

ОСЦИЛЛЯТОРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ
МЕТАЛЛА ОТ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.С.Хайкин

Осцилляционная зависимость поверхностного сопротивления Z металла от слабого магнитного поля H в диапазоне СВЧ была обнаружена на Sn , In и Cd [1]. Сообщалось о наблюдении этого эффекта на Sn , Al , Cu [2] и на W [3]. Недавно опубликованы подробные исследования осцилляций $Z(H)$ на Sn , In и Al [4]. В данном письме содержится объяснение физических причин этого эффекта и некоторые результаты его исследования на Bi , который был выбран потому, что его поверхность Ферми детально изучена [5].

Существующие расчеты $Z(H)$ относятся либо к области циклотронного резонанса [6], характеризуемой неравенствами $\tau \ll T, z \gg \delta$ (τ - время пребывания электрона в скин-слое δ ; $T = 2\pi/\omega$ - период СВЧ-поля; z - радиус орбиты электрона в поле H), либо к релаксационной области [7,8], для которой $\tau \gg T, z \ll \delta$. Область наблюдения осцилляций $Z(H)$ в слабом поле H определяется соотношениями: $\tau \sim T, z \gg \delta$; для этого случая расчетов нет. До сих пор при поисках причин осцилляций рассматривались лишь электроны, движущиеся в скин-слое δ по дугам, центры которых лежат в глубине металла (рис. I, А). Для таких орбит сравнение, например, времен τ и T или скоростей движения электрона и волны в скин-слое дает правильный порядок величины поля H , при котором возможна особенность $Z(H)$. Однако такой подход не дает убедительного объяснения происхождения осцилляций [4].

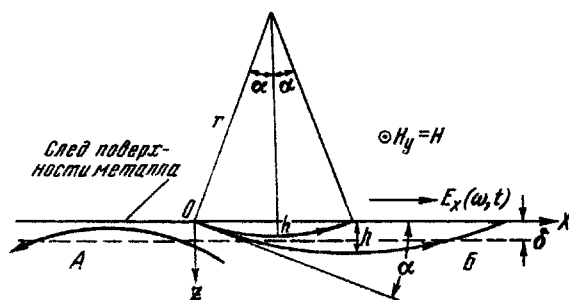


Рис. I

Объяснение физических причин осцилляций $Z(H)$ основано на учете вклада в СВЧ-ток электронов, движущихся по дугам, центры которых лежат над поверхностью металла (рис. I, Б). Такие электроны, двигаясь от точки O на поверхности металла, уходят на глубину h и через время t_0 возвращаются к поверхности, рассеиваясь (или отражаясь) от нее. Рассмотрим их движение, руководствуясь следующими основными соображениями.

I. Будем учитывать лишь электроны, принадлежащие цилиндрической поверхности Ферми и движущиеся с одинаковыми скоростями v_F по дугам одинакового радиуса $z = \rho c / eH$ (ρ - радиус кривизны поверхности Ферми в точке, изображающей электрон).

2. Из множества дуг с разными положениями центров выберем дуги, при движении по начальным участкам которых выполняется условие Ландау оптимального ускорения электронов полем СВЧ-волны. Это условие состоит в равенстве скоростей волны v_g и электрона в направлении OZ; оно определяет оптимальный угол $\alpha = v_g / v_F = \omega / kv_F \ll 1$.

3. Время движения электрона по дуге $t_0 = 2\alpha / \Omega$ ($\Omega = ev_F H / \rho c$) при некоторых значениях H может находиться в простом отношении к периоду T ; это должно приводить к многократному появлению особенностей, т.е. к осцилляциям $Z(H)$ при изменении H .

Случай (1): $k > \delta, \tau < T$; взаимодействие электрона с СВЧ - полем происходит главным образом в начале и в конце орбиты, средняя часть которой лежит в глубине металла. Максимальный вклад электронов в СВЧ-ток имеет место при условии $t_0 = nT$ или $\frac{\alpha}{k} \omega = n \Omega$ (что очевидно при $k \gg \delta, \tau \ll T$ - этот случай аналогичен циклотронному резонансу $\omega = n \Omega$). Для соответствующих значений H_n получим:

$$H_{n(1)}^{-1} = n k e v_F^2 / c \rho \omega^2 \delta = n \Delta H^{-1}; \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

где принято $k = 1/\delta$.

Таким образом, в рассмотренном случае должны иметь место осцилляции $Z(H)$, периодичные в функции от H^{-1} с периодом ΔH^{-1} .

Случай (2): $k < \delta$; амплитуда СВЧ-поля почти одинакова на всей орбите. Поэтому вклад в СВЧ-ток максимален при $t_0 = (n + 1/2)T$ (ускорение электрона в однородном СВЧ-поле за время nT равно нулю). Следовательно, особенности $Z(H)$ возникают при

$$H_{n(2)}^{-1} = (n + 1/2) \Delta H^{-1} \quad (n = 0, 1, 2, \dots);$$

т.е. осцилляции $Z(H)$ происходят с тем же периодом, что и в случае (1), но со сдвигом на $1/2 \Delta H^{-1}$. Для проверки этого вывода был приближенно вычислен вклад ΔI электронов в СВЧ-ток в зависимости от поля H (дуга заменена параболой, затухание не учтено):

$$\Delta I \propto (\omega t_0)^{-1} \left[C(\sqrt{\omega t_0}) + i S(\sqrt{\omega t_0}) \right],$$

где C и S - интегралы Френеля. Положения максимумов S в функции от H^{-1} совпадают с $H_{n(2)}^{-1}$.

Оценка для обычных металлов (g_n) при $\omega = 6 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ дает $H_n = 1/\Delta H^{-1} \approx 3z$, что согласуется с опытами (I-4). Для B_i $H_n \approx 0,3z$, что также соответствует опыту: осцилляции $Z(H)$ на электронах B_i наблюдаются при $H \approx 1z$ (H - параллельно оси электронного "эллипсоида").

Для B_i $\delta \approx 10^{-4}$ см и $h_{n=1} \approx 1/2\tau\alpha^2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см, поэтому при $n \sim 5$ должен иметь место случай (1), а при усилении поля и переходе к $n = 1$ может наблюдаться переход к случаю (2). Это и имеет место в действительности: если поделить измеренные значения H_n^{-1} на $\Delta H_{n=4+5}^{-1}$, то получаем следующий ряд: 0,5; 1,25; 2,1; 3,0; 4,0; 5,0; 6. Значения H_n^{-1} определены по максимумам $X = \text{Im} Z(H)$, которые должны соответствовать максимумам g .

Опыты с B_i на частотах 9,4 и 18,7 Гц показали зависимость $H_n \propto \omega^{1,5 \pm 0,3}$, а измерения [4] в большем диапазоне дали $\omega^{1,52 \pm 0,05}$. Более медленный рост H_n с частотой, чем это должно быть при аномальном скин-эффекте ($\propto \omega^{5/3}$ при $\delta \propto \omega^{-1/3}$), возможно, объясняется тем, что при росте ω условия движения электронов изменяются от случая (1) к (2), вследствие чего H_n должны уменьшаться.

Как в плоскости поверхности образца, так и вне ее выполняется соотношение $H_n(\varphi) = H_n(0)/\cos\varphi$, где $0 < \varphi \leq 80^\circ$ - угол между H и осью электронного "эллипсоида", средняя часть которого неотличима от цилиндра [5]. Осцилляции $Z(H)$ наблюдались только на металлах [1,4], поверхности Ферми которых имеют почти цилиндрические трубки и анизотропия H_n позволяет однозначно связать их с этими трубками.

Осцилляции $Z(H)$ обычных металлов [1,4] имеют характер довольно гладкой кривой, что соответствует приведенным соображениям. Осцилляции на B_i имеют существенно иную форму: особенности $Z(H)$ при H_n относительно более узки и сопровождаются несколькими субосцилляциями, расположенными со стороны больших H ; на рис.2 показаны две первые группы осцилляций. Обострение осцилляций может быть объяснено вкладом электронов, испытывающих m -кратное зеркальное отражение

от поверхности [9], но притяжения соотношения $mt_0 = nT$ недостаточно для объяснения появления субосцилляций.

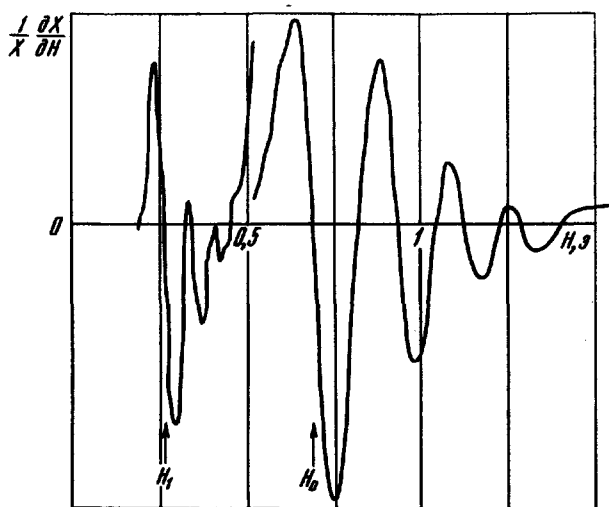


Рис. 2

Учет электронов, сталкивающихся с поверхностью металла, как показано, позволяет объяснить осцилляции $Z(H)$ в слабом поле. Роль таких электронов существенна в релаксационной области [7,8]. Отметим, что их вклад может влиять на наблюдения циклотронного резонанса предельных порядков, когда периметр орбиты приближается к длине свободного пробега. Поскольку при этом весь эффект обусловлен электронами, заходящими в скин-слой лишь 2+3 раза при движении по замкнутой орбите, то роль электронов, движущихся по различным неполным орбитам за времена, кратные T , может стать существенной.

Предложенное объяснение происхождения осцилляций $Z(H)$ в слабом поле, по-видимому, решает вопрос в принципе, но разработка точной теории явления, конечно, еще впереди.

П.Л.Капице автор благодарен за внимание к работе, Р.Т.Мина и В.С.Эдельману за ее обсуждение.

Литература

- [1] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960.
- [2] A.F.Kip, D.H.Langenberg, T.W.Moore. Phys.Rev., 124, 359, 1961.
- [3] E.Fawcett, W.M.Walsh, Jr., Phys.Rev.Lett., 8, 476, 1962.
- [4] J.F.Koch, C.C.Kuo. Phys.Rev., 143, 470, 1965.
- [5] В.С.Эдельман, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 49, 107, 1965; М.С.Хайкин, В.С.Эдельман. ЖЭТФ, 49, 1695, 1965.
- [6] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957; Э.А.Канер, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 33, 1462, 1957.
- [7] M.C.Jones, E.H.Sonheimer. Proc.Roy.Soc., A278, 256, 1964.
- [8] J.P. d'Haenens, D.L.Carter. Phys.Rev., 140, 1992, 1965.
- [9] М.С.Хайкин, В.С.Эдельман. ЖЭТФ, 47, 878, 1964.

К ВОПРОСУ О МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЕ УГЛЕРОДА

М.Н.Павловский, В.П.Дракин

Методом отражения [1], с помощью измерительных устройств, описанных в работах Альтшулера и др. [2,3], изучалась ударная сжимаемость графита в области его гипотетического перехода [4] в металлическую фазу. Плотности образцов искусственного графита составляли 1,77 и 1,85 г/см³. Образцы цейлонского графита прессовались до плотности 2,23 г/см³ из мелкоразмолотого порошка.

Полученные результаты представлены графически в координатах давление - удельный объем ($P-V$). На рисунке они сопоставлены с данными Колебурна [5], исследовавшего ударную сжимаемость пиролитического графита, обладавшего гексагональной структурой решетки, и с результатами динамических измерений сжимаемости графита Алдера и Кристиана [4].

Последние были использованы в работе Банди [6] при построении диаграммы фазового равновесия углерода.