

ПОВЕРХНОСТНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

А.И.Буздин

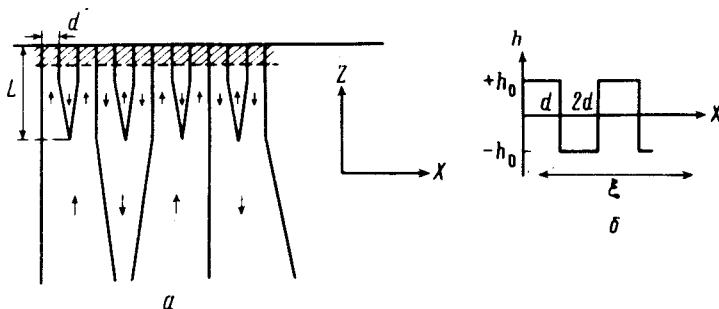
Показано, что в ферромагнетиках из-за разветвления доменов вблизи поверхности возможно возникновение поверхностной сверхпроводимости. Данный эффект объясняет экспериментальные данные о наличии сверхпроводимости в ферромагнитной нормальной фазе возвратных сверхпроводников.

1. Сверхпроводимость в возвратных сверхпроводниках появляется при температуре T_{c1} – дальнейшее понижение температуры приводит ниже точки $T_{c2} < T_{c1}$ к разрушению сверхпроводимости и переходу в ферромагнитную нормальную (ФН) фазу (в качестве обзора см., например, ¹). Как следует из экспериментальных данных ^{2, 3}, ниже T_{c2} сопротивление поликристаллических образцов возвратных сверхпроводников ErRh_4V_4 и HoMo_6S_8 (эти соединения исследованы наиболее подробно) меньше их сопротивления при $T > T_{c1}$ примерно на 10 – 40%. Небольшое внешнее магнитное поле восстанавливает точно прежний уровень сопротивления. Недавние исследования состоящего из нескольких кристаллитов образца HoMo_6S_8 ³ обнаружили в ФН фазе состояние с нулевым сопротивлением. Эти данные свидетельствуют о наличии сверхпроводящих областей в ФН фазе.

Предполагалось, что за это явление ответственна сверхпроводимость на магнитной доменной стенке в ФН фазе ⁴. Анализ ⁵ показал, однако, что с учетом обменного поля h условия существования такой сверхпроводимости очень жесткие: $h < h_c \approx T_{c1}$. При низких температурах ($T < \Theta$ – точка Кюри) обменное поле h_0 в магнитных сверхпроводниках существенно больше h_c . В HoMo_6S_8 , к примеру, $T_{c1} \approx 2\text{K}$ ($T_{c2} \approx 0,6\text{K}$), а $h_0 \approx 20\text{K}^1$, что исключает сверхпроводимость на доменной стенке.

В настоящей работе предложено альтернативное объяснение.

2. Вблизи поверхности выгодным становится прогрессирующее разветвление доменов ⁶. Подробно этот вопрос рассмотрен в ⁷. Пусть ферромагнетик характеризуется анизотропией легкая ось (z) – такая ситуация в HoMo_6S_8 ³. Тогда у поверхности возникают "клиновидные" домены с длиной $L \gg d$ – их толщины ⁷, рисунок. Рассматривая условия появления поверхностной сверхпроводимости (ПС), можем считать границы доменов параллельными, так как $L \gg \xi$ – сверхпроводящей корреляционной длины (см. ниже). Речь идет, таким образом о куперовском спаривании в присутствии периодического обменного поля $h_z(x) = \pm h_0$ ¹, см. рис. б.



а – Схематический вид разветвленной доменной структуры у поверхности. Заштрихована область, где благодаря быстрым (на масштабе ξ) осцилляциям обменного поля возможна сверхпроводимость. б – Зависимость обменного поля от координаты x

Поскольку $h_0 \gg T_{c1}$ в объеме в толстых доменах ($d > \xi$) сверхпроводимость разрушена и возможна лишь у поверхности, в тонких доменах ($d \ll \xi$). Имея ввиду HoMo_6S_8 , рассмотрим грязный сверхпроводник $l \gg \xi_0$ (в HoMo_6S_8 $l \sim 50 \text{ \AA}$ – длина пробега электронов, $\xi_0 = 0,18 v_F / T_{c1} \sim 1500 \text{ \AA}$ и $\xi = (\xi_0 l)^{1/2}$ ¹). Запишем уравнения Узаделя ⁸ для гриновских функций g и f , проинтегрированных по энергии и направлениям скорости (в нашем случае они зависят лишь от x)

$$[\omega + ih(x)]f + \frac{1}{2}D(fg'' - gf'') = \Delta g, \quad (1)$$

$$g^2 + |f|^2 = 1, \quad \omega = \pi T(2n + 1), \quad D = v_F l / 3, \quad (2)$$

а сверхпроводящий параметр $\Delta(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta(x) = \lambda \pi T \sum_{\omega} f(x), \quad (3)$$

где λ – константа куперовского спаривания. Из-за быстрых осцилляций $h(x)$ функции f и g слабо зависят от x , т. е. $f = f_0 + f_1(x)$, $g = g_0 + g_1(x)$, где $f_1 \ll f_0$ и $g_1 \ll g_0$ (по параметру $h_0 d^2 / v_F l \ll 1$) и можно считать $\Delta = \text{const}$. Разлагая в ряд Фурье, найдем для соответствующих компонент f и g :

$$g_k = -f_k f_0 / g_0 \quad \text{и} \quad f_k = -2i h_k g_0 f_0 / Dk^2. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (1), получим уравнение для f_0 и g_0

$$\omega f_0 + \tau_s^{-1} f_0 g_0 = \Delta g_0, \quad \tau_s^{-1} = 2 \sum_k \frac{|h_k|^2}{Dk^2} \approx 0,5 \frac{h_0^2 d^2}{v_F l}. \quad (5)$$

¹ Орбитальным эффектом намагниченности можно полностью пренебречь ¹.

Решение (5) имеет вид $g_0 = \omega'(\omega'^2 + \Delta'^2)^{-1/2}$, $f_0 = g_0 \Delta' / \omega'$, Δ' и ω' определяются теми же уравнениями, что и для сверхпроводника с магнитными примесями со временем магнитного рассеяния τ_s ⁹. Выражение для τ_s^{-1} для доменной структуры иным способом было получено в¹⁰.

Используя формальную аналогию со сверхпроводником с магнитными примесями, заключаем, что ПС возможна при $\tau_s^{-1} < 0,88 T_{c1}$. В случае $\tau_s^{-1} > 1,76 T_{c1} \exp(-\pi/4)$ ПС будет бесщелевой⁹. Толщина доменов, таким образом, должна быть меньше критической $d < d_c$:

$$d_c^2 = 0,18 v_F l T_{c1} / h_0^2 \approx (T_{c1} / h_0)^2 \xi_0 l. \quad (6)$$

Для HoMo_6S_8 $d_c \sim 100 \text{ \AA}$. Ширина доменной стенки δ при этом порядка межатомного расстояния (так как энергия анизотропии того же порядка, что и магнитная³, и дробление доменов должно идти до масштабов меньших d_c). Длина "критического" домена ПС $L_c \sim d_c (d_c / \delta)^{1/2}$ ⁷ превосходит ξ .

3. В ФН фазе HoMo_6S_8 ПС должна, таким образом наблюдаться в слое толщиной L_c — несколько сот ангстрем, а не около доменной стенки в объеме образца. Экспериментально различить эти альтернативы можно по измерению анизотропии сопротивления (монокристалла). В случае ПС сопротивление зануляется на внешних гранях, перпендикулярных легкой оси, а в случае сверхпроводящих доменных стенок — по плоскости параллельной легкой оси. Монокристаллы HoMo_6S_8 сейчас уже получены³ и такие измерения возможны. В поликристаллах поверхность ФН фазы должна состоять из чередующихся сверхпроводящих и нормальных граней кристаллитов (в зависимости от ориентации поверхности к легкой оси кристаллита), что можно надеяться обнаружить магнитооптическими методами.

Экспериментально² возникновение сверхпроводимости в ФН фазе HoMo_6S_8 характеризуется сильными гистерезисными эффектами в поле, что находит естественное объяснение в рамках предложенной картины. Ясно также, что ПС обладает своими собственными сверхпроводящими характеристиками, не совпадающими с характеристиками объемной сверхпроводимости выше точки T_{c2} .

Наконец, существенный интерес представляет поиск ПС в несверхпроводящих ферромагнетиках. Ветвление доменной структуры может привести к возникновению ПС, в то время как в объеме сверхпроводимость будет подавлена. В этой связи представляется весьма перспективным ферромагнетик типа легкая ось HoRh_4V_4 с $\Theta \approx 6,7 \text{ К}$, немагнитный аналог которого — LuRh_4V_4 обладает $T_c \approx 11 \text{ К}$ ¹.

Автор благодарен Н.Е.Алексеевскому, Л.Н.Булевскому и М.И.Каганову за полезные обсуждения.

Литература

1. Буздин А.И. и др. УФН, 1984, **144**, 597.
2. Ferting W.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, **38**, 987; Genicon J.L. et al. J. Physique, 1984, **45**, 1079.
3. Genicon J.L. et al. J. Physique Lett., 1984, **45**, L-1175; 1985, **46**, L-373.
4. Tachiki M. et al. Solid State Comm., 1979, **32**, 599; Kulic M.L. Phys. Lett., 1981, **83A**, 46.
5. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Панюков С.В. ЖЭТФ, 1984, **87**, 299.
6. Лифшиц Е.М. ЖЭТФ. 1945, **15**, 97.
7. Привороцкий И.А. УФН, 1972, **108**, 43.
8. Usadel K. Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, 507.
9. Абрикосов А.А., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1960, **39**, 1781.
10. Bulaevskii L.N. et al. Phys. Rev., 1983, **B28**, 1370.