

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ЦИНКЕ

*В. Г. Скобов, А. С. Чернов*

*Московский государственный инженерно-физический институт  
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 1997 г.

Теоретически изучен доплер-сдвинутый циклотронный резонанс в цинке в линейном и нелинейном режимах. Показано, что отсутствие порога циклотронного поглощения дырками делает доплерон сильно затухающим или приводит к его отсутствию при малых амплитудах волнового поля. При больших амплитудах захват дырок магнитным полем волны подавляет бесстолкновительное поглощение, и распространение доплерона становится возможным. В результате импеданс пластины оказывается осциллирующей функцией магнитного поля. Показано, что эффект должен наблюдаться при частотах порядка нескольких десятков килогерц, в магнитных полях порядка нескольких килогаусс и при амплитудах возбуждающего поля порядка нескольких десятков гаусс.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретическому и экспериментальному исследованию доплеронов в кадмии, обусловленных доплер-сдвинутым циклотронным резонансом (ДСЦР) электронов линзы, было посвящено большое число работ, основные результаты которых описаны в обзоре [1]. В то же время в цинке, поверхность Ферми которого содержит электронную линзу, очень похожую на линзу кадмия, доплероны не наблюдались. Это должно объясняться различием ферми-поверхностей цинка и кадмия. Дырочный «монстр» цинка состоит из шести «столбов», соединенных «руками», расположенными в центральной плоскости зоны Бриллюэна; в кадмии эти «руки» разорваны. Именно благодаря последнему обстоятельству максимальное смещение дырок за циклотронный период в кадмии оказывается в несколько раз меньше смещения электронов в опорной точке линзы, и в области длин волн, соответствующих ДСЦР электронов, бесстолкновительное циклотронное поглощение дырками отсутствует. Поэтому электронный доплерон в кадмии не имеет бесстолкновительного затухания, и его возбуждение приводит к ярко выраженным осцилляциям импеданса пластины как функции магнитного поля. В цинке же имеются орбиты носителей, проходящие через руки монстра, на которых смещения дырок могут принимать сколь угодно большие значения. Вследствие этого циклотронное поглощение дырками существует при любых длинах волн, в том числе и в окрестности ДСЦР электронов линзы. Это бесстолкновительное поглощение дает существенный вклад в затухание электронного доплерона, в результате чего последний и не наблюдается.

Так обстоит дело при малых амплитудах возбуждающего радиочастотного поля. При больших же амплитудах ситуация может измениться. В этом случае возможен захват носителей магнитным полем волны, что приводит к существенному уменьшению бесстолкновительного поглощения. Так, в [2] было установлено, что захват электронов, обуславливающих бесстолкновительное затухание дырочного доплерона в кадмии, при-

водит к сильному возрастанию амплитуды соответствующих доплеронных осцилляций импеданса пластины в нелинейном режиме. Позднее в работах [3, 4] было показано, что в благородных металлах подавление бесстолкновительного поглощения носителями с открытыми орбитами делает возможным распространение геликонов в геометрии, в которой в линейном режиме геликоны не наблюдаются ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$ , где  $\mathbf{k}$  — вектор распространения волны, а  $\mathbf{H}$  — постоянное магнитное поле). Более того, в [5, 4] было продемонстрировано, что подавление циклотронного поглощения в благородных металлах должно приводить к существованию новой нелинейной волны в сравнительно слабых магнитных полях (значительно ниже порога геликона), не имеющей аналогов в линейном режиме.

В настоящей работе показано, что циклотронное поглощение дырками действительно приводит к сильному затуханию электронного доплерона в цинке в линейном режиме и может быть существенно подавлено при вполне достижимых амплитудах возбуждающего поля в нелинейном режиме. В результате в цинке становится возможным наблюдение нелинейного электронного доплерона.

## 2. МОДЕЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ И НЕЛОКАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

В настоящей работе мы рассмотрим ДСЦР в цинке в геометрии  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel C_6$ . Характерным свойством его дырочной поверхности Ферми является наличие седловых точек. Эти точки лежат в перпендикулярной оси  $C_6$  плоскости, которая отделяет сечения монстра, проходящие через руки, от сечений, которые проходят только через столбы. Имеются две такие плоскости, расположенные симметрично относительно центральной плоскости, в каждой из которых находится по шесть седловых точек, лежащих на верхних (или нижних) поверхностях рук строго посередине между соседними столбами. Известно, что на орбитах, проходящих через седловые точки, циклотронная масса и, следовательно, смещение носителей за циклотронный период обращаются в бесконечность. Поскольку орбиты дырок, находящиеся между двумя упомянутыми плоскостями, мало отличаются от круговых, эту часть монстра можно аппроксимировать аксиально-симметричной поверхностью. Мы рассмотрим модель, в которой площадь сечения дырочной ферми-поверхности  $S_h$  зависит от продольной составляющей импульса  $p_z$  следующим образом:

$$S_h(p_z) = 2\pi p p_2 \begin{cases} a + \sqrt{1 - (p_z/p_2)^2}, & |p_z| \leq p_2, \\ a - \sqrt{1 - (2p_2 - |p_z|)^2/p_2^2}, & p_2 \leq |p_z| \leq 2p_2, \end{cases} \quad (1)$$

где  $a > 1$ , а  $p$  и  $p_2$  — параметры размерности импульса. Из (1) следует, что смещение дырок за циклотронный период, определяемое производной  $\partial S_h / \partial p_z$ , имеет корневую особенность при  $p_z = p_2$ :

$$u_h = -\frac{c}{eH} \frac{\partial S_h}{\partial p_z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial S_h}{\partial p_z} = \begin{cases} -2\pi p \frac{p_z/p_2}{\sqrt{1 - (p_z/p_2)^2}}, & |p_z| < p_2, \\ \frac{2\pi p (|p_z| - 2p_2) \text{sign } p_z}{p_2 \sqrt{1 - (2p_2 - |p_z|)^2/p_2^2}}, & p_2 < |p_z| < 2p_2. \end{cases} \quad (3)$$

Таким образом, параметр  $p$  определяет характерное смещение дырок. Величина  $p$  порядка соответствующей величины для электронов в опорной точке линзы. Концентрация дырок, равная концентрации электронов, есть

$$n = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-2p_2}^{2p_2} S_h(p_z) dp_z. \quad (4)$$

В случае, когда вектор распространения волны и постоянное магнитное поле направлены вдоль оси аксиально-симметричной поверхности Ферми ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel z$ ), нелокальная проводимость определяется выражением (см., например, [1]):

$$\sigma_{\pm}(k, H) = \sigma_{xx} \pm \sigma_{yx} = \frac{ec}{H} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{S_h(p_z) dp_z}{\gamma + i [\pm 1 - ku(p_z)/2\pi]}, \quad (5)$$

где  $e$  — абсолютная величина заряда электрона,  $c$  — скорость света,  $\gamma = \nu/\omega_c$ ,  $\nu$  — частота столкновений носителей с рассеивателями,  $\omega_c = eH/mc$  — циклотронная частота носителей, а  $m$  — их циклотронная масса. В (5) мы пренебрегли зависимостью  $\sigma_{\pm}$  от частоты волны  $\omega$ , полагая  $\omega \ll \nu$ .

Получим выражение для нелокальной проводимости, определяющей свойства доплерона, обусловленного ДСЦР электронов линзы и имеющего круговую поляризацию со знаком минус. Подстановка (1)–(3) в (5) и интегрирование по  $p_z$  с учетом (4) дают следующее выражение для дырочной части проводимости:

$$\sigma_{-}^h(k, H) = i \frac{nec}{H} \frac{1}{I_h^2 + q_h^2} \left[ I_h + \frac{q_h^2}{2\sqrt{I_h^2 + q_h^2}} \left( \ln \frac{\sqrt{I_h^2 + q_h^2} + I_h}{\sqrt{I_h^2 + q_h^2} - I_h} - i\pi \right) \right], \quad (6)$$

где

$$q_h = kcp/eH, \quad I_h = 1 + i\gamma_h, \quad (7)$$

$\gamma_h = \nu_h/\omega_{ch}$ ,  $\omega_{ch}$  и  $\nu_h$  — циклотронная частота и частота столкновений дырок. В настоящей работе нас будет интересовать ситуация, когда рассеяние носителей является слабым, а магнитное поле — сильным, так что  $\gamma_h \ll 1$ .

Часть  $\sigma_{-}^h$ , пропорциональная  $-i\pi$  в круглых скобках в (6), описывает бесстолкновительное поглощение волны теми дырками, смещение которых за циклотронный период  $u_h$  равно длине волны  $2\pi/k$ . Это циклотронное поглощение не имеет порога по  $q_h$ , поскольку в интервале  $p_z$  от  $-p_2$  до  $p_2$  производная  $\partial S/\partial p_z$  изменяется от  $-\infty$  до  $\infty$ , так что при любой длине волны  $2\pi/k$  имеются дырки, для которых выполняется условие  $u_h(p_z) = 2\pi/k$ . Таким образом, наличие седловых точек на поверхности Ферми приводит к тому, что циклотронное поглощение в металле существует при любых длинах волн.

В дальнейшем нас будет интересовать окрестность ДСЦР электронов линзы, в которой величина  $q_h$  несколько меньше единицы. При этом диссипативная часть  $\sigma_{-}^h$ , обусловленная рассеянием дырок, оказывается много меньше слагаемого, связанного с циклотронным поглощением. Поэтому можно пренебречь членами порядка  $\gamma_h$  и положить  $I_h = 1$ , в результате чего выражение для  $\sigma_{-}^h$  принимает вид

$$\sigma_{-}^h = i \frac{nec}{H} G(q_h), \quad G(q_h) = \frac{1}{1 + q_h^2} + \frac{q_h^2}{2(1 + q_h^2)^{3/2}} \left( \ln \frac{\sqrt{1 + q_h^2} + 1}{\sqrt{1 + q_h^2} - 1} - i\pi \right). \quad (8)$$

Для описания электронной линзы мы используем модель, предложенную нами в [6] при рассмотрении ДСЦР в кадмии. В этой модели зависимость площади поперечного сечения линзы от продольного импульса электрона имеет вид

$$S_e(p_z) = 4p_0p_3 \left( \cos \frac{\pi p_z}{2p_3} - \rho \right), \quad (9)$$

где  $\rho$  — безразмерный параметр, а  $p_0$  и  $p_3$  — параметры размерности импульса. При значениях  $\rho \geq -1$  уравнение (9) описывает замкнутое выпуклое тело, простирающееся по  $p_z$  от  $-p_F$  до  $p_F$ , где

$$p_F = \frac{2p_3}{\pi} \arccos \rho. \quad (10)$$

Особенность нелокальной проводимости электронов, определяемая видом функции  $\partial S_e / \partial p_z$ , зависит от величины  $\rho$ . В интервале  $-1 \leq \rho < 0$  проводимость имеет корневую сингулярность, при  $\rho = 0$  — логарифмическую, а при  $\rho > 0$  особенность переходит в слабую логарифмическую. Ниже мы рассмотрим ДСЦР электронов в двух случаях:  $\rho = -1$  и  $\rho > 0$ . Случай  $\rho = -1$  является наиболее наглядным: нелокальная проводимость электронов имеет особенно простой вид, и задача о вычислении импеданса пластины может быть до конца решена в аналитическом виде. Подстановка (9) в (5) при  $\rho = -1$  и интегрирование по  $p_z$  с учетом (10) дают для электронной проводимости следующее выражение:

$$\sigma_-^e(k, H) = -i \frac{ne c}{H} \frac{1}{\sqrt{I^2 - q^2}}, \quad (11)$$

где

$$q = kp_0 c / eH, \quad I = -1 + i\gamma, \quad (12)$$

$$n = 4p_0p_3^2 / (\pi\hbar)^3, \quad (13)$$

$n$  — концентрация электронов линзы.

### 3. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Дисперсионное уравнение для РЧ-волны с отрицательной поляризацией имеет вид

$$k^2 c^2 = 4\pi i \omega [\sigma_-^e(k, H) + \sigma_-^h(k, H)]. \quad (14)$$

Корень дисперсионного уравнения, соответствующий электронному доплерону, лежит в области  $q^2 < 1$ . Рассмотрение показывает, что в этой области зависимость недиссипативной части  $\sigma_-^h$  от  $k$  является значительно более вялой, чем  $\sigma_-^e$ . Поэтому при решении дисперсионного уравнения можно ограничиться учетом  $\text{Im} \sigma_-^h$  в локальном приближении, а в  $\text{Re} \sigma_-^h$  удержать лишь квадратичный по  $k^2$  член. Тогда дисперсионное уравнение может быть записано в форме

$$D(q) = 0, \quad (15)$$

где

$$D(q) = q^2 - \xi_0 \left( \frac{1}{\sqrt{I^2 - q^2}} - 1 + i\alpha q^2 \right), \quad (16)$$

$$\xi_0 = 4\pi\omega n p_0^2 c / eH^3, \quad (17)$$

$$\alpha = (\pi/2)(p^2/p_0^2), \quad (18)$$

слагаемое  $-1$  в скобках (16) соответствует локальной холловской проводимости дырок, а последнее слагаемое связано с циклотронным поглощением.

Уравнение (15) можно преобразовать в кубическое уравнение относительно  $q^2$ , корни которого имеют вид

$$\frac{q_l^2}{I^2} = \frac{1}{3} (1 - 2I\xi) + \frac{2}{3} (1 + I\xi) \sin \left\{ \frac{2\pi l}{3} - \frac{1}{3} \arcsin \left[ 1 - \frac{27}{2} \frac{\xi^2}{(1 + I\xi)^3} \right] \right\}, \quad l = 0, 1, 2, \quad (19)$$

где

$$\xi = \xi_0 / (1 - i\alpha\xi_0). \quad (20)$$

В дальнейшем под  $q_l$  мы будем понимать те корни, которые расположены в верхней полуплоскости комплексной плоскости  $q$ . В области полей  $H$  выше порога доплерона ( $\xi_0 < 2$ ) величина  $q_0 \sim \sqrt{i\gamma}$ . Этот малый комплексный корень относится к затухающей скинковой компоненте волнового поля. Корень  $q_1$  относится к доплерону. Его величина асимптотически стремится к  $-1$  в сильных полях ( $\xi_0 \ll 1$ ). Корень  $q_2$  находится на втором листе римановой поверхности функции  $D(q)$ , и ему не соответствует никакая компонента волнового поля.

#### 4. ИМПЕДАНС ПЛАСТИНЫ

Импеданс пластины компенсированного металла с корневой сингулярностью нелокальной проводимости теоретически изучался в [7]. Были рассмотрены как осцилляции импеданса, обусловленные возбуждением распространяющейся волновой моды — доплерона, так и осцилляции Гантмахера–Канера, обусловленные возбуждением неэкспоненциальной компоненты волнового поля, связанной с наличием точки ветвления ( $q^2 = I^2$ ) в нелокальной проводимости (11). Было показано, что если толщина пластины не очень мала, то амплитуда доплеронных осцилляций сильно превышает амплитуду осцилляций Гантмахера–Канера. Поскольку в настоящей работе нас интересует вопрос о возможности распространения доплерона в цинке, ниже мы будем рассматривать именно такую ситуацию и в выражении для импеданса пластины не будем учитывать слагаемое, описывающее осцилляции Гантмахера–Канера. Тогда выражение для импеданса пластины можно представить в форме

$$Z = Z_s [1 - \kappa Z_s b^2 D'(q_1) A \exp(iq_1 L)], \quad (21)$$

$$(\kappa Z_s)^{-1} = q_0 \frac{1 + \exp(iq_0 L)}{1 - \exp(iq_0 L)} + q_1 - \frac{I}{2} - \frac{1}{\pi} \left( q_0 \arcsin \frac{q_0}{I} + q_1 \arcsin \frac{q_1}{I} - q_2 \arcsin \frac{q_2}{I} \right), \quad (22)$$

где

$$b = -2q_1(q_0 + q_1) \exp [J(q_1)] / D'(q_1), \quad D'(q) = dD(q)/dq, \quad (23)$$

$$J(q) = -\frac{1}{2} \ln \left( 1 + \frac{q}{I} \right) - \frac{\xi_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{(3z^2 + 1 + \xi_0) \ln [(1 + z^2)^{1/2} + q/I] dz}{(1 + z^2)[(z^2 + \xi_0)^2 + z^2]}, \quad (24)$$

$$A = \exp \left[ - \left( \frac{seH}{p_0 c} \right)^2 \right], \quad (25)$$

$$\kappa = \frac{ceH}{8\pi\omega p_0}, \quad L = \frac{eH}{cp_0} d, \quad (26)$$

$d$  — толщина пластины,  $s$  — среднеквадратичный размер шероховатостей поверхности пластины. Величина  $Z_s$  представляет собой плавную часть импеданса пластины, а член, содержащий множитель  $\exp(iq_1 L)$ , описывает осцилляции импеданса как функции  $H$ , обусловленные возбуждением доплеронной волны в пластине. Фактор  $A$  в (21) описывает уменьшение амплитуды доплеронных осцилляций вследствие шероховатости поверхности [6].

Интегральное слагаемое в (24) в области сильных полей  $\xi \ll 1$  равно первому слагаемому, а при уменьшении  $H$  вплоть до порога доплерона  $H_L$  изменяется меньше чем на 10%. Поэтому  $J(q_1)$  можно аппроксимировать выражением

$$J(q_1) \simeq -\ln(1 + q_1/I), \quad (27)$$

в результате чего выражение (23) для  $b$  упрощается и принимает вид

$$b = -\frac{2q_1(q_0 + q_1)}{(1 + q_1/I) D'(q_1)}. \quad (28)$$

Результаты расчета поверхностного сопротивления пластины  $R = \text{Re } Z$  как функции  $H$  при малой амплитуде возбуждающего РЧ поля, когда справедлива линейная теория, приведены на рис. 1 (кривая 1). Расчет выполнен для значений параметров

$$p_0 = 1.5 \hbar \text{ \AA}^{-1}, \quad n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad \nu = 4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad (29)$$

частоты возбуждающего поля  $\omega/2\pi = 100$  кГц, толщины пластины  $d = 2$  мм и  $s = 3 \cdot 10^{-3}$  см. Видно, что график  $R(H)$  представляет собой монотонно возрастающую функцию, у которой практически нет осцилляций. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, доплеронные осцилляции подавляются вследствие шероховатости пластины: в сильных магнитных полях  $H$ , где смещение резонансных электронов  $2\pi c p_0 / eH$  становится сравнимым с размером шероховатостей, величина  $A$  оказывается много меньше единицы. Во-вторых, циклотронное поглощение дырками приводит к существенному уменьшению длины затухания доплерона  $w$ . На рис. 2 сплошная кривая изображает график  $w(H)$ . Для сравнения на том же рисунке штриховой линией

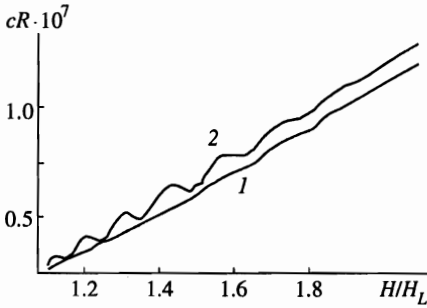


Рис. 1

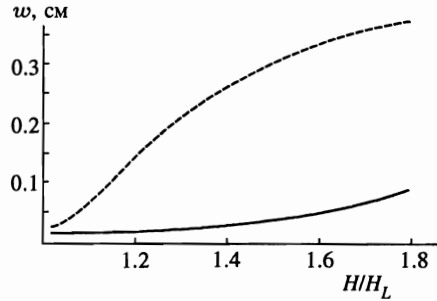


Рис. 2

**Рис. 1.** Зависимость поверхностного сопротивления пластины от магнитного поля в линейном (кривая 1) и нелинейном (кривая 2) режимах при  $\omega/2\pi = 100$  кГц и  $d = 2$  мм ( $H_L = 3$  кЭ)

**Рис. 2.** Зависимость длины затухания доплерона от постоянного магнитного поля в линейном (сплошная кривая) и нелинейном (штриховая кривая) режимах

изображен график  $w_0(H)$  в отсутствие циклотронного поглощения дырками ( $\alpha = 0$ ). Видно, что в области умеренных магнитных полей  $H > H_L$  величина  $w$  оказывается значительно меньше толщины пластины  $d$ . В результате доплерон, возбуждаемый внешним полем у одной из поверхностей пластины, не доходит до другой поверхности. Таким образом, в сильных магнитных полях осцилляции подавляются вследствие шероховатостей пластины, а в слабых — вследствие бесстолкновительного затухания.

В нелинейном режиме ситуация может существенно измениться. Магнитное поле волны большой амплитуды «захватывает» дырки с  $p_z = p_z^0$ , удовлетворяющие условию

$$u_h(p_z^0) = 2\pi/k. \tag{30}$$

Продольная скорость этих дырок модулируется с частотой [2]

$$\omega_0 = \frac{e}{mc} \left| H H_a \left( \frac{|S_h|}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\partial^2 S_h}{\partial p_z^2} / \frac{\partial S_h}{\partial p_z} \right|_{p_z=p_z^0}^{1/2}, \tag{31}$$

где  $H_a$  — амплитуда магнитного поля волны в металле. Для рассматриваемой нами модели дырочной ферми-поверхности

$$\omega_0 \sim \omega_{ch} \sqrt{H_a/H}. \tag{32}$$

В нелинейном режиме, когда частота  $\omega_0$  много больше частоты столкновений дырок  $\nu_h$ , циклотронное поглощение уменьшается в меру малости отношения  $\nu_h/\omega_0$ . Это означает, что в выражении (16) для  $D(q)$  нужно провести замену  $\alpha \rightarrow \alpha \nu_h/\omega_0$ . В результате затухание доплерона уменьшается. Если отношение  $\omega_0/\nu_h$  достаточно велико, то длина затухания доплерона возрастает от величины  $w$  до величины  $w_0$ , график которой изображен штриховой линией на рис. 2. Зависимость  $R(H)$  в этом случае изображается кривой 2 на рис. 1. В отличие от кривой 1 на кривой 2 отчетливо видны доплеронные осцилляции.

### 5. ДСЦР ЭЛЕКТРОНОВ ОПОРНОЙ ТОЧКИ

Выше мы рассмотрели случай, когда ДСЦР обусловлен электронами с орбитой конечного размера и проводимость имеет корневую сингулярность. Вероятнее, однако, что ДСЦР в цинке обусловлен электронами опорной точки линзы и проводимость  $\sigma_-$  имеет слабую логарифмическую особенность. Рассмотрим теперь этот случай. Будем считать параметр  $\rho$ , характеризующий форму линзы и тип резонанса, малой положительной величиной. Чтобы при этом наибольшее значение  $|\partial S_e / \partial p_z|$  по-прежнему равнялось  $2\pi p_0$ , запишем выражение для  $S_e(p_z)$  не в форме (9), а в несколько ином виде:

$$S_e(p_z) = 2\pi p_0 \frac{p_1}{\sigma^2} \left( \cos \frac{\sigma p_z}{p_1} - \rho \right), \quad |p_z| \leq p_F, \quad (33)$$

$$\sigma = \sqrt{1 - \rho^2}, \quad p_F = (p_1 / \sigma) \arcsin \sigma, \quad (34)$$

где  $p_1$  — параметр размерности импульса.

Продольная скорость электронов есть

$$v_{ze} = -\frac{1}{2\pi m_e} \frac{\partial S_e}{\partial p_z} = \frac{p_0}{m_e \sigma} \sin \frac{\sigma p_z}{p_1}, \quad (35)$$

ее максимальное значение достигается в опорной точке линзы при  $p_z = p_F$  и равно  $v_0 = p_0 / m_e$ . Концентрация электронов  $n$  определяется теперь соотношением

$$n = \frac{p_0 p_1^2}{\pi^2 \sigma^2 \hbar^3} \lambda, \quad \lambda = 1 - \rho \frac{p_F}{p_1}. \quad (36)$$

Подстановка (33) в (5) и интегрирование по  $p_z$  дают

$$\sigma_-^e(k, H) = -i \frac{ne c}{H} f(q), \quad (37)$$

$$f(q) = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{1}{2q} \ln \frac{I - q}{I + q} + i \frac{\rho}{2\sqrt{\sigma^2 I^2 - q^2}} \ln \frac{\rho + i\sqrt{\sigma^2 - q^2 / I^2}}{\rho - \sqrt{\sigma^2 - q^2 / I^2}} \right], \quad (38)$$

где  $q$  и  $I$  определяются формулами (12).

Выражение для функции  $D(q)$  в левой части дисперсионного уравнения (15) принимает теперь вид

$$D(q) = q^2 - \xi_0 [f(q) - G(\eta q)], \quad \eta = p / p_0, \quad (39)$$

где  $G$  дается формулой (8).

В этой модели область существования доплерона имеет не только нижний, но и верхний порог по  $H$  [6]. Нижний порог  $H_L$  определяется соотношениями

$$H_L = \left( \frac{4\pi\omega n p_0^2 c}{e \xi_L} \right)^{1/3}, \quad \xi_L = 6 \left( \frac{3}{\sigma^2} - \frac{1}{\lambda} \right)^{-1}. \quad (40)$$

Верхний порог  $H_U$ , соответствующий условию  $q^2 = 1$ , находится из уравнения  $D(1) = 0$ . Величина  $H_U$  определяется формулами



$$H_U = H_L \left( \frac{\xi_L}{\xi_U} \right)^{1/3}, \quad \xi_U = \left( \frac{1}{\lambda} \ln \frac{1}{\rho} - 1 \right)^{-1}. \quad (41)$$

Из (41) следует, что  $H_U$  тем больше, чем меньше  $\rho$ . При  $\rho \rightarrow 0$  значение  $H_U$  неограниченно возрастает, что соответствует превращению эллиптической опорной точки в параболическую.

В этой модели дисперсионное уравнение  $D(q) = 0$ , как и ранее, имеет скиновы корень  $q_0$  и доплеронный корень  $q_1$ , однако теперь их можно найти только численно. Соответственно, и плавная часть импеданса пластины определяется интегралом:

$$(\kappa Z_s)^{-1} = q_0 \frac{1 + \exp(iq_0 L)}{1 - \exp(iq_0 L)} + q_1 + K, \quad (42)$$

$$K = \frac{\xi_0}{\pi} \int_1^\infty q dq \frac{2q\Delta - q^2\Delta' - \xi_0(F'\Delta - F\Delta')}{(q^2 - \xi_0 F)^2 + \xi_0^2 \Delta^2}, \quad (43)$$

где

$$F(q) = \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{1}{2q} \ln \frac{q - I}{q + I} - \frac{\rho}{2\sqrt{q^2 - \sigma^2 I^2}} \ln \frac{\sqrt{q^2/I^2 - \sigma^2} + \rho}{\sqrt{q^2/I^2 - \sigma^2} - \rho} \right] - G(\eta q), \quad (44)$$

$$\Delta(q) = \frac{\pi}{2\lambda} \left( \frac{1}{q} - \frac{\rho}{\sqrt{q^2 - \sigma^2 I^2}} \right), \quad (45)$$

штрих означает дифференцирование по  $q$ . Заметим также, что, как и в модели с корневой сингулярностью, величину  $b$ , характеризующую амплитуду доплеронных осцилляций, можно аппроксимировать выражением (28).

Результаты расчета производной поверхностного сопротивления пластины  $dR/dH$  для значений параметров (29), частоты  $\omega/2\pi = 100$  кГц, толщины  $d = 1.5$  мм и  $s = 4 \cdot 10^{-3}$  см представлены на рис. 3. Кривая 1 соответствует линейному режиму, а кривая 2 — нелинейному. Кривая 2 получена для амплитуды волнового поля  $H_a = 20$  Гс, при которой отношение  $\nu/\omega_0$  в области существования доплерона составляет менее 0.1. Таким образом, при вполне умеренных значениях  $H_a$  подавление циклотронного поглощения оказывается настолько значительным, что становится возможным распространение доплерона.

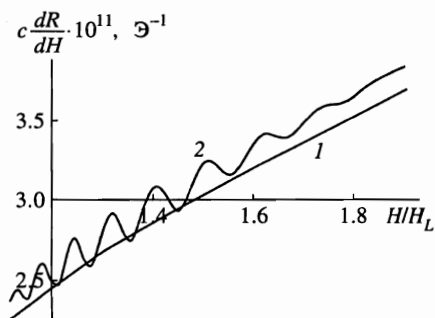


Рис. 3. Графики производной поверхностного сопротивления пластины по магнитному полю в линейном (кривая 1) и нелинейном (кривая 2) режимах при  $\omega/2\pi = 100$  кГц и  $d = 1.5$  мм ( $H_L = 3$  кЭ)

В проведенном расчете параметр  $\alpha$  (18), определяющий величину циклотронного затухания, близок к единице. В действительности имеющиеся сведения о дырочном монстре в цинке недостаточны для аккуратного определения параметра  $p$ , входящего в формулу (18) для  $\alpha$ . Реальное значение  $\alpha$  может оказаться больше принятого нами. Поэтому целесообразно проанализировать, как величина  $\alpha$  влияет на свойства доплерона. Анализ показывает, что по мере увеличения  $\alpha$  доплеронный корень  $q_1$  дисперсионного уравнения обходит против часовой стрелки точку ветвления проводимости  $q = I$  и при некотором значении  $\alpha = \alpha_0$  уходит под разрез на нефизический лист римановой поверхности функции  $D(q)$ . Это критическое значение  $\alpha_0$  зависит от величины магнитного поля  $H$ . Оно максимально в середине области существования доплерона и уменьшается при приближении  $H$  к верхнему или нижнему порогу. В результате оказывается, что по мере увеличения  $\alpha$  верхнее и нижнее пороговые поля  $H_U$  и  $H_L$  сближаются и при  $\alpha \simeq 2$  доплерон исчезает. Поэтому, если монстр в цинке таков, что  $\alpha > 2$ , нелинейный эффект будет наиболее впечатляющим: в нелинейном режиме появляется возможность распространения доплерона, в то время как в линейном режиме он вообще не существует.

## Литература

1. A. S. Chernov and V. G. Skobov, Phys. Rep. **244**, 1 (1994).
2. И. Ф. Волошин, Г. А. Вугальтер, В. Я. Демиховский и др., ЖЭТФ **72**, 1503 (1977).
3. В. Г. Скобов, А. С. Чернов, Письма ЖЭТФ **61**, 980 (1995).
4. В. Г. Скобов, А. С. Чернов, ЖЭТФ **109**, 992 (1996).
5. A. S. Chernov and V. G. Skobov, Phys. Lett. A **205**, 81 (1995).
6. Н. А. Подлевских, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, ФТТ **27**, 330 (1985).
7. И. Ф. Волошин, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, ЖЭТФ **82**, 293 (1982).