Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 8, стр. 523 – 526 *20 октября 1973 г.*

ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Р. Г. Минц

Изучен энергетический спектр возбуждений и поверхностный импеданс металла в условиях существования поверхностной сверхпроводимости.

Рассмотрим энергетический спектр возбуждений полубесконечного сверхпроводника в параллельном поверхности внешнем магнитном поле H (H_{c_2}, $H_c \leqslant H \leqslant H_{c_3}$, где H_c, H_{c_2}, H_{c_3} соответственно критическое, второе и третье критические поля). Как известно, в этих условиях [1, 2] щель Δ отлична от нуля лишь вблизи поверхности на расстоянии порядка ξ (ξ – характерный масштаб изменения Δ). Если выбрать оси координат так, как показано на рис. 1, то магнитное поле и $|\Delta|$ зависят лишь от координаты y. Выберем еще калибровку так, чтобы щель

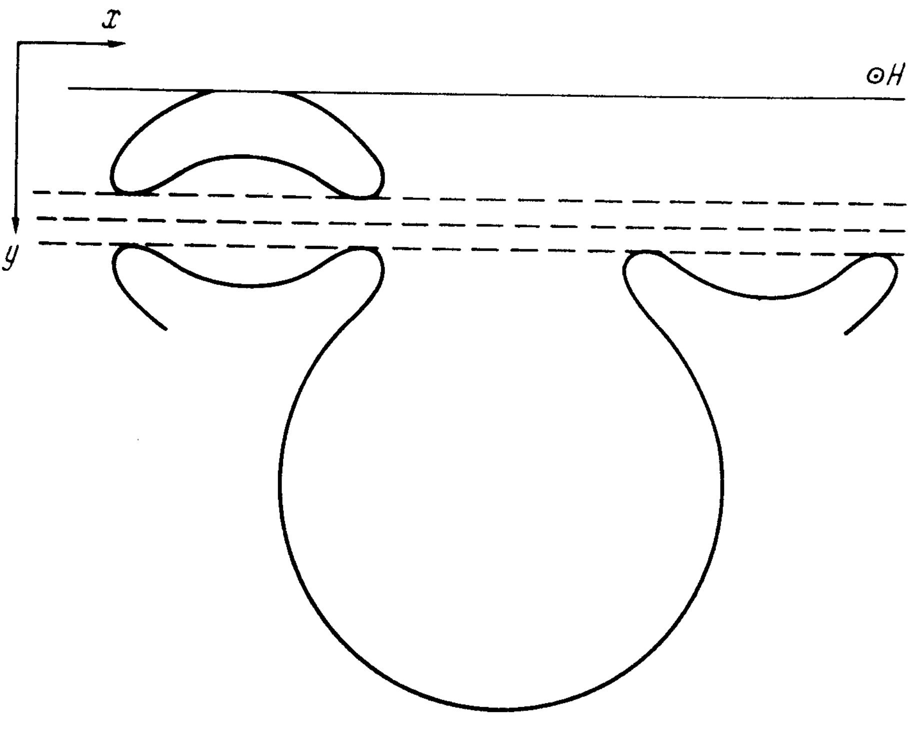

Рис. 1

Δ была вещественной, а векторный потенциал $A = (A_x, 0, 0)$ также зависел лишь от y, что возможно, так как фаза Δ – функция от x и z. Таким образом задача об определении энергетического спектра и собственных функций возбуждений (собственные функции уравнений Горькова [3]) сводится к одномерной, и для ее решения можно воспользоваться квазиклассическим приближением [4, 5].

Вблизи H_{c_3} в области применимости уравнений Гинзбурга – Ландау, магнитное поле можно считать однородным и для A_x получается выражение:

$$A_x = -H_y + \text{const} = -H(y - y_0),$$
$$y_0 = 0{,}59\,\xi\,\frac{H_{c_3}}{H}. \tag{1}$$

Отметим, что векторный потенциал обращается в 0 в точке y_0 (примерно середина слоя), что естественно, так как в выбранной калибровке ток определяется лондоновским выражением и должен быть знакопеременным, поскольку полный ток равен нулю. Это свойство векторного потенциала при нашем выборе калибровки сохраняется во всей области поверхностной сверхпроводимости, меняется лишь выражение для величины y_0.

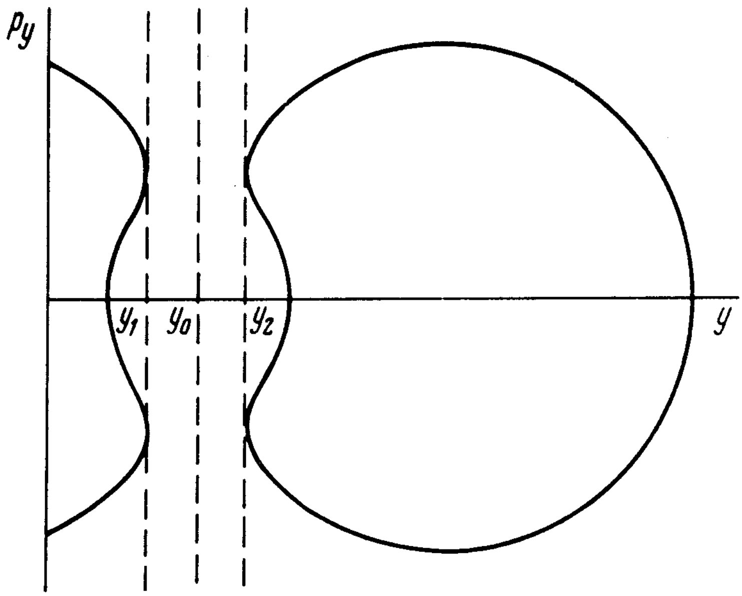

Рис. 2

Энергетический спектр возбуждений в квазиклассическом приближении определим из боровских правил

$$\oint p_y(y)\,dy = 2\pi n\hbar \tag{2}$$

здесь p_y – классический импульс возбуждения вдоль оси y, n – целое число. Критерий применимости (2), как обычно, $n >> 1$ [6], что самоподтверждается. Для определения зависимости $p_y(y)$ служат уравнения Боголюбова – Де Жена [1], где следует, в отличие от [4, 5] сохранить и квадратичные по магнитному полю члены, так как магнитное поле вглубь металла не затухает. Легко получить, что

$$p_y = \pm\sqrt{2m\left\{\mu_1 - \frac{1}{2m}\left(\frac{eA_x}{c}\right)^2 \pm \sqrt{(\epsilon - \rho)^2 - \Delta^2}\right\}},$$
$$\mu_\perp = \epsilon_F - \frac{1}{2m}(P_x^2 + P_z^2), \quad \rho = \frac{e}{mc}P_x A_x. \tag{3}$$

Здесь ϵ_F – энергия Ферми, P_x, P_z – сохраняющиеся (в силу однородности) импульсы возбуждений вдоль осей x и z, ϵ – энергия возбуждений. Характерные траектории в координатном и фазовом пространствах показаны на рис. 1 и 2 соответственно. Из (2) и (3) видно, что всегда есть возбуждения с $\epsilon = 0$, поскольку

$$\rho(0) \geqslant \Delta(0) \qquad (P_x \sim p_F).$$

Часть возбуждений (поверхностные)не могут проникнуть вглубь металла, так как имеется точка поворота y_1 $(y_1 < y_0)$, где $\rho(y_1) = \Delta(y_1)$. Движение их происходит с частотой

$$\Omega \sqrt{R/\xi} >> \Omega$$

(R, Ω – циклотронные радиус и частота соответственно) и, в основном, аналогично рассмотренному в [4, 5]. Возбуждения, двигающиеся из глубины металла (объемные) при $\epsilon = 0$ также не могут дойти до поверхности $y = y_0$, так как имеется точка поворота $y_2 (y_2 > y_0)$, где $|\rho(y_2)| = \Delta(y_2)$. Частота соответствующего им движения слегка (на $\sqrt{(\xi/R)}\,\Omega << \Omega$) отличается от циклотронной. Подчеркнем, что наличие точек поворота y_1 и y_2 связано с обращением векторного потенциала в 0 в точке y_0.

Рассмотрим теперь, что происходит при падении на металл электромагнитной волны. При $T < T_c$, о чем дальше и пойдет речь, поглощение энергии, в основном, происходит в тех областях, где есть возбуждения с $\epsilon = 0$, т. е. в приповерхностном слое $(y < y_1)$ и в объеме $(y > y_2)$. Зависимость импеданса от внешнего магнитного поля и частоты существенно определяется соотношением между глубиной проникновения переменного поля δ, ξ и другими параметрами задачи. Оставляя подробное изложение до другой статьи, остановимся здесь на случае, когда $\delta > \xi$, который может осуществляться, если частота не слишком мала или магнитное поле достаточно близко к H_{c_3}. В этом приближении поверхностный импеданс Z можно, очевидно, записать в виде:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_{\text{пов}}} + \frac{1}{Z_{\text{об}}},$$

где $Z_{\text{пов}}$ определяется недиссипативным сверхпроводящим и диссипативным приповерхностными токами, а $Z_{\text{об}}$ – током объемных возбуждений. Выражение для $Z_{\text{об}}$, с относительной точностью порядка $\sqrt{\xi/R} << 1$, аналогично соответствующему выражению для импеданса нормального металла со строго зеркальным отражением от поверхности. В частности должен наблюдаться и циклотронный резонанс на слегка измененной (в меру малости $\sqrt{\xi/R}$) циклотронной частоте. Величина $Z_{\text{пов}}$ определяется эффективной проводимостью приповерхностного слоя и, если рассеяние на поверхности происходит диффузно, то эффективное время свободного пробега порядка $\sqrt{Ry_0}/v_F$, а

$$\sigma_{\text{эфф}} \sim -i\frac{ne^2}{m\omega} + \sigma_0 \frac{\sqrt{Ry_0}}{\ell}\frac{y_0}{\xi},$$

$$Z_{пов} \sim \frac{1}{\sigma_{эфф}\,\xi}\ .$$

Видно, что при не слишком малых частотах, либо достаточно близко к H_{c_3} возможна ситуация, когда

$$Z_{пов} \sim \frac{\ell}{\sqrt{R y_0}\, y_0 \sigma_0} \infty H^2 .$$

Остановимся еще на очевидной анизотропии импеданса $Z_{пов}$ и, следовательно, всего поверхностного импеданса Z по отношению к углу между постоянным и переменным магнитными полями (токами). В нашем приближении $\delta > \xi$, при $H_1 \perp H$ щель Δ не меняется в линейном приближении по H_1, а при $H_1 \parallel H$ (H_1 – амплитуда переменного магнитного поля) изменение Δ можно, очевидно, записать в виде

$$\Delta_1 = \frac{\partial \Delta}{\partial H} H_1 .$$

Влияние изменения щели Δ нетрудно оценить, исходя из закона дисперсии возбуждений (2). Относительный вклад в поглощение, связанный с изменением щели оказывается порядка

$$\frac{\xi}{\delta}\ \frac{H_{c_3}}{\Delta}\ \frac{\partial \Delta}{\partial H}$$

и, несмотря на наличие малого в этом приближении множителя ξ/δ, может быть существенным из-за большой величины $\partial\Delta/\partial H$. Подобная анизотропия экспериментально наблюдалась в работе [7].

Я благодарен И.Я.Краснополину и Г.М.Элиашбергу за полезные обсуждения работы.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 августа 1973 г.

Литература

[1] П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., изд. Мир, 1968.

[2] Д.Сан Жам, Г.Сарма, Е.Томас. Сверхпроводимость второго рода М., изд. Мир. 1970.

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

[4] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 59, 296, 1970.

[5] М.Я.Азбель, Л.Б.Дубовский, Р.Г.Минц. ЖЭТФ, 60, 1895, 1971.

[6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., изд. Наука, 1964.

[7] И.Я.Краснополин, Радж Руп, М.С.Хайкин. Письма в ЖЭТФ, 15, 516, 1972.