1994 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 36, № 6
1994 SOLID STATE PHYSICS Vol. 36, N 6

УДК 539.292

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТНОГО ЗАТУХАНИЯ ЛАНДАУ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС КОМПЕНСИРОВАННОГО МЕТАЛЛА

В.Г.Скобов, А.Л.Фисуненко, А.С.Чернов

Показано, что поверхностный импеданс компенсированного металла в наклонном магнитном поле может испытывать гигантские квантовые осцилляции.

Как известно, в сильных магнитных полях при низких температурах, когда расстояние между уровнями Ландау превосходит тепловую энергию $k_{\rm B}T$, многие электронные характеристики металлов испытывают малые квантовые осцилляции типа осцилляций де Гааза-ван Альфена или Шубникова-де Гааза. Относительные амплитуды этих осцилляций обратно пропорциональны $N^{3/2}$ или $N^{1/2}$ соответственно, где N — число уровней Ландау на поверхности Ферми металла. В тех же случаях, когда эффект обусловлен электронами с определенной продольной скоростью, амплитуда квантовых осцилляций может быть весьма велика. Так обстоит дело в случае поглощения ультразвука [1,2] и в случае нелокального затухания геликонов (магнитное затухание Ландау) [3,4]. Мы покажем, что квантовые осцилляции магнитного затухания Ландау возможны и в компенсированных металлах, в которых не существует геликонов, но могут распространяться доплероны [5].

Чтобы избежать громоздких вычислений, проиллюстрируем это явление с помощью простой модели, в которой электронная поверхность Ферми имеет форму параболической линзы [6] с осью, перпендикулярной поверхности металла. Особенность модели состоит в том, что в случае магнитного поля, параллельного оси линзы, продольные скорости всех электронов одинаковы по величине ($v_z = \pm v_0$). В случае, когда магнитное поле H (ось z) наклонено к оси линзы под углом $\theta \ll 1$, продольные скорости основной массы электронов, орбиты которых не проходят через край линзы, также одинаковы и равны $\pm v_0/\cos\theta$; продольные же скорости малой группы электронов, орбиты которых проходят через край линзы, изменяются от $-v_0/\cos\theta$ до $v_0/\cos\theta$. То обстоятельство, что продольные скорости большинства электронов одинаковы, радикально упрощает выражения для Фурье-компонент элементов тензора нелокальной проводимости, которые имеют вид

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega, q) = s_{\alpha\beta}(q) nec/H, \quad \alpha, \beta = x, y, \tag{1}$$

$$s_{xy} = -s_{yx} = \frac{1}{2i}(s_+ - s_-), \quad s_{yy} = \frac{1}{2}(s_+ + s_-), \quad s_{xx} = s_{yy} + s_L, \qquad (2)$$

$$s_\pm(q) = i\left[I\left(I^2 - q^2\right)^{-1} \mp 1\right], \qquad (3)$$

$$q = kcmv_0/eH, \quad I_\pm = \pm 1 + (\omega + i\nu)/\omega_c, \quad \omega_c = eH/mc,$$

где n — концентрация электронов линзы; m — их циклотронная масса; e — заряд электрона; c — скорость света; ω и k — частота и вектор распространения волны, вектор k лежит в плоскости yz; ν — частота столкновений электронов; ω_c — циклотронная частота. Элементы $\sigma_{yz} = \sigma_{zy} = 0$, а элементы σ_{zz} и σ_{zx} пропорциональны $\operatorname{tg}\theta$ и при малых θ несущественны.

Полюсная особенность в первом слагаемом в (3) соответствует доплер-сдвинутому циклотронному резонансу (ДСЦР) электронов линзы $\omega - kv_0 = \mp\omega_c$. Мы будем рассматривать случай низких частот и сильных магнитных полей $\omega < \nu \ll \omega_c$. Второе слагаемое в (3) представляет собой холловскую проводимость дырок в локальном приближении. Такое приближение можно использовать при описании ДСЦР электронов, если продольные скорости дырок значительно меньше скоростей электронов, как это имеет место, например, в кадмии.

Величина s_L представляет собой вклад бесстолкновительного поглощения волны носителями, движущимися с ней в фазе (магнитное затухание Ландау). Поскольку скорость РЧ волны в металле много меньше фермиевской скорости, этому условию удовлетворяют электроны вблизи экстремальных сечений поверхности Ферми. При $q < 1$ выражение для s_L можно записать в форме [4].

$$s_L(q) = \alpha(\theta)|q|Q, \qquad (4)$$

явный вид функции $\alpha(\theta)$ зависит от формы поверхности Ферми вблизи сечений экстремальной площади; для Ферми-сферы, например, $\alpha = (3\pi/8)\sin\theta\operatorname{tg}\theta$. Функция Q описывает квантовые осцилляции, форма которых была подробно исследована в [7]. Эта функция сильно зависит от отношения $\hbar\omega_c/kT$ и параметра $\alpha = kl/\sqrt{N}$, где $l = v_0/\nu$. В предельном случае $T \to 0$ и $l \to \infty$ на поверхности Ферми имеются лишь электроны с дискретными значениями продольной скорости. Если одно из этих значений совпадает со скоростью волны, то имеется бесстолкновительное поглощение. В противном случае оно отсутствует. При изменении H продольные скорости электронов, соответствующие различным уровням Ландау на поверхности Ферми, изменяются и поочередно проходят через значение скорости волны. При этом поглощение испытывает скачкообразные изменения. При конечных, но низких температурах эти скачки поглощения несколько размываются и график функции Q (H) превращается в совокупность высоких и острых максимумов, разделенных широкими минимума («гигантские квантовые осцилляции» [1]). При температурах $kT > \hbar\omega_c$ в области теплового размытия Ферми-распределения при любых H имеются электроны с продольной скоростью, равной фазовой скорости волны, и функция Q практически не отличается от единицы. Это классический предельный случай. Таким образом, отношение $\hbar\omega_c/kT$ определяет тепловое размытие осцилляций. Существует еще размытие вследствие рассеяния электронов, которое характеризуется параметром α. В случае $\alpha \gg 1$ рассеяние электронов сильно сглаживает квантовые максимумы поглощения и амплитуда осцилляций Q имеет величину порядка α. Если же $\alpha \ll 1$, то влиянием столкновений электронов на гигантские осцилляции поглощения можно пренебречь. Таким образом, квантовые осцилляции поглощения более сильно выражены для коротких длин волн.

Ограничимся рассмотрением влияния квантования энергии электрона в магнитном поле на поведение импеданса полубесконечного металла. Корни дисперсионного уравнения $\det[q^2\delta_{\alpha\beta} - i\xi s_{\alpha\beta(q)}] = 0$, характеризующие различные компоненты РЧ поля в металле, имеют вид

$$q_{\pm} = \pm\sqrt{1 \pm \xi} + i\xi^2\alpha Q \pm /4(1 \pm \xi)^{3/2}, \tag{5}$$

$$q_s = \sqrt{i\xi\nu/\omega_c}, \quad q_1 = i\xi\alpha Q_1/(1-\xi), \tag{6}$$

$$\xi = (H_L/H)^3, \quad H_L = (4\pi\omega n m^2 v_0^2 c/e)^{1/3}. \tag{7}$$

Корень q — представляет собой волновой вектор доплерона, существующего в круговой поляризации, в которой электрическое поле волны вращается в ту же сторону, что и электроны (поляризация «минус»). Этот доплерон существует в области значений $H > H_L$, в которой $\xi < 1$. Корень q_+ представляет собой аналогичную величину для поляризации «плюс». Однако следует иметь ввиду, что для реалистической Ферми-поверхности электронного доплерона с поляризацией «плюс» не существует. Корень q_s относится к длинноволновой скиновой компоненте РЧ поля, которая определяется столкновительной частью проводимости и электрическое поле которой поляризовано по оси y. Наконец, корень q_s относится к длинноволновой компоненте, связанной с магнитным затуханием Ландау, электрическое поле которой направлено по оси x. Формулы (5), (6) написаны в предположении, что магнитное поле H превышает пороговое поле H_L и не слишком близко к нему. Кроме того, мы считаем, что $s_L \gg \nu/\omega_c$, вследсвие чего $|q_1| \gg |q_s|$. Индексы $\pm$ и 1 у функции Q в (5), (6) указывают на то обстоятельство, что параметр α, от которого зависит Q, нужно брать при соответствующих значениях q. Наиболее простым для рассмотрения является случай, когда осцилляции Q_1 малы и ими можно пренебречь. Здесь мы ограничимся этим случаем.

Поверхностный импеданс полубесконечного металла $Z_{\pm}$ при $\theta = 0$ и диффузном отражении носителей от поверхности определяется выражением [8]

$$Z_{\pm} = G/(q_{\pm} + q_s - I_{\pm}),$$

где $G = 4\pi\omega m v_0/ceH$. При наклоне вектора H тензор импеданса перестает быть диагональным и в знаменателях выражений для его элементов появляется скиновый корень q_1. Однако в рассматриваемом случае $\theta \ll 1$ эти изменения несущественны и вследствие малости q_s и q_1

$$Z_- = G/(q_- - I_-). \tag{8}$$

Из этой формулы следует, что

$$\operatorname{Re} Z_- \sim \alpha^2 Q_-^2, \quad \operatorname{Im} Z_- \sim \alpha Q_-,$$

т.е. при $\theta \ll 1$ осцилляции $\mathrm{Re}\, Z_-$ малы по сравнению с осцилляциями $\mathrm{Im}\, Z_-$. Вычисления, аналогичные описанным, показывают, что в области полей $H < H_L$, где доплерон отсутствует, положение обратное

$$\mathrm{Re}\, Z_- \sim \alpha Q_-, \quad \mathrm{Im}\, Z_- \sim \alpha^2 Q_-^2.$$

Обсудим возможность наблюдения описанного эффекта. Удобным объектом может служить кадмий в геометрии $k \parallel [0001]$, поскольку в этом случае магнитное затухание особенно велико [9]. Если взять температуру $T = 1$ K, а частоту 2GHz, то порог электронного доплерона оказывается немного ниже 80 кОс [5]. При этих значениях ω и H и длине свободного пробега электронов $l = 1$ mm отношение $\hbar\omega_c/kT = 8$, а параметр $\alpha \approx 20$. Таким образом, при углах $\theta > 1°$ [9] и указанных значениях T, ω и H поверхностный импеданс кадмия должен испытывать гигантские квантовые осцилляции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-2039).

Список литературы

[1] Гуревич В.Л., Скобов В.Г., Фирсов Ю.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 3. С. 786–791.
[2] Королюк А.П., Прущак Т.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 5 (11). С. 1689–1692.
[3] Скобов В.Г., Канер Э.А. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 5. С. 1809–1819.
[4] Libshaber A., Grimes C.C. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 3. P. 1145–1155.
[5] Фишер Л.М., Лаврова В.В., Юдин В.А., Константинов О.В., Скобов В.Г. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. № 2. С. 759–774.
[6] Chambers R.G., Skobov V.G. // J. Phys. F. 1971. V. 1. № 2. P. 202–216.
[7] Канер Э.А., Скобов В.Г. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 1. С. 375–388.
[8] Волошин И.Ф., Медведев С.В., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 4(10). С. 1555–1563.
[9] Лаврова В.В., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С., Юдин В.А. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 8. С. 2335–2342.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию 29 октября 1993 г.