

Связанные электромагнитные и звуковые волны в металлах с квазилокальными состояниями электронов в магнитном поле

А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 20 октября 1993 г.

Рассмотрена связь поперечных электромагнитных и звуковых волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов. Показано, что взаимодействие волн с круговой поляризацией «плюс» (антигеликонов) со звуком приводит к существованию связанных волн и к их взаимной трансформации. Вычислены спектр и декремент затухания связанных волн.

Розглянуто зв'язок поперечних електромагнітних і звукових хвиль в металах з квазілокальними станами електронів. Показано, що взаємодія між хвилями з коловою поляризацією «плюс» (антигеліконів) та звуком приводить до існування зв'язаних хвиль і до їх взаємної трансформації. Розраховано спектр і декремент згасання зв'язаних хвиль.

Резонансное взаимодействие между электромагнитными и звуковыми волнами в металлах изучалось в работах [1–4]. Показано, что в достаточно сильном магнитном поле, когда характерный радиус орбиты электрона $R = v_F/\Omega$ (v_F — фермиевская скорость, Ω — циклотронная частота) мал по сравнению с длиной слабозатухающей спиральной электромагнитной волны, а ее фазовая скорость совпадает со скоростью звука, имеет место резонанс и возникают связанные волны. Они сопровождаются поперечными колебаниями как электронной системы, так и решетки ионов. В случае $k \parallel H$ (H — напряженность магнитного поля, k — волновой вектор) из дисперсионного уравнения следует существование двух поперечных циркулярно поляризованных волн: резонансной с поляризацией «минус» и нерезонансной с поляризацией «плюс». Резонанс имеет место при условии $\omega\Omega = (\omega_p s_t/c)^2$, где ω — частота волн; ω_p — плазменная частота электронов; s_t — скорость поперечного звука; c — скорость света в вакууме. Волновой вектор нерезонансной электромагнитной волны мнимый, поэтому она затухает на длине волны. Для соответствующей ей звуковой волны дисперсия скорости и затухание оказываются малыми [4].

В работах [1–4] столкновения электронов с примесными атомами учитывались введением феноменологической константы ν — частоты столкновений. Между тем, примесные атомы в металле способны рассеивать электроны резонансно, т.е. образовывать квазилокальные состояния [5]. Квазилокальные состояния электронов на примесях, стимулированные магнитным полем, были назва-

ны магнитопримесными [6,7]. Вблизи частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау существуют полосы прозрачности для специфических волн, также названных магнитопримесными [8]. Волны такого типа существуют и в том случае, когда локализация электронов обусловлена лишь примесными атомами и не связана с магнитным полем. В работе [9] приведены результаты исследования свойств электромагнитных волн в металлах с собственными квазилокальными состояниями электронов, захваченных примесью в отсутствие магнитного поля. Локализация электронов на примесных атомах приводит к тому, что в окрестности резонансной частоты ω_0 переходов электронов с квазилокального уровня на уровень Ландау появляется возможность распространения волн с поляризацией «плюс» — антигеликонов [9]. Распространение этих волн в отсутствие квазилокальных состояний в спектре электронов не возможно. Оценки показывают, что скорость антигеликона может оказаться близкой к скорости поперечного звука в металле. Это означает, что возможно связывание антигеликонов с поперечным звуком.

В настоящей работе приводятся результаты исследования характеристик связанных электромагнитных и звуковых волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов. Рассматривается одна группа носителей с изотропным спектром в слабо легированном образце при наличии сильного магнитного поля. Предполагается, что $k \parallel H$. Результаты выражены через характеристики квазилокального состояния — полюс $\epsilon_r - i\Gamma$ амплитуды резонансного рассеяния электронов изолиро-

ваным примесным атомам (ϵ_r — положение резонанса, Γ — его полуширина) и вычит r амплитуды рассеяния в полюсе. Эти величины можно вычислить, конкретизируя рассеивающий потенциал, или получить из опыта.

Учет резонансного рассеяния электронов примесными атомами приводит к появлению в поперечных компонентах тензора динамической проводимости $\sigma_{ik}(k, \omega)$ резонансных слагаемых [8,9]. Когда квазилокальный уровень ϵ_r лежит ниже границы Ферми ϵ_F (это имеет место, например, в Вi с примесями Pb или Sn [10]), частоты резонансных переходов электронов с квазилокального уровня на уровни Ландау равны $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$, где ω_0 — расстояние между ближайшим к границе Ферми свободным уровнем Ландау и квазилокальным уровнем; $s = 0, 1, \dots$ — номер резонанса. В окрестности этой частоты ($|\omega - \omega_s| \ll \Omega$) циркулярные компоненты высокочастотной проводимости в длинноволновом пределе ($kR \ll 1$) содержат вклад [9]

$$\delta\sigma_{\pm}^{(s)} = i \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_s} \alpha_{\pm}^{(s)} \left(\frac{\omega_s}{\omega - \omega_s + i\Gamma} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где

$$\alpha_{\pm}^{(s)} = 2 \left(\frac{m}{2} \right)^{3/2} \frac{r}{\pi} \frac{n_i}{n_e} \frac{\Omega^2}{\omega_s^{5/2}} \times \left[f(\epsilon_r) - f(\epsilon_r + \omega_s) \right] \begin{cases} \frac{N + s + 1}{(1 + \Omega/\omega_s)^2} \\ N + s \\ (1 - \Omega/\omega_s)^2 \end{cases} \quad (2)$$

— сила осциллятора резонансного перехода. Здесь m — эффективная масса электрона; n_e и n_i — концентрации электронов и примесных атомов соответственно; N — число заполненных уровней Ландау; f — функция Ферми; $\hbar = 1$. Корневая особенность в (1) связана с особенностью плотности электронных состояний на уровне Ландау, а разность функций Ферми в (2) учитывает принцип Паули. Выражение (1) справедливо и для переходов электронов с магнитопримесных уровней на уровни Ландау. В этом случае вычит амплитуды рассеяния в полюсе равен

$$r = \frac{2\pi}{\Omega} \left(\frac{2\omega_0}{m} \right)^{3/2},$$

а сила осциллятора (2) содержит суммирование по номерам магнитопримесных уровней, участвующих в переходах на частоте ω_s [8].

Дисперсионное уравнение для связанных электромагнитных и звуковых волн имеет вид [4]

$$\left(1 - \frac{c^2 k^2}{4\pi\omega\sigma_{\pm}} \right) (k^2 s_i^2 - \omega^2) = - \frac{H^2 k^2}{4\pi\rho}, \quad (3)$$

где ρ — плотность металла. В случае $|\omega + i\nu| \ll \Omega$ имеется один резонанс на частоте ω_0 ($s = 0$), если только квазилокальный уровень расположен непосредственно под поверхностью Ферми. В окрестности этой частоты учтем вклад (1) в дисперсионном уравнении (3) для волн с поляризацией «плюс». В результате оно принимает вид

$$\left[\omega^2 - u^2 k^2 (1 + i\tilde{\gamma})^{-1} \right] (k^2 s_i^2 - \omega^2) = - \frac{H^2}{4\pi\rho} k^2 \omega^2. \quad (4)$$

Здесь

$$u^2(\omega) = \left(\frac{\omega c}{\omega_p} \right)^2 \left(\alpha_+^{(0)} \right)^{-1} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1/2} \times \left[1 - \frac{\omega}{\Omega} \left(\alpha_+^{(0)} \right)^{-1} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1/2} \right]^{-1}$$

— квадрат фазовой скорости антигеликона в отсутствие взаимодействия со звуком; $\tilde{\gamma} = \gamma/2(\omega_0 - \omega)$, γ — затухание антигеликона [9]. Правая часть (4) обусловлена индукционным взаимодействием [4], которое при $\rho \rightarrow \infty$ исчезает. В результате решениями дисперсионного уравнения (4) являются антигеликон, слабо затухающий в полосе прозрачности $[\omega(0), \omega_0]$, и вязкая звуковая волна. Здесь $\omega(0)$ — предельная частота антигеликона [9].

Решение дисперсионного уравнения (4) для резонансных волн с поляризацией «плюс» равно

$$k_{\pm}^2 = \left(\frac{\omega}{s_i} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\Delta + i\tilde{\gamma}) \pm \frac{1}{2} \left((\Delta + i\tilde{\gamma})^2 + 4\delta^2 \right)^{1/2} \right\}, \quad (5)$$

где $\Delta = s_i^2/u^2 - 1$, $\delta^2 = H^2/4\pi\rho s_i^2$, $\tilde{\gamma}$ — малые величины. Знаки \pm в (5) соответствуют двум ветвям спектра связанных волн — низкочастотной и высокочастотной. Резонанс имеет место, когда фазовая скорость антигеликона приближается к скорости звука. Условие резонанса имеет вид

$$\omega^2 (1 - \omega/\omega_0)^{1/2} = \alpha_+^{(0)} (\omega_p s_i / c)^2.$$

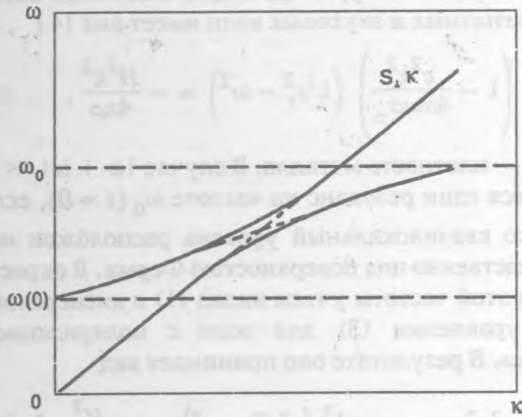


Рис. 1. Две ветви спектра связанных волн в металлах с квазилокальными состояниями электронов.

Закон дисперсии и затухание волн вблизи резонанса ($\Delta^2 \ll 4\delta^2$) определяются выражением

$$k_{\pm}^2 = (\omega/s_t)^2 [1 \pm \delta + i\tilde{\gamma}/2]. \quad (6)$$

Вдали от резонанса ($\Delta^2 \gg 4\delta^2$) асимптотики низкочастотной ветви имеют вид

$$k_+^2 = (\omega/s_t)^2 [1 + \Delta + i\tilde{\gamma}], \quad \Delta > 0, \quad (7)$$

$$k_+^2 = (\omega/s_t)^2 [1 - \delta^2/\Delta + i\tilde{\gamma}\delta^2/\Delta^2], \quad \Delta < 0. \quad (8)$$

Спектр высокочастотной волны при $\Delta > 0$ определяется формулой (8), а при $\Delta < 0$ совпадает с (7).

На рис. 1 показана зависимость частоты от волнового вектора для резонансной волны с поляризацией «плюс». Учет взаимодействия электронов проводимости со звуком вблизи резонанса снимает

вырождение и приводит к расщеплению ветвей. При положительных Δ низкочастотная волна является антигеликоном, а при отрицательных переходит в звуковую. И наоборот, высокочастотная волна, являющаяся звуковой при $\Delta > 0$, превращается в антигеликон при $\Delta < 0$. При $\Delta \rightarrow 0$ имеет место резонанс, и разделение волн на звуковую и антигеликон не возможно. Таким образом, взаимодействие антигеликонов, распространяющихся в металлах с квазилокальными состояниями электронов, со звуком приводит к существованию связанных волн и к их взаимной трансформации.

1. Г. Т. Акрамов, *ФТТ* 5, 1310 (1963).
2. D. N. Landenberg and J. Bok, *Phys. Rev. Lett.* 11, 549 (1963).
3. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* 45, 1638 (1963).
4. Э. А. Канер, В. Г. Скобов, *ЖЭТФ* 46, 273 (1964).
5. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
6. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* 6, 984 (1967).
7. А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 54, 1259 (1968).
8. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 92, 2245 (1987).
9. А. М. Ермолаев, А. И. Шурдук, *ФТТ* 34, 2300 (1992).
10. V. F. Garabazhiu, *Phys. Lett.* A112, 38 (1985).

Coupled electromagnetic and acoustic waves in metals with quasi-local electron states in magnetic field

A. M. Ermolaev and A. I. Shurduk

The coupling of transverse electromagnetic and acoustic waves with quasi-local electron states in metals is considered. It is shown that the interaction of left-hand polarized waves (antihelicons) with acoustic waves leads to the existence of coupled waves as well as their mutual transformation. The spectrum and damping decrement of coupled waves are calculated.