

О СВЕРХДИАМАГНЕТИЗМЕ В МОДЕЛИ СО СПОНТАННЫМИ ТОКАМИ

Б.А.Волков, В.Л.Гинзбург, Ю.В.Копеев

Обсуждается вопрос о возможной природе сверхдиамагнетизма. Основное внимание уделено модели спонтанных токов, могущей приводить к сверхдиамагнитному состоянию.

1. Наблюдавшийся [1] в CuCl переход при температуре $T_c \sim 150\text{K}$ в состояние, близкое к идеально диамагнитному (магнитная восприимчивость $\chi \rightarrow -1/4\pi$) естественнее всего, казалось бы, связывать с высокотемпературной сверхпроводимостью. Поскольку в CuCl реализуется, по-видимому, состояние экситонного диэлектрика [2], можно надеяться на осуществление варианта, в котором температура сверхпроводящего перехода T_c в легированном веществе существенно повышается за счет увеличения плотности электронных состояний (см. [3] и [4] гл. 5). В этом случае, однако, как и в обычных сверхпроводниках, помимо идеального диамагнетизма (или, точнее, эффекта Мейсснера) должна наблюдаться идеальная проводимость. Между тем, в [1] вещество остается слабо проводящим. Кроме того, наблюдаются своеобразные сильные осцилляции магнитного момента, а также гистерезис. Эти особенности логически еще совместимы с обычной сверхпроводимостью, поскольку образцы в [1] являются поликристаллическими. Поэтому отдельные зерна (кристаллиты) могут оказаться изолированными друг от друга. Появление гистерезиса и осцилляций момента также не исключено.

2. Тем не менее, указанные особенности, а также некоторые общие соображения, побуждают поставить вопрос о существовании сверхдиамагнетиков (восприимчивость $\chi \rightarrow -1/4\pi$), отличающихся от обычных сверхпроводников. Подобная возможность упоминалась уже давно [5]. Более того, в последнее время указана [6] микроскопическая модель, для которой такая возможность не только реальна, но и относится как раз к веществам полупроводникового типа. Именно, в [6] показано, что электрон-дырочное спаривание в двухзонной модели с совпадающими в импульсном пространстве экстремумами зон при мнимом параметре порядка и разрешенных межзонных дипольных переходах приводит к состоянию со спонтанным током¹⁾. Это значит, что в основном состоянии в веществе течет локально-однородный ток с плотностью \mathbf{j}_0 . Разумеется, в стационарном режиме, когда нет накопления зарядов, $\text{div } \mathbf{j}_0 = 0$, и при отсутствии внешнего магнитного поля полный магнитный момент образца должен равняться нулю или весьма небольшой величине (считаем, что образец перешел в рассматриваемое состояние путем охлаждения без внешнего поля), поскольку образуется какая-то

¹⁾Состояние со спонтанным током оказывается предпочтительным по сравнению с экситонным диэлектриком при учете рассеяния на примесях и дефектах [6]. Наблюдаемое появление сверхдиамагнетизма только при резком охлаждении и его исчезновение со временем [1] может быть связано как раз с изменением числа дефектов. Нужно заметить, что гипотеза о существовании спонтанных токов в свое время обсуждалась [7 – 9] с целью объяснить явление сверхпроводимости. Такой подход в применении "обычным" сверхпроводникам встретился, однако, с большими трудностями [5] и не оказался плодотворным. Состояние со спонтанными токами, рассмотренное в [6], действительно существенно отличается от обычного сверхпроводящего состояния. Вместе с тем, необходимо подчеркнуть, что модель Ландау [7] имеет, фактически, непосредственное отношение к обсуждаемой нами возможности существования "сверхдиамагнитного" состояния.

система замкнутых токовых доменов, трубок или нитей. Характер такой системы (конфигурация, размеры) при равновесии должен определяться из условия минимума свободной энергии, подобно тому как это имеет место для других доменных структур в веществах самой различной природы (ферромагнетики, антиферромагнетики, сегнетоэлектрики, сверхпроводники) [10]. При этом вдали от точки фазового перехода второго рода (или переходного первого рода, близкого к переходу второго рода) параметр порядка — в нашем случае спонтанный ток j_0 , может, обычно, считаться заданным по величине ($j_0 = \text{const}$). Вблизи от точки перехода, напротив, величина параметра порядка сама определяется из условия минимума свободной энергии, что может приводить к радикальному изменению характера доменной структуры и типа доменных стенок [11]. В этой связи и в модели со спонтанными токами мыслимы, в зависимости от значений параметров, весьма различные ситуации, отвечающие орбитальному ферромагнетизму, орбитальному антиферромагнетизму или сверхдиамагнетизму.

3. Предположим, что образовавшаяся структура токов при рассматриваемой температуре T является достаточно жесткой в том смысле, что в слабом внешнем магнитном поле она практически не изменяется и, конкретно, токовые нити не могут повернуться по полю. Такая система замкнутых нитей качественно эквивалентна совокупности фиксированных макромолекул кольцевого типа, несущих некоторый орбитальный ток, т. е. обладающих магнитным моментом. Действие достаточно слабого внешнего магнитного поля в подобных условиях качественно описывается теоремой Лармора, т. е. сводится к прецессии электронов с угловой скоростью $\vec{\Omega} = \frac{e}{2mc} \mathbf{B}$ ($-e$ и m — соответственно заряд и масса электрона). Индуцированный магнитный момент нити

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2c} \Sigma[\mathbf{R} \mathbf{v}] = -\frac{e^2}{4mc} \Sigma[\mathbf{R}[\mathbf{B}\mathbf{R}]] = -\zeta \frac{e^2 n_1}{mc^2} \overline{R^2} \mathbf{B},$$

где $\overline{R^2}$ — средний квадрат размера (радиуса) нитевидного кольца, n_1 — число электронов в нем и $\zeta \sim 0,1$ (для сферически симметричного распределения зарядов $\zeta = 1/6$, и получается хорошо известная формула для момента диамагнитного атома, причем квантовомеханический расчет дает тот же результат). Намагничение единицы объема поэтому

$$\mathbf{M} = -\zeta \frac{e^2 n_1 n_2}{mc^2} \overline{R^2} \mathbf{B} = \chi' \mathbf{B} = \frac{\chi}{1 + 4\pi\chi} \mathbf{H}$$

(n_2 — число нитей в единице объема, $\zeta \sim 0,1$ и $\chi = M/H$ — обычно вводимая магнитная восприимчивость). Очевидно, $n_1 n_2 \sim n$ — концентрация электронов, перешедших в состояние со спонтанным током. Полагая для примера $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ имеем $|\chi'| \sim 10^{-13} n \overline{R^2} \gg 1$ при $(\overline{R^2})^{1/2} \gg 10^{-3} \text{ см}$. Разумеется, при $|\chi'| \gg 1$ внешнее поле в образце нельзя считать однородным и если формально $|\chi'| \gg 1$, то в образце $B \rightarrow 0$

и $\chi = \frac{\chi'}{1 - 4\pi\chi'} \rightarrow -\frac{1}{4\pi}$. Приведенные рассуждения, хотя и элемен-

тарны, но, по нашему мнению, убедительно свидетельствуют о том, что рассматриваемая модель в указанных условиях обладает сверхдимагнитными свойствами.

4. Для количественного описания системы со спонтанными токами естественно исходить из выражения для термодинамического потенциала типа (см. [7, 10, 11]):

$$\Phi = \int dV \left\{ \frac{H^2}{8\pi} + f(j^2) + \frac{\delta(\text{rot } \mathbf{j})^2}{2} \right\}, \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0.$$

причем вблизи T_c можно положить

$$f(j^2) = \frac{\Lambda}{2} j^2 + \frac{b}{4} j^4, \quad \Lambda = a^2(T - T_c), \quad b > 0; \quad (2)$$

где j — плотность тока, подлежащая определению из требования минимальности Φ (в (1), (2) пренебрежено анизотропией). При пренебрежении магнитной энергией, квадрат плотности спонтанного тока определяется условием $\partial f(j^2)/\partial j^2 = 0$, откуда в случае (2), $j_0^2 = -\frac{\Lambda}{b} = \frac{a^2(T_c - T)}{b}$.

В реальной задаче минимизация функционала (1) приводит к доменной структуре. Если в применении к одному домену пренебречь плотностью поверхностной энергии $\delta(\text{rot } \mathbf{j})^2/2$, то (при $j' \ll j_0$):

$$\Phi = \int dV \left\{ \frac{H^2}{8\pi} + f(j_0^2) + 2j_0^2 \left[\frac{\partial^2 f}{(\partial j^2)^2} \right]_0 (j')^2 \right\}, \quad j' = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H} - j_0.$$

Минимизация этого функционала приводит к уравнению Лондона

$$\text{rot } \Lambda' j' = -\frac{1}{c} \mathbf{H}, \quad \Lambda' = 4j_0^2 \left[\frac{\partial^2 f}{(\partial j^2)^2} \right]_0 \quad \text{или} \quad \Delta \mathbf{H} - \frac{4\pi}{\Lambda' c^2} \mathbf{H} = 0;$$

т. е. к диамагнитной экранировке поля (глубина проникновения $\lambda = \sqrt{\Lambda' c^2/4\pi}$, оцениваемая по формуле $\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi e^2 n}} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, при $n \sim 10^{19}$).

Экранировка получается и при более последовательном решении задачи на базе выражений (1), (2). Для нитей тока с радиусом r , обладающих поверхностным натяжением a на единицу поверхности (таким образом поверхностная энергия единицы длины нити равна $2\pi ar$) из условия минимума суммы магнитной и поверхностной энергии (плотность j_0 считается заданной, что отвечает области вдали от T_c) получается [5] оценка

$$r \sim \left(\frac{ac^2}{j_0^2} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Существенно, что r не зависит от размеров образца. Этот результат отвечает полученному еще Ландау [7] на основе уравнения типа (1), согласно которому $a \sim \delta j_0^2 / r$. Если положить $R \sim r \sim 10^{-3}$ см, то $a / j_0^2 \sim 10^{-30}$ (см. (3)) и, скажем, при $a \sim 1$ эрг/см² плотность спонтанного тока $j_0 \sim 10^{15}$ СГС $\sim 3 \cdot 10^5$ а/см², чему соответствует на границе нити поле $H = 2\pi r j_0 / c \sim 100$ э. Все эти цифры указывают, конечно, лишь на допустимость (или, если угодно, непротиворечивость) получающихся значений.

5. Если в CuCl действительно происходит переход в обсуждаемое состояние со спонтанными токами, то появление сверхдиамагнетизма, осцилляций момента и гистерезиса на качественном уровне легко понять. Отсутствие высокой проводимости (или сверхпроводимости) менее ясно, но, во всяком случае, не противоречит модели. Действительно, система нитей с током считается фиксированной и вовсе не обязана под влиянием слабого внешнего электрического поля "закорачивать" внешнюю электрическую цепь. Более того, в модели [6] однородное электрическое поле в линейном приближении не изменяет тока, т. е. обычная электропроводность при $T = 0$ равна нулю (подобная возможность как раз и упоминалась в [5]). Естественно думать, однако, что при определенных условиях спонтанный ток может переходить на границе с нормальным металлом в нормальный ток и таким образом будет наблюдаться и своеобразная сверхпроводимость. Наиболее непосредственным путем проверки обсуждаемой гипотезы являются магнитные измерения. Так, в образце со спонтанными токами и в отсутствии внешнего поля должны присутствовать локальные магнитные поля как в толще образца, так и вблизи его поверхности. Еще проще, видимо, проверить предположение о том, что при охлаждении образца из области $T > T_c$ во внешнем магнитном поле он может приобретать парамагнитный момент. Выключение поля при $T \ll T_c$ может, в зависимости от игры различных параметров, либо оставить образец в ферромагнитном состоянии (имеется в виду наличие постоянного магнитного момента; см. впрочем [12]), либо повести к состоянию без момента. В области достаточно близкой к T_c внешнее поле для перехода второго рода должно существенно менять магнитную структуру и т. д.

Авторы, разумеется, отдают себе отчет в том, что наблюдения [1] нуждаются в подтверждении, а их объяснение в рамках модели со спонтанными токами является в настоящее время лишь гипотезой, требующей экспериментальной проверки и дальнейшего теоретического анализа.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 января 1978 г.

Литература

- [1] Н.Б.Брандт, С.В.Кувшинников, А.П.Русаков, М.В.Семенов. Письма в ЖЭТФ, 27, 37, 1978.
[2] А.П.Русаков, С.Г.Григорян, А.В.Омельченко, А.Е.Кадышевич. ЖЭТФ, 72, 726, 1977.

- [3] Ю.В.Копаев. ЖЭТФ, 58, 1012, 1970; Сб. "Некоторые вопросы сверхпроводимости", М., изд. Наука, 1975 стр. 3.
- [4] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница. М., изд. Наука, 1977.
- [5] В.Л.Гинзбург. УФН, 48, 25, 1952; Fortschr. d. Phys. 1, 101, 1953.
- [6] Б.А.Волков, Ю.В.Копаев. Письма в ЖЭТФ, 27, 10, 1978.
- [7] L.Landau. Phys. Zs. d. Sowjetunion, 4, 43, 1933.
- [8] W.Heisenberg. Z.Naturforsch., 2a, 185, 1947; Ann. d. Phys., 3, 289, 1948.
- [9] Н.Корпе. Ergebnisse d. exakten Naturwissensch, 23, 283, 1950.
- [10] А.Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М., изд. Мир, 1977.
- [11] Л.Н.Булаевский, В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 45, 772, 1963.
- [12] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 31, 202, 1956; Г.Ф.Жарков. ЖЭТФ, 34, 412, 1958.
-