Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.12, стр.980 - 984 © 1995г. 25 июня

"СИЛЬНЫЙ" ГЕЛИКОН В МЕТАЛЛАХ С ОТКРЫТЫМИ ОРБИТАМИ

В.Г.Скобов, А.С.Чернов

Международный институт физики

125040 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 мая 1995 г.

Рассмотрено влияние захвата носителей полем РЧ волны большой амплитуды на электромагнитные свойства благородных металлов в геометрии, когда имеются открытые орбиты. Бесстолкновительное поглощение носителями с такими орбитами в линейном режиме столь эффективно, что прохождение геликона через металл невозможно. Показано, что захват этих носителей волновым полем подавляет поглощение и делает возможным распространение геликона.

1. Известно, что постоянное магнитное поле H не ограничивает движения носителей на открытых орбитах и слабо влияет на вклад таких носителей в нелокальную проводимость, который оказывается практически таким же, что и в условиях аномального скин-эффекта при $H = 0$. Поэтому даже в ситуации, когда число носителей на открытых орбитах составляет малую долю от общего числа электронов проводимости, бесстолкновительное поглощение волны такими носителями оказывается столь значительным, что распространение геликонов невозможно. Именно такая ситуация имеет место в благородных металлах в геометрии H||[110], в которой имеются открытые орбиты и геликоны не наблюдаются [1]. В то же время, известно [2-4], что магнитное поле волны большой амплитуды может "захватывать" носители, ответственные за бесстолкновительное поглощение, что приводит к ослаблению этого поглощения. В настоящей работе будет показано, что захват носителей с открытыми орбитами магнитным полем волны может привести к столь сильному уменьшению диссипативной проводимости металла, что в нем становится возможным распространение геликона.

2. Рассмотрим случай, когда вектор распространения волны k направлен вдоль постоянного магнитного поля, k || H || [110] || z, а открытая часть ферми-поверхности металла представляет собой цилиндр, описываемый уравнением $p_x^2/2m_\perp + p_z^2/2m = \varepsilon_F$, где m и $m_\perp$ - продольная и поперечная массы носителей на открытых орбитах, а ε_F - их энергия Ферми. Стандартное вычисление фурье-образа проводимости в нелокальном пределе дает

$$\sigma_{xx}^0(k) = \frac{2n_0e^2}{m_\perp v|k|}\ , \qquad n_0 = \frac{p_B\sqrt{mm_\perp}\varepsilon_F}{2\pi^2\hbar^3}\ , \tag{1}$$

где $v = (2\varepsilon_F/m)^{1/2}$, n_0 - концентрация носителей с открытыми орбитами, p_B - размер зоны Бриллюэна в направлении оси p_y. Выражение для σ_{xx}^0 не зависит от H, поскольку магнитное поле H || z не ограничивает движения носителей вдоль оси x. Это выражение может быть получено в результате умножения локальной проводимости $\sigma_{xx}^l = n_0e^2\tau/m_\perp$ (τ - время свободного пробега носителей) на величину $2/kv\tau$, представляющую относительную долю эффективных носителей.

В геометрии $\mathbf{H} \| [110]$ концентрация носителей с открытыми орбитами n_0 в меди составляет 4% от концентрации электронов n, имеющих замкнутые орбиты. В области сильных магнитных полей, где смещения электронов за циклотронный период меньше длины РЧ волны, электронная часть проводимости включает недиссипативную холловскую проводимость nec/H ($-e$ – заряд электрона, c – скорость света) и диссипативную проводимость, связанную с бесстолкновительным циклотронным поглощением волны. Дело в том, что в геометрии $\mathbf{H} \| [110]$ порог геликона определяется электронами с минимальным смещением за циклотронный период, $u_0 = 2\pi p_0 c/eH$, где $2\pi p_0 = |\partial S/\partial p_z|_{min}$, $S(p_z)$ – площадь сечения поверхности Ферми электронов плоскостью $p_z = \mathrm{const}$. Поэтому в области полей выше порога геликона, где $ku_0/2\pi < 1$, существует циклотронное поглощение волны электронами, для которых $ku/2\pi = 1$. Это поглощение велико в области, где $ku_0/2\pi \sim 1$, и быстро падает при уменьшении ku_0. С учетом сказанного дисперсионное уравнение для поляризации минус в линейном режиме можно записать в виде

$$k^2c^2 = 4\pi\omega \left\{ \frac{nec}{H} \left[1 + i \left(\frac{ku_0}{2\pi} \right)^4 \right] + \frac{i}{2}\sigma^0_{xx} \right\} \quad , \tag{2}$$

где ω – круговая частота волны. Второе слагаемое в квадратных скобках описывает циклотронное поглощение волны электронами, а слагаемое с σ^0_{xx} - поглощение носителями с открытыми орбитами. В области полей H, где мнимые слагаемые в правой части (2) малы по сравнению с вещественным, приближенное решение имеет вид

$$k = k_H + i\kappa_l \quad , \tag{3}$$

$$\begin{aligned} k_H &\simeq k_a/\sqrt{h} \ , \qquad k_a = \left(4\pi\omega n e^2/c^2 p_0\right)^{1/3} \ , \\ h &= H/H_1 \ , \qquad H_1 = k_a c p_0/e \ , \end{aligned} \tag{4}$$

$$\kappa_l \simeq \frac{k_a}{2}\left(h^{-13/2} + \frac{n_0}{n}\alpha h\right) \ , \qquad \alpha = \frac{p_0}{m_\perp v} \ , \tag{5}$$

величина H_1 характеризует порог геликона. Эти выражения применимы в области полей, где выполняются условия $h > 1$ и $\kappa_l \ll k_a/\sqrt{h}$. Затухание κ_l достигает минимума при значении поля $H_m \simeq 2H_1/\alpha^{2/15}$; при этом минимальное значение κ_l есть

$$\kappa_m \simeq 0,046 \ \alpha^{13/15} k_a \ . \tag{6}$$

Полагая $m_\perp = 10^{27}$ г, $p_0 = 0,6\hbar\,\text{Å}^{-1}$, $v = 3 \cdot 10^7$ см/с, находим, что при частоте 1 МГц и толщине образца $d = 0,02$ см произведение $\kappa_m d \simeq 3,7$. Отсюда следует, что наблюдение сигнала геликона, прошедшего через такую пластину, практически невозможно (сигнал ослабляется более чем в 40 раз). Этот вывод соответствует эксперименту: в геометрии $\mathbf{H} \| [110]$ геликоны не наблюдаются [1].

3. Покажем теперь, что в случае сильной нелинейности ситуация радикально меняется. Выражение для нелинейной проводимости мы получим с помощью модифицированной концепции "неэффективности". Рассмотрим уравнение движения носителя с открытой орбитой в постоянном магнитном поле

Н и поле РЧ волны большой амплитуды. Запишем его в системе координат, движущейся вдоль оси z с фазовой скоростью волны ω/k. В этой системе электрическое поле отсутствует, магнитное поле является стационарным, и уравнение движения имеет вид

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{e}{c}\left[\mathbf{v}\left(\mathbf{H} + \mathbf{H}_\omega(z)\right)\right] \quad , \tag{7}$$

где точка сверху означает производную по времени, $\mathbf{H}_\omega(z) = \{H_\omega \cos kz,\ H_\omega \sin kz,\ 0\}$ – магнитное поле волны. Поскольку компонента $v_y = \partial\varepsilon/\partial p_y \equiv 0$, то уравнения для $\dot{v}_x$ и $\dot{v}_z$ не содержат H:

$$\dot{v}_x = \frac{eH_\omega}{m_\perp c} v_z \sin kz \quad , \qquad \dot{v}_z = -\frac{eH_\omega}{mc} v_x \sin kz \quad . \tag{8}$$

Нас интересуют носители с $v_z \ll v$. Полагая для них $v_x \simeq v_\perp \equiv \sqrt{2\varepsilon_F/m_\perp}$, запишем уравнение движения вдоль оси z в форме

$$\ddot{z} = -\frac{\omega_0^2}{k} \sin kz \quad , \tag{9}$$

где

$$\omega_0^2 = kv_\perp\Omega \quad , \qquad \Omega = eH_\omega/mc \quad . \tag{10}$$

Первый интеграл уравнения (9) имеет вид

$$\dot{z}^2 = v_{z0}^2 + \frac{2\omega_0^2}{k^2} \cos kz \quad . \tag{11}$$

Из (11) следует, что носители, для которых $v_{z0} > V \equiv \sqrt{2}\omega_0/k$, совершают инфинитное движение вдоль оси z, а носители, для которых $v_{z0} < V$, захватываются полем волны и совершают колебательное движение с частотой порядка ω_0. Первые называются пролетными, а вторые – захваченными. Поглощение волны зависит от величины $\omega_0\tau$. При $\omega_0\tau \ll 1$ захвата носителей не происходит и осуществляется линейный режим. В обратном случае, $\omega_0\tau \gg 1$, доля носителей, равная V/v, захватывается волной. Именно эти носители в основном ответственны за поглощение волны [2, 4]. Из уравнений (8) следует соотношение $v_x\dot{v}_x = -v_z\dot{v}_z$, которое означает, что колебания частицы вдоль оси z сопровождаются модуляцией скорости v_x. При этом осциллирующая добавка к v_x сдвинута по отношению к полю $H_{\omega y}(z)$ по фазе на $\pi/2$. Ситуация напоминает ту, которая имеет место при движении частицы в высокочастотном ($\omega\tau \gg 1$) электрическом поле. Если колебания являются незатухающими, то частица не поглощает энергию поля. Поглощение связано с затуханием колебаний, которое обусловлено столкновениями частицы с рассеивателями. При этом по сравнению со случаем низкочастотного поля поглощение ослабляется в $(1+\omega^2\tau^2)$ раз. Аналогично этому случаю поглощение волны захваченными носителями в нелинейном режиме должно уменьшиться в $(1+\omega_0^2\tau^2)$ раз. Поэтому формулу для нелинейной проводимости можно получить из выражения для локальной проводимости $\sigma_{xx}^l = n_0 e^2\tau/m_\perp$, если умножить его на долю захваченных носителей V/v и разделить на $\omega_0^2\tau^2$. Другими словами, с точностью до численного множителя порядка единицы проводимость, обусловленная носителями на открытых орбитах, в случае сильной нелинейности $\omega_0\tau \gg 1$ имеет вид

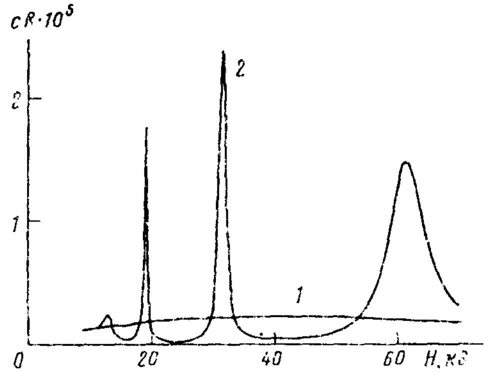
$$\sigma_{xx} \simeq \frac{2n_0e^2}{m_* kv\omega_0\tau} \quad (12)$$

Сравнивая (12) с (1), мы видим, что в нелинейном режиме поглощение падает в $\omega_0\tau$ раз. Этот результат аналогичен результатам для магнитного затухания Ландау геликонов в металлах [2], для нелинейного циклотронного затухания дырочного доплерона в кадмии [3] и для нелинейного скин-эффекта [4].

Из сказанного следует, что в случае сильной нелинейности затухание геликона равно

$$\kappa = \frac{k_a}{2}\left(h^{-13/2} + \frac{n_0}{n}\frac{\alpha h}{\omega_0\tau}\right) . \quad (13)$$

При этом мы считаем, что электроны с большими смещениями за циклотронный период (с большими v_z), обусловливающие циклотронное поглощение, не захватываются волновым полем, и это поглощение остается таким же, что и в линейном режиме.



Расчетные кривые $R(H)$ для пластины меди в линейном *(1)* и нелинейном *(2)* режимах

Таким образом, при больших амплитудах возбуждающего поля затухание геликона, обусловленное носителями на открытых орбитах, подавляется, и становится возможным прохождение геликона через образец. В случае, когда в металле имеется только одна электромагнитная мода, поверхностный импеданс пластины при антисимметричном возбуждении определяется формулой (см., например, [5])

$$Z = -\frac{8\pi i\omega}{c^2k}\,\mathrm{tg}\,\frac{kd}{2} . \quad (14)$$

Подставляя сюда $k = k_H + i\kappa$, нетрудно получить следующее выражение для поверхностного сопротивления пластины:

$$R = \frac{8\pi\omega}{c^2(k_H^2+\kappa^2)}\cdot\frac{k_H\mathrm{sh}(\kappa d) - \kappa\sin(k_H d)}{\mathrm{ch}(\kappa d) + \cos(k_H d)} . \quad (15)$$

При $\kappa d < 1$ и $k_H d = \pi(2s+1)$, где $s = 1, 2, 3, \ldots$, функция $R(H)$ имеет резкие пики, которые обусловлены возбуждением стоячих геликонных волн в пластине. Высота пиков обратно пропорциональна κd. Результаты расчета $R(H)$ для частоты 1 МГц, $H_\omega = 200$ Э, $n = 3\cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, $\tau = 3\cdot 10^{-9}$ с, $d = 0,2$ мм приведены на рисунке. В расчете мы положили $m = m_{\perp}$; при этом затухание геликона достигает минимума при значении поля $H_m = 23,5$ кЭ ($h_m = 2,8$) и равно $\kappa_m \simeq 8\,\text{см}^{-1}$. Видно, что нелинейный эффект является исключительно сильным.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда (грант N3F000) и Российского правительства.

---

1. J.R.Merrill, Phys. Rev. **166**, 716 (1968).
2. Г.А.Вугальтер, В.Я.Демиховский, ЖЭТФ **70**, 1419 (1976).
3. И.Ф.Волошин, Г.А.Вугальтер, В.Я.Демиховский и др., ЖЭТФ **72**, 1503 (1977).
4. О.И.Любимов, Н.М.Макаров, В.Я.Ямпольский, ЖЭТФ **85**, 2159 (1983).
5. A.S.Chernov and V.G.Skobov, Phys. Rep. **244**, 1 (1994).