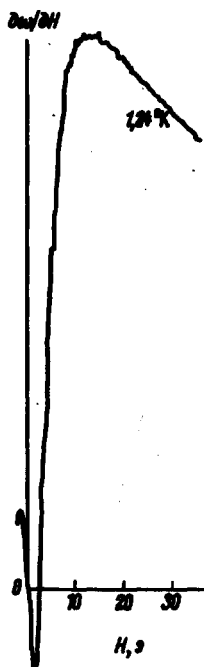


ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ УРОВНЕЙ НА ИМПЕДАНС КАЛИЯ НА РАДИОЧАСТОТАХ

В.Ф.Ганжмагер, Л.А.Фальковский, В.С.Цой

При измерениях поверхностного импеданса $Z = R + iX$ калия в диапазоне радиочастот $\omega/2\pi \approx 10^6 - 10^7$ Гц нами была обнаружена при гелиевых температурах в слабых магнитных полях H от 0 до 50 э немо-
нотонная зависимость $X(H)$. Образцы помещались внутри катушки колебательного контура радиочастотного генератора; изменение импеданса пластинки меняло частоту генерации ($d\omega \sim -dX$), что фиксировалось модуляционным методом. На рисунке приведен пример получав-



Запись производной по полю от мнимой части поверхностного импеданса пластинки калия толщиной 0,6 мм. Частота 6,25 МГц, $j \perp H$

шихся кривых. Внешне кривые очень похожи на те, что были получены в аналогичных экспериментах на висмуте [1], однако, в отличие от висмута и от галлия [2] форма кривых на калии не зависела от амплитуды высокочастотного поля, так что появление минимума $d\omega/dH$ вблизи нулевого поля заведомо не связано с нелинейными эффектами.

Образцы имели форму плоских пластин. Они изготовлялись из металла с относительным остаточным сопротивлением $\rho_0/\rho_{\text{комн}} = 1,8 \cdot 10^{-4}$ либо заливкой жидкого металла в разборную стеклянную форму, либо раздавливанием кусочка калия между двумя стеклянными пластинками. В обоих случаях стекло было покрыто слоем минерального масла для предотвращения прилипания металла при его затвердевании. Приготовленный образец промывался в бензине, затем бензин откачивался, а образец под вакуумом охлаждался до температуры жидкого азота, при которой он обычно хранился. В прибор образцы вставлялись также при температуре жидкого азота. Таким образом, в процессе охлаждения до гелиевых температур поверхности образцов были свободными.

Экспериментально установлено следующее:

1. Величина и ширина экстремумов очень сильно зависит от длины свободного пробега электронов в металле и от состояния поверхности образца, являясь более чувствительным критерием качества образца, чем радиочастотный размерный эффект (наблюдавшийся в тех же экспериментах [3]). Наличие влаги или остатков масла между образцом и подложкой, вызывавшее их сmerzание при охлаждении, приводило к исчезновению эффекта. При понижении температуры от 4,2 до 1,3°K величина максимума $\partial\omega/\partial H$ возрастала в несколько раз; минимум появлялся примерно при 3,5°K, и глубина его тоже быстро увеличивалась с понижением температуры.

2. Экстремумы наблюдались при любой поляризации высокочастотных токов j . Уменьшение угла между H и j смещало их в большие поля.

3. При наклоне поля эффект ослабевал, а при больших углах наклона поля к поверхности образца ($\geq 50^\circ$) — отсутствовал.

4. Изменение частоты от 1 до 10 Мгц существенного влияния на форму кривых не оказывало.

Мы полагаем, что наблюдавшееся явление связано с наличием магнитных поверхностных уровней [4, 5]. Качественно объяснение сводится к следующему. При поле $H \parallel Oz$ и нормали к поверхности $N \parallel Ox$ спектр электронов, скользящих вдоль поверхности, в квазиклассическом приближении имеет вид [4]:

$$\epsilon_n(p_y, p_x) = \frac{p_y^2}{2m} + \frac{p_x^2}{2m} + \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{2/3} \left[\frac{p_y^2}{2m} (\hbar\Omega)^2 n^2 \right]^{1/3} = \phi(p_H) + \epsilon_0 Y_n,$$

где ϵ_n , m , p_y , p_x , p_H — энергия, масса и различные компоненты импульса электрона, $\Omega = eH/mc$ — циклотронная частота, $\epsilon_0 = (p_y^2/2m)^{1/3} \times$

$\times (\hbar\Omega)^{2/3}$, $Y_n = (3\pi/2)^{2/3} n^{2/3}$, а n — целые числа. В квазиклассической части спектра, при очень больших n , уровни эквидистантны, а величина $p_{xn} \sim \sqrt{2m\epsilon_0 Y_n}$ имеет смысл импульса. При переходах в электрическом поле с частотой ω и волновым вектором k должны выполняться законы сохранения:

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \epsilon_0 (Y_{n'} - Y_n) = \pi\epsilon_0 s / \sqrt{Y_n} \\ \hbar k &= \sqrt{2m\epsilon_0} (\sqrt{Y_{n'}} - \sqrt{Y_n}) = \pi/2 \sqrt{2m\epsilon_0} s / Y_n \end{aligned} \quad (s = 1, 2, 3, \dots)$$

откуда, исключив Y_n , получим для s

$$s = \omega^2 / \pi k v_y \Omega$$

(v_y — компонента фермиевской скорости v_F),

Поскольку в кинетическом уравнении частота ω входит в комбинации $\omega + i/\tau$, а в нашем случае $\omega\tau \ll 1$, для качественной оценки можно заменить ω на $1/\tau$. При аномальном скин-эффекте из всех фурье-компонент поля существенны те, у которых $k \sim 1/\delta(1 + i\sqrt{3})$. В результате получим условие для магнитного поля

$$\Omega_s \sim \delta / r^2 v_F s \quad s = 1, 2, 3 \dots$$

Естественно, что это условие определяет не узкие пики в импедансе, как при переходах между двумя определенными уровнями [5], а плавно осциллирующую зависимость $Z(H)$

$$\Delta Z \sim Z_0 e^{-2\pi i s} \sim Z_0 \exp \left\{ \frac{-\delta(1 - i\sqrt{3})}{r^2 v_F \Omega} \right\}.$$

Первый экстремум, соответствующий переходам с $s = 1$, приходится на поле $H \sim \delta mc / e r^2 v_F \sim 10^8$ э, что и наблюдается на опыте. По существу мы имеем дело с той частью спектра, где ширина уровней порядка расстояния между ними. Поэтому не удивительно, что мы наблюдали лишь два экстремума в $\partial\omega/\partial H$. Малость $\omega\tau$ объясняет и слабую зависимость эффекта от частоты: ω в этих условиях входит только через глубину скин-слоя $\delta \sim \omega^{-1/3}$. Наконец, то, что пробег мал и электрон успевает пройти практически всего одну дугу своей траектории, является, по-видимому, причиной отсутствия сильной зависимости эффекта от наклона поля в области малых наклонов.

Сферичность ферми-поверхности калия вызывает, конечно, ослабление эффекта, так как $0 \leq v_y \leq v_F$ и в результате усреднения существенными оказываются лишь электроны окрестности центрального сече-

ния. Однако, тот факт, что до сих пор на высоких частотах не удалось наблюдать поверхностных уровней на щелочных металлах, связан, как нам кажется, не с усреднением, а со способами приготовления образцов – нагартовкой поверхности образцов при охлаждении.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
14 января 1969 г.

Литература

- [1] В.Ф.Гантмахер. Письма в ЖЭТФ, 2, 557, 1965.
- [2] G. F. Cochran, C. A. Shiffman. Phys. Rev., 140, 1678, 1965.
- [3] В.С.Цой, В.Ф.Гантмахер. ЖЭТФ, 56, вып. 4, 1969.
- [4] T. W. Nee, R. E. Prange. Phys. Lett., 25A, 582, 1967.
- [5] М.С.Хайкин. УФН, 96, 409, 1968.