Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.10, стр.659 - 662 ©1993 г. 25 мая

О ВЛИЯНИИ НЕСОИЗМЕРИМЫХ МОДУЛЯЦИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

В.П.Минеев

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Centre d'Etudes Nucleaires de Grenoble DRFMS/SPSMS
85X-38041 Grenoble Cedex 24 France

Поступила в редакцию 27 апреля 1993 г.

Рассмотрены изменения макроскопической симметрии кристалла, в частности, симметрии сверхпроводящих фаз с многокомпонентным параметром порядка в тяжелофермионном сверхпроводнике UPt_3, вызванные структурной модуляцией, несоизмеримой с периодами исходной кристаллической решетки.

Причина расщепления сверхпроводящего фазового перехода в UPt_3 – одна из главных загадок физики металлов с тяжелыми фермионами [1]. Очередная попытка ее разрешения предпринята в недавних экспериментах по электронной микроскопии UPt_3 [2], в которых обнаружена модуляция кристаллической решетки, несоизмеримая с периодами кристаллической структуры этого соединения. Установлено, что хорошо отожженные образцы, где имеется расщепление сверхпроводящего перехода, состоят из однородных доменов с определенной несоизмеримой структурой размером $\sim 10^4 A$. В то же время в неотожженных монокристаллах UPt_3, где расщепления перехода не наблюдается, размер таких доменов лишь несколько превышает сверхпроводящую длину когерентности $\xi_0 \approx 120A$. Так как в неотожженных кристаллах исчезает не только расщепление перехода, но и сглаживается скачок теплоемкости, эти наблюдения скорее свидетельствуют о своеобразном неоднородном размытии сверхпроводящего перехода на некоторый интервал температур за счет уменьшения размеров доменов с определенной структурной модуляцией, чем о влиянии несоизмеримой модуляции на величину расщепления сверхпроводящего перехода.

Отсутствие прямых экспериментальных доказательств влияния несоизмеримости на расщепление сверхпроводящего перехода в UPt_3 не снимает, разумеется, общего вопроса о возможных изменениях сверхпроводящего состояния в результате появления несоизмеримых кристаллических модуляций. Известно, что несоизмеримые модуляции кристаллической структуры могут изменять макроскопическую симметрию исходного кристалла [3]. Симметрия же сверхпроводящих фаз с нетривиальным спариванием определяется прежде всего макроскопической симметрией направлений кристалла [4]. Изменение последней из-за появления структурных модуляций эквивалентно включению внешнего поля, нарушающего симметрию сверхпроводящего состояния. В настоящей работе будут рассмотрены примеры такого рода симметрийных изменений в кристаллическом классе D_{6h}, к которому относится UPt_3, и их влияние на сверхпроводимость. Подобные изменения гексагональной симметрии, возникающие в несоизмеримой фазе кварца, кратко перечислены в обзоре [5].

Пусть в кристалле имеется отклонение функции плотности $\rho(\mathbf{r})$ от плотности $\rho_0(\mathbf{r})$ невозмущенного кристалла, представляющее набор плоских волн:

$$\eta(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) - \rho_0(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n} f_i(\mathbf{q}_i\mathbf{r} + \psi_i). \tag{1}$$

Здесь $f_i(x)$ – периодические функции, которые для простоты мы будем считать синусоидами $f_i(x) = \eta_i \cos(x)$. Согласно работе [2] структурные модуляции в UPt_3 состоят из трех наборов волн: A-типа с волновыми векторами $\mathbf{q}_1$, $\mathbf{q}_2$, $\mathbf{q}_3$ такими, что $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2 + \mathbf{q}_3 = 0$, B-типа с волновыми векторами $\mathbf{q}_4$, $\mathbf{q}_5$, $\mathbf{q}_6$, также $\mathbf{q}_4 + \mathbf{q}_5 + \mathbf{q}_6 = 0$ и C-типа с волновым вектором $\mathbf{q}_7$. Таким образом, имеется 7 волн с разными направлениями длин и амплитудами. Векторы $\mathbf{q}_i$ не лежат в плоскости (x, y), ортогональной гексагональной оси z так, что модуляция $\eta(\mathbf{r})$ локально создает триклинные искажения гексагональной решетки. Оказывается, что триклинные искажения сохраняются и в макроскопической симметрии направлений гексагонального кристалла со структурной модуляцией описанного типа.

Чтобы убедиться в этом необходимо рассмотреть взаимодействие модуляций плотности с деформациями кристалла. Мы ограничимся при этом только орторомбическими деформациями, важными для приложений к сверхпроводимости. С этой целью подставим (1) в инвариант:

$$(u_{xx} - u_{yy})\left[\left(\frac{\partial\eta}{\partial x}\right)^2 - \left(\frac{\partial\eta}{\partial y}\right)^2\right] + 4u_{xy}\frac{\partial\eta}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial y}, \tag{2}$$

где u_{ik} – компоненты тензора деформаций. После усреднения по объему с размером, большим по сравнению с периодами пространственной модуляции $\frac{2\pi}{q_i}$ получим

$$\sum_{i=1}^{n} q_i^2\eta_i^2[(\cos^2(\hat{q}_i\hat{x}) - \cos^2(\hat{q}_i\hat{y})(u_{xx} - u_{yy}) + 4\cos(\hat{q}_i\hat{x})\sin(\hat{q}_i\hat{y})u_{xy}]. \tag{3}$$

Минимизация суммы этого выражения и энергии упругой деформации, квадратичной по тензору деформаций u_{ik}, даст независящие от координат равновесные значения компонент $(u_{xx} - u_{yy})$, u_{xy}, появляющиеся в присутствие волн структурной модуляции. Разумеется, если векторы $\mathbf{q}_i$ не лежат в плоскости (x, y), то в дополнение к (2) надо выписать также все остальные инвариантные комбинации, билинейные по u_{ik} и $\frac{\partial\eta}{\partial r_i}\frac{\partial\eta}{\partial r_k}$, что даст равновесные значения остальных компонент u_{ik}.

Величины $u_{xx} - u_{yy}$, u_{xy} задают тензор орторомбических деформаций

$$\epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} u_{xx} & u_{xy} \\ u_{xy} & -u_{yy} \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Орторомбические деформации, коль скоро они есть в гексагональном кристалле, приводят к расщеплению сверхпроводящего перехода в состояние, относящееся к любому из двух двумерных представлений E_1, E_2 гексагональной группы симметрии [6,7]. В этом случае функционал Гинзбурга–Ландау, описывающий сверхпроводящий переход имеет вид:

$$F = \alpha_0(T - T_{c0})|\vec{\psi}|^2 + \beta_1|\vec{\psi}|^4 + \beta_2|\vec{\psi}\vec{\psi}|^2 + b\epsilon_{ik}(\psi_i\psi_k^* + \text{к.с.}). \tag{5}$$

При $\beta_2 > 0$, $b > 0$ сначала при $T_{c1} = T_{c0} + \frac{bu_{yy}}{\alpha_0}$ происходит переход в фазу $\psi \sim (0,1)$, затем при более низкой температуре $T_{c2} < T_{c1}$ переход в фазу $\psi \sim \left(ia\frac{T-T_{c2}}{T_{c2}}, 1\right)$.

Другой тип изменения макроскопической симметрии может быть найден из взаимодействия модуляций плотности и поляризации кристалла[1] P_z вдоль оси $\hat{z}$:

$$P_z\eta\left(\frac{\partial^3\eta}{\partial y^3} - 3\frac{\partial^3\eta}{\partial y\partial x^2}\right)\left(\frac{\partial^3\eta}{\partial x^3} - 3\frac{\partial^3\eta}{\partial x\partial y^2}\right). \tag{6}$$

После подстановки (1) в (6) и выполнения усреднения получим вклад от тройки волн A-типа:

$$P_z\eta_1\eta_2\eta_3\cos(\psi_1+\psi_2+\psi_3)[q_2^3q_3^3\sin^3\theta_2\sin^3\theta_3\sin 3\varphi_2\sin 3\varphi_3 + (1\leftrightarrow 2) + (3\leftrightarrow 1)], \tag{7}$$

где θ_i, φ_i – соответственно полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{q}_i$. Вклад от тройки волн B-типа имеет аналогичный вид.

Взаимодействие структурной модуляции и поляризации P_z, линейное по P_z, приводит к нарушению пространственной четности – появлению в кристалле выделенного направления вдоль оси z. Вследствие этого в функционале Гинзбурга–Ландау для двухкомпонентной сверхпроводящей фазы появляется инвариант Лифшица:

$$\psi_1\frac{\partial\psi_2^*}{\partial z} - \psi_2^*\frac{\partial\psi_1}{\partial z} + \text{к.с.}, \tag{8}$$

который, разумеется, надо рассматривать совместно с обычными градиентными членами второго порядка:

$$F = \alpha_0(T-T_{c0})|\vec{\psi}|^2 + \beta_1|\vec{\psi}|^4 + \beta_2|\vec{\psi}\vec{\psi}|^2 + c\left(\psi_1\frac{\partial\psi_2^*}{\partial z} - \psi_2^*\frac{\partial\psi_1}{\partial z} + \text{к.с.}\right) + K\frac{\partial\vec{\psi}}{\partial z}\frac{\partial\vec{\psi}^*}{\partial z}. \tag{9}$$

Функционал (9) записан в пренебрежении орторомбическими искажениями (5). Такой функционал описывает фазовый переход в сверхпроводящую холестерическую фазу

$$\vec{\psi} = \psi_0 e^{i\varphi - i\theta(z)}(1, i), \qquad \beta_2 > 0 \tag{10}$$

$$\vec{\psi} = \psi_0 e^{i\varphi}(\cos\theta(z)\sin\theta(z), \qquad \beta_2 < 0. \tag{11}$$

Здесь $\theta(z) = \kappa z$, $\kappa = -\frac{c}{K}$, $T_c = T_{c0} + \frac{2c^2}{\alpha_0 K}$. В случае $\beta_2 < 0$ члены шестого порядка $\delta(|\psi_1|^6 - 15|\psi_1|^4|\psi_2|^2 + 15|\psi_1|^2|\psi_2|^4 - |\psi_2|^6)$ фиксируют при низких температурах фазу холестерической спирали $\theta(z) = \frac{\pi}{6}$ при $\delta > 0$; и $\theta = 0$ при $\delta < 0$.

В заключение еще раз подчеркнем, что появление несоизмеримых структурных модуляций в кристалле гексагональной симметрии неизбежно создает орторомбические искажения и нарушает пространственную четность кристалла. Хотя величина этих эффектов может оказаться весьма малой, но для сверхпроводника с многокомпонентным параметром порядка, каковым возможно является UPt_3, орторомбичность должна приводить к расщеплению фазового перехода в сверхпроводящее состояние, а отсутствие центра инверсии – к появлению холестерических (геликоидальных) сверхпроводящих фаз.

---

[1] В случае кварца [5], где пространственная модуляция сама обладает симметрией третьего порядка вокруг оси $\hat{z}$ достаточно рассмотреть взаимодействие вида $P_z\eta^2\left(\frac{\partial^3\eta}{\partial y^3} - 3\frac{\partial^3\eta}{\partial y\partial x^2}\right)$.

Настоящая работа была выполнена в Центре ядерных исследований Гренобля, где автор работал в рамках соглашения о сотрудничестве между ИТФ им.Л.Д.Ландау и Высшей Нормальной Школой (ENS). Пользуясь случаем, хочу выразить благодарность Э.Брезэну (E.Brezin) и Ж.Флукс (J.Flouquet) за всестороннюю помощь и поддержку. Я также признателен В.Плахтию за обсуждение различных кристаллографических вопросов, Г.Воловику, Л.Левитову, Л.Фальковскому, А.Дюгаеву и другим участникам семинара ИТФ им.Л.Д.Ландау за активный интерес к работе.

1. L.Taillefer, J.Flouquet, and G.G.Lonzarich, Physica **B 169**, 257 (1991).
2. P.A.Midgley, S.M.Hayden, L.Taillefer, et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 678 (1993).
3. V.Dvorak, V.Janovec, and Y.Ishibashi, Journ. Phys. Soc. Jap. **52**, 2053 (1983).
4. Г.Е.Воловик, Л.П.Горьков, ЖЭТФ **88**, 1412 (1985).
5. G.Dolino, In: Incommensurate phases in Dielectrics, v.2, ed. by R.Bline and A.P.Levanyuk, Elsevier Science Publishers B.V., 1986, p.205.
6. D.W.Hess, T.Tokoyasu, and J.A.Sauls, J. Phys. Cond. Matter **1**, 8135 (1989).
7. K.Machida, M.Ozaki, and T.Ohmi, J. Phys. Soc. Jap. **58**, 2244 (1989); **58**, 4116 (1989).