УДК 539.292

А. А. СЛУЦКИН, А. Я. ШАРШАНОВ

«БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ» МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В МЕТАЛЛАХ

Показано, что трансформация магнитоакустического резонанса (МАР) на открытых периодических траекториях, вызванная отклонением магнитного поля $\mathbf{H}$ от плоскости, перпендикулярной к направлению открытости, на малый угол θ приводит к новому явлению «бесстолкновительного» МАР: высота всплесков коэффициента поглощения звука Γ в этом случае не зависит от времени релаксации, превосходя, однако, характерные значения бесстолкновительного поглощения Ландау. Кроме того, резко изменяется структура пиков МАР: зависимость Γ от θ и H в окрестности пиков оказывается осциллирующей.

1. Поглощение звука в металлах в условиях сильной пространственной дисперсии $ql \gg 1$ ($\mathbf{q}$ — волновой вектор звука, l — длина свободного пробега электрона), как известно, имеет резонансный характер. В сильном магнитном поле $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$, напряженность которого удовлетворяет соотношению $\gamma = r_H/l \ll 1$ (r_H — характерный ларморовский радиус), резонансное взаимодействие со звуковой волной могут осуществлять электроны, совершающие периодическое движение в импульсном пространстве, т. е. электроны, находящиеся на замкнутых или же открытых периодических траекториях

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F, \quad p_z = \mathrm{const} \tag{1}$$

($\varepsilon(\mathbf{p})$ — закон дисперсии электронов, $\mathbf{p}$ — квазиимпульс, ε_F — энергия Ферми). Для обоих типов периодического движения (финитного и инфинитного) характерны острые всплески коэффициента поглощения звука $\Gamma(H)$ [1], которые имеют относительную высоту $\sim (ql)^{1/2} \gg 1$ и локализованы вблизи точек $H = H_n$ ($n = 1, 2, \ldots$), где плотность числа электронов, находящихся в пространственном резонансе со звуковой волной, обращается в бесконечность. Это явление, неоднократно наблюдавшееся экспериментально, было названо магнитоакустическим резонансом (МАР) [1].

Цель настоящей работы — выяснить, как трансформируется МАР на открытых периодических траекториях (в случае $\mathbf{qH} \neq 0$) при малом отклонении магнитного поля от плоскости, перпендикулярной к направлению периодичности $\eta = \mathbf{b}/b$ (вектор $\mathbf{b}$ — один из векторов обратной кристаллической решетки; его модуль равен периоду траектории). Речь будет идти о столь малых углах отклонения θ, что расстояние, проходимое электроном в $\mathbf{p}$-пространстве за время $\sim t_0 = l/v_F$ (v_F — характерная фермиевская скорость), меньше или порядка b/θ, т. е.

$$\theta \lesssim \gamma \ll 1. \tag{2}$$

Это означает, что глобальная геометрическая перестройка траекторий (1), происходящая при $\theta \neq 0$, в нашем случае макроскопически несущественна*. Мы покажем, однако, что именно в области углов (2) (при определенном ограничении на θ снизу) слабая апериодичность движения электрона по траектории (1) качественно изменяет характер взаимодействия его со звуком и приводит к тому, что высота всплесков $\Gamma(H)$ (расположенных вблизи тех же значений H_n, что и при $\theta = 0$) не зависит от l и определяется только величиной угла θ и параметра qr_H. В этой ситуации «бесстолкновительного» МАР, как будет показано ниже, существенно пере-

* При $\theta \neq 0$ могут возникать замкнутые вытянутые орбиты длиной $\sim b/\theta$ или открытые апериодические траектории. Топологические различия между ними проявляются только в области углов $\theta \gg \gamma$. Отметим, что МАР на замкнутых вытянутых орбитах при $1 \gg \theta \gg \gamma$ был рассмотрен нами ранее [2]. Обнаруженные в [2] особенности поглощения звука в изучаемой здесь ситуации отсутствуют. В случае открытых апериодических траекторий (и $\theta \gg \gamma$) поглощение звука, как показывает предварительный анализ, не обладает особенно интересными свойствами.

страивается и структура всплесков: зависимость Γ от θ и H вблизи H_n оказывается осциллирующей.

2. Для нашего исследования целесообразно ввести «кристаллографическую» систему координат, в которой импульс электрона $\mathbf{p} = \{p_\eta, p_y, p_\xi\}$, где $p_\eta = \mathbf{p}\boldsymbol{\eta}$, $p_\xi = \mathbf{p}\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\xi}$ — единичный вектор в плоскости ($\mathbf{b}$, $\mathbf{H}$), перпендикулярный к $\mathbf{b}$; ось y перпендикулярна к $\boldsymbol{\eta}$, $\boldsymbol{\xi}$. Эти переменные удобны тем, что любая физическая величина на поверхности Ферми периодична по p_η с периодом b. Характерный интервал изменения по p_ξ также $\sim b$. При $\theta \ll 1$ координата p_η связана с традиционной переменной в магнитном поле τ — временем движения электрона по траектории (1) — дифференциальным соотношением

$$d\tau = (c/eH)\, v_y^{-1} (p_\eta \tilde{p}_\xi)\, dp_\eta, \quad \tilde{p}_\xi = p_z + \theta p_\eta, \tag{3}$$

справедливым с точностью до поправок $\sim \theta^2$. Формула (3) показывает, что движение электрона по траектории (1) при $\theta \neq 0$, $\theta \ll 1$ состоит из быстрого периодического движения по орбите

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F, \quad p_\xi = \mathrm{const} \tag{3a}$$

(период его обозначим $T_H(p_\xi)$) и медленного (в меру малости θ) дрейфа величины $p_\xi = \tilde{p}_\xi = \tilde{p}_\xi(\tau)$. Этот дрейф выводит электрон из резонанса со звуком за конечное время $\delta\tau = \delta\tau(\theta, H)$, что и обусловливает рассматриваемые здесь эффекты.

Для оценки величины $\delta\tau$ будем определять положение частицы на траектории (1), введя «медленную» переменную $\tilde{p}_\xi = p_z + \theta p_\eta$. При $\theta \neq 0$, $\theta \ll 1$ на каждой траектории найдется точка $\tilde{p}_\xi = p^*$ (проходимая в момент времени τ^*), в которой выполнено условие

$$\varphi_n(\tilde{p}_\xi, H) \equiv \mathbf{qR}(\tilde{p}_\xi, H) + 2\pi n = 0, \; n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \tag{4}$$

Здесь $\mathbf{R}(p_\xi) \equiv \{0, cb/eH, d(p_\xi)\}$ — смещение электрона в $\mathbf{r}$-пространстве при его движении по траектории (3а) за период $T_H(p_\xi)$, а $\mathbf{qR}(p_\xi)$ есть приращение фазы волны, соответствующее смещению $\mathbf{R}$. При прохождении электроном одного периода в $\mathbf{p}$-пространстве переменная $\tilde{p}_\xi$ изменяется на величину θb. При этом возникает малая «расфазировка» $\delta\varphi_1 = \varphi_n(p^* + \theta b) = q_z[d(p^* + \theta b) - d(p^*)]$. После прохождения электроном k периодов в $\mathbf{p}$-пространстве значение $\varphi_n(p_\xi)$ станет равным

$$\delta\varphi_k = q_z[d(p^* + k\theta b) - d(p^*)]. \tag{5}$$

Полная расфазировка $\delta\Phi^N$, накопившаяся к моменту времени $\tau^* + NT_H$ (N — целое), есть сумма

$$\delta\Phi^N = \sum_{k=1}^{N} \delta\varphi_k. \tag{6}$$

Время динамической расстройки резонанса $\delta\tau$, очевидно, соответствует значениям N, для которых $\delta\Phi^N \sim 2\pi$. Отсюда получаем, что в случае не слишком малых значений $|H - H_n|$ (когда в (5) можно ограничиться первыми степенями разложения по θ) величина

$$\delta\tau(\theta, H) \sim T_H \left(q_z \left| \frac{\partial d}{\partial p_\xi} \right| b\theta \right)^{-1/2} \sim T_H (q r_H \theta)^{-1/2}. \tag{7}$$

При $H = H_n$ резонансные значения p_ξ (определенные соотношением (4)) совпадают с точками экстремальности p_{ext} функции $\varphi_n(p_\xi)$ (а следовательно, и $-d(p_\xi)$). Поэтому в точках $H = H_n$ расфазировки $\delta\varphi_k \sim q r_H \theta^2 k^2$, а величина $\delta\tau(\theta, H_n)$ существенно превышает характерное значение (7):

$$\delta\tau(H_n) = \delta\tau_{\max} \sim \alpha^{-1}\theta^{-2/3} T_H; \quad \alpha = \left(\frac{1}{2} q_z \frac{\partial^2 d}{\partial p_\xi^2} b^2 \right)^{1/3}_{p_\xi = p_{\mathrm{ext}}} \sim (q r_H)^{1/3}. \tag{8}$$

Исследуем теперь качественно поглощение звука в области углов $\delta\tau(\theta, H) \ll t_0$. В этом случае эффективное взаимодействие со звуком осуществляет вся группа электронов, успевших за время $\sim t_0$ пройти через «горячую» область с центром в точке $\tau = \tau^*$ и шириной $\sim\delta\tau$, следовательно, при $\delta\tau \ll t_0$ неравновесная добавка к электронной функции распределения ρ при произвольном p_z отлична от нуля во всем интервале $0 < \tau - \tau^* \leqslant t_0$. Отсюда следует, что число электронов N_Γ, вносящих основной вклад в коэффициент поглощения звука Γ, с увеличением t_0 не убывает, как в известном бесстолкновительном поглощении Ландау, а увеличивается по линейному закону:

$$N_\Gamma \sim (\theta/\gamma) N_0 \infty t_0 \tag{9}$$

(N_0— число электронов на открытых периодических траекториях при $\theta = 0$). С другой стороны, во всей области $0 < \tau - \tau^* \leqslant t_0$ характерное значение неравновесной добавки к функции распределения электронов

$$\rho_0 \infty \delta\tau(\theta, H) \tag{10}$$

от времени релаксации не зависит.

Чтобы выяснить влияние описанной перестройки электронной функции распределения ρ на поглощение звука, воспользуемся известным соотношением

$$\Gamma = \frac{\nu}{(2\pi\hbar)^3 I} \int d^3p\, |\rho|^2 \delta(\varepsilon(\mathrm{p}) - \varepsilon_F) \infty \nu |\rho_0|^2 N_\Gamma, \tag{11}$$

где I — плотность потока энергии звуковой волны; $\nu = t_0^{-1}$. Из (9) — (11) видно, что в интервале магнитных полей, где применимо соотношение (7), величина Γ порядка Γ_0— характерного бесстолкновительного коэффициента поглощения при $H = 0$. Более того, последовательный расчет (см. ниже) показывает, что в указанной области магнитных полей $\Gamma(\theta)$ совпадает с $\Gamma(\theta = 0)$, по крайней мере с точностью до поправок $\sim \delta\tau/t_0 \ll 1$.

Однако динамическое размытие резонанса существенно изменяет картину поглощения вблизи точек H_n, где, согласно сказанному выше, величина $\delta\tau(\theta, H)$ значительно возрастает. Если $\delta\tau(\theta, H) \sim \delta\tau_{\max}$ (см. (8)) и $\delta\tau_{\max} \ll t_0$, то коэффициент поглощения $\Gamma(H)$, как следует из (9)—(11), оказывается порядка своего максимального (при заданном θ) значения

$$\Gamma_{\max} \sim \Gamma(H_n) \sim (qr_H/\theta)^{1/3}\, \Gamma_0/qr_H, \tag{12}$$

не зависящего от времени релаксации*, но существенно превышающего Γ_0. Таким образом, если наряду с (2) выполнено условие $\delta\tau_{\max} \ll t_0$ или (с учетом (8))

$$\alpha\theta^{2/3} \gg \gamma \geqslant \theta, \tag{13}$$

то МАР становится «бесстолкновительным».

Прежде чем перейти к непосредственному вычислению Γ, отметим еще одну интересную особенность поглощения, проявляющуюся, когда расстройка резонанса

$$\Delta_n \equiv \varphi_n(p_{\mathrm{ext}}, H) = 2\pi n \frac{H - H_n}{H_n} \sim qr_H \frac{H - H_n}{H_n} \tag{14}$$

много меньше qr_H. В этом случае условие резонанса (4) выделяет два близких резонансных значения $p^* = p_\pm = p_{\mathrm{ext}} \pm \Delta p$, где $\Delta p = b|\Delta_n|^{1/2} \alpha^{-3/2} \ll \ll b$ ($\mathrm{sign}\,\Delta_n = -\mathrm{sign}\,\alpha$). Соответственно (см. (3)) имеются две близкие «горячие» области с центрами $\tau_\pm$, разнесенными на величину $\Delta\tau = 2\Delta p T_n/\theta b$ ($T_n \equiv T_H(p_{\mathrm{ext}})$ при $H = H_n$). Как видно из (7), (8), ширина их

$$\delta\tau(\Delta_n) \sim T_H/(|\alpha^3 \Delta_n|^{1/4} + |\alpha|\,\theta^{2/3}).$$

* Речь идет, как и в теории МАР [1], о случае $qr_H \gtrsim 1$. В пределе очень больших $qr_H \gg 1/\theta^{-1/2}$ оценка (12) уже неприменима, но МАР остается «бесстолкновительным».

Если $|\Delta_n| \gg |\alpha| \theta^{2/3}$, то «горячие» области не перекрываются, т. е. $\delta\tau \ll \Delta\tau$. Это, однако, не обязательно означает, что их вклады в Γ аддитивны. Дело в том, что при $\Delta\tau \leqslant t_0$ электрон, перемещаясь из одной «горячей» области в другую, «чувствует» приращение фазы звукового поля

$$\Delta\Phi = \mathrm{q} \int\limits_{\tau_-}^{\tau_+} \mathrm{v}(\tau)\, d\tau, \tag{15}$$

где $\mathrm{v} \equiv \mathrm{v}(\tau)$ — скорость электрона на траектории (1). В результате в коэффициенте поглощения Γ появляется интерференционное, осциллирующее по θ и H слагаемое, пропорциональное $\sin \Delta\Phi$. Эти осцилляции затухают только в пределе $\nu\Delta\tau \gg 1$.

3. Перейдем к непосредственному вычислению коэффициента поглощения звука $\Gamma(\theta, H)$ (формула (11)). В соответствии с изложенным в п. 1, мы можем без потери общности принять, что траектории (1) при $\theta \neq 0$, $\theta \ll 1$ представляют собой замкнутые (сильно вытянутые) орбиты. Тогда выражение (11) можно записать в виде* (см., например, [3])

$$\Gamma = \frac{|e| H\nu}{c(2\pi\hbar)^3 I} \int\limits_0^{\theta b} dp_z \int d\tau\, |\rho(\tau, p_z)|^2, \tag{16}$$

где $\rho(\tau, p_z)$ — неравновесная добавка к электронной функции распределения в соответствующей точке орбиты (1):

$$\rho(\tau, p_z) = i\omega \int\limits_{-\infty}^{\tau} d\tau' g(\tau', p_z) \exp\{i[\Phi(\tau', p_z) - \Phi(\tau, p_z)] + \nu(\tau' - \tau)\}; \tag{17}$$

$g(\tau, p_z)$ — свертка тензора деформации в звуковой волне с тензором деформационного потенциала; ω — частота звука; фаза

$$\Phi(\tau, p_z) = \mathrm{q} \int\limits^{\tau} d\tau'\, \mathrm{v}(\tau', p_z). \tag{18}$$

Перейдем от интегрирования по τ' в формуле (18) к интегрированию по переменной p_η. Используя соотношение (3) и замечая, что при $\theta \ll 1$ для любой гладкой функции $f(p_\eta, p_\xi) = f(p_\eta + b, p_\xi)$ на поверхности Ферми

$$\int\limits^{p_\eta} f(p'_\eta, \theta p'_\eta)\, dp'_\eta = \frac{1}{\theta} \int\limits^{\theta p_\eta} f_0(p_\xi)\, dp_\xi - ib \sum_{n \neq 0} \frac{f_n(\theta p_\eta)}{2\pi n} \exp\left\{i \frac{2\pi n}{b} p_\eta\right\} + O(\theta) \tag{19}$$

($(f_n(p_\xi)$ — n-й коэффициент фурье-функции $f(p_\eta, p_\xi))$, выражение для фазы (18) можно записать в виде

$$\Phi(p_\eta, p_z) = \frac{c}{eH}\left[q_y p_\eta - q_\xi \frac{S(\bar{p}_\xi)}{\theta b}\right] + \tilde{\Phi}(p_\eta, \bar{p}_\xi), \quad \bar{p}_\xi = p_z + \theta p_\eta, \tag{20}$$

где $S(p_\xi)$ есть интеграл по периоду траектории (3a) с данным значением p_ξ:

$$S(p_\xi) = \int\limits_0^b p_y(p_\eta, p_\xi)\, dp_\eta \tag{20a}$$

(при записи (20a) принято $p_y > 0$), добавка

$$\tilde{\Phi}(p_\eta, p_\xi) = -\frac{c}{eH}\left\{q_\eta p_y(p_\eta, p_\xi) - q_\xi \int\limits^{p_\eta} dp'_\eta (v_\xi/v_y - \langle v_\xi/v_y \rangle)\right\} \tag{21}$$

периодична по p_η с периодом b и по порядку величины равна qr_H.

* Формула (16) описывает вклад в поглощение только электронов, находящихся при $\theta = 0$ на открытых периодических конфигурациях. Вообще говоря, могут существовать несколько групп таких электронов. Для простоты записи суммирование по группам опускаем.

Подставляя (20) в (17) и выделяя периодический по p_η множитель

$$G(p_\eta,\ p_\xi) \equiv \frac{c}{eH}\frac{g(p_\eta p_\xi)}{v_y(p_\eta,\ p_\xi)}\exp\{i\tilde{\Phi}(p_\eta,\ p_\xi)\}, \tag{22}$$

после разложения его в ряд Фурье (с учетом (3)) находим

$$|\rho(p_\eta,\ p_z)| = \left|\frac{1}{\theta}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp\left\{-i\frac{2\pi n}{\theta b}p_z\right\}\rho_n(\tilde{p}_\xi)\right|, \quad \tilde{p}_\xi = p_z + \theta p_\tau; \tag{23}$$

$$\rho_n(p_\xi) = \omega\int\limits_{p_0}^{p_\xi} dp'_\xi G_n(p'_\xi)\exp\left\{\frac{i}{\theta}\Psi_n(p'_\xi) - \nu[\bar{\tau}(p_\xi) - \tau(p'_\xi)]\right\}. \tag{24}$$

Здесь $G_n(p_\xi)$ — коэффициент Фурье функции (22);

$$\Psi_n(p_\xi) = \frac{2\pi n}{b}p_\xi + \frac{q_y c}{eH}p_\xi - q_\xi\frac{cS(p_\xi)}{eHb}\ ;\ \bar{\tau}(p_\xi) = \frac{1}{\theta b}\int^{p_\xi} T_H(p'_\xi)\,dp'_\xi. \tag{25}$$

В выражении (24) отброшены малые поправки $\sim\gamma$, θ. При записи формул (23) — (25) мы сделали замену переменных $p'_\xi = p_z + \theta p'_\eta$, $dp'_\eta = (eH/c)\times \times v_y d\tau'$ и вновь воспользовались соотношением (19). Поскольку основной вклад в (24) дают значения p'_ξ, отстоящие от p_ξ на величину $\leqslant \Delta_p = \theta b/\gamma \ll b$, выбор нижнего предела интегрирования p_0 произволен в рамках неравенства $p_\xi - p_0 \gg \Delta p$ (для определенности считаем $d\bar{\tau}/dp\xi > 0$, т. е. $p_\xi > p_0$).

Подынтегральное выражение (24) содержит быстро осциллирующий по p_ξ экспоненциальный множитель, точки стационарности которого, как видно из (25), совпадают со значениями p^* из условия резонанса (4) (при заданном n). Следовательно, значение функции $\rho_n(p_\xi)$ определяется тем, сколько резонансных значений p_j (индекс j нумерует p^* при заданном n) содержится в интервале $[p_0,\ p_\xi]$. Таким образом, функция $\rho_n(p_\xi)$ имеет ступенчатую структуру, причем, как показывают простые оценки, ширина размытия ступеней $\delta p_\xi \sim \theta b\delta\tau/T_H$. В силу условия $\delta\tau_{\max} \ll t_0$ (см. (13)) величина $\delta p_\xi \ll \Delta_p$.

Малость параметра $\delta p_\xi/\Delta_p \leqslant \delta\tau_{\max}/t_0$ позволяет при вычислении Γ (формула (16)) представить функцию $\rho_n(p_\xi)$ в виде следующей суммы по точкам стационарности p_j:

$$\rho_n(p_\xi) = \sqrt{2\pi\theta}\,\omega\sum_{p_j}\vartheta(p_\xi - p_j)\frac{G_n(p_j)}{\sqrt{|\Psi''_j|}}\exp\left\{\frac{i\Psi_j}{\theta} - \nu[\bar{\tau}(p_\xi) - \tau_j]\right\}. \tag{26}$$

Здесь

$$\vartheta(x) = \begin{cases}0, & x \leqslant 0;\\ 1, & x > 0;\end{cases} \quad \Psi_j \equiv \Psi_n(p_j) + \theta\frac{\pi}{4}\operatorname{sign}\Psi''_j,\ \ \Psi''_j = \left.\frac{\partial^2\Psi_n}{\partial p_\xi^2}\right|_{p_\xi = p_j};\quad \tau_j \equiv \bar{\tau}(p_j).$$

Формула (26) относится к общему случаю, когда расстояния между соседними точками p_j много больше δp_ξ. Если это расстояние существенно превышает и Δ_p (т. е. параметр Δ_n (формула (14)) не слишком мал), то при подстановке (23), (26) в (16) мы можем пренебречь всеми перекрестными слагаемыми с $j \neq j'$ (и одинаковым n). Слагаемые же с $n \neq n'$ всегда обращаются в нуль вследствие интегрирования по p_z. В результате оказывается, что $\Gamma(\theta,\ H)$ в нулевом приближении по θ совпадает со своим значением при $\theta = 0$:

$$\Gamma = \sum_n\sum_j \Gamma_j \sim \Gamma_0. \tag{27}$$

Здесь Γ_j — бесстолкновительный парциальный вклад в поглощение звука (при $\theta = 0$) резонансной точки p_j.

При уменьшении параметра Δ_n точки p_+ и p_- (см. п. 2) из набора p_j начинают сближаться, и при значениях $\Delta_n \sim \alpha^3(\theta/\gamma)^2$ расстояние между ними $|p_+ - p_-|$ становится порядка Δ_p. В этом случае в выражении для Γ уже нельзя пренебречь перекрестными слагаемыми с j, j', соответствующими p_+, p_-, и выражение для Γ приобретает вид

$$\Gamma = \frac{\Gamma_1}{|\Delta_n|^{1/2}}\left\{1 + \exp\left[-\frac{2\nu T_n}{\theta}\left|\frac{\Delta_n^{1/2}}{\alpha^{3/2}}\right|\right]\sin\frac{4\,|\Delta_n/\alpha|^{3/2}}{3\theta}\right\} + \Gamma', \tag{28}$$

где

$$\Gamma_1 = \sqrt{2}\,\frac{\pi\omega^2}{(2\pi\hbar)^3 I}\left|\frac{eH}{c}\right|^{3/2}\frac{|G_n(p_{\text{ext}})|^2 b^2}{|q_\xi S'''_{\text{ext}}|^{1/2}} \sim \frac{\Gamma_0}{\sqrt{qr_H}},$$

$S'''_{\text{ext}} \equiv \partial^3 S/\partial p_\xi^3|_{p_\xi = p_{\text{ext}}}$, а Γ' есть бесстолкновительный вклад точек $p_j \neq p_\pm$. Аргумент синуса в формуле (28) есть приращение фазы (15), а показатель экспоненциального фактора перед синусом совпадает с $-\nu\Delta\tau$. Отметим, что коэффициент поглощения при $\theta = 0$ и данных Δ_n совпадает с $\Gamma_1/|\Delta_n|^{1/2} + \Gamma'$.

Дальнейшее уменьшение Δ_n приводит к тому, что ширина «горячих» областей δp_ξ вокруг точек p_+ и p_- становится $\sim |p_+ - p_-|$. Это означает, что при учете вклада точек стационарности $p_\pm$ в интеграл (24) квадратичные члены разложения фазы $\Psi_n(p_\xi)$ по $p_\xi - p_\pm$ становятся порядка кубических. Соответствующие расчеты приводят к следующему выражению для Γ:

$$\Gamma = 2\pi\frac{\Gamma_1}{|\alpha|^{1/2}\theta^{1/3}}\left|\operatorname{Ai}\left(\frac{\Delta_n}{\alpha\theta^{2/3}}\right)\right|^2 + \Gamma', \tag{29}$$

где $\operatorname{Ai}(x)$ — функция Эйри [4]. Отметим, что величина Γ_1 связана с высотой всплеска МАР при $\theta = 0$ простым соотношением $\Gamma^{\max}_{\theta=0} = 3^{3/4}2^{-3/2}\Gamma_1 \times (\nu T_n)^{-1/2}$.

Области применимости формул (28), (29) по параметру Δ_n перекрываются. Интервал перекрытия определяется неравенствами $\delta\tau_{\max} \ll \Delta\tau \ll t_0$, что в терминах параметра Δ_n эквивалентно соотношениям $\theta^{2/3} \ll |\Delta_n/\alpha| \ll (\theta\alpha/\gamma)^2$, $\operatorname{sign}\Delta_n = -\operatorname{sign}\alpha$. При этом выражения (28), (29), как следует из известной асимптотики функции Эйри [4], совпадают с точностью до величин $\sim |\gamma\Delta^{1/2}/\theta\alpha^{3/2}| \ll 1$.

Формула (29) показывает, что максимум поглощения (по Δ_n) достигается
экспоненциального фактора перед синусом совпадает с $-\nu\Delta\tau$. Отметим, что коэффициент поглощения при $\theta = 0$ и данных Δ_n совпадает с $\Gamma_1/|\Delta_n|^{1/2} + \Gamma'$
$\operatorname{sign}\alpha = \operatorname{sign}\Delta_n$ и $\Delta_n/\alpha\theta^{2/3} \gg 1$ величина $\Gamma - \Gamma'$ быстро затухает по закону $(\Gamma - \Gamma') \sim \exp\{-{}^4/_3(\Delta_n/\alpha)^{3/2}\theta^{-1}\}$, что означает резкую асимметрию пиков «бесстолкновительного» МАР. При противоположных знаках α и Δ_n коэффициент поглощения Γ квазипериодически осциллирует по аргументу $|\Delta_n|^{3/2}$ с периодом $\lambda_\Delta = (3\pi/2)\theta|\alpha|^{3/2}$. Относительная амплитуда осцилляций $\Gamma - \Gamma'$ в области $|\alpha|\theta^{2/3} \lesssim |\Delta_n| \lesssim qr_H(\theta/\gamma)^2$ — порядка единицы. Характерное число осцилляций в указанном интервале $N_\Delta \sim \theta^2 qr_H/\gamma^3 \gg 1$ (последнее неравенство следует из первого соотношения (13)).

Проанализируем зависимость Γ от обратного угла θ^{-1} при значении $|\Delta_n| \gg \gamma$ ($\operatorname{sign}\alpha = -\operatorname{sign}\Delta_n$). В пределе $|\alpha|\theta^{2/3} \gg |\Delta_n|$ коэффициент поглощения Γ определяется универсальной асимптотикой

$$\Gamma - \Gamma' = 2\pi|\operatorname{Ai}(0)|^2\frac{\Gamma_1}{|\alpha|^{1/2}\theta^{1/3}} = 0{,}79\frac{\Gamma_1}{|\alpha|^{1/2}\theta^{1/3}}. \tag{30}$$

При $\theta^{-1} \sim |\alpha/\Delta_n|^{3/2}$ начинаются квазипериодические осцилляции $\Gamma - \Gamma'$ с периодом $\lambda_\theta = (3\pi/2)|\alpha/\Delta_n|^{3/2}$, описываемые формулой (28). Относительная амплитуда их ~ 1 в области $\theta^{-1} \lesssim |\alpha^{3/2}/\gamma\Delta_n^{1/2}|$. При этом характерное число осцилляций $N_\theta = |\Delta_n/\gamma|$. В пределе $\theta^{-1} \gg |\alpha^{3/2}/\gamma\Delta_n^{1/2}|$ осцилляции экспоненциально затухают, и происходит переход к бесстолкновительному выражению (27). В обратном предельном случае $|\Delta_n| \ll \gamma$ осцилляции Г по θ^{-1} отсутствуют, а переход от асимптотики «бесстолкновительного» МАР (30) к $\Gamma_{\theta=0}(H = H_n) \sim \Gamma_{\theta=0}^{\max} \sim (\nu T_H)^{-1/2}$ происходит в интервале $\theta^{-1} \sim$ $\sim |\alpha/\gamma|^{3/2}$.

Экспериментальное исследование рассмотренных здесь осцилляционных эффектов позволяет одновременно определить две величины: константу α (а значит, и $\partial^3 S/\partial p_\xi^3|_{p_\xi = p_{\text{ext}}}$, см. (8)) и частоту электронных столкновений ν. В типичной низкотемпературной ситуации параметр $\gamma \sim 10^{-2}$. Согласно (13), этому значению γ соответствуют углы $\theta \leqslant 1°$, что нетрудно реализовать в эксперименте.

Авторы признательны Э. А. Канеру, Л. Ю. Горелику, В. И. Макарову и В. Д. Филю за интерес к работе и полезные замечания.

A. A. SLUTSKIN and A. Ya. SHARSHANOV

«COLLISIONLESS» MAGNETOACOUSTIC RESONANCE IN METALS

It is shown that the transformation of magnetoacoustic resonance (MAR) on open periodic trajectories caused by a small-angle (θ) deviation of the magnetic field from the plane normal to the direction of open trajectories leads to a new phenomenon —a «collisionless» magnetoacoustic resonance. In this case the height of sound absorption Г spikes is independent of relaxation time although exceeds characteristic values of the «collisionless» Landau absorption. Besides, the structure of MAR peaks changes sharply: in the vicinity of the peaks, the Г becomes an oscillatory function of θ and **H**.

LIST OF SYMBOLS. Г, damping decrement; **p**, **v**, electron momentum and velocity; ε (**p**), electron spectrum; v_F, ε_F, Fermi velocity and energy; ν, t_0, l, collision frequency, free time and scattering length of an electron in metal; **q**, sound wave vector; **H**, magnetic field; T_H, r_H, Larmor period and radius; **b**, reciprocal lattice vector.

1. *Канер Э. А., Песчанский В. Г., Привороцкий И. А.* К теории магнитоакустического резонанса в металлах // ЖЭТФ.— 1961.— **40**, вып. 1.— С. 214—220.
2. *Слуцкин А. А., Шаршанов А. Я.* Новые эффекты в поглощении звука металлами в сильном магнитном поле при топологической перестройке электронных орбит // ФНТ.— 1985.— **11**, № 10.— С. 1038—1053.
3. *Абрикосов А. А.* Введение в теорию нормальных металлов.— М. : Наука, 1972.— 288 с.
4. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов произведений.— М. : Физматгиз, 1962.— 1100 с.

Физико-технический ин-т
низких температур АН УССР,
г. Харьков

Получено 12.12.85