

Квантовые волны в цинке

© С.Н. Савельева, В.Г. Скобов, А.С. Чернов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 18 июня 1999 г.)

Теоретически исследовано влияние квантования носителей в магнитном поле на волновые свойства цинка. Показано, что в СВЧ диапазоне циклотронное поглощение волны дырками приобретает ярко выраженную квантовую структуру: величина поглощения как функция магнитного поля представляет совокупность узких квантовых пиков, разделенных глубокими минимумами. В минимумах подавление циклотронного поглощения оказывается настолько сильным, что становится возможным распространение электронного доплерона — моды, которая в классических условиях имеет большое затухание и в цинке не наблюдается.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-18393).

Изучению доплеронов в кадмии, обусловленных доплер-сдвинутым циклотронным резонансом (ДСЦР) электронов линзы, посвящено большое число работ (см. обзор [1]). В то же время в цинке, электронная ферми-поверхность которого подобна линзе кадмия, доплероны не наблюдались. Это объясняется различием дырочных ферми-поверхностей цинка и кадмия [2]. Дырочный "монстр" цинка состоит из шести "столбов", соединенных "руками" в центральной плоскости зоны Бриллюэна. В кадмии же эти "руки" разорваны, вследствие чего смещение дырок за циклотронный период оказывается в несколько раз меньше смещения электронов в опорной точке линзы. Поэтому в области длин волн, соответствующих ДСЦР электронов, циклотронное поглощение дырками отсутствует и электронный доплерон не имеет бесстолкновительного затухания, что позволяет его легко наблюдать. В цинке же имеются дырочные орбиты, проходящие по рукам монстра, на которых смещения носителей могут иметь сколь угодно большие значения. Циклотронное поглощение такими носителями существует при любых длинах волн, в том числе и в окрестности ДСЦР электронов. Это бесстолкновительное поглощение приводит к сильному затуханию электронного доплерона, вследствие чего последний и не наблюдается. В нелинейном режиме ситуация меняется. Магнитное поле большой амплитуды захватывает дырки, ответственные за бесстолкновительное поглощение, что приводит к его существенному подавлению. В результате в цинке становится возможным распространение нелинейного электронного доплерона [2]. Эффект должен наблюдаться при частотах порядка нескольких десятков килогерц.

Помимо захвата носителей магнитным полем волны возможен и другой механизм подавления бесстолкновительного поглощения. Таким механизмом является квантование носителей в магнитном поле. Как показано в [3], квантование дырок в благородных металлах приводит к тому, что циклотронное поглощение приобретает ярко выраженную квантовую структуру. Как функция магнитного поля H поглощение представляет

собой совокупность узких и высоких квантовых пиков, разделенных широкими и глубокими минимумами. Природа этих осцилляций аналогична природе гигантских квантовых осцилляций поглощения ультразвука в металлах [4]. Важно, что в минимумах поглощения его величина оказывается много меньше, чем в классическом случае. Поэтому в соответствующих интервалах значений H диссипативная часть нелокальной проводимости может стать малой по сравнению с недиссипативной частью. В результате в металле становится возможным распространение своеобразных квантовых волн, частоты которых пропорциональны четвертой степени волнового вектора. Подобное подавление циклотронного поглощения в квантовом случае в принципе может иметь место и в цинке. При этом если уменьшение поглощения в минимумах квантовых осцилляций будет достаточно существенным, то длина затухания электронного доплерона может стать больше толщины пластины и в ней будут возбуждаться квантовые волны. Результат несколько напоминает "просветление" цинка в нелинейном режиме, но это просветление должно иметь место в СВЧ диапазоне, а не в диапазоне длинных радиоволн. Кроме того, оно происходит только в интервалах значений H , соответствующих окрестностям минимумов квантовых осцилляций циклотронного поглощения. Теории этого эффекта и посвящена настоящая работа.

1. Циклотронное поглощение в классическом случае

Рассмотрим ДСЦР в цинке в геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel C_6 \parallel z$, где \mathbf{k} — вектор распространения волны, а \mathbf{H} — постоянное магнитное поле. Дырочный монстр в цинке состоит из шести "столбов", параллельных оси C_6 и соединенных тонкими "руками" в гексагональной плоскости. На двух пограничных сечениях, отделяющих орбиты, которые проходят по "рукам" от одного "столба" к другому, от орбит, которые охватывают только отдельные столбы, находятся седловые точки. На орбитах, проходящих через эти точки, циклотронная масса дырок и, следовательно,

их смещения за циклотронный период обращаются в бесконечность. Поскольку орбиты, находящиеся между двумя упомянутыми плоскостями, мало отличаются от круговых, то эту часть монстра можно аппроксимировать аксиально-симметричной поверхностью. Рассмотрим модель, в которой закон дисперсии дырок имеет вид

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left[\frac{1}{4p^2} (p_x^2 + p_y^2 - p_1^2)^2 + p_z^2 \right], \quad (1)$$

где m — константа размерности массы, а p и p_1 — константы размерности импульса. Площадь сечения изоэнергетической поверхности плоскостью $p_z = \text{const}$ в этой модели

$$S(\epsilon, p_z) \equiv \pi(p_x^2 + p_y^2) = \pi \left(p_1^2 - 2p\sqrt{2m\epsilon - p_z^2} \right). \quad (2)$$

Циклотронная масса дырок m_c и их смещение за циклотронный период определяются формулами

$$m_c(\epsilon, p_z) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{\partial S}{\partial \epsilon} \right| = \frac{mp}{\sqrt{2m\epsilon - p_z^2}}, \quad (3)$$

$$u_h(\epsilon, p_z) = -\frac{c}{eH} \frac{\partial S}{\partial p_z} = 2\pi \frac{cp}{eH} \frac{p_z}{\sqrt{2m\epsilon - p_z^2}}. \quad (4)$$

Таким образом, m_c и u_h имеют корневую сингулярность при $p_z \rightarrow \sqrt{2m\epsilon}$. Из (4) видно, что параметр p определяет характерное смещение дырок. Поскольку смещения большинства дырок в цинке меньше смещений электронов линзы, примем $p = p_0/2$, где p_0 — параметр, определяющий максимальное смещение электронов линзы. В рассматриваемом случае нелокальная проводимость определяется выражением (см., например, [1])

$$\sigma_-^h(k, \omega, H) \equiv \sigma_{xx}^h - i\sigma_{yx}^h = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty d\epsilon \frac{df(\epsilon)}{d\epsilon_F} \times \int_{-\infty}^\infty \frac{S(\epsilon, p_z) dp_z}{m_c(\epsilon, p_z) [\nu - i(\omega + \omega_c - kv_z)]}, \quad (5)$$

где ω — угловая частота волны, $-e$ — заряд электрона, $v_z = \partial\epsilon/\partial p_z$ — составляющая скорости вдоль оси z , $\omega_c = eH/m_c c$ — циклотронная частота, c — скорость света, $f(\epsilon) = [\exp((\epsilon - \epsilon_F)/k_0 T) + 1]^{-1}$ — функция Ферми, T — температура, k_0 — постоянная Больцмана, ϵ_F — энергия Ферми, ν — частота столкновений носителей с рассеивателями.

Будем рассматривать ДСЦР электронов в случае, когда циклотронные частоты носителей ω_c много больше их частот столкновений и частоты ω , так что членами порядка ω/ω_c и ν/ω_c можно пренебречь. Из формулы (5) видно, что в мнимую часть σ_-^h вносят вклад все носители, а вещественная часть $\sigma = \text{Re}\sigma_-^h$ определяется вкладом дырок, для которых выполняется условие циклотронного поглощения $\omega_c(p_z) = kv_z$. При этом, поскольку смещения подавляющего большинства дырок

значительно меньше смещений электронов, пространственной дисперсией $\text{Im}\sigma_-^h$ можно пренебречь. Тогда $\text{Im}\sigma_-^h$ совпадает с локальной холловской проводимостью дырок и получаем

$$\sigma_-^h = i \frac{n_h e c}{H} + \sigma, \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-\infty}^\infty \frac{\nu}{\nu^2 + [\omega_c(p_z) - kv_z]^2} \frac{S(\epsilon_F, p_z) dp_z}{m_c(\epsilon_F, p_z)}, \quad (7)$$

где n_h — концентрация дырок. В (7) мы заменили $df(\epsilon)/d\epsilon_F$ на $\delta(\epsilon - \epsilon_F)$ и взяли интеграл по ϵ . Поскольку $\nu \ll \omega_c$, то интеграл (7) определяется малой окрестностью значения $p_z = p_c$, которое является решением уравнения $\omega_c(p_z) = kv_z$ и дается формулой

$$p_c = \frac{p_F}{\sqrt{1 + q_h^2}}, \quad (8)$$

где

$$q_h = \frac{kpc}{eH}, \quad p_F = \sqrt{2m\epsilon_F}. \quad (9)$$

Поэтому с точностью до малых членов порядка ν/ω_c находим

$$\sigma^h = \frac{n_h e c}{H} [i + C(q_h)], \quad (10)$$

$$C(q_h) = \frac{\pi}{2} \frac{q_h^2}{(1 + q_h^2)^{3/2}}. \quad (11)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках в (10) описывает бесстолкновительное циклотронное поглощение волны дырками. Оно отлично от нуля при любых конечных q_h , т.е. циклотронное поглощение не имеет порога со стороны длинных волн. Это обстоятельство, связанное с наличием седловых точек на руках монстра, и приводит к существенному отличию волновых свойств цинка и кадмия.

Для описания электронной ферми-поверхности мы используем модель линзы, в которой закон дисперсии электронов имеет вид

$$\epsilon_c(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m_e} \left(p_x^2 + p_y^2 + \frac{4}{\pi} p_0 p_3 \sin^2 \frac{\pi p_z}{4p_3} \right), \quad (12)$$

где m_e — параметр размерности массы, а p_0 и p_3 — параметры размерности импульса.

Вычисление интеграла (5) в этом случае приводит к следующему выражению для электронной части проводимости:

$$\sigma_-^e(k, H) = -i \frac{n_e e c}{H} \frac{1}{\sqrt{I^2 - q^2}}, \quad (13)$$

где

$$q = \frac{k p_0 c}{eH}, \quad I = -1 + i\gamma_e, \quad \gamma_e = \frac{\nu_e}{\omega_{ce}}, \quad (14)$$

индекс "e" отмечает величины, относящиеся к электронам.

Дисперсионное уравнение для волны, поле которой вращается против часовой стрелки (поляризация минус), имеет вид

$$k^2 c^2 = 4\pi i\omega[\sigma_-(k, H) + \sigma_-^h(k, H)]. \quad (15)$$

С учетом (10), (11) и (13) его можно представить в форме

$$D(q) = 0, \quad (16)$$

$$D(q) = q^2 - \xi \left(\frac{1}{\sqrt{\Gamma^2 - q^2}} - 1 + iC(\eta q) \right), \quad (17)$$

где

$$\xi = \frac{4\pi\omega n_e p_0^2 c}{eH^3}, \quad \eta = \frac{p}{p_0}. \quad (18)$$

В (17) мы учли, что концентрации электронов и дырок в цинке равны: $n_e = n_h$.

ДСЦР электронов линзы имеет место в области магнитных полей, где $\xi < 2$. В этой области дисперсионное уравнение имеет малый комплексный корень q_1 , соответствующий скинковой компоненте волнового поля, и доплеронный корень q_2 , близкий к -1 , который связан с резонансной особенностью электронной проводимости. Скинновый корень обусловлен столкновениями электронов. Его можно найти, если разложить выражение в квадратных скобках в (17) по степеням q^2 и удержать два первых члена разложения. Это дает

$$q_1^2 = \frac{i\gamma_e \xi}{1 - \xi/2 - i\pi\eta/2}. \quad (19)$$

Доплеронный корень можно найти, если учесть, что $q_2^2 < 1$, а $\eta^2 = 1/4$, и пренебречь q_1^2 в знаменателе (11). Тогда дисперсионное уравнение преобразуется в кубическое уравнение относительно q^2 , два корня которого имеют вид

$$q_{2,3} = - \left(\frac{1}{2} - \xi_c \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \xi_c} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

где

$$\xi_c = \frac{\xi}{1 - i\Gamma\xi}, \quad \Gamma = \frac{\pi}{2}\eta^2, \quad (21)$$

знак плюс перед радикалом относится к корню q_2 , а минус — к корню q_3 . Корень q_2 соответствует резонансной моде — электронному доплерону. Затухание этой моды, пропорциональное $\text{Im}q_2$, обусловлено циклотронным поглощением волны дырками (величиной $\Gamma\xi$). Комплексный корень q_3 находится на втором листе римановой поверхности функции $D(q)$, и ему не соответствует никакая мода.

В области магнитных полей, где $\xi \sim 1$, величина $q_2'' = \text{Im}q_2$ мала по сравнению с единицей. Однако благодаря бесстолкновительному циклотронному поглощению она все же настолько значительна, что длина затухания электронного доплерона оказывается существенно меньше толщины пластины. Поэтому доплеронная мода не проходит через пластину, и в классических условиях доплерон в цинке не наблюдается.

2. Циклотронное поглощение в квантовом случае

Рассмотрим теперь влияние квантования энергии дырок на циклотронное поглощение в случае, когда расстояние между уровнями Ландау много больше тепловой энергии

$$\hbar\omega_c \gg k_0 T. \quad (22)$$

Для этого воспользуемся правилом квазиклассического квантования, согласно которому площадь орбит носителей в магнитном поле имеет дискретные значения

$$S(\epsilon, p_z) \equiv \pi(p_x^2 + p_y^2) = 2\pi \frac{\hbar e H}{c} n, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (23)$$

Подставляя (23) в (1), находим собственные значения энергии дырок

$$\epsilon_{np_z} = \frac{1}{2m} \left[\left(\frac{\hbar e H}{c p} \right)^2 (N - n)^2 + p_z^2 \right], \quad N = \frac{c p_1^2}{2\hbar e H}. \quad (24)$$

Квантовое выражение для проводимости, связанной с циклотронным поглощением, можно получить, если подставить (23) и (24) в (7) и заменить интегрирование по ϵ суммированием по n с одновременным умножением на $\hbar\omega_c$. В результате получаем

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left(\frac{eH}{c} \right)^2 \times \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{df(\epsilon_{np_z})}{d\epsilon_F} \frac{n\nu}{m_c^2 [\nu^2 + (\omega_c - kp_z/m)^2]}, \quad (25)$$

где циклотронная частота ω_c , определяемая соотношением $\hbar\omega_c = \epsilon_n - \epsilon_{n+1}$, зависит теперь от квантового числа n .

Под знаком интеграла в (24) стоит произведение двух дельтаобразных функций. Производная функции Ферми представляет собой узкий пик, расположенный при $p_z = p_n$, где

$$p_n = \left[p_F^2 - \left(\frac{\hbar e H}{pc} \right)^2 (N - n)^2 \right]^{1/2}. \quad (26)$$

Второй сомножитель имеет максимум лоренцевской формы при значении $p_z = p_c$, определяемом (8). Если для одного из n эти максимумы совпадают, то поглощение велико. Если же $|p_c - p_n|$ для всех n превосходит ширину лоренцевского максимума, то поглощение сильно уменьшается по сравнению с его величиной в классическом случае. При изменении поля H значения p_n изменяются, и при определенных значениях H происходит совпадение одного из p_n с p_c . При этом поглощение испытывает резкие изменения, аналогичные гигантским квантовым осцилляциям поглощения ультразвука в металлах [4]. Для нас представляют интерес не пики поглощения, а минимумы, в которых поглощение

оказывается значительно меньше, чем в классических условиях. Минимумы соответствуют наименьшему открытию упомянутых дельтообразных функций. При этом производная функции Ферми убывает с ростом $|p_z - p_n|$ по экспоненциальному закону, а лоренцевская функция — по степенному закону, как $|p_z - p_c|^{-2}$. Поэтому при вычислении σ в окрестности минимумов функцию $df(\epsilon_{np_z})/d\epsilon_F$ можно заменить на $\delta(\epsilon_{np_z} - \epsilon_F)$, и интегрирование по p_z дает

$$\sigma \simeq \frac{e^2 m \nu}{2\pi^2 \hbar} \sum_n \frac{n}{p_n [\gamma^2 + (1 - k p_n / m \omega_c)^2]}. \quad (27)$$

Подставляя сюда $\omega_c = (\epsilon_n - \epsilon_{n+1})/\hbar$, получаем

$$\sigma \simeq \frac{e^2 m \nu}{2\pi^2 \hbar} \sum_n \frac{n}{p_n (\gamma^2 + x_n^2)}, \quad (28)$$

где

$$x_n = 1 - q_h \sqrt{\left(\frac{c p p_F}{\hbar e H}\right)^2 \frac{1}{(N - n)^2} - 1}, \quad (29)$$

суммирование в (28) производится по тем n , для которых подкоренное выражение в (28) положительно. Поскольку величина $\gamma = \nu/\omega_c$ очень мала, основной вклад в (28) вносят один или несколько членов, для которых $|x_n|$ меньше или порядка γ . Множитель n/p_n для этих членов является почти одним и тем же. Поэтому его можно вынести за знак суммы при значении $n = n_c$, соответствующем условию $x_n = 0$. Полагая, что n_c несущественно отличается от $N = c p_1^2 / 2 \hbar e H$ и что $n_h \approx p_1^2 p_F / 2 \pi^2 \hbar^3$, представим выражение для σ в форме

$$\sigma = \frac{n_h e c}{H} C(q_h) Q(q_h, H), \quad (30)$$

$$Q \simeq \frac{\hbar \nu}{2\pi \epsilon_F} \frac{(1 + q_h^2)^2}{q_h^2} \sum_n \frac{1}{x_n^2 + \gamma^2}, \quad (31)$$

где функция C определяется формулой (11). Отличие функции Q от единицы характеризует влияние квантования на циклотронное поглощение.

Если для многих n в (31) выполняется неравенство $|x_n| \ll \gamma$, то суммирование по n можно приближенно заменить интегрированием. Вычисление показывает, что с точностью до малых членов величина Q в этом случае равна единице, т.е. квантовые осцилляции циклотронного поглощения являются малыми. Эта ситуация соответствует классическому пределу.

Если бы число n было переменной, изменяющейся непрерывно, то величина x_n обращалась бы в нуль при $n = n_c$, где

$$n_c = N - \frac{q_h}{\sqrt{1 + (q p / p_0)^2}} \frac{p_F p c}{\hbar e H}. \quad (32)$$

Минимумы функции Q соответствуют значениям H , при которых n_c является полуцелым. Пусть $n_c = s + 1/2$, где s — целое. Тогда величина x_n^2 минимальна для $n = s$

и $s + 1$ (лоренцевский максимум находится посередине между двумя соответствующими пиками $df/d\epsilon_F$). Если же при этом $|x_n| > \gamma$, то слагаемым γ^2 в знаменателе (31) можно пренебречь и вычисление Q становится элементарным. Чтобы получить явное выражение для x_s , в (29) следует положить $n = n_c - 1/2$, разложить радикал по степеням малой величины $1/(N - n_c)$ и ограничиться линейным членом разложения. Это дает

$$x_s \simeq \frac{\hbar e H}{p_F p c}. \quad (33)$$

Принимая во внимание, что при $n = s$ циклотронная масса $m_c \simeq m p / (p_F q_h)$, условие $\gamma \ll x_s$ представим в форме

$$\frac{2m\nu}{\hbar} \left(\frac{p c}{e H}\right)^2 \ll 1. \quad (34)$$

Это неравенство представляет условие того, что ширина лоренцевского максимума мала по сравнению с расстоянием между пиками производной $df/d\epsilon_F$, соответствующими последовательным n . Если оно выполняется, то слагаемым γ^2 в знаменателе (31) можно пренебречь, и мы находим

$$Q_{\min} = \frac{\pi}{1 + q_h^2} \frac{m \nu}{\hbar} \left(\frac{c p}{e H}\right)^2 \ll 1, \quad (35)$$

т.е. в этом случае действительно происходит подавление циклотронного поглощения.

Следует отметить, что квантование приводит не только к гигантским осцилляциям циклотронного поглощения, но и к дисперсии недиссипативной части дырочной проводимости. Однако, как показывает анализ, эти изменения существенны только в области максимумов поглощения. В интересующей же нас окрестности минимумов эти изменения ничтожны. Поэтому в дальнейшем будем считать, что недиссипативная часть дырочной проводимости остается неизменной. В результате приходим к заключению, что в интересующей нас области дисперсионное уравнение волны можно получить, если в (17) произвести замену $C \rightarrow C Q(\eta q, H)$. Поскольку мнимое слагаемое в полученном уравнении теперь является малым, уравнение можно решить методом последовательных приближений. Доплеронный корень можно найти,

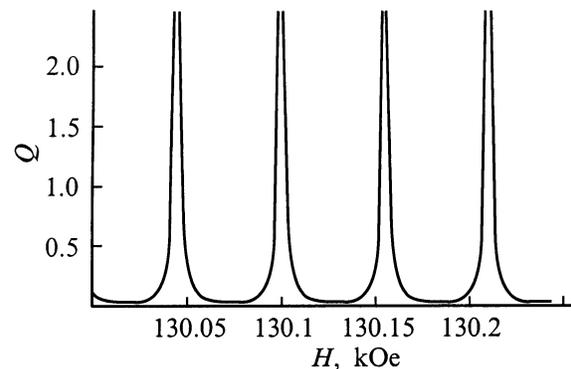


Рис. 1. Фрагмент графика Q как функции магнитного поля.

заменяв q в аргументе функции Q на q_0 , являющееся корнем уравнения при $Q = 0$, т. е.

$$q_2 = - \left(\frac{1}{2} - \xi_q + \sqrt{\frac{1}{4} + \xi_q} \right)^{1/2}, \quad (36)$$

где

$$\xi_q = \xi / [1 - i\xi\Gamma Q(\eta q_0)], \quad (37)$$

q_0 определяется выражением, получающимся из (36) при замене $\xi_q \rightarrow \xi$. Что же касается существенно комплексных корней q_1 и q_3 , то влияния Q на них можно вообще не учитывать.

При значениях параметров

$$n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}, \quad p_0 = 1.5\hbar \text{ \AA}^{-1}, \quad p_1 = 1\hbar \text{ \AA}^{-1},$$

$$p_F = 0.2\hbar \text{ \AA}^{-1}, \quad m = 2 \cdot 10^{-28} \text{ g}, \quad \nu = 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \quad (38)$$

и частоте волны $\omega/2\pi = 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ график Q как функции магнитного поля вблизи значения $H = 130 \text{ кОе}$ приведен на рис. 1. Видно, что в окрестности минимумов эта функция уменьшается более чем на порядок по сравнению с ее классическим значением $Q_c = 1$.

3. Квантовые осцилляции импеданса пластины

Возрастание длины затухания электронного доплерона в минимумах гигантских осцилляций циклотронного поглощения может привести к тому, что эта длина окажется больше толщины пластины. В этом случае должно происходить "просветление" пластины по отношению к доплеронной моде, которое существенно изменяет зависимость поверхностного импеданса пластины от H . Из результатов [2] следует, что импеданс пластины цинка с учетом проникновения доплеронной компоненты поля в случае антисимметричного возбуждения определяется соотношениями

$$Z = Z_s \left[1 - \kappa Z_s \frac{q_2^2 A}{D'(q_2)} \exp(iq_2 L) \right], \quad (39)$$

$$(\kappa Z_s)^{-1} = q_1 \frac{1 + \exp iq_1 L}{1 - \exp iq_1 L} + q_2 + \frac{1}{2}$$

$$+ \frac{1}{\pi} (q_1 \arcsin q_1 + q_2 \arcsin q_2 - q_3 \arcsin q_3), \quad (40)$$

где

$$D'(q) = \frac{dD(q)}{dq}, \quad A = \exp \left[- \left(\frac{weH}{p_0 c} \right)^2 \right], \quad (41)$$

$$\kappa = \frac{ceH}{8\pi\omega p_0}, \quad L = \frac{eH}{cp_0} d, \quad (42)$$

d — толщина пластины, w — среднеквадратичный размер шероховатостей поверхности пластины. Величина Z_s представляет собой плавную часть импеданса пластины,

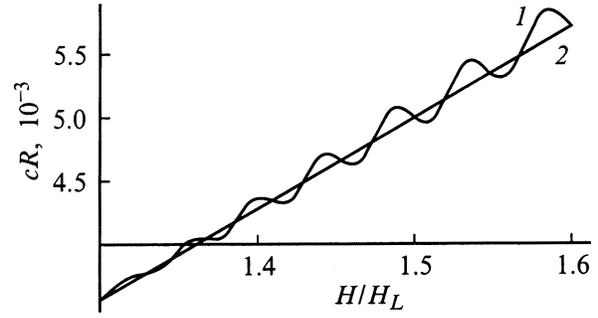


Рис. 2. Зависимость поверхностного сопротивления пластины R от магнитного поля: кривая 1 — огнивающая квантовых осцилляций R , кривая 2 — классический предел.

а член, содержащий множитель $\exp(iq_2 L)$, описывает осцилляции импеданса как функции H , обусловленные возбуждением доплеронной волны в пластине. Множитель A в (39) описывает уменьшение амплитуды доплеронных осцилляций вследствие шероховатости поверхности [5].

Затухание доплерона как функция H испытывает резкие квантовые изменения. В интервалах значений H , где $Q \geq 1$, длина затухания доплерона $l_D = cp_0 / (eH\Gamma m q_2)$ мала по сравнению с толщиной пластины d и амплитуда доплеронного сигнала, пропорциональная $\exp(-d/l_D)$, ничтожно мала. В тех же интервалах H , где $Q \ll 1$, длина l_D становится больше d и доплеронный сигнал резко возрастает. В результате коэффициент прозрачности пластины, определяемый поверхностным сопротивлением пластины $R = \text{Re}Z$, испытывает резкие квантовые осцилляции. Поскольку эти осцилляции имеют очень малый период по магнитному полю (порядка 50 Ое), их не изобразить на графике в широком диапазоне H . Поэтому мы приведем огнивающую квантовых осцилляций R , которая получается, если считать, что при всех H функция $Q = Q_{\min}$, где Q_{\min} дается формулой (35). Результат расчета огнивающей при $w = 10^{-4} \text{ см}$, $d = 10^{-2} \text{ см}$ и ранее принятых значениях параметров изображается кривой 1 на рис. 2. Кривая 2 на том же рисунке соответствует классическому пределу $Q = 1$. Остается заметить, что при частоте возбуждающего поля 3 GHz пороговое поле доплерона $H_L = 94 \text{ кОе}$ и в рассматриваемой области магнитных полей условие квантования (22) будет выполняться при гелиевых температурах.

Список литературы

- [1] A.S. Chernov, V.G. Skobov. Phys. Rep. **244**, 1, 1 (1994).
- [2] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ЖЭТФ **114**, 2(8), 725 (1998).
- [3] С.Н. Савельева, В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ФТТ **41**, 8, 1354 (1999).
- [4] В.Л. Гуревич, В.Г. Скобов, Ю.А. Фирсов. ЖЭТФ **40**, 3, 786 (1961).
- [5] Н.А. Подлевских, В.Г. Скобов, Л.М. Фишер, А.С. Чернов. ФТТ **27**, 330 (1985).