

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В РЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ
СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

И.О.Кулик

Как показано ранее [1,2], движение нитей магнитного потока в сверхпроводниках второго рода в "резистивном" состоянии ($H_{c1} < H < H_{c2}$, $j_L > j_{кр}$) приводит к возникновению высокочастотного излучения, которое является монохроматическим, если нити образуют правильную решетку и движутся с постоянной скоростью (такая ситуация может реализоваться в полностью гомогенизированных сверхпроводящих сплавах). В настоящей работе предлагается метод обнаружения этого явления с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В отличие от сверхпроводников первого рода, в данном случае магнитное поле проникает в объем металла, поэтому нет необходимости использования очень малых образцов. Наиболее подходящей областью для исследования ЯМР является об-

138

ласть вблизи H_{c2} [3], где флуктуации поля внутри сверхпроводника малы, что обусловит существование достаточно узких линий.

Расчет предлагаемого эффекта, основанный на использовании уравнений Блоха [4], приводит к следующему выражению для мощности излучения, поглощаемой спиновой системой (H вблизи H_{c2}):

$$\bar{A}(\omega) = \omega \omega_0 \chi H_1^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n^2 \left(\frac{\gamma h}{\Omega} \right) \frac{1}{a} \int_0^a dx \frac{1/T_2}{(\omega - \omega_0 - n\Omega + \gamma h \cos \frac{2\pi x}{a})^2 + 1/T_2^2} \quad (I)$$

Здесь a - период структуры Абрикосова [3], $\Omega = (2\chi c/a)(E/H)$ - частота излучения, возникающего при движении нитей [1,2], $\omega_0 = \gamma \bar{H}$ - частота ЯМР, T_1 и T_2 - времена ядерной релаксации, h - амплитуда переменной части магнитного поля в сверхпроводнике ($h \sim M \sim H_{c2} - H$). Формула (I) справедлива в отсутствие насыщения, при $\Omega T_1 \gg 1$ и в приближении сдвигом Найта.

Как видно из уравнения (I), при движении вихрей в спектре ЯМР возникают следующие особенности.

1. Наряду с основным резонансом при $\omega = \omega_0$ появляются "сателлиты" с частотами $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$. Их интенсивность определяется таким же выражением, как и для основного резонанса при амплитуде возбуждающего поля $H_1^* = H_1 |I_n(\gamma h/\Omega)|$ (при $\gamma h \ll 1/T_2$). В условиях насыщения интенсивность сигнала ЯМР не зависит от H_1 и равна для n -го сателлита.

$$\bar{A}_n^{\max} = (\omega_n \omega_0 \chi) / \gamma^2 T_1, \quad \gamma^2 = (H_1^*)^2 T_1 T_2 \gg 1 \quad (2)$$

(второе соотношение определяет значения H_1 , требуемые для достижения насыщения).

2. Форма линии ЯМР существенно отличается от лоренцевской, если $\gamma h \gtrsim 1/T_2$. При движении вихревой структуры линия поглощения сужается и изменяет свою форму.

Более подробные расчеты будут опубликованы позднее. Целью данной заметки является привлечение внимания к ЯМР как эффективному инстру-

менту изучения вихревой структуры и распределения внутренних полей в сверхпроводниках второго рода.

В заключение выражаю благодарность М.И.Каганову за обсуждения.

Физико-технический институт

низких температур

Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию

2 июня 1966 г.

Литература

- [1] И.О.Кулик. Письма ЖЭТФ, 3, 183, 1966.
- [2] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 50, 1617, 1966.
- [3] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957.
- [4] А.Неме. Ядерная индукция, гл. 2. Изд.иностр. лит., 1963.