Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 9, стр. 365 – 367 *10 мая 1985 г.*

МАГНИТОСТАТИКА СВЕРХПРОВОДНИКОВ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

Л.С.Левитов, Ю.В.Назаров, Г.М.Элиашберг

Рассмотрены некоторые особенности проникновения магнитного поля в лондоновский сверхпроводник без центра инверсии. Показано, что в мейснеровском слое возникает намагниченность, которой соответствует скачок магнитной индукции на границе сверхпроводника.

В сверхпроводниках без центра инверсии возможны термодинамически равновесные явления, родственные магнитоэлектрическим, так как фаза параметра порядка меняет знак при обращении времени.

Обсудим этот вопрос на примере лондоновского сверхпроводника, где картина выглядит наиболее прозрачно, хотя в количественном отношении этот случай, как будет видно, не является благоприятным. Исходя из линейной связи плотности тока $\mathbf{j}$ с потенциалом электромагнитного поля $\mathbf{A}$

$$j_\mu(x) = \int_V d^3x' Q_{\mu\nu}(\mathbf{R},\vec{\rho}) A_\nu(x'),$$

где $\mathbf{R} = (\mathbf{x}+\mathbf{x}')/2$, $\vec{\rho} = \mathbf{x}-\mathbf{x}'$, V – объем проводника, и разлагая $A_\nu(\mathbf{x}') = A_\nu(\mathbf{x}-\vec{\rho})$ по $\vec{\rho}$ до линейного члена, получим следующее выражение для j_μ:

$$j_\mu = a_{\mu\nu} A_\nu - b^\lambda_{\mu\nu} \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\lambda}. \tag{1}$$

Здесь

$$a_{\mu\nu} = \tilde{Q}_{\mu\nu}(0), \quad b^\lambda_{\mu\nu} = i \frac{\partial \tilde{Q}_{\mu\nu}(\mathbf{k})}{\partial k_\lambda}\Big|_{\mathbf{k}=0}, \qquad \tilde{Q}_{\mu\nu}(\mathbf{k}) = \int d^3\rho\, e^{-i\mathbf{k}\vec{\rho}} Q_{\mu\nu}(\vec{\rho}). \tag{2}$$

Это выражение справедливо вдали от границы, где ядро Q не зависит от $\mathbf{R}$, т. е. на расстояниях, больших чем d (d – радиус корреляции, определяющий нелокальность ядра). Так как $Q_{\mu\nu}(\mathbf{R},\vec{\rho}) = Q^*_{\nu\mu}(\mathbf{R},-\vec{\rho})$, то $a_{\mu\nu} = a_{\nu\mu}$, $b^\lambda_{\mu\nu} = -b^\lambda_{\nu\mu}$. Тензор $b^\lambda_{\mu\nu}$, существующий в отсутствии центра инверсии, дуален псевдотензору второго ранга. Последний в общем случае можно записать так:

$$b^\lambda_{\mu\nu} = e_{\mu\nu\rho}\, b_{\rho\lambda}; \quad b_{\rho\lambda} = e_{\rho\lambda\eta} p_\eta + \beta\delta_{\rho\lambda} + \tilde{b}_{\rho\lambda}; \quad \tilde{b}_{\rho\lambda} = \tilde{b}_{\lambda\rho}; \quad \sum_\lambda b_{\lambda\lambda} = 0.$$

В кубических кристаллах $b_{\rho\lambda}$ сводится к псевдоскаляру β, отличному от нуля при энантиоморфизме. Вектор $\mathbf{p}$ возможен при симметрии, допускающей пироэлектричество [1]. Отметим, что примеры сверхпроводников без центра инверсии описаны в литературе [2].

© Издательство "Наука", Письма в ЖЭТФ, 1985 г.

Уравнение Максвелла с током $\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{j}$ требует изменения граничного условия, по сравнению с условием непрерывности $\mathbf{B}$ на границе. Это принципиальное обстоятельство удобно пояснить на примере проводника с размытой границей, когда ядро Q как функция $\mathbf{R}$ нарастает от нуля до постоянного в глубине проводника значения в слое толщины h, такой, что $d \ll h \ll \delta$ (δ — лондоновская глубина проникновения). Учитывая, что $\mathbf{R} = \mathbf{x} - \vec{\rho}/2$ и разлагая по $\vec{\rho}$, получим выражение для тока, локализованного в слое вблизи поверхности:

$$j_{\mu}^{\text{пов}}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2}\frac{\partial b_{\mu\nu}^{\lambda}}{\partial x_{\lambda}} A_{\nu}(\mathbf{x}).$$

Этот поверхностный ток соответствует появлению "объемной" намагниченности в мейснеровском слое. В простейшем случае кубического зеркального изомера получаем:

$$\mathbf{j} = -\frac{c}{4\pi\delta^2}\left[\mathbf{A} - \frac{c}{2e}\vec{\nabla}\varphi - \lambda\mathbf{B}\right] + c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{M},$$

$$4\pi\mathbf{M} = \frac{\lambda}{\delta^2}\left(\mathbf{A} - \frac{c}{2e}\vec{\nabla}\varphi\right), \quad \mathbf{B} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}, \ \lambda = \frac{2\pi}{c}\delta^2\beta. \tag{3}$$

В случае резкой границы выражение для поверхностных токов не может быть получено таким простым способом. Даже в рассматриваемом лондоновском случае для этого следует решать интегральное уравнение, так как эти токи распределены в слое $\sim d$. Однако выражение (3) для $\mathbf{M}$ в основной части мейснеровского слоя остается справедливым и, учитывая его, можно решать обычную краевую задачу. Для плоской границы (x, y) и внешнего поля B_{0x} находим:

$$B_+ = B_x + iB_y = B_{0x}\frac{e^{i\nu}}{\cos\nu}\exp\left\{-\frac{z}{\delta}e^{i\nu}\right\}, \quad \sin\nu = \frac{\lambda}{\delta}. \tag{4}$$

Как видно, при переходе через границу скачкообразно (на длине d) возникает $B_y = B_{0x}\,\mathrm{tg}\,\nu$, и затем происходит сопровождаемое вращением затухание поля. Глубина затухания неограниченно растет при $\lambda \to \delta$, и далее пространственно однородное состояние становится термодинамически неустойчивым. Однако, в рассмотренной нами модели $\lambda \lesssim \delta$ и условие устойчивости не нарушается. Набутовский и Шапиро, отметившие ранее [3] вращение поля в этой ситуации, оставили в стороне вопрос о граничном условии. Линейный по $\mathbf{B}$ член в токе привлекался в некоторых работах (они цитируются в [4]) для интерпретации данных по критическим токам. Мотивировка этого не является убедительной.

Отметим, что в равновесном состоянии нормального проводника линейная по индукции часть тока невозможна: как видно из (3), это влекло бы за собой градиентно неинвариантное выражение для $\mathbf{M}$. Поэтому ошибочен результат, полученный ранее одним из авторов [5].

Оценка эффекта была проведена тем же способом, что и примененный нами в [6]. Основной вклад дает рассеяние электронов на примесях, потенциал которых имеет асимметричное искажение, индуцированное решеткой. Анализ диаграмм, подобных рассмотренным в [6], приводит к следующей оценке λ в (3):

$$\lambda \sim \xi_0\left(\frac{\xi_0}{l}\right)^2, \quad l \gg \xi_0; \quad \lambda \sim l, \quad l \ll \xi_0. \tag{5}$$

Эта оценка справедлива во всем температурном интервале. Поэтому, как видно из (4), зависимость от температуры коэффициента ν, определяющего масштаб эффекта, связана, в основном, с температурной зависимостью δ. Вдали от T_c и при $l \sim \xi_0$: $\lambda/\delta \sim \xi_0/\delta_0$ ($\xi_0 = \hbar v_F/T_c$, δ_0 — глубина проникновения при $T = 0$). Все сказанное относится к лондоновскому пределу, когда $\delta_0 > \xi_0$.

Отметим, что вклад в эффект дает также поляризация спина при спин-орбитальном рассеянии на примесях и асимметричное рассеяние на фононах. Кроме того, определенный вклад возникает при учете межзонных матричных элементов оператора скорости. Все эти вклады существенны лишь при малом количестве примесей, когда весь эффект мал.

Упомянем в заключение два характерных нелинейных эффекта. Первый состоит в том, что критический ток тонкой сверхпроводящей проволоки (толщины, меньшей δ), вдоль оси которой приложено магнитное поле, оказывается разным в двух противоположных направлениях, если материал сверхпроводника характеризуется отличным от нуля значением псевдоскаляра β. Второй эффект не связан с изомерией и заключается в том, что критическое поле H_{c3} для поверхностной сверхпроводимости [7] оказывается различным на противоположных параллельных гранях кристалла при одном и том же направлении поля. (Это относится и к глубине проникновения поля). Оценка этих эффектов вблизи T_c требует учета членов нечетной степени по полю и градиентам Δ в уравнении Гинзбурга и Ландау. Поэтому относительная величина эффектов, например, $(j_c^+ - j_c^-)/j_c$, пропорциональна $(T_c - T)^{1/2}$, а вдали от T_c и при $H \sim H_c$ не имеет буквенной малости, как и оцененный выше коэффициент ν в (4). В связи с этим подчеркнем, что численный фактор во всех перечисленных явлениях зависит от степени асимметрии потенциала рассеяния. В частности, требуемая симметрия может быть достигнута при помощи соответствующей деформации. Величина эффектов в этом случае будет пропорциональна степени деформации.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред М.: Наука, 1982.
2. *Maresio M., Dernier P.D., Chu C.W.* Phys. Rev., 1971, **4B**, 2825; *Lawson A.C., Zachariasen W.H.* Phys. Lett., 1972, **38 A**, 1; *Булаевский Л.Н., Гусейнов А.А., Русинов А.И.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 2356; *Богатко В.В., Веневцев Ю.Н.* ФТТ, 1983, **25**, 1495.
3. *Набутовский Б.М. , Шапиро Б.Я.* 19-е Всесоюзное совещание по физике низких температур, тезисы докладов, Минск 1976.
4. *Карасик В.Р.* Труды ФИАН, 1980, **121**, 114.
5. *Элиашберг Г.М.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 188,
6. *Левитов Л.С., Назаров Ю.В., Элиашберг Г.М.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 229.
7. *Saint James D., De Gennes P.G.* Phys. Lett., 1963, **7**, 306.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 января 1985