Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 173–179

Посвящается памяти И. М. Лифшица

Акустическая прозрачность слоистых проводников

О. Галбова, Г. Ивановски

Faculty of Natural Sciences and Mathematics, Physical Institute, 9100 Skopje, Republic of Macedonia

О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: peschansky@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 2 сентября 1996 г.

Метод И. М. Лифшица исследования электронных свойств металлов в предположении, что конкретный вид закона дисперсии носителей заряда a priori известен, а затем восстановления электронного энергетического спектра по экспериментальным данным применен при изучении акустоэлектронных явлений в слоистых проводниках с резко анизотропной проводимостью металлического типа. Показано, что в сильном магнитном поле возможно значительное уменьшение затухания звуковых волн, распространяющихся вдоль слоев. Получены условия акустической прозрачности слоистых проводников с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Проанализирована осцилляционная зависимость декремента затухания звука от величины магнитного поля при различных ориентациях волнового вектора звука и магнитного поля.

Метод І. М. Ліфшиця дослідження електронних властивостей металів, який припускає, що закон дисперсії носіїв заряду a priori відомий, а далі відновлення електронного енергетичного спектра за експериментальними даними застосован до вивчення акустоелектронних явищ у шаруватих провідниках з сильно анізотропною провідністю металевого типу. Показано, що у сильному магнітному полі можливо значне згасання звукових хвиль, які розповсюджуються вздовж шарів. Одержано умови акустичної прозорості шаруватих провідників з квазідвовимірним електронним енергетичним спектром. Аналізується осциляційна залежність декремента згасання звуку від величини магнітного поля при різних орієнтаціях хвильового вектора та магнітного поля.

PACS: 72.15.Gd, 73.61.At, 74.70.Kn

Исследование распространения акустических волн в металлах в магнитном поле привело к успешному решению сформулированной И. М. Лифшицем обратной задачи восстановления электронного энергетического спектра по экспериментальным данным. Концепция квазичастиц — элементарных возбуждений над основным состоянием конденсированных сред — несомненно является эффективной при изучении физических свойств разнообразных проводников, в частности низкоразмерных проводников. Это связано с большим временем жизни электронов проводимости с энергией близкой к энергии Ферми, что позволяет детально исследовать фермиевскую ветвь энергетического спектра без привлечения конкретных моделей закона дисперсии носителей заряда. Такой подход, разработанный И. М. Лифшицем [1], позволил детально исследовать электронные свойства слоистых проводников, обладающих резкой анизотропией электропроводности. Большинство из них — это слоистые структуры органического происхождения, электропроводность которых вдоль нормали $\mathbf{n}$ к слоям значительно меньше электропроводности вдоль слоев. Квазидвумерный характер энергетического спектра носителей заряда в таких проводниках приводит к целому ряду специфических эффектов [2–9], не имеющих места в обычных металлах. Особенно впечатляет акустическая прозрачность слоистых проводников в магнитном поле $\mathbf{H}$, когда радиус кривизны траектории электрона проводимости r много меньше длины его свободного пробега l, однако значительно превышает длину звуковой волны $1/k$. В металлах в этой области магнитных полей декремент затухания звуковых волн $\Gamma(H)$ в l/r раз превышает $\Gamma(0)$, а в квазидвумерных проводниках электронное поглощение энергии звуковых волн, распространяющихся вдоль слоев, напротив, убывает с увеличением магнитного поля. Исключением являются резонансные значения магнитного поля, удовлетворяющие условию $kr = \pi(n + 1/4)$, когда $\Gamma(H)$ вновь пропорционально l/r [5].

© О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, 1997

Интерес к низкоразмерным структурам в настоящее время связан в основном с практическими потребностями в новых сверхпроводящих материалах. Однако их специфические свойства в нормальном (несверхпроводящем) состоянии несомненно способствуют использованию их в различных областях электроники, в частности в акустоэлектронике. Экспериментальному исследованию гальваномагнитных явлений в слоистых проводниках посвящено большое число работ, однако авторам данной статьи не известна ни одна публикация об экспериментальном исследовании акустоэлектронных явлений. Наличие дополнительного параметра — частоты волны — несомненно позволяет более детально изучить свойства носителей заряда в слоистых проводниках и, возможно, выяснить причину некоторых разногласий теории гальваномагнитных явлений с экспериментом.

В проводящих ток кристаллах помимо затухания звуковых волн, связанного с взаимодействием тепловых фононов с когерентными фононами с частотой звука ω, имеется много механизмов электронного поглощения акустических волн. Среди них наиболее существен так называемый деформационный механизм [10], обусловленный перенормировкой энергии носителей заряда под действием деформации кристалла

$$\delta\varepsilon = \lambda_{ij}\, u_{ij} \ . \qquad (1)$$

В магнитном поле ему составит конкуренцию индукционный механизм — Джоулевы потери, связанные с возникновением электромагнитных полей, порожденных звуковой волной. Эти поля следует найти с помощью уравнений Максвелла

$$\mathrm{rot\ rot}\ \mathbf{E} = (4\pi i\omega/c^2)\mathbf{j} \ ; \qquad (2)$$

$$\mathrm{div}\ \mathbf{E} = 4\pi\rho' \ , \qquad (3)$$

а связь плотности тока

$$\mathbf{j} = 2(2\pi h)^{-3} \int d^3p\, e\mathbf{v}\, f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \qquad (4)$$

с тензором деформации $u_{ij} = \partial u_i / \partial x_j$ и электрическим полем

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} + [\,\dot{\mathbf{u}} \times \mathbf{H}\,]/c + m\ddot{\mathbf{u}}/e \ ; \qquad (5)$$

в сопутствующей системе отсчета, движущейся со скоростью смещения ионов $\dot{\mathbf{u}} = \partial \mathbf{u}/\partial t$, найдем с помощью кинетического уравнения Больцмана для функции распределения носителей заряда $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$

$$\partial f/\partial t + \mathbf{v}\partial f/\partial \mathbf{r} + \{e(\tilde{\mathbf{E}} + [\,\mathbf{v} \times \mathbf{H}\,]/c - \partial\delta\varepsilon/\partial \mathbf{r}\}\partial f/\partial \mathbf{p} = W_{\mathrm{col}}\{f\} \ . \qquad (6)$$

Здесь ρ' и $\mathbf{v} = \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ — нескомпенсированная плотность и скорость носителей заряда соответственно; c — скорость света; e и m — заряд и масса свободного электрона. Последнее слагаемое в формуле (5) связано с эффектом Стьюарта—Толмена. Интеграл столкновений $W_{\mathrm{col}}\{f\}$ обращается в нуль при подстановке в него равновесной фермиевской функции распределения носителей заряда $f_0(\varepsilon - \mathbf{p}\dot{\mathbf{u}})$ в сопутствующей системе отсчета.

Уравнения Максвелла и кинетическое уравнение следует дополнить уравнением теории упругости с учетом обратного влияния на колебания ионов системы электронов, равновесие которых нарушено деформацией кристалла. Такая система уравнений задачи в случае малых деформаций впервые получена для изотропного металла Силиным [11], в случае произвольного закона дисперсии носителей заряда Конторовичем [12,13], а для деформаций произвольной величины Андреевым и Пушкаровым [14].

При малых смещениях ионов $\mathbf{u}$ достаточно ограничиться лишь линейным приближением по u_{ij}, и в уравнении (1) компоненты тензора деформационного потенциала λ_{ij} следует считать лишь функциями импульса электрона проводимости $\mathbf{p}$, а их величину, по-видимому, порядка характерной энергии носителей заряда, т.е. энергии Ферми. При этом компоненты тензора $\lambda_{ij}(\mathbf{p})$, как и энергия $\varepsilon(\mathbf{p})$ электрона в недеформированном кристалле

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos\,(anp_z/h) \ , \qquad (7)$$

также являются резко анизотропными функциями импульса носителей заряда. Мы полагаем, что множители при косинусах в выражении (7) для $\varepsilon(\mathbf{p})$ быстро убывают с ростом n, так что $A_1 = \eta A_0 \ll A_0$ и $A_{n+1} \ll A_n$, где A_n — максимальное значение функции $\varepsilon_n(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$.

В линейном приближении по малому возмущению электронной системы деформацией кристалла кинетическое уравнение для функции $f = f_0(\varepsilon - \mathbf{p}\dot{\mathbf{u}}) - \psi(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\partial f_0/\partial\varepsilon$ принимает следующий вид:

$$\partial\psi/\partial t_H + \mathbf{v}\partial\psi\partial\mathbf{r} + \nu\psi = e\mathbf{v}\tilde{\mathbf{E}} - i\omega\Lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij} \ , \qquad (8)$$

где $\nu = (-i\omega + 1/\tau)$; волну мы полагаем монохроматической с частотой ω; интеграл столкновений в уравнении (8) учтен в τ-приближении, т.е. в каче-

стве оператора умножения функции $f_0 - f$ на частоту столкновений электронов проводимости $1/\tau$; t_H — время движения заряда в магнитном поле согласно уравнению

$$\partial \mathbf{p}/\partial t = e[\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}\,]/c \ . \qquad (9)$$

Здесь и в дальнейшем индекс H при t будет опущен, $\Lambda_{ij}(\mathbf{p}) = \lambda_{ij}(\mathbf{p}) - \langle\lambda_{ij}\rangle/\langle 1\rangle$, где

$$\langle g\rangle = 2(2\pi\hbar)^{-3}\int g(\mathbf{p})\, d^3p\, \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \ . \qquad (10)$$

Решение линеаризованного кинетического уравнения

$$\psi = \hat{R}\{\Lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij} + e\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{v}\} \ , \qquad (11)$$

где $\hat{R}$ — резольвента уравнения (8), позволяет найти акустоэлектрические коэффициенты, связывающие электронные потоки, вызванные деформацией кристалла, со смещением ионов $\mathbf{u}$.

Условие существования нетривиального решения полной системы линеаризованных уравнений задачи представляет собой дисперсионное соотношение между волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой волны ω. Мнимая часть волнового вектора определяет декременты затухания акустической волны и электромагнитной волны, порожденной звуком, а реальная часть волнового вектора учитывает перенормировку скорости их распространения, связанную с взаимодействием этих волн с электронами проводимости.

Однако декремент затухания звука Γ можно определить также с помощью диссипативной функции Q, пропорциональной изменению во времени энтропии проводника [10]. С учетом только электронного поглощения энергии звуковых волн диссипативная функция имеет вид

$$Q = \langle\psi\hat{W}_{\mathrm{col}}\{\psi\}\rangle \ , \qquad (12)$$

а декремент затухания звука

$$\Gamma = \langle|\psi|^2/\rho\dot{u}^2 s\tau\rangle \ , \qquad (13)$$

где ρ — плотность кристалла; s — скорость звука.

Воспользовавшись уравнением Максвелла в представлении Фурье, получаем соотношение, связывающее электрическое поле со смещением ионов:

$$\{\mu_{ij} - \xi\sigma_{ij}(k)\}\tilde{E}_j =$$

$$= \{\xi k\omega a_{ij}(k) + \mu_{im}\varepsilon_{mnj}\, i\omega H_n/ck^2 - \mu_{ij}\, m\omega^2/e\}u_j \ ;$$

$$\mathbf{jk} = 0 \ , \qquad (14)$$

где $\xi = 4\pi i\omega/(k^2c^2 - \omega^2)$; $\mu_{ij} = \delta_{ij} - k_i k_j/k^2$; δ_{ij} — символ Кронекера; ε_{inj} — антисимметричный тензор третьего ранга ($\varepsilon_{123} = 1$), а акустоэлектрические коэффициенты

$$\sigma_{ij}(k) = \langle e^2 v_i \hat{R} v_j\rangle \ , \quad a_{ij}(\mathbf{k}) = \langle e v_i \hat{R}\Lambda_{jn}(\mathbf{p})\rangle u_j k_n/k \qquad (15)$$

связывают в представлении Фурье плотность тока

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k)\tilde{E}_j(k) + a_{ij}(k)k\omega u_j(k) \qquad (16)$$

с электрическим полем и смещением ионов.

Пусть звуковая волна распространяется вдоль слоев ортогонально магнитному полю $\mathbf{H} = (0, H\sin\theta, H\cos\theta)$. В этом случае решение уравнения (14) в основном приближении по малому параметру η имеет следующий вид:

$$\tilde{E}_y(k) =$$

$$= \{1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy}(k)\}^{-1}[i\omega u_x H\cos\theta/ck^2 + \xi k\omega\tilde{a}_{yj}(k)u_j] \ ; \qquad (17)$$

$$\tilde{E}_z(k) = -\, i\omega u_x H\sin\theta/ck^2 + m\omega^2 u_z/e \ , \qquad (18)$$

где $\tilde{\sigma}_{ij}(k) = \sigma_{ij}(k) - \sigma_{ix}(k)\sigma_{xj}(k)/\sigma_{xx}(k)$ и $\tilde{a}_{ij}(k) = a_{ij}(k) - a_{xj}(k)\sigma_{ix}(k)/\sigma_{xx}(k)$.

Уравнение (18) справедливо лишь при весьма малых значениях η, когда $\eta^2 \ll \beta = (\omega c/\omega_0 s)^2/\omega\tau$, где ω_0 — частота плазменных колебаний электронного газа. В обратном предельном случае для определения $\tilde{E}_z$ при разложении j_z в степенной ряд по малому параметру η необходимо учесть также слагаемые, зависящие от η. Однако $v_z E_z$ всегда мало́ при $\eta \ll 1$, и при вычислении асимптотического выражения для диссипативной функции учет электрического поля необходим лишь в тех случаях, когда Q обращается в нуль при $\eta = 0$.

В обычных металлах Джоулевы потери существенны лишь в области достаточно сильных магнитных полей, когда радиус кривизны траектории электрона много меньше не только длины его свободного пробега, но и длины звуковой волны, т.е. $kr \ll 1$. Если магнитное поле не слишком сильно искривляет траекторию носителей заряда, так что

$$1 \ll kr \ll kl \ , \qquad (19)$$

то поглощение энергии звуковых волн в металле определяется в основном деформационным механизмом. В низкоразмерных проводниках роль электромагнитных полей, порожденных звуковой волной, оказывается весьма существенной в значительно более широкой области магнитных по-

лей, включая и магнитные поля, удовлетворяющие условию (19). Это связано с тем, что в таких полях акустоэлектрические коэффициенты a_{ij} и σ_{ij} при $kr \ll 1/\eta$ и $r \ll l$ испытывают гигантские осцилляции с изменением обратной величины магнитного поля. В результате асимптотическое поведение диссипативной функции оказывается существенно иным, чем в обычных металлах, а учет электромагнитных полей приводит к компенсации значительной части деформационного поглощения энергии звуковых волн и, следовательно, к акустической прозрачности слоистого проводника. Асимптота акустоэлектрических коэффициентов в этой области магнитных полей имеет вид

$$\tilde{\sigma}_{yy}(k) = (G/kD)(1 - \sin kD) \ ; \qquad \tilde{a}_{yj}(k) = -\, i(G\Lambda_{jx}/ev kD)\cos kD \ , \tag{20}$$

где $D = cD_p/eH\cos\theta$, а D_p — диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y ; v и Λ_{jx} — скорость электрона и значение $\Lambda_{jx}(\mathbf{p})$ в опорной точке поверхности Ферми вдоль той же оси p_y ; $G = 4vD_p e^2\tau/ac(2\pi h)^2$.

Асимптотическое выражение для диссипативной функции при $1 \ll kD \ll 1/\eta$ и продольной поляризации звуковой волны приобретает следующий вид:

$$Q = \frac{eH\tau\cos\theta\{g_1^2(1 + \sin kD) + g_2^2(1 - \sin kD) - 2g_1g_2\cos kD\}}{\pi^2h^2akvc\{1 + |\xi\sigma_{yy}|^2\}} \ , \tag{21}$$

где $g_1 = \Lambda_{jx}u_j k\omega$, а $g_2 = av\omega u_x eHc^{-1}\cos\theta$.

Нетрудно заметить, что при $kD = 2\pi(n + 1/4)$ существенно изменяется асимптота акустоэлектрических коэффициентов $\tilde{\sigma}_{yy}$ и $\tilde{\sigma}_{yj}$, что приводит к резкому увеличению диссипативной функции. Однако вне резонанса, т.е. когда $\cos kD$ заметно отличен от нуля и нет необходимости учитывать малые поправки в формулах (20) для акустоэлектрических коэффициентов, знаменатель в выражении (21) для диссипативной функции растет пропорционально H^2 и декремент затухания звука

$$\Gamma \cong (\omega/v)r/l \tag{22}$$

убывает с ростом магнитного поля и длины свободного пробега носителей заряда. Для продольной поляризации звука компонента тензора Λ_{xx} заведомо порядка энергии Ферми и $g_1 \approx g_2\, kD$ значительно превышает g_2 . В этом случае акустическая прозрачность оптимальна при тех значениях магнитного поля, когда kD близко к $2\pi(n - 1/4)$, и между резонансными значениями магнитного поля, которые повторяются с периодом

$$\Delta(1/H) = 2\pi e\cos\theta/cD_p \ , \tag{23}$$

должна наблюдаться аномальная акустическая прозрачность слоистого проводника с тем же периодом.

В достаточно чистых проводниках длина свободного пробега носителей заряда при низких температурах может быть настолько большой, что выполнимо условие $kl\eta \gg 1$, имеется область значений магнитного поля, при которых $1/\eta \ll kr \ll kl$ и осцилляции акустоэлектрических коэффициетнов формируются не всеми носителями заряда на поверхности Ферми, а их небольшой долей порядка $(kr\eta)^{-1/2}$ вблизи сечения поверхности Ферми с экстремальным диаметром D_p^{extr}. В этом случае магнитоакустический резонанс при $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ отсутствует, а декремент затухания звука

$$\Gamma(H) = \{1 + (kr\eta)^{-1/2}\sin(kD_0 - \pi/4)\}\omega l/vr \tag{24}$$

по порядку величины оказывается таким же, как и в обычных металлах. Малосущественные численные множители порядка единицы в формулах (22) и (24) опущены, а $D_0 = cD_p^{\mathrm{extr}}/eH\cos\theta$.

Магнитоакустический резонанс при $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ возможен лишь при $kr\eta \ll 1$, и вблизи резонансных значений магнитного поля в выражении для $\tilde{\sigma}_{yy}$ необходимо учесть малые поправки по параметрам r/l и $1/kr$. Несложные вычисления позволяют получить для $\Gamma(H)$ следующую интерполяционную формулу:

$$\Gamma(H) = \frac{\omega l/vr}{1 + (l/kr^2)^2} \ , \tag{25}$$

и при $l \ll kr^2$ поглощение электронами проводимости энергии звуковых волн возрастает с увеличением магнитного поля пропорционально H.

Затухание поперечных волн в слоистом проводнике существенно зависит от конкретного вида недиагональных компонент тензора деформационного потенциала $\Lambda_{ij}(\mathbf{p})$. В тех случаях, когда

$\Lambda_{yx}(p)$ и $\Lambda_{zx}(p)$ в области эффективного взаимодействия носителей заряда с волной ($\mathbf{kv} = \omega$) много меньше Λ_{xx}, существенно меняется порядок величины декремента затухания звука. Однако для сдвиговых волн с поляризацией в плоскости слоев периодическое чередование прозрачности и резонансного поглощения энергии звуковых волн имеет такой же характер, как и в случае продольных волн, т.е. резонансные пики в зависимости декремента затухания звука от $1/H$ повторяются с периодом (23), хотя порядок величины поглощения энергии звуковых волн может быть существенно иным, чем в случае продольных волн.

Акустические волны, поляризованные вдоль нормали к слоям, затухают на значительно больших расстояниях, если компонента Λ_{zx} мала и обращается в нуль при стремлении η к нулю. В этом случае асимптотическое решение уравнений Максвелла, когда $\mathbf{u} = (0, 0, u)$, имеет следующий вид:

$$\tilde{E}_y = \frac{k\omega\tilde{a}_{yz} + m\omega^2\tilde{\sigma}_{yz}/e}{1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy}}\xi u \ ; \qquad \tilde{E}_z = \frac{\tilde{a}_{zz}\, k\omega\xi + m\omega^2/e}{1 - \xi\tilde{\sigma}_{zz}}u \ . \tag{26}$$

Нетрудно убедиться в том, что компоненты матрицы a_{ij}, как и σ_{ij}, не содержат линейных по параметру η слагаемых, если хотя бы один из индексов i или j совпадает с z. При вычислении диссипативной функции нет необходимости учитывать электрическое поле $\tilde{E}_y$, пропорциональное η^2, поскольку $ev_z\tilde{E}_z$ содержит слагаемое, пропорциональное первой степени η. В результате несложных вычислений получаем следующее выражение для диссипативной функции при $1 \ll kr \ll 1/\eta$ и сколь угодно малых γ:

$$Q = \frac{\omega^3\tau u^2 eH\cos\theta}{acsv(2\pi h)^2} \times \left|\Lambda_{zx} + \frac{iA_1\, am\omega}{hk(1-\xi\tilde{\sigma}_{zz})}\cos\left(\frac{aD_p}{h}\operatorname{tg}\theta\right)\right|^2 (1+\sin kD) \ . \tag{27}$$

При вычислении Q мы ограничились лишь первыми двумя слагаемыми в выражении (7) для закона дисперсии носителей заряда. Акустическая прозрачность наступает, когда kD строго равно $2\pi(1 - 1/4)$ и в выражении для диссипативной функции необходимо учитывать малые поправки по γ и $1/kr$. Если $\sin kD$ существенно отличен от -1, то затухание звуковых волн растет с увеличением магнитного поля, как и в обычных металлах, и определяется в основном первым слагаемым под знаком модуля в (27), исключая некоторые экзотические модели деформационного потенциала, для которых $\Lambda_{zx} \ll \eta\varepsilon_F$. Амплитуда осцилляций Γ с периодом (23), связанная с периодической зависимостью σ_{zz} от $1/H$

$$\sigma_{zz} = \frac{\eta^2\sigma_0}{kr}\left[1 + \sin kD\cos\left(\frac{aD}{h}\operatorname{tg}\theta\right)\right] , \tag{28}$$

по порядку величины в v/s раз меньше монотонно меняющейся с магнитным полем части декремента затухания звука, если $\Lambda_{zx} \approx \eta\varepsilon_F$. Помимо этих осцилляций декремент затухания звуковых волн осциллирует с изменением угла θ с периодом

$$\Delta(\operatorname{tg}\theta) = 2\pi h/aD_p \ . \tag{29}$$

Угловые осцилляции в магнитных полях, удовлетворяющих условию (19), имеют место во всей области углов между магнитным полем и нормалью к слоям.

Если электрон проводимости дрейфует вдоль волнового вектора звука (например, звук распространяется вдоль оси y), то декремент затухания звука уменьшается в $(kl\eta)^2$ раз при $r/l \ll kr\eta \ll 1$. Решение кинетического уравнения в этом случае имеет вид

$$\psi = \{\exp(\nu T + i\bar{\mathbf{k}}\bar{\mathbf{v}}T) - 1\}^{-1} \times \int_t^{t+T} dt'\, g(t')\exp\{i\mathbf{k}[\mathbf{r}(t') - \mathbf{r}(t)]\} \ , \tag{30}$$

где $g(t) = \omega\Lambda_{ji}(t)k_i u_j + ev(t)\tilde{E}$.

При $1 \ll kl\eta \ll l/r$ в разложении множителя, стоящего перед интегралом, в ряд по степеням νT и $\bar{\mathbf{k}}\bar{\mathbf{v}}T = \int_0^T dt\,\mathbf{kv}(t)$ более существенно слагаемое, пропорциональное $\mathbf{kv}T$. В результате в выражении для диссипативной функции при наличии дрейфа носителей заряда вдоль k со скоростью $\bar{v}_y = \bar{v}_z\operatorname{tg}\theta \cong \eta v t\operatorname{tg}\theta$ следует νT заменить величиной $kr\eta\operatorname{tg}\theta$. Если $kr\eta\operatorname{tg}\theta \gg 1$, т.е. электрон за время свободного пробега способен переместиться вдоль волнового вектора звука на расстояние, значительно превышающее длину звуковой волны, то имеет место магнитоакустический резонанс, предсказанный и теоретически исследованный Канером, Приворотским и одним из авторов данной статьи [15]. (Этот резонанс в литературе иногда называют доплер-сдвинутым акустическим циклотронным резонансом (ДСАЦР).) Резонанс на-

ступает при $\bar{k}\bar{v}T = 2\pi n$ и в отличие от обычных металлов амплитуда резонансных осцилляций определяется параметром $kr\eta$, а не kr.

Приведенные выше формулы справедливы, когда $\cos\theta >> cD_p/eHl$. Если θ близко к $\pi/2$, т.е. $\cos\theta$ настолько мал, что за время свободного пробега электрон не успевает совершить полный оборот по орбите в магнитном поле, то компоненты тензора электропроводности $\tilde{\sigma}_{yy}$ и $\tilde{\sigma}_{zz}$ близки к своим значениям в отсутствие магнитного поля. Это связано с тем, что в двумерном проводнике лишь проекция магнитного поля на ось z влияет на динамику носителей заряда, и при $\eta << 1$ роль составляющей магнитного поля H_y становится заметной в магнитоакустических эффектах лишь в малых поправках по параметру η. При $\theta = \pi/2$ зависимость декремента затухания звука от величины магнитного поля содержится лишь в слагаемых, которые обращаются в нуль при стремлении η к нулю, и магнитоакустические эффекты проявляются наиболее ярко при распространении волны со смещением ионов вдоль нормали к слоям.

Осцилляционная зависимость Γ от $1/H$ имеет место при $\theta = \pi/2$ лишь при не слишком малой гофрировке поверхности Ферми, когда $kr\eta >> 1$. По периоду осцилляций декремента затухания звуковой волны, распространяющейся вдоль нормали к слоям,

$$\Delta(1/H) = 4\pi e/kc\Delta D_{px}\ , \qquad (31)$$

можно с достаточной точностью определить размер гофрировки поверхности Ферми. Здесь ΔD_{px} — разность между максимальным и минимальным диаметрами поверхности Ферми вдоль оси p_x при $p_y = 0$.

Для звуковой волны, поляризованной вдоль нормали к слоям, в достаточно сильных магнитных полях, когда $kr << 1$, декремент затухания волны существенно зависит от величины и ориентации магнитного поля относительно слоев и в зависимости Γ от θ появляются резкие пики или провалы, которые лишь при $\mathrm{tg}\,\theta >> 1$ повторяются с периодом (29).

При распространении акустической волны вдоль нормали к слоям уравнения Максвелла имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\{1 - \xi\tilde{\sigma}_{xx}(k)\}\tilde{E}_x - \xi\tilde{\sigma}_{xy}(k)\tilde{E}_y = \\ = \xi\tilde{a}_{xj}(k)u_j - (u_y H_z - u_z H_y)i\omega/c - m\omega^2 u_x/e\ ; \\ -\xi\tilde{\sigma}_{yx}(k)\tilde{E}_x + \{1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy}(k)\}\tilde{E}_y = \\ = \xi\tilde{a}_{yj}(k)u_j + u_x H_z\, i\omega/c - m\omega^2 u_y/e\ .\end{aligned} \qquad (32)$$

Если компоненты Λ_{iz} пропорциональны η, то с достаточной степенью точности можно положить $\tilde{a}_{\alpha j} = a_{\alpha j}$ и $\tilde{\sigma}_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = x, y$, а поглощение энергии звуковой волны, распространяющейся вдоль нормали к слоям, связано в основном с Джоулевыми потерями. Вычисление декремента затухания волны в этом случае не представляет труда. Однако магнитоакустические эффекты могут проявиться лишь при весьма жестких условиях, когда одновременно $r << l$ и $kr\eta >> 1$, т.е. либо в весьма чистых образцах, либо при не слишком сильной квазидвумерности. Хотя указанные выше условия трудно выполнимы в синтезированных к настоящему времени слоистых проводниках, мы все же приведем здесь явный вид декремента затухания звука в магнитном поле, расположенном в плоскости слоев, т.е. ортогонально волновому вектору звука:

$$\Gamma(H) = \frac{\eta\omega\tau}{r}\{1 - (kr\eta)^{-1/2}\beta \times$$

$$\times \sin(kc\Delta D_{p1}/2eH + \pi/4)\}\ , \qquad (33)$$

где ΔD_{p1} — разность между максимальным и минимальным диаметрами сечения поверхности Ферми плоскостью $p_z = \mathrm{const}$ в направлении, ортогональном магнитному полю. При такой геометрии опыта отсутствует дрейф носителей заряда вдоль волнового вектора звука, и осцилляции Γ с изменением магнитного поля аналогичны осцилляциям Пиппарда [16], однако их амплитуда ослаблена наличием малого множителя β.

Настоящая работа выполнена при частичном финансировании Международным научным фондом Дж. Сороса (гранты USP 042051 и K5X 100) и Министерством науки Македонии.

1. И. М. Лифшиц, *Избранные труды. Электронная теория металлов. Физика полимеров и биополимеров*, Наука, Москва (1994).
2. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toyi Gnado Yao, *J. Phys. (France)* **1**, 1469 (1991).
3. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхеир Бек, *ФТТ* **34**, 1640 (1992).
4. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* **18**, 1012 (1992).
5. O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky, *J. Phys. I (France)* **4**, 823 (1994).
6. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **20**, 574 (1994).

7. В. Г. Песчанский, Г. Эспехо, Д. Тесгера Бедасса, *ФНТ* **21**, 971 (1995).
8. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
9. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **22**, 425 (1996).
10. А. И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **8**, 1338 (1938).
11. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **38**, 977 (1960).
12. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1633 (1963).
13. В. М. Конторович, *Динамические уравнения теории упругости в металлах*, в кн.: *Электроны проводимости*, Наука, Москва (1985).
14. А. Ф. Андреев, Д. И. Пушкаров, *ЖЭТФ* **89**, 1883 (1985).
15. Э. А. Канер, В. Г. Песчанский, И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **40**, 214 (1961).
16. A. B. Pippard, *Philos. Mag.* **2**, 1147 (1957).

Acoustic transparency of layered conductors

O. Galbova, G. Ivanovski,
O. V. Kirichenko, and V. G. Peschanskii

The Lifshits method of investigating electronic properties of metals under the assumption that a particular type of the dispersion relation for charge carriers is a priori known, and of reconstructing the electron energy spectrum by experimental data has been applied to study the acoustic electronic effects in layered conductors featuring the drastically anisotropic conductivity of a metallic type. It is shown that at high magnetic field the attenuation of acoustic waves propagating along the layers may decrease considerably. The conditions for acoustic transparency of layered conductors with a quasi-two-dimensional electron energy spectrum are determined. The oscillation dependence of sound attenuation decrement on magnetic field is considered for different orientations of sound wave vector and magnetic field.