

ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ
В ОБЛАСТИ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ФЛУКТУАЦИЙ

Б. Я. Шапиро

Определена зависимость верхнего критического магнитного поля от температуры $H_{c2}(\tau)$ в области температур вблизи критической $T \rightarrow T_k$, где существенную роль играют сильновзаимодействующие флуктуации. Показано, что эта величина зависит от индекса терии подобия и обладает положительной кривизной.

Хорошо известно, что область температур вблизи критической ($T \rightarrow T_k$), в которой существенную роль играют сильновзаимодействующие флуктуации, в сверхпроводниках — чрезвычайно мала. Действительно, из-за большой длины когерентности ξ_0 , составляющей в типичных сверхпроводниках величину $\sim 10^3 \div 10^4 \text{ \AA}$, и из-за достаточно низкой критической температуры обычных сверхпроводников $T_k \sim 10 \text{ K}$, (величина этой области ΔT удовлетворяет соотношению $\Delta T \approx T_k Gi$; $Gi \sim 10^2 (a/\xi_0)^4$, где a — межатомное расстояние $^{-1}$), откуда и следует, что она слишком мала, чтобы проявляться на эксперименте.

Открытие высокотемпературных металлооксидов в корне изменило ситуацию. Действительно, эта система обладает чрезвычайно малой длиной когерентности $\xi_0 \approx 20 \text{ \AA}^{2-3}$ и критической температурой $T_k \approx 100 \text{ K}$, что приводит к следующей оценке для ΔT в $\Delta T \approx 1 \text{ K}$. Это делает происходящие в этой области температур явления вполне доступными для экспериментального исследования.

Для определения верхнего критического магнитного поля как функции температуры $H_{c2}(\tau)$, $\tau = 1 - T/T_k$, при учете сильного взаимодействия флуктуаций необходимо использовать теорию подобия, в уравнения которой следует включить (градиентно инвариантным образом) векторный потенциал магнитного поля A .

Для решения этой задачи применим упрощенную схему учета взаимодействующих флуктуаций, используя численную малость критических индексов $\alpha \approx 0,08$, $\eta = 0,04$ ¹. Полагая эти численные индексы равными нулю, получим уравнения так называемой Ψ -теории, в которой градиентный член такой же, как и в теории самосогласованного поля⁴⁻⁵.

Функционал свободной энергии в рамках этой модели (и с учетом комплексности параметра порядка в сверхпроводниках) имеет вид:

$$\Phi = \int \left\{ C_0 \left(-i\partial - \frac{2e}{c} A \right) \psi \right|^2 + \alpha_0 \tau |\tau|^{1/3} |\psi|^2 + b_0 |\tau|^{2/3} |\psi|^4 + D_0 |\psi|^6 + \dots \right\} d^3 r \\ C_0 \approx \hbar^2 / 2m \xi_0^2; \quad \alpha_0 \approx (\hbar^2 / 2m \xi_0^2)^2 f, \quad (1)$$

где C_0 , α_0 , b_0 , D_0 – коэффициенты разложения, e и m – заряд и масса электрона соответственно, c – скорость света, ψ – параметр порядка, r – пространственная координата.

Коэффициент перед градиентным членом выбран таким образом, чтобы он совпадал с соответствующим коэффициентом в самосогласованном функционале Гинзбурга – Ландау.

В функционале (1), в отличие от самосогласованного разложения, в равновесии все члены разложения оказываются одного порядка по τ . Поэтому, для использования (1) требуется дополнительная малость в ψ не связанная с τ . Характерным примером такой системы (наряду с рассмотренными в⁵ тонкими пленками жидкого гелия) является сверхпроводник, претерпевающий фазовый переход второго рода в постоянном магнитном поле. Действительно, при постоянном τ параметр порядка $\psi \rightarrow 0$ при $H \rightarrow H_{c2}$.

Для определения критического магнитного поля, как и в случае самосогласованного поля, необходимо найти магнитное поле, в котором изменяется знак перед квадратичным по параметру порядка членом в (1). При этом, уравнение для определения критического магнитного поля имеет вид:

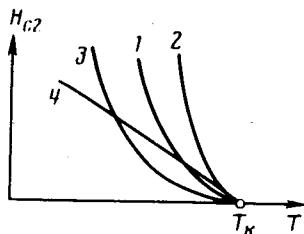
$$C_0 \left(-i\partial - \frac{2e}{c} A \right)^2 \psi + \alpha_0 \tau |\tau|^{1/3} \psi = 0 \\ A_y = -Hx. \quad (2)$$

Определяя низший уровень энергии этого уравнения, получим обычным способом:

$$H_{c2}(\tau) \approx \frac{\varphi_0}{\xi_0^2} f \tau^{4/3}, \quad (3)$$

где φ_0 – квант потока, f – не зависящий от температуры коэффициент.

Зависимость (3) изображена на рисунке (кривая 1).



Зависимость верхнего критического поля от температуры для поликристалла (кривая 1), для моно-кристалла, в случае когда поле параллельно (кривая 2) слоям и перпендикулярно им (кривая 3). (Кривая 4 соответствует случаю самосогласованного поля)

Учитывая сильную анизотропию электрических свойств высокотемпературных металлокерамик, следует заменить в (1) и (3) градиентный член на

$$C_{||} \left(-i\partial - \frac{2e}{c} A \right)_{||}^2 + C_{\perp} \left(-i\partial - \frac{2e}{c} A \right)_{\perp}^2 \quad (4)$$

$$C_{||} \approx \hbar^2 / 2m \xi_{||}^2; \quad C_{\perp} \approx \hbar^2 / 2m \xi_{\perp}^2,$$

где ξ_{\parallel} и ξ_{\perp} – длины когерентности параллельные и перпендикулярные слоям.

Определяя критические поля параллельные и перпендикулярные слоям, получим:

$$H_{c2}^{\parallel} \approx \frac{\varphi_0}{\xi_{\parallel} \xi_{\perp}} f_1 \tau^{4/3}; \quad H_{c2}^{\perp} \approx \frac{\varphi_0}{\xi_{\parallel}^2} f_2 \tau^{4/3}, \quad (5)$$

(кривые 2, 3 на рисунке, кривая 4 – $H_{c2}(\tau)$ в приближении самосогласованного поля).

Интересно отметить, что положительная кривизна в зависимости $H_{c2}(\tau)$ наблюдается в узкой температурной области практически во всех известных в настоящее время экспериментах на высокотемпературных керамиках. Точное определение индекса в зависимости $H_{c2}(\tau)$ было бы важным для проверки настоящей теории.

Указанный подход может быть использован для учета сильного взаимодействия флюктуаций и при вычислении других величин, таких как парапроводимость и диамагнитная восприимчивость выше T_K .

Литература

1. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
2. Ousset J.C., Ravet M.F., Maurer M. et al. Europhys. Lett., 1987, 4, 743.
3. Yasuhiro Iye, Tsuyoshi Tamedai, Hiroguki Takeya, Humihiko Takei. Jap. J. of Appl. Phys., 1987, 26, 1057.
4. Мамаладзе Ю.Г. ЖЭТФ, 1967, 52, 729.
5. Гинзбург В.Л., Собянин А.А. УФН, 1976, 120, 153.

Институт неорганической химии

Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию

29 октября 1987 г.