Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 508 – 510 *20 мая 1970 г.*

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ЧИСТЫЙ МЕТАЛЛ

М.П.Кемоклидзе, Л.П.Питаевский

Цель предлагаемой работы – обратить внимание на возможность своеобразного нелинейного прохождения электромагнитных волн через металл. Рассматриваемый эффект связан со свободным пролетом электронов от одной поверхности металлической пластины к другой и аналогичен эффекту плазменного эха, исследованному в ряде работ. В частности, в работе авторов [1] плазменное эхо было рассчитано для случая поперечных электромагнитных волн в плазме. Явление, о котором идет речь в настоящей работе, аналогично рассмотренному в [1]. Оно существует, если длина свободного пробега электронов в металле ℓ много больше толщины пластины d

$$\ell >> d \qquad (1)$$

и если отражение электронов от поверхности металла хотя бы частично является зеркальным.

Возможны различные постановки эксперимента. Мы для определенности будем рассматривать следующую. Пусть слева на металлическую пластинку падает электромагнитная волна E_1 частоты ω_1. Частоту поля мы будем считать достаточно высокой, так что имеет место ситуация нормального скин-эффекта. Точнее, мы будем предполагать выполнение неравенств

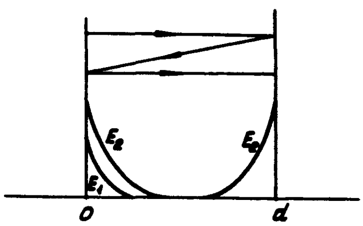
$$\frac{v_0}{\omega_1} << \delta << d << \ell, \qquad (2)$$

где δ – глубина проникновения поля в металл, v_0 – скорость электронов на поверхности Ферми. При условии (2) δ можно записать в виде

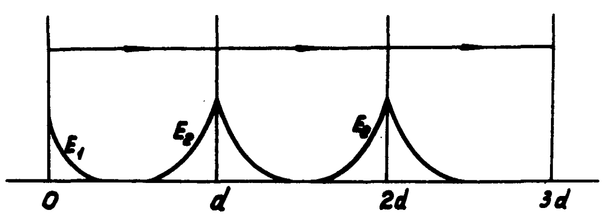
$$\delta = c/\omega_0 ,$$

где $\omega_0 = 4\pi Ne^2/m^*$ – плазменная частота металла, m^* эффективная масса электронов. Мы будем везде пренебрегать анизотропией кристалла, в частности, будем считать поверхность Ферми сферой. Поскольку $\delta << d$, поле E_1 не проникает через пластину. Если, однако, теперь наложить на обеих сторонах пластины поле E_2 с частотой ω_2, то на правой стороне пластины появится поле E_e с частотой ω_1. Амплитуда поля E_e будет пропорциональна $E_1E_2^2$ и будет иметь резкий максимум при $\omega_2 \approx 3\omega_1$. Заранее отметим также, что при условии (1) поле E_e будет не убывать, а возрастать с увеличением толщины пластины d.

Перейдем к количественному расчету явления. Нам нужно решить бесстолкновительное кинетическое уравнение для электронов в металле с точностью до членов порядка $E_1E_2^2$. Мы будем считать, что рассеяние электронов на поверхности будет иметь в основном диффузный характер с малой, но конечной степенью зеркальности $\beta << 1$.



а



б

Интересующий нас эффект возникает от электронов, которые возмущаются полем E_1 у левой поверхности пластины (поверхности *1*), затем зеркально отражаются от правой поверхности *2* и снова зеркально отражаются от поверхности *1*. Число таких электронов будет равно β^2 от полного числа.

Легко понять, что для таких электронов можно заменить их реальное движение с зеркальным отражением прямолинейным движением в фиктивных (зеркально продолженных) полях, как это показано на рисунке. На рисунке *а* показано истинная конфигурация полей, на рисунке *б* – конфигурация продолженных полей. После этого, решение кинетического уравнения проводится точно так же, как в (1).

Результирующая плотность тока с частотой ω_1 вблизи поверхности 2 равна

$$J_y = i\beta^2 \frac{3}{2\pi^2} \frac{e^4 E_1 E_2^2}{\hbar^3} \frac{(2\omega_1 + \omega_2) d^2 v_o^3}{\omega_2^6 \delta^4} \times$$

$$\times \int_0^1 [1 - 2u^2 + \frac{3}{2} u^4 - u^4 \ln u^2] e^{i\frac{\omega_1}{v_o u}x + i\frac{\omega_2}{v_o u}d} \frac{du}{u}. \quad (3)$$

При $\omega_2 \approx 3\omega_1$ плотность тока отлична от нуля лишь в тонком слое толщиной, порядка $r_1 = \frac{v_o}{\omega_1} << \delta$ вблизи поверхности 2. При таком условии, поле E_e определяется формулой

$$E_e = - \frac{2\pi\omega_1}{c^2} e^{-\frac{d-x}{\delta_1}} \delta_1 \int_{-\infty}^{d} i(x)dx. \quad (4)$$

В этом пункте имеется некоторое отличие от (1), связанное с ограниченностью металла. В неограниченном пространстве в (4) стоял бы интеграл от тока в пределах от $-\infty$ до ∞. Такой интеграл равен нулю и использованного в (4) приближения было бы недостаточно.

В результате, при $x = d$ амплитуда прошедшего поля имет вид

$$E_e = \frac{1}{243\pi} \beta^2 \frac{e^4 E_1 E_2^2}{c^2 \hbar^3} \frac{v_o^4 d^2}{\delta^3} \frac{1}{\omega_1^5} \times$$

$$\times \int_0^1 [1 - 2u^2 + \frac{3}{2} u^4 - u^4 \ln u^2] e^{i\frac{\omega_2 - 3\omega_1}{v_o u} d} \frac{du}{u}. \quad (5)$$

Оценки показывают, что эффект может быть не мал даже при достаточно малых значениях β. Так, например, для олова при $\omega_1 \sim \frac{v_o}{c}\omega_o$, $E_e \approx 1{,}4 \cdot 10^3 \beta^2 E_2^2 d^2 E_1$, где d в *см*, E_2 в ед. CGSE. Из (5) видно, что эффект отличен от нуля при $|3\omega_1 - \omega_2| \lesssim v_o / d$. Интересно, что рассматриваемая нелинейная прозрачность пластины увеличивается с ее толщиной.

Авторы благодарны А.Ф.Андрееву за полезные обсуждения.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 апреля 1970 г.

Литература

[1] М.П.Кемоклидзе, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 58, 1853. 1970.