T_{ce} сверхпроводящего перехода и сильное электрон-ядерное спин-спиновое взаимодействие V_{en} , что следует из анализа экспериментальных данных по сдвигу Найта.

Мы благодарим за обсуждение работы А.Зюзина и Ю.Овчинникова. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. И.Д.В. и П.В. благодарят немецко-израильский фонд поддержки научных исследований I-0222-136.07/91.

-
1. S.Rehmann, T.Herrmannsdorfer, and F.Pobell. Phys. Rev. Lett. **78**, 1122 (1997).
 2. А.М.Дюгаев, И.Д.Вагнер, П.Видер. Письма в ЖЭТФ **64**, 193 (1996).
 3. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
 4. P.Fulde and R.A.Ferrel. Phys. Rev. **135**, 550 (1964).
 5. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
 6. Ж.Винтер, *Магнитный резонанс в металлах*, М.: "Мир", 1976.
 7. L.C.Nebel and C.P.Slichter, Phys. Rev. **113**, 1504 (1959).
 8. А.А.Абрикосов. Phys. **2**, 21 (1965).