Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 89 – 92 *20 января 1971 г.*

О РЕЗОНАНСЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

М.Я.Азбель, Р.Г.Минц

Рассмотрим влияние дискретных поверхностных состояний [1 – 4] на импеданс полубесконечного образца $y \geqslant 0$ в параллельном поверхности внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel z$. Характер таких состояний в сверхпроводниках детально проанализирован в [4]. Выберем естественную калибровку $A_x = A_x(y)$, $A_y = A_z = 0$, тогда проекции импульса возбуждений на оси x, z – P_x, P_z сохраняются, а энергетический спектр $\epsilon = \epsilon_n(P_x, P_z)$ имеет вид, изображенный на рис. 1 [4]. Магнитное поле H_2, при котором обращается в нуль щель в энергетическом спектре, $H_2 \sim \Phi_0 / \delta \xi_0$, где Φ_0 – квант потока, δ – глубина проникновения, ξ_0 – длина когерентности.

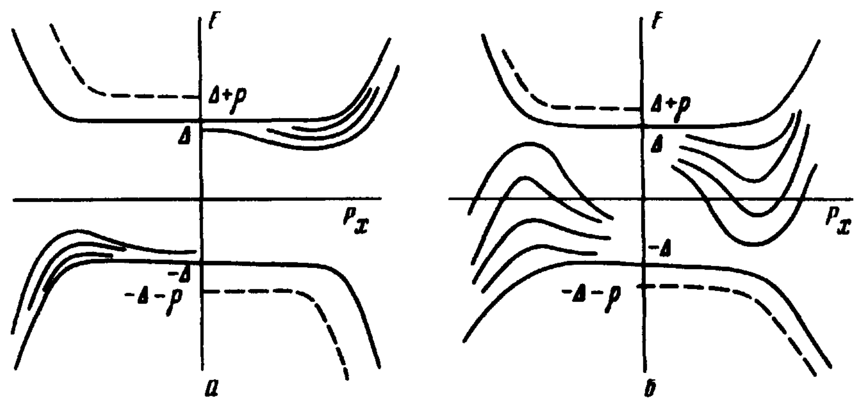

Рис. 1. Вид энегетического спектра в сверхпроводнике: *а* – $H < H_2$ *б* – $H > H_2$. Пунктиром обозначены квазидискретные уровни

Уже из вида энергетического спектра ясна возможность переходов резонансного и порогового типа, что приводит к соответствующим особенностям в поверхностном импедансе. Зависимость их от величины магнитного поля, температуры и частоты является весьма специфичной. Не останавливаясь на вычислениях, приведем окончательный результат для резонансной добавки $\Delta Z^{\text{рез}}$ к поверхностному импедансу:

$$\Delta Z^{\text{рез}} \quad \mathrm{Im}\, Z \frac{a}{\delta_L}\left(\frac{H}{H_2}\right)^{2/3} \frac{\Delta}{\hbar\omega} \frac{\theta\left(\frac{\omega_{mn} - \omega + \frac{i}{\tau}}{\omega}\right)}{(m-n)^4}\left[n_F(\epsilon_n) - n_F(\epsilon_m)\right]. \qquad (1)$$

$$\theta(x) = \begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{x}} & \text{для цилиндрической ферми-поверхности} \\ \ln x & \text{для произвольной ферми-поверхности.} \end{cases}$$

$n_F(\epsilon)$ – фермиевская функция распределения. Формула (1) получена в предположении, что резонансная частота $\omega_{mn} = (\epsilon_m - \epsilon_n)/\hbar \approx \omega$, где ω – частота падающей на сверхпроводник волны; по тем же причинам, что и в циклотронном резонансе [5] уширение линии и сдвиг резонансной частоты вследствие размытия уровней можно описать временем релаксации τ. Относительная амплитуда резонанса порядка a/δ_L для сферической ферми-поверхности и порядка $(a/\delta_L)\sqrt{\omega_{mn}\tau}$ для цилиндрической. Производная же резонансной части поверхности импеданса, как обычно, в $\omega_{mn}\tau$ раз больше самой резонансной добавки.

Форма линии в формуле (1) определяет зависимость энергетического спектра от одного (для цилиндрической ферми-поверхности) или двух (для произвольной ферми-поверхности) непрерывных параметров P_x и P_z. По этой же причине резонансной оказывается экстремальная по P_x и P_z частота перехода с n-го на m-й уровень, которая соответствует экстремальной плотности состояний, участвующих в резонансе. Если $m, n >> 1$, а $m - n << m, n$, то классические орбиты, соответствующие уровням, между которыми происходит переход, являются периодическими в координатном пространстве, т.е. $\bar{v}_x = \int_0^T v_x dt = 0$, $v_z = 0$. Существенная зависимость от $(m-n)$ в формуле (1) позволит, по-видимому, экспериментально наблюдать лишь переходы между ближайшими уровнями.

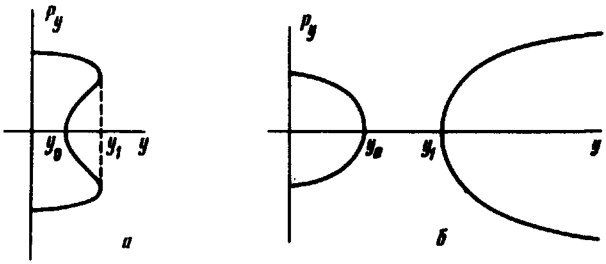

Рис. 2. Фазовые траектории, соответствующие уровням: a – дискретным, $б$ – квазидискретным. Ширина уровня определяется вероятностью перехода из состояния *1* в состояние *2* и в квазиклассике экспоненциально мала

Температурная зависимость амплитуды резонанса определяется разностью чисел заполнения соответствующих уровней $[n_F(\epsilon_n) - n_F(\epsilon_m)]$. Поэтому при $T = 0$ резонанс возможен лишь, если $\epsilon_m > 0$, а $\epsilon_n < 0$, что соответствует переходу с заполненного уровня на пустой. Значит, резонансные переходы возможны, когда под фермиевской границей ($\epsilon = 0$) уже имеются дискретные уровни, то есть (см. рис. 1) при $H > H_2$. Если температура отлична от нуля, то часть состояний с энергией $\epsilon_m > 0$ температурно заполнена (соответственно часть состояний с $\epsilon_n < 0$ свободна), резонанс реализуется и при $H < H_2$. Температурная зависимость помимо фактора заполнения входит, согласно [6], в величину щели, глубину проникновения и тем самым в резонансные частоты. Показатель степени при H/H_2 зависит от распределения магнитного поля, однако он всегда порядка единицы, приведенное значение 2/3 получается при экспоненциальном затухании поля и имеет характер оценки.

Помимо переходов между состояниями дискретного спектра резонанс возникает и при переходе из квазидискретных состоянии в дискретные (рис. 1, 2). Все выше изложенное без изменений распространяется и на этот случай, только соответствующие резонансные частоты $\omega^{рез} > 2\Delta$.

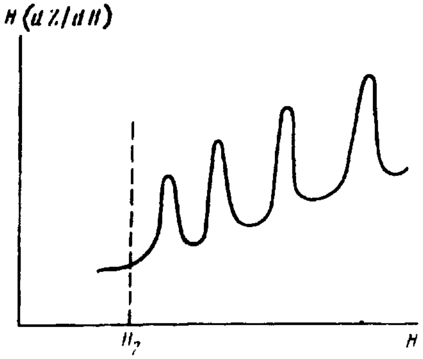

Рис. 3. Зависимость производной импеданса $H(dZ/dH)$ от магнитного поля. Монотонная часть кривой носит условный характер

Другой тип особенностей связан с пороговыми эффектами, которые обусловлены переходами из состояний дискретного спектра в непрерывный спектр. Картина меняется при изменении ω или H, для определенности будем говорить о частоте. По мере увеличения частоты $\omega(\hbar\omega < 2\Delta)$, начиная с некоторого момента, впервые становится разрешенным подобный переход, затем число их периодически по ω возрастает с ростом ω. Одновременно получает приращение и поверхностный импеданс. При нулевой температуре оказывается, что до тех пор, пока $H < H_2$, амплитуда приращений экспоненциально мала. Дело в том, что волновые функции, входящие в матричный элемент, определяющий вероятность перехода, не перекрываются аналогично траекториям на рис. 2. Если $H > H_2$, то величина приращения в импедансе того же порядка, что и амплитуда резонанса. При $T \neq 0$ за счет температурного заполнения уровней как и в случае резонанса не малые приращения имеют место и в магнитных полях $H < H_2$.

Из характера энергетического спектра видно, что всего имеется $\sim N(N-1)/2$ различных резонансных и $\sim N$ пороговых особенностей, где $N \sim (H/H_c)^{1/4}(\delta_L/a)^{1/2}$, если $H < H_2$ и $N \sim \sqrt{(H/H_c)(\delta_L/a)}$, если $H > H_2$ – число дискретных уровней.

В заключение отметим, что наблюдавшиеся экспериментально особенности поверхностного импеданса в сверхпроводниках [7, 8] имеют, по-видимому, пороговый характер. Для наблюдения резонанса частоту внешнего поля в [7, 8] следовало бы уменьшить, так как использовавшиеся частоты соответствуют большим $m - n$ в формуле (1).

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

Поступила в редакцию
3 декабря 1970 г.

Литература

[1] P.A.Pincus. Phys. Rev., 158, 346, 1967.

[2] М.Я.Азбель, А.Я.Бланк. Письма в ЖЭТФ, 10, 49, 1969.

[3] А.Я.Бланк. ЖЭТФ, 58, 1862, 1970.

[4] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 59, 295, 1970.

[5] М.Я.Азбель. Э.А.Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957.

[6] А.А.Абрикосов, П.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., Физматгиз, 1962.

[7] I.F.Koch, C.G.Kuo. Phys. Rev., 164, 618, 1968.

[8] I.R.Maldonado, J.F.Koch. Phys. Rev., B1, 1031, 1970.