

А. А. ГАЛКИН и П. А. БЕЗУГЛЫЙ

К ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИЗОТЕРМ ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

(Представлено академиком И. К. Кикоиным 23 III 1954)

Как известно, измерения поверхностного сопротивления сверхпроводников в области частот 10^{10} — 10^{11} гц позволяют определить их комплексную диэлектрическую постоянную (¹⁻³). Эти же измерения дают возможность выяснить дисперсию диэлектрической постоянной и установить пригодность существующих моделей сверхпроводника.

В настоящее время еще нет надежных измерений частотной зависимости поверхностного сопротивления сверхпроводников. Из измерений на отдельных частотах, приводимых в литературе, нельзя однозначно установить характер частотной зависимости полного поверхностного сопротивления Z . Более того, данные исследований, проведенных на одной и той же частоте, отличаются нередко в несколько раз. Например, в экспериментах, проведенных при частоте $9 \cdot 10^9$ гц (⁴⁻⁶), значения R_s/R_n при 2 °К отличаются в 2,7 раза.

Упомянутое различие в поверхностном сопротивлении, повидимому, обусловлено различием в состоянии поверхности применявшихся образцов (^{4,7}). В таком случае для исключения влияния состояния поверхности измерения частотной зависимости надо проводить на одном и том же образце. Вообще говоря, для этой цели можно использовать один и тот же резонатор, проводя исследования на различных типах колебаний.

Наиболее подходящими для указанных исследований являются резонаторы, в которых в качестве образцов используются монокристаллы сверхпроводящего металла. Однако в этом случае надо пользоваться генераторами с широкой полосой настройки, так как при переходе от одной частоты к другой параметры такого резонатора без нарушения монокристалличности образца менять трудно.

Не располагая генераторами с широкой полосой настройки, мы не могли воспользоваться подобной методикой и остановились на измерениях только активной части поверхностного сопротивления $\text{Re } Z(\omega)$. При этом имелось в виду то обстоятельство, что хотя измерения $\text{Re } Z(\omega)$ не могут дать полных сведений о $Z(\omega)$, тем не менее они являются достаточными для установления пригодности той или иной модели сверхпроводника.

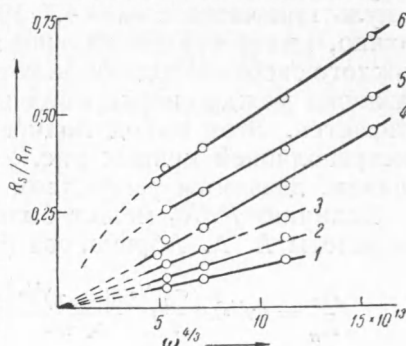


Рис. 1. 1— $T = 2,5$ °К; 2— $3,0$ °К; 3— $3,2$ °К; 4— $3,4$ °К; 5— $3,5$ °К; 6— $3,6$ °К

Прибор, на котором были проведены измерения $\operatorname{Re} Z(\omega)$, описан в наших предыдущих заметках (^{7,8}). В качестве образца применялась монокристаллическая электрополированная оловянная проволока чистоты 99,999%.

Результаты измерений в области частот $1,88 \cdot 10^{10} - 4,5 \cdot 10^{10}$ гц приведены на рис. 1. Из кривых этого рисунка видно, что частотная зависимость активного сопротивления при низких температурах $R_s/R_n \sim \omega^{1/2}$.

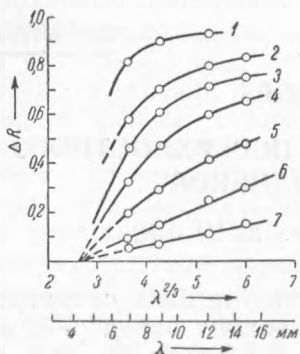


Рис. 2. 1 — $T = 3,0$ °K; 2 — $3,4$ °K; 3 — $3,5$ °K; 4 — $3,6$ °K; 5 — $3,68$ °K; 6 — $3,70$ °K; 7 — $3,71$ °K

Тот факт, что высокочастотное сопротивление при $T < 3,5$ °K имеет подобную зависимость, указывает на ошибочность утверждений, содержащихся в ряде предыдущих работ (^{2,4}), согласно которым частотная зависимость высокочастотного сопротивления имеет вид $R_s/R_n \sim \omega^{2/3}$. Действительно, к соотношению $R_s/R_n \sim \omega^{1/2}$ нельзя относиться с полным доверием, так как оно установлено на основании экспериментов, проводившихся на различных образцах.

На рис. 2 приведены результаты наших исследований в иных координатах: вдоль вертикальной оси отложена величина $\frac{R_n - R_s}{R_n}$,

вдоль горизонтальной оси — значения $\lambda^{1/2}$. Из рисунка видно, что для всех изотерм $R_n - R_s$, повидимому, обращается в нуль при частоте $\omega_0 = 4,7 \cdot 10^{11}$ сек⁻¹. Последнее обстоятельство, возможно, имеет принципиальное значение, указывая на существование для каждого сверхпроводника некоторой критической частоты, выше которой различие между сверхпроводящим и нормальным состояниями металла стирается. Этот вывод подкрепляется еще и тем, что установленное экстраполяцией кривых рис. 2 значение частоты ω_0 совпадает со значением, даваемым равенством $\omega_k = kT_k/n$.

Величина R_s/R_n может быть определена из уравнения, полученного из работы А. А. Абрикосова (¹):

$$\begin{aligned} \frac{R_s}{R_n} &= \alpha \nu^{1/2} \lambda \left(\frac{\sigma_n}{l} \right)^{1/2} \frac{(3 - \eta)^{1/2}}{\eta + 9} \left[\left(\frac{3}{\eta} + 1 \right) V \eta \operatorname{arctg} V \eta + \ln \frac{1 + \eta}{4} \right] = \\ &= \alpha \nu^{1/2} \lambda \left(\frac{\sigma_n}{l} \right)^{1/2} \Phi(\eta), \end{aligned} \quad (1)$$

в котором α — численный коэффициент; σ_n — проводимость металла при $T > T_k$; l — длина свободного пробега электронов; λ — глубина проникновения статического поля в сверхпроводник $\lambda = \lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^4 \right]^{-1/2}$; η — величина, связанная с константами сверхпроводника соотношением

$$\frac{\left(\frac{\epsilon \omega^2}{c^2} \right)^3}{\sigma_s \frac{3\pi^2 \omega}{l} \frac{2c^2}{2c^2}} = \frac{(\eta - 3)^3}{(\eta + 1)^2}.$$

Функция $\Phi(\eta)$ уравнения (1) имеет максимум при $\eta = +0,8$.

Умножая уравнения (1) на $\left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^4 \right]^{1/2} \nu^{-1/2}$, получим:

$$\left\{ \frac{R_s}{R_n} \left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^4 \right]^{1/2} \nu^{-1/2} \right\} = \sigma \lambda_0 \left(\frac{\sigma_n}{l} \right)^{1/2} \Phi(\eta), \quad (2)$$

которое при $\eta = +0,8$ достигает максимального значения и в рамках классической двухжидкостной модели сверхпроводника не должно зависеть от частоты.

Наблюдаемая экспериментально зависимость величины

$$\left\{ \frac{R_s}{R_n} \left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^4 \right]^{1/2} \gamma^{-1/2} \right\}_{\max}$$

от частоты, повидимому, обусловлена ростом с частотой эффективной глубины проникновения λ . Другими словами, для удовлетворительного согласования результатов экспериментов с выражением (2) приходится предположить зависимость $\lambda(\omega) \sim \omega^{1/2}$ в области частот $1,8 \cdot 10^{10} - 3,5 \cdot 10^{10}$ гц и более сильную зависимость λ от ω при более высоких частотах.

Возможно, что зависимость $\lambda = \lambda(\omega)$ является результатом проявления инерционных эффектов (⁷).

В заключение считаем своей приятной обязанностью выразить благодарность действительному члену АН УССР Б. Г. Лазареву и М. И. Каганову за дискуссии полученных результатов, а также Г. Я. Левину и А. Я. Усикову за ценные советы.

Поступило
28 II 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ А. А. Абрикосов, ДАН, **86**, 43 (1952). ² E. Maxwell, P. Marenus, J. Slater, Phys. Rev., **76**, 1332 (1949). ³ М. Хайкин, ДАН, **86**, 517 (1952). ⁴ C. Grebenkemper, J. K. Hagen, Phys. Rev., **86**, 673 (1952). ⁵ W. Fairbank, Phys. Rev., **76**, 1106 (1949). ⁶ М. Хайкин, ДАН, **75**, 661 (1950). ⁷ А. Галкин, П. Безуглый, Докл. АН УССР, **6**, 414 (1951). ⁸ А. Галкин, П. Безуглый, там же, № 2 (1954). ⁹ A. B. Pippard, Physica, **15**, 40 (1949).