

ВОЗМОЖНОСТИ МЮОННОГО МЕТОДА ДЛЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

С.А. Гордюнин, В.П. Смилга, Б.И. Фесенко

Показано, что анализ фурье-спектра поперечной поляризации мюонов в сверхпроводниках второго рода позволяет определить все характеристики двумерной вихревой решетки Абрикосова.

Впервые возможности мюонного метода исследования сверхпроводников второго рода были рассмотрены в работе ¹. Численными методами была получена поляризация мюонов в треугольной и квадратной решетках Абрикосова в полях, близких к H_{c_2} и показано, что по виду $p(t)$ можно определить тип вихревой решетки. В связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников интерес к мюонному методу резко повысился ²⁻⁴. Однако возможности метода в значительной мере еще не выявлены и не используются в экспериментальных работах. Мы покажем, что мюонный метод позволяет определить все характеристики вихревой структуры, причем вся информация содержится в спектре Фурье поперечной поляризации $p_{\perp}(\omega)$.

Высокотемпературные сверхпроводники как сверхпроводники второго рода имеют весьма большое значение параметра Гинзбурга – Ландау $\kappa = \lambda/\xi$ (λ – глубина проникновения поля, ξ – длина когерентности). Наиболее удобен для изучения интервал внешних полей $H_{c_1} \ll H_{ext} \lesssim H_{c_2}$, т.е. режим, когда $\xi \ll a \lesssim \lambda$, где a – расстояние между вихрями. Поле вне вихрей определяется известным решением уравнения Лондонов (см., например, ⁵):

$$H(\rho) = B \times \left(1 + \sum_{K \neq 0} \frac{e^{i\mathbf{k}\rho}}{1 + \lambda^2 K^2} \right), \quad (1)$$

здесь $B = n\phi_0$ – среднее поле в сверхпроводнике, $\vec{\rho}$ – вектор в плоскости решетки, $\rho > \xi$, \mathbf{K} – векторы обратной решетки, ϕ_0 – квант потока, n – плотность вихрей.

Результаты работ ²⁻⁴ указывают на отсутствие диффузии мюонов. Исключим медленную релаксацию поляризации, наблюдаемую в нормальной фазе и обусловленную взаимодействием спина мюона с ядерными спинами образца. Тогда "исправленная" поперечная поляризация мюона имеет вид:

$$p_x(t) = \int \cos H(\vec{\rho}) t \frac{d^2 \rho}{s_0} = \int \cos \omega t \int \delta(\omega - H(\vec{\rho})) \frac{d^2 \rho}{s_0} d\omega, \quad (2)$$

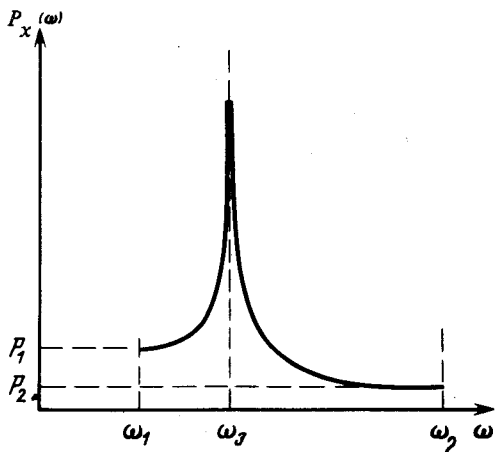
здесь и далее $H \equiv \gamma_{\mu} H$ — магнитное поле, измеряемое в единицах частоты. Интегрирование ведется по элементарной ячейке площади s_0 . Как видно из (2), образ Фурье поперечной поляризации

$$p_x(\omega) = \int \delta(\omega - H(\vec{\rho})) \frac{d^2 \rho}{s_0}, \quad (3)$$

есть не что иное как плотность вероятности распределения поля. Для плотности вероятности распределения периодических полей характерно наличие особенностей Ван-Хова (см., например, ⁶). В двумерном случае это один минимум (ω_1), один максимум (ω_2) и одна точка перевала (ω_3). Вблизи этих точек $p_x(\omega)$ имеет вид: (рисунок)

$$p_x(\omega + \Delta\omega) \sim p_1; \quad p_x(\omega_2 - \Delta\omega) \sim p_2; \quad p_x(\omega_3 + \Delta\omega) \sim p_3 \ln \frac{\omega_3}{|\Delta\omega|}. \quad (4)$$

Отметим, что такая форма $p_x(\omega)$ не имеет ничего общего с гауссовой. Роль особенностей Ван-Хова при анализе $\mu s R$ -спектров в сверхпроводниках второго рода была впервые отмечена в работах ^{7,8}. Однако авторы рассматривали спектр вблизи H_{c2} , когда его наименее удобно анализировать. Измеряя величины $p_1, p_2, \omega_1, \omega_2, \omega_3$, получаем полную информацию о структуре Абрикосова.



Проиллюстрируем это на примере квадратной решетки при $\xi \ll a \lesssim \lambda$. Можно показать, что

$$H(x, y) = B - \frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{\theta_4^2\left(\pi \frac{x}{a}\right) \theta_4^2\left(\pi \frac{y}{a}\right) - \theta_2^2\left(\pi \frac{x}{a}\right) \theta_2^2\left(\pi \frac{y}{a}\right)}{\theta_4^4} \quad (5)$$

Здесь $\theta_2(x)$ и $\theta_4(x)$ — тэта-функции с параметром $q = e^{-\pi}$. Для пяти параметров спектра Фурье прецессии имеем следующие значения

$$\begin{aligned} \omega_1 &= H\left(\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right) = -\frac{\phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln 2 + B; \\ \omega_2 &= H\left(\frac{\xi}{\sqrt{2}}, \frac{\xi}{\sqrt{2}}\right) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{a}{2K\left(\frac{1}{2}\right)\xi} + B; \\ \omega_3 &= H\left(\frac{a}{2}, 0\right) = -\frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln 2 + B; \end{aligned} \quad (6)$$

$$p_1 = \frac{4\pi\lambda^2}{\phi_0}; \quad p_2 = \frac{2\pi^2\xi^2\lambda^2}{a^2\phi_0}.$$

$K\left(\frac{1}{2}\right)$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

Сравнивая p_1 , p_2/p_1 и $\omega_2 - \omega_1$, независимо для каждой пары этих величин находим проверяемые по согласованию λ и ξ/a . Зная λ и ξ/a , определяем B . Зная B , определяем a . Таким образом определяются λ , ξ , a как функция внешнего поля и температуры. А значит и H_{c_1} и H_{c_2} в соответствии с теорией Гинзбурга — Ландау. Положение ω_3 позволяет различить тип решетки.

Наличие границ зерен и прочие несовершенства структуры образца могут нарушить двумерный характер абрикосовской структуры. Качественную проверку этого можно получить в эксперименте в продольном поле. Если вихревая структура трехмерна, продольная поляризация будет релаксировать (вообще говоря с осцилляциями) к некоторому значению $\rho(\infty) = p_0 \cos^2 \varphi < 1$. Здесь φ — угол между внешним и внутренним полем; усреднение проводится по объему мишени.

Литература

1. Ивантер И.Г., Смилга В.П. ЖЭТФ. 1968, 55, 548.
2. Aepli G. et all. Preprint, 1987.
3. Harshmann D.R. et all. Preprint, 1987.
4. Gygax F.N. et all. Preprint, 1987.
5. Сан-Жам А., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводники второго рода. М.: Мир, 1965.
6. Марадудин А., Монтролл Э., Вейсс Дж. Динамическая теория кристаллической решетки в гармоническом приближении. М.: Мир, 1965.
7. Seeger A., Brandt E. Proc. 17-th Int. Conf. Low. Temp. Phys. P. 571.
8. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. Курс современного анализа. Т.П. М.: ГИФМЛ, 1963.