

ДИАМАГНИТНЫЙ СОЛИТОН НА ДВОЙНИКОВОЙ ГРАНИЦЕ

С.Н.Бурмистров, Л.Б.Дубовский

Показано, что вблизи плоскости двойникования восприимчивость обращается в бесконечность по закону $\chi \propto B^{-2}$ при $B \rightarrow 0$. Отсюда следует существование поверхностного индуцированного диамагнетизма, не зависящего от температуры, с размером домена $\propto 100 \text{ \AA}$ и с магнитным полем в нем $\propto 10^6 - 10^7 \text{ Э}$.

Хорошо известно явление диамагнитных доменов в металлах¹. Причина этого явления заключается в том, что осцилляции магнитной восприимчивости χ (эффект де Гааза – ван Альфена) могут приводить к большим значениям χ , превышающим $1/4\pi$. Тогда система становится термодинамически неустойчивой, и возникают диамагнитные домены. Амплитуда осцилляций χ в эффекте де Гааза – ван Альфена обращается в бесконечность при $B \rightarrow 0$ ($T = 0$):

$$\chi = (v_F/c)^2 (\mu / \hbar \Omega)^{3/2}; \quad (1)$$

$\Omega = eB/mc$ – циклотронная частота. С ростом температуры амплитуда осцилляций χ экспоненциально падает $\propto \exp\{-2\pi^2 T / \hbar \Omega\}$. Поэтому диамагнитные домены имеют место только при достаточно низких температурах, так чтобы приведенный экспоненциальный множитель был бы порядка единицы.

В настоящей работе мы рассмотрим возникновение диамагнетизма на границе бикристалла. Этот вопрос представляет значительный интерес ввиду обнаружения аномалий восприимчивости в ряде простых металлов при помощи измерений сдвига Найта² и методом μSR ³, которые регистрируют распределение магнитных полей на локальном уровне. Оказывается, что в отличие от объемного случая диамагнетизм на границе бикристалла обладает замечательным свойством – эффект не ограничивается низкими температурами, а имеет место при всех реальных температурах ($T \ll \mu$). Кроме того, эффект имеет существенно большую амплитуду, чем в объемном случае. Для наглядности рассмотрение проведем в наиболее симметричном случае – для двойникового кристалла. Пусть вектор магнитной индукции B направлен вдоль оси z , лежащей в плоскости двойникования. Тогда в области ширины $4r_L$ ($r_L = cp_F/eB$ – радиус Ларморовской орбиты электрона) возникает ток намагничивания j . Этот вектор j перпендикулярен B и тоже лежит в плоскости двойникования вдоль оси y . Связь между B и j определяется уравнениями Максвелла, которые в данном случае сводятся к соотношению:

$$-dB/dx = 4\pi c j. \quad (2)$$

Координата x направлена перпендикулярно плоскости двойникования. Тождественное обращение в нуль тока намагничивания на расстояниях, больших $2r_L$ от плоскости двойникования, связано с тем, что электрон не сталкивается с границей двойникования, и возникает однородная объемная намагниченность. В полосе же ширины $4r_L$ имеются электроны, сталкивающиеся с границей двойникования, и это приводит к появлению неоднородной в пространстве намагниченности M и к отличному от нуля току намагничивания. Ввиду симметрии двойника слева и справа от границы двойникования одно и то же магнитное поле приводит к противоположному направленному току намагничивания, который поэтому является нечетной функцией координаты x :

$$j(-x) = -j(x). \quad (3)$$

Вследствие уравнений Максвелла (2), на границе двойникования возникает симметричное распределение индукции B .

До сих пор мы рассматривали намагниченность вблизи границы двойникования при наличии внешнего магнитного поля и увидели, что в этом случае намагниченность неизбежно является неоднородной в пространстве. Теперь положим внешнее магнитное поле равным нулю. Мы увидим, что для того чтобы вблизи границы двойникования возникала спонтанная намагниченность, необходимо и достаточно, чтобы плотность тока намагничивания j вела себя при $B \Rightarrow 0$ следующим образом:

$$j \propto B^\alpha \quad (0 \leq \alpha < 2). \quad (4)$$

Предельное поведение (4) при $B \Rightarrow 0$ соответствует

$$j \propto ev_F p_F^{3/2} / \hbar^3 (\hbar\Omega / \mu)^\alpha. \quad (4a)$$

Из соотношений (4) и (4a) легко получается оценка для восприимчивости. Поскольку $\chi \propto \alpha \propto \partial M / \partial B = c^{-1} j / dB / dx$, а величина производной $dB/dx \propto B/r_L$, то $\chi \propto B^{\alpha-2}$ при $B \Rightarrow 0$. Совместное решение уравнений (2) и (4a) дает величину характерного магнитного поля, определяемого

$$\hbar\Omega \propto \mu (e^2 / \hbar c v_F / c)^{1/(2-\alpha)} \quad (5)$$

и соответственно ларморовский радиус

$$r_L \propto \hbar / p_F (e^2 / \hbar c v_F / c)^{-1/(2-\alpha)}. \quad (5a)$$

Величины магнитной индукции B (5) и ларморовского радиуса r_L (5a) сильно зависят от индекса α . В объемном случае, соответствующем (1), $\alpha = 1/2$. Минимальное возможное значение α отвечает $\alpha = 0$, которое означает, что намагниченность создается всеми электронами проводимости без существенной их взаимокомпенсации. Такая ситуация является характерной, как мы увидим ниже, для границы двойникования.

Рассмотрим двойниковую границу типа наклона в анизотропном металле. Согласно⁴ ее поведение в магнитном поле описывается гамильтонианом:

$$H = -1/2 \partial/\partial x (m_{11}^{-1}(x) \partial/\partial x) + \frac{m_{11}(x)}{2m_1 m_2} (k_y - e/c A(x))^2 + k_z^2 / 2m_3. \quad (6)$$

Здесь масса $m_{11}(x)$ следующим образом выражается через массы m_1 и m_2 вдоль главных кристаллографических осей, относительно которых имеется наклон двойниковой границы на угол φ :

$$m_{11}^{-1}(x) = m_1^{-1} \cos^2 \varphi + m_2^{-1} \sin^2 \varphi \quad (m_1 < m_2). \quad (6a)$$

Будем считать, что при переходе через двойниковую границу шириной $2b$ угол φ меняется от нуля до π . Соответствующая этой геометрии эффективная потенциальная энергия $U = \frac{m_{11}(x)}{m_1 m_2} k_y^2$ представляет собой потенциальный барьер шириной $2b$ (рис. 1). Будем считать, что радиус орбиты электрона много больше переходного слоя между кристаллитами двойника: $r_L \gg b$. Будем также считать, что проницаемость барьера $U(x)$ мала. Это соответствует тому, что выполнено неравенство $2p_F b / (1 - m_1/m_2)^{1/2} \gg 1$. В этом случае вблизи границы двойника электроны с энергией, меньшей высоты барьера, будут зеркально от него отражаться, а с большей свободно проходить, не испытывая надбарьерного отражения. Элек-

троны, не сталкивающиеся с поверхностью, имеют обычный спектр:

$$E_n(k_y, k_z) = \epsilon_n(k_y) + k_z^2/2m,$$

где $\epsilon_n = \Omega(n + 1/2)$, причем k_y удовлетворяет одному из двух условий $k_y^2/2m_1 > \epsilon_n$, либо $k_y^2/2m_2 < \epsilon_n$, $k_y > 0$. Для отражающихся от барьера рис. 1 электронов, у которых $\epsilon_n <$

$< k_y^2/2m_2$ спектр меняется: $\epsilon_n = \pi\Omega(n + 3/4)/\sigma(p)$, $\sigma = \pi/2 + \arcsin p - p\sqrt{1-p^2}$, $p = k_y/\sqrt{2m\epsilon_n}$. Использование приведенного спектра и соответствующих ему квазиклассических волновых функций дает выражение для тока намагниченности:

$$j(x) = 2e \int_0^\infty dE J(E, x)/(1 + \exp(E - \mu)/T) \quad X = x/a; \quad a = c \sqrt{2m_2 \epsilon_n}/eB$$

$$J(E, x) = -\sqrt{m_1 m_3}/4(\pi\hbar)^3 \int_0^E \sqrt{\epsilon/(E - \epsilon)} d\epsilon \theta(X)\theta(2 - X) \int_{X-1}^1 d\xi \theta(\xi^2 m_2/m_1 - 1) Q(\xi, X) \quad (7)$$

$$Q(\xi, X) = \xi(1 - \xi^2)^{1/2}(\xi - X)(\pi/2 + \arcsin \xi)^{-1}(1 - (\xi - X)^2)^{-1/2}.$$

Из (7) видно, что при $T = 0$ $j(x) \equiv 0$ для всех $x > 2r_L$. Вблизи $x \approx 2r_L$ $j(x)$ легко вычисляется и равно:

$$j(x) = 8\sqrt{2}/15 j_0 \delta^{5/2}; \quad j_0 = e \sqrt{m_1 m_3} \mu^2 / (\pi \hbar)^3; \quad \delta = 1 - x/2r_L, \quad \delta \ll 1.$$

В точке $x = 0$ $j(x)$ имеет противоположный знак:

$$j(0) = -\pi j_0/8 \int_0^\pi \phi^{-1} d\phi \sin \phi \cos^2 \phi \theta(\cos^2 \phi - m_1/m_2),$$

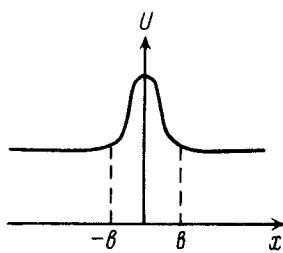


Рис. 1

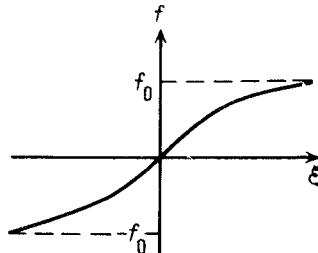


Рис. 3

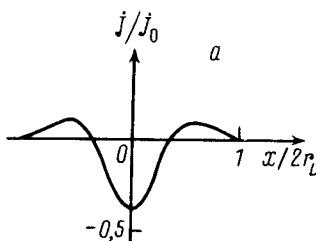
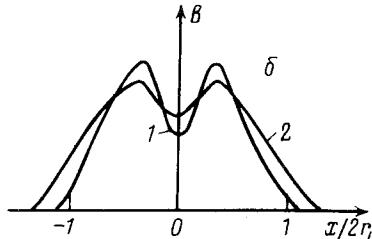


Рис. 2



В целом $j(x)$ от координаты ведет себя согласно рис. 2а. Величина j зависит от отношения m_1/m_2 и при $m_1 = m_2$ тождественно обращается в нуль. Используя явное выражение для

тока (7), нетрудно показать, что вклад в свободную энергию от тока отрицателен:

$$-\int M(x)Bdx = -c^{-1}B \int xj(x)dx < 0. \quad (8)$$

Поэтому появление отличных от нуля B и j (7) в системе является энергетически выгодным. Приведенные оценки для тока $j(x) \propto j_0$ соответствуют оценке (4а) при $\alpha = 0$. Отсюда следует возможность построения солитона с амплитудой B и размером солитона в согласии с (5) и (5а) при $\alpha = 0$. При этом благодаря условию (3) на границе двойникования возникает солитон с симметричным распределением магнитного поля относительно плоскости двойникования. Для получения формы солитона нужно уравнение Максвелла (2) дополнить материальным уравнением, связывающим $j(x)$ с $B(x)$. Простейший способ такого замыкания состоит в использовании в (7) локального приближения для индукции $B(x)$, а именно: $a = c\sqrt{2m_2\epsilon/eB(x)}$. Такое приближение дает распределение индукции $B(x)$ в солитоне, изображенном на рис. 2б – (кривая 1). Следует, однако, отметить, что такое замыкание не является полностью самосогласованным. Дело в том, что локальное приближение, использованное при построении солитона, годится, когда характерный размер изменения $B(x)$ много больше r_L . Реально же получилось, что B меняется на расстоянии порядка r_L . Учет указанного обстоятельства может быть вполне последовательно проведен в квазиклассическом приближении. Для этого удобно обезразмерить уравнение:

$$B(x) = B_0 f'(x/r_0) \quad (9)$$

B_0 – значение индукции в центре солитона, $r_0 = c\sqrt{2m_2\mu}/eB_0$. $f(\xi)$ – векторный потенциал в безразмерных переменных. В солитоне $f(\xi)$ меняется монотонно и образом в симметричных пределах от $-f_0$ до f_0 – см. рис. 3. Функцию $f(\xi)$ удобно задать в дифференциальной форме:

$$df/d\xi = f_0^2 - f^2. \quad (9a)$$

После этого квазиклассический спектр электронов и аналог функционала (7) для $j(f)$ находятся в явном виде. После этого путем самосогласования находится форма солитона – рис. 2б (кривая 2). Энергия этого образования, как и в (8), ниже энергии системы при $B(x) = 0$. Отличительной чертой рассматриваемого солитона является то, что он существует при всех температурах с единственным ограничением $T \ll \mu$. Кроме того, амплитуда индукции B в этом солитоне существенно больше ее значений в объемных диамагнитных доменах в отношении $(c/v_F)^{1/3} \gg 1$, что в обычных металлах составляет ≈ 5 . Из оценок (5) амплитуда B составляет $10^6 - 10^7$ Э, а $r_L \approx 100$ Å. Построенный диамагнитный солитон, как отмечалось, не ограничен областью низких температур. Однако форма его с понижением температуры изменяется, за счет того, что при достаточно низких температурах $T \propto (2\pi^2)^{-1} \epsilon_F v_F / c$ для магнитного поля начинают выполняться условия эффекта де Гааза – ван Альфена в объеме, и этот солитон индуцирует в области, лежащей вблизи границы двойникования, распределение магнитного поля, изменяющееся с температурой. Эта температура может составлять несколько десятков градусов ввиду большой амплитуды B .

Наблюдение рассматриваемого явления возможно непосредственно при помощи измерения сдвига Найта или μSR -методом (сравни 2, 3), а также декорированием, которое успешно применялось для наблюдения решетки абрикосовых вихрей в ВТСП⁵. В результате появления спонтанного магнитного поля система и с макроскопической точки зрения изменяет свои свойства. В системе в целом происходит нарушение симметрии по отношению обращения времени. Это приводит к появлению различного рода макроскопических эффектов аналогичных тем, которые имеют место в системах с отсутствием центра инверсии⁶. В частности в системе нарушается теорема Андерсона. Возможна стимуляция экзотической сверхпроводимости, предсказанной в⁷.

Авторы признательны Научному совету по проблеме ВТСП за поддержку работы в рамках проекта №174 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.
2. Shen W.G. et al. Phys. Lett. A; 1987, 125, 489.
3. Schenck A. Hyp. Int., 1987, 35, 737; Proc. 4-th Int. Conf. on μ SR. Hyp. Int. 31/32, 1987.
4. Бурмистров С.Н., Дубовский Л.Б. ЖЭТФ, 1988, 94, 173.
5. Винников Л.Я., Григорьева И.В. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 89.
6. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
7. Андреев А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 463.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
18 января 1990 г.