

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЭКЗОТИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРИМЕСЕЙ

Г.Е.Воловик, Д.Е.Хмельницкий

Наблюдаемое расщепление сверхпроводящего перехода в $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ объясняется тем, что при повышении температуры сначала примеси тория разрушают ориентационный дальний порядок, свойственный экзотическим сверхпроводникам¹, а при втором переходе разрушается сверхпроводящее состояние.

Ряд экспериментов свидетельствует о том, что системы с тяжелыми фермионами (UBe_{13} , UPt_3) принадлежат к классам сверхпроводимости, отличным от класса обычных сверхпроводников (симметричный принцип разбиения сверхпроводников по классам сверхпроводимости дан в ¹). Степенная, а не экспоненциальная, температурная зависимость таких величин как теплоемкость², затухание ультразвука³ и время спиновой релаксации, указывает на существование нулей в сверхпроводящей щели, что характерно для сверхпроводников из нетривиальных классов сверхпроводимости, в которых калибровочная и пространственная симметрии нетривиально связаны. В UBe_{13} обнаружено расщепление фазового перехода, вызванное добавлением примесей тория, который замещает уран⁴. Мы покажем, что это явление – естественное следствие симметрии сверхпроводника из нетривиального класса сверхпроводимости. Рассмотрим здесь лишь один из возможных механизмов расщепления, связанный с нарушением ориентационного дальнего порядка, и опишем его в рамках функционала Гинзбурга – Ландау (ФГЛ).

Параметр порядка в сверхпроводниках представляет собой набор коэффициентов в разложении парных амплитуд $\langle a_{k\alpha} a_{-k\beta} \rangle$ по базисным функциям неприводимого представления точечной группы симметрии кристалла (см. ⁵); для UBe_{13} это кубическая группа O_h . Мы рассмотрим представления с максимальной размерностью 3 в группе O_h , поскольку описываемый механизм не приводит к расщеплению в случае меньшей размерности. Группа O_h имеет 4 трехмерных представления: четные F_{1g} , F_{2g} соответствуют синглетному спариванию, а нечетные F_{1u} , F_{2u} – триплетному. Во всех этих представлениях три коэффициента при базисных функциях можно выбрать в виде комплексного вектора $\vec{\psi}$, в терминах которого ФГЛ, инвариантный относительно группы O_h , имеет следующий

общий вид:

$$F = -\alpha \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) |\vec{\psi}|^2 + \beta_1 (|\vec{\psi}|^2)^2 + \beta_2 |\vec{\psi}^2|^2 + \beta_3 (|\psi_x|^4 + |\psi_y|^4 + |\psi_z|^4) + K_1 |\partial_i \vec{\psi}|^2 + K_2 \partial_i \psi_i \partial_k \psi_k^* + K_3 \partial_i \psi_k \partial_k \psi_i^* + K_4 (|\partial_x \psi_x|^2 + |\partial_y \psi_y|^2 + |\partial_z \psi_z|^2). \quad (1)$$

Кристаллическая кубическая анизотропия представлена членами с β_3 и K_4 .

Минимум ФГЛ осуществляется на различных состояниях (сверхпроводящих фазах) в зависимости от соотношений между β_1 , β_2 и β_3 . Любая из этих фаз вырождена относительно группы O , что свидетельствует о наличии дальнего ориентационного порядка в этих фазах. Например решение в виде действительного вектора $\vec{\psi} \sim (1, 1, 1)$ означает появление спонтанной оси анизотропии вдоль одной из осей третьего порядка; такое состояние четырехкратно вырождено. А шестикратно вырожденное решение в виде комплексного вектора $\vec{\psi} \sim (1, i, 0)$ означает наличие спонтанного магнитного момента вдоль одной из осей четвертого порядка (ось z).

Примеси, находящиеся в точках \mathbf{r}_a , добавляют в ФГЛ квадратичный по $\vec{\psi}$ член вида

$$F_{im} = \sum_a \psi_i \psi_k^* U_{ik}^a \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a), \quad (2)$$

описывающий взаимодействие примесей с параметром порядка. В отличие от обычных сверхпроводников, в которых такое взаимодействие описывается скалярным потенциалом, в экзотическом сверхпроводнике матрица U_{ik}^a анизотропна и зависит от того, в каком месте относительно центра элементарной ячейки находится примесь a . В результате примеси не только смещают T_c на величину среднего потенциала

$$\Delta T_c \sim T_c n \langle U \rangle / \alpha \sim \frac{1}{\tau} \quad (3)$$

(n — концентрация примесей, τ — характерное время пробега носителей), но и создают случайную локальную анизотропию для $\vec{\psi}$.

В отсутствии регулярной кристаллической анизотропии ($\beta_3 = 0$), когда есть непрерывное вырождение по ориентации $\vec{\psi}$, локальная случайная анизотропия нарушает дальний ориентационный порядок в трехмерном пространстве⁶. Ориентация параметра порядка становится нерегулярной, изменяясь на характерном расстоянии L , существенно превышающем среднее расстояние между примесями R . Масштаб неоднородности L определяется из сравнения выигрыша в энергии за счет ориентации параметра порядка флуктуационным полем примесей, который пропорционален корню из числа примесей в области размером L ($\int dV (F_{im} - \langle F_{im} \rangle) \sim (L/R)^{3/2} (\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2)^{1/2} |\vec{\psi}|^2$), и проигрыша в градиентной энергии $\sim KL |\vec{\psi}|^2$ за счет образования неоднородного состояния:

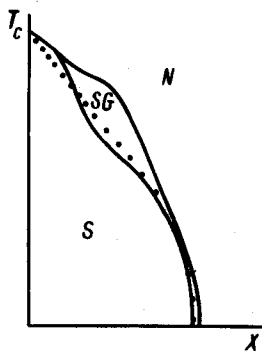
$$L \sim \frac{K}{n (\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2)} \quad (4)$$

Если $\beta_3 \neq 0$, то потеря ориентационного порядка будет происходить только в том случае, если выигрыш во флуктуационной энергии превысит не только проигрыш в градиентной энергии, но и проигрыш в энергии регулярной кристаллической анизотропии $\sim \beta_3 |\vec{\psi}|^4 L^3$. Для этого нужно, чтобы масштаб неоднородности (4) был меньше, чем $\xi (\beta_1 / \beta_3)^{1/2}$, где $\xi = \xi_0 (1 - T/T_c)^{-1/2}$ — длина когерентности ($\xi_0^2 \sim K/\alpha$). Это условие потери ориентационного порядка выполняется вблизи T_c в области температур

$$1 - \frac{T}{T_c} < \left(\frac{R}{\xi_0}\right)^6 \frac{1}{(\tau T_c)^4} \frac{\beta_1}{\beta_3}. \quad (5)$$

При этом L еще может быть больше ξ , так что разрушения сверхпроводимости еще не происходит. Таким образом вблизи T_c должно существовать сверхпроводящее состояние, в котором дальний ориентационный порядок нарушен случайной анизотропией примесей. Такое состояние естественно называть сверхпроводящим стеклом. Параметром порядка в нем является комплексный скаляр $\langle \vec{\psi} \vec{\psi} \rangle$.

Фазовая диаграмма схематически изображена на рисунке. Пунктирная кривая отвечает подавлению T_c за счет изотропной части потенциала примесей. Этот эффект вполне аналогичен подавлению T_c в обычных сверхпроводниках парамагнитными примесями⁷. Расщепление перехода на ориентационный и сверхпроводящий δT_c растет как x^2 при малых концентрациях x , а затем снова стремится к нулю при x , близких к критической концентрации, при которой температура перехода T_c стремится к нулю. Действительно, если учесть, что $\xi_0 \sim T_c^{-1}$, то из формулы (5) следует $\delta T_c \sim T_c^3$ при $T_c \rightarrow 0$. Более того, при $\xi_0 > R$ стремление δT_c к нулю происходит еще быстрее, поскольку в этом случае анизотропные потенциалы примесей ослабляются из-за взаимной компенсации. Поэтому эффективно расщепление должно быть видно лишь при промежуточных концентрациях, что согласуется с экспериментом на $U_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$, где расщепление наблюдается при $0,02 < x < 0,04$ ⁴.



Фазовая диаграмма для экзотического сверхпроводника, содержащего примеси с концентрацией x . Жирные линии показывают расщепление сверхпроводящего перехода на фоне общего подавления температуры перехода (пунктирная линия). N — область нормального металла, S — сверхпроводящая фаза с ориентационным дальним порядком, SG — сверхпроводящая фаза с нарушенным ориентационным порядком (сверхпроводящее стекло)

Если допустить, что в $U\text{Be}_{13}$ происходит именно такой ориентационный переход, то можно сделать вывод о размерности представления. Поскольку локальная анизотропия связана с расщеплением представления за счет примеси, нарушающей кубическую симметрию, это представление должно быть неоднородным. Более того, если локальная ось анизотропии совпадает с осью третьего порядка, то представление не может быть двумерным, так как последнее не расщепляется при таком нарушении симметрии. Следовательно в $U\text{Be}_{13}$, в котором атомы Th , замещающие U , лежат на осях третьего порядка, сверхпроводящее состояние характеризуется трехмерным представлением. Причем, это скорее одно из четных представлений F_{1g} или F_{2g} , соответствующих синглетному спариванию, поскольку именно для этих представлений осуществляются сверхпроводящие фазы с линиями нулей щели; у триплетных фаз нули находятся в точках на Ферми поверхности. Последние эксперименты^{3, 4} говорят в пользу расположения нулей щели на линиях Ферми поверхности.

Возможны и другие механизмы расщепления сверхпроводящего перехода, например связанные с изменением соотношений между параметрами $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ в ФГЛ при изменении x . Во всяком случае наличие расщепления перехода указывает на многомерность неприводимого представления, осуществляющего сверхпроводящий переход.

Авторы благодарны Л.П.Горькову, обратившему их внимание на альтернативные механизмы расщепления, за многочисленные обсуждения.

Литература

1. Воловик Г.Е., Горьков Л.П. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 550.
2. Ott H.R., Rudiger H., Rice T.M., Ueda K., Fisk Z., Smith J.L. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1915.
3. Bishop D.J., Varma C.M., Batlogg B., Bucher E., Fisk Z., Smith J.L., Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1009.

4. *Ott H.R.*, Доклад на 17 международной конференции по низким температурам, LT-17, препринт.
5. *Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 351.
6. *Imry Y., Ma S.-K.* Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1399.
7. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1960, 39, 1781.

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

Поступила в редакцию
15 октября 1984г.