

ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ ПЛАСТИНУ МЕТАЛЛА ПРИ ДИФфуЗНОМ ОТРАЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

*И.Ф.Волошин, С.В.Медведев, В.Г.Скобов,
Л.М.Фишер, А.С.Чернов*

Рассмотрено влияние характера отражения электронов от поверхности на прохождение доплеронной волны через металлическую пластину в постоянном магнитном поле, перпендикулярном к пластине. Показано, что при диффузном отражении амплитуда прошедшего сигнала в области сильных полей намного больше, чем при зеркальном. Дается качественное объяснение физической природы этого эффекта.

Известно [1], что импеданс металла в условиях аномального скин-эффекта слабо зависит от характера отражения электронов от поверхности. На возбуждение геликона в пластине характер отражения оказывает также незначительное влияние [2]. Рассмотрение электромагнитных свойств металлов при диффузном отражении представляет намного более сложную задачу, чем при зеркальном. Поэтому авторы большинства работ по теории проникновения радиочастотного поля через металлы ограничивались рассмотрением зеркального отражения, предполагая, что диффузность отражения не приводит к качественным изменениям результатов. Это предположение оказывается неверным. При возбуждении доплерона или "волны" Гантмахера – Канера при диффузном отражении электронов прошедший сигнал может быть много больше, чем при зеркальном. Продемонстрируем это на простой модели, допускающей точное аналитическое решение.

Рассмотрим компенсированный металл, электронная часть ферми-поверхности которого представляет две сложенные основаниями параболоидные чашки [3], а дырочная – цилиндр с осью, параллельной оси электронной чечевицы. Постоянное магнитное поле H и нормаль к по-

верхности пластины (ось z) параллельны оси симметрии поверхности Ферми. В этой модели нелокальная проводимость не имеет точки ветвления, так что эффект Гантмахера – Канера отсутствует. В случае диффузного отражения распределение электрического поля в пластине для круговой поляризации "минус", соответствующей направлению вращения электронов в магнитном поле, определяется уравнением

$$\frac{d^2 E(\zeta)}{d\zeta^2} = - \frac{\xi}{2\pi} \int_0^L d\zeta' E(\zeta') \int_{-\infty}^{+\infty} dq \left[\frac{1 - i\gamma}{(1 - i\gamma)^2 - q^2} - 1 \right] e^{iq(\zeta - \zeta')} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\left(1 + \frac{1}{iq_0} \frac{d}{d\zeta}\right) E(\zeta) \Big|_{\zeta=0} = 2E_0, \quad \left(1 - \frac{1}{iq_0} \frac{d}{d\zeta}\right) E(\zeta) \Big|_{\zeta=L} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\zeta = 2\pi z/u$, $L = 2\pi d/u$, d – толщина пластины, $u = (c/eH)\partial S/\partial p_z$ – смещение электронов на циклотронный период, S – площадь сечения ферми-поверхности плоскостью $p_z = \text{const}$, p_z – продольная составляющая импульса электрона; $\xi = \omega \omega_p^2 u^2 / 4\pi^2 \omega_c c^2$, ω – частота возбуждающего поля, имеющего амплитуду E_0 , ω_p и ω_c – плазменная и циклотронная частоты электронов; $\gamma = \nu/\omega_c$, ν – частота столкновений электронов с решеткой; $q_0 = \omega u / 2\pi c$. Граничные условия соответствуют падению внешней волны на левую сторону пластины.

Фурье-компонента ядра уравнения (1) является рациональной функцией q , вследствие чего это уравнение сводится к дифференциальному уравнению с постоянными коэффициентами. Соответствующее дисперсионное уравнение имеет два решения q_S и q_D , характеризующие скин-овую и доплеронную компоненты поля. Для толстой пластины ($\text{Im } q_S \cdot L \gg \gg \text{Im } q_D \cdot L > 1$) решение (1), (2) можно записать в виде

$$E(\zeta) = \frac{2q_0 E_0}{1 + q_D + q_S} \left\{ \frac{1 + q_S}{q_S - q_D} e^{iq_S \zeta} - \frac{1 + q_D}{q_S - q_D} e^{iq_D \zeta} + \frac{(q_S + q_D)(1 - q_D + q_S)(1 + q_D)}{(q_S - q_D)(1 + q_D + q_S)(1 - q_D)} e^{iq_D L} \left[\frac{1 + q_D}{q_S - q_D} e^{iq_D(L - \zeta)} - \frac{2q_D(1 + q_S)}{(q_S^2 - q_D^2)(1 - q_D + q_S)} e^{iq_S(L - \zeta)} \right] \right\}. \quad (3)$$

В случае зеркального отражения [4] в тех же предположениях получаем

$$E_{sp}(\zeta) = \frac{2q_0 E_0}{q_S^2 - q_D^2} \left\{ \frac{q_S^2 - 1}{q_S} e^{iq_S \zeta} - \frac{q_D^2 - 1}{q_D} \left[e^{iq_D \zeta} + e^{iq_D(2L - \zeta)} \right] \right\}. \quad (4)$$

Первое и второе слагаемые в (3) описывают скин-слоевую и доплеронную компоненты поля, распространяющегося от левой поверхности пластины, а третье слагаемое — поле доплерона, отраженного от правой поверхности. Аналогичные члены содержатся в (4). Кроме того, в (3) имеется четвертое слагаемое, которое описывает скин-слоевую компоненту, возникшую у правой поверхности вследствие отражения доплерона. В (4) такого слагаемого нет, т. е. при отражении доплерона от правой границы в зеркальном случае скин-слой не возникает. Помимо этого, амплитуды соответствующих компонент в (3) и (4) существенно различаются. Их отличие особенно проявляется в области умеренно сильных магнитных полей, определяемой неравенствами

$$\gamma \ll \xi \ll 1, \quad (5)$$

в которой приближенные выражения для q_S и q_D имеют вид

$$q_S \approx (1 + i) \sqrt{\gamma \xi / 2}, \quad q_D \approx -1 + \frac{\xi}{2} + i\gamma. \quad (6)$$

Нетрудно убедиться, что в области (5) импеданс полубесконечного металла при зеркальном отражении $Z_\infty^{sp} \approx 4\pi q_0 / cq_S$, а при диффузном — $Z_\infty \approx 8\pi q_0 / c\xi$. Амплитуда доплерона также сильно зависит от характера отражения. В (3) она имеет величину $2q_0 E_0$, а в (4) — $2q_0' E_0 \xi$, т. е. при диффузном отражении она много больше, чем при зеркальном. Однако роль диффузного отражения не ограничивается этим. Величина прошедшего через пластину сигнала $E(L)$ определяется не электрическим полем доплерона, а полем скин-слоя, возникающего у правой поверхности. Действительно, амплитуда четвертого слагаемого в (3) в ξ^{-1} раз больше амплитуды прошедшего доплерона. Таким образом, величина поля $E(L)$, имеющего фазу доплерона, принципиальным образом зависит от характера отражения электронов: $E(L) / E_{sp}(L) \approx \xi^{-2} \gg 1$.

Физическую причину полученного результата можно пояснить следующим образом. В случае зеркального отражения электроны приносят поле доплерона и те же электроны уносят то же поле. Электрические поля прошедшего и отраженного доплеронов у правой поверхности складываются, а их магнитные поля практически полностью компенсируются, так что скин-слой не образуется. При диффузном же отражении электрон теряет информацию о поле. Поэтому для отраженных электронов, уносящих поле обратно в металл, поле, созданное у правой поверхности прошедшим доплероном, можно рассматривать в качестве внешнего источника. Под действием этого источника отраженные электроны формируют у правой поверхности скин-слой и отраженный доплерон по-

добно тому, как это происходит у левой поверхности пластины под действием внешней волны. Из формулы (3) видно, что амплитуда отраженного доплерона меньше амплитуды прошедшего на величину порядка q_s / ξ . Электрическое же поле скин-компоненты в q_s / q_0 раз меньше магнитного, т. е. оказывается в $1/\xi$ раз больше электрического поля доплерона (последнее в $1/q_0$ раз меньше магнитного поля доплерона). С помощью аналогичных рассуждений можно объяснить и причину более эффективного возбуждения доплерона у левой границы в случае диффузного отражения электронов.

Очевидно, что эти эффекты будут проявляться и в импедансе пластины при двустороннем возбуждении. Кроме того, естественно ожидать, что различие в характере отражения будет сказываться не только при распространении доплеронов, но и "волн" Гантмахера — Канера.

Всесоюзный
электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
29 марта 1976 г.

Литература

- [1] G.E.H.Reuter, E.H.Sondheimer. Proc. Roy. Soc., A195, 336, 1948.
 - [2] G.A.Baraff. Phys. Rev. 178, 1155, 1969.
 - [3] R.G.Chambers, V.G.Skobov. J.Phys., F1, 202, 1971.
 - [4] D.S.Falk, B.Gerson, J.F.Carolan. Phys. Rev., B1, 406, 1970.
-