Физика низких температур, 1998, т. 24, № 4, с. 367–370

Ориентационный эффект при поглощении звука слоистыми проводниками

О. В. Кириченко, Д. Крстовска, 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 28 октября 1997 г.

Показано, что декремент затухания акустических волн в слоистом проводнике с квазидвумерным электронным энергетическим спектром существенно зависит от ориентации магнитного поля относительно слоев в широкой области полей, если возможен дрейф носителей заряда вдоль волнового вектора звука. Положения экстремумов угловой зависимости декремента затухания звука представляют детальную информацию о поверхности Ферми.

Показано, що декремент згасання акустичних хвиль в шаруватому провіднику з квазідвовимірним електронним енергетичним спектром суттєво залежить від орієнтації магнітного поля відносно шарів, якщо дрейф носіїв заряду вздовж хвильового вектора звуку є можливим. Положення екстремумів кутової залежності декремента згасання звуку надають детальну інформацію про поверхню Фермі.

PACS: 72.50.+b

В слоистых проводниках с резко анизотропной электропроводностью металлического типа, помещенных в магнитное поле **H**, наблюдается ряд эффектов, специфичных для квазидвумерных проводников [1-9]: акустическая прозрачность, стимулированная магнитным полем, и ориентационный эффект — наличие острых максимумов и узких провалов на кривых зависимости кинетических характеристик от угла θ между нормалью **n** к слоям и вектором достаточно сильного магнитного поля, когда радиус кривизны траектории электрона проводимости r много меньше не только длины его свободного пробега l, но и длины электромагнитной либо звуковой волны $1/k$. Ниже мы покажем, что ориентационный эффект возможен в более широкой области магнитных полей, включая и случай, когда $kr >> 1$, если носители заряда в магнитном поле могут дрейфовать вдоль волнового вектора звука k. Энергия носителей заряда в квазидвумерных проводниках

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos(anp_z/h) \qquad (1)$$

слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{pn}$, и их дрейф вдоль направления магнитного поля ничтожно мал, а в двумерных проводниках, когда все слагаемые с n отличным от нуля в формуле (1) равны нулю, вовсе отсутствует. Коэффициенты при косинусах в формуле (1) резко убывают с ростом n, так что максимальное значение функции $\varepsilon_1(p_x, p_y)$ на поверхности Ферми $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ равно $\eta\varepsilon_F << \varepsilon_F$. Скорость дрейфа носителей заряда вдоль k пропорциональна η, и ориентационный эффект может реализоваться лишь в достаточно совершенных монокристаллах, когда за время свободного пробега τ величина дрейфа значительно превышает длину звуковой волны.

Пусть звуковая волна распространяется в плоскости слоев вдоль оси x. Из уравнения движения заряда в магнитном поле

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e}{c}[\mathbf{vH}] \qquad (2)$$

следует, что в поле $\mathbf{H} = (H \sin\theta, 0, H\cos\theta)$ для усредненных по периоду движения $T = 2\pi m^* c/eH$ компонент скорости справедливо соотношение

$$\bar{v}_x = \mathrm{tg}\theta \bar{v}_z; \quad \bar{v}_\alpha = \frac{1}{T}\int_0^T v_\alpha(t_H)\, dt_H\,. \qquad (3)$$

Смещение электрона за период движения вдоль волнового вектора равно

$$\bar{v}_x T = -\mathrm{tg}\theta \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{an}{h}\right)\int_0^T dt\varepsilon_n(t, p_H)\sin\left(\frac{anp_z}{h}\right) =$$

$$= -\mathrm{tg}\theta \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{an}{h}\right)\int_0^T dt\varepsilon_n(t, p_H)\times$$

$$\times \sin\left\{\frac{anp_H}{h\cos\theta} - \frac{anp_x(t, p_H)\mathrm{tg}\theta}{h}\right\}. \qquad (4)$$

Если учесть, что p_x и p_y, а следовательно, и ε_n слабо зависят от интеграла движения в магнитном поле $p_H = p_x \sin\theta + p_z\cos\theta$, то в основном приближении по малому параметру квазидвумерности электронного энергетического спектра η скорость дрейфа электронов вдоль $\mathbf{k}$ принимает следующий вид:

$$\bar{v}_x = -\mathrm{tg}\,\theta\ \mathrm{Im}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{an}{h}\right)\exp\left\{\frac{ianp_H}{h\cos\theta}\right\} I_n(\mathrm{tg}\theta)\ , \qquad (5)$$

где

$$I_n(\mathrm{tg}\,\theta) = T^{-1}\int_0^T dt\varepsilon_n(t)\exp\left\{-ianp_x(t, p_H)\frac{\mathrm{tg}\theta}{h}\right\}. \qquad (6)$$

Легко заметить, что главное слагаемое в формуле (5), пропорциональное $I_1(\mathrm{tg}\,\theta)$, при некоторых значениях $\mathrm{tg}\,\theta$ обращается в нуль и вблизи нулей функции $I_1(\mathrm{tg}\,\theta)$ имеется множество значений угла $\theta = \theta_c$, при которых скорость дрейфа носителей заряда вдоль волнового вектора звука $\bar{v}_x$ совпадает со скоростью распространения акустической волны s и их взаимодействие с волной наиболее эффективно. В результате следует ожидать наличия узких максимумов зависимости декремента затухания звуковых волн

$$\Gamma = Q / \rho\omega^2 u^2 s \qquad (7)$$

от ориентации магнитного поля относительно слоев.

Здесь e и m^* — заряд и циклотронная эффективная масса электрона проводимости; t_H — время его движения в магнитном поле; c — скорость света; a — расстояние между слоями; h — постоянная Планка: ρ — плотность кристалла; u — смещение ионов; s — скорость распространения звуковой волны с частотой ω, которую ниже мы будем считать монохроматичной. Диссипативную функцию Q легко найти, зная решение кинетического уравнения Больцмана для функции распределения носителей заряда $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \left[e\left(\tilde{\mathbf{E}} + \frac{[\mathbf{v}\times\mathbf{H}]}{c}\right) - \frac{\partial\delta\varepsilon}{\partial\mathbf{r}}\right]\frac{\partial f}{\partial\mathbf{p}} = W_{\mathrm{coll}}(f). \qquad (8)$$

Интеграл столкновений $W_{\mathrm{coll}}(f)$ 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, движущейся со скоростью смещения ионов $\dot{\mathbf{u}} = \partial\mathbf{u} / \partial t$.

Электрическое поле в этой же системе отсчета

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} + \frac{(\dot{\mathbf{u}}\times\mathbf{H})}{c} + \frac{m\ddot{\mathbf{u}}}{e} \qquad (9)$$

найдем с помощью решения уравнений Максвелла

$$\mathrm{rot\ rot}\ \mathbf{E} = \frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{j}. \qquad (10)$$

В линейном приближении по малому тензору деформации кристаллической решетки $u_{ij} = \partial u_i/\partial x_j$ решение кинетического уравнения для неравновесной функции распределения носителей заряда $f = f_0(\varepsilon - \mathbf{p}\dot{\mathbf{u}}) - \psi(\mathbf{p}, \mathbf{r})\exp(-i\omega t)\,\partial f_0/\partial\varepsilon$ в τ-приближении для интеграла столкновений $W_{\mathrm{coll}}(f) = (f_0 - f)/\tau$ принимает следующий вид:

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

$$\times\exp\{i\mathbf{k}[\mathbf{r}(t') - \mathbf{r}(t)] + \nu(t' - t)\}, \qquad (11)$$

где $\nu = 1/\tau - i\omega$, $g(t) = -i\omega\Lambda_{ji}(t)k_i u_j$, $h(t) = e\mathbf{v}(t)\tilde{\mathbf{E}}$, а компоненты тензора деформационного потенциала $\Lambda_{ij}(\mathbf{p})$ описывают перенормировку энергии электронов проводимости под действием деформации кристалла

$$\delta\varepsilon = \Lambda_{ij}(\mathbf{p})u_{ij} \qquad (12)$$

с учетом сохранения числа носителей заряда. Здесь и ниже индекс «H» при t опущен. С помощью решения кинетического уравнения (11) мы можем вычислить диссипативную функцию по формуле

$$Q = \frac{2eH}{c(2\pi h)^3} \int d\varepsilon\, \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) \int dp_H \times$$

$$\times \int_0^T dt\, \psi \hat{W}_{\text{coll}}(\psi) \equiv \langle \psi \hat{W}_{\text{coll}}(\psi) \rangle . \qquad (13)$$

При $kr >> 1$ подынтегральное выражение в формуле (11) является быстро осциллирующей знакопеременной функцией t', и при вычислении диссипативной функции

$$Q = \langle \frac{|\psi|^2}{\tau} \rangle =$$

$$= \left\langle \frac{\int_t^{t+T} dt' g(t') \int_t^{t+T} dt'' g^*(t'') \exp\{ i\mathbf{k}[\mathbf{r}(t') - \mathbf{r}(t'')] \}}{2\tau\, [\mathrm{ch}\,(T/\tau) - \cos\,(k\bar{v}_x - \omega)T\,]} \right\rangle \qquad (14)$$

уместно воспользоваться методом стационарной фазы. В числителе формулы (14) опущены малые поправки по параметрам $T / \tau << 1$ и $\omega T << 1$. Полагая, что на сечении поверхности Ферми плоскостью $p_H = \mathrm{const}$ имеется не более двух точек стационарной фазы, где носители заряда движутся в фазе с волной, т. е. $v_x(t_1) = v_x(t_2) = s$, получаем следующее выражение для Q:

$$Q = \frac{2eH}{c(2\pi h)^3} \int_0^{2\pi h \cos\theta/a} dp_H \frac{(T/\tau) 2\pi / k v_x'(t_1)}{(T/\tau)^2 + 4 \sin^2 (k\bar{v}_x - \omega)T/2} \times$$

$$\times \{ |g_1|^2 [1 + \sin\,(k\Delta x)] +$$

$$+ |h_1|^2 [1 - \sin\,(k\Delta x)] - i g_1 (h_1 - h_1^*) \cos\,(k\Delta x) \}, \qquad (15)$$

где $g_1 = g(t_1)$, $h_1 = h(t_1)$, звездочкой сверху обозначено комплексное сопряжение, а

$$\Delta x = x(t_2) - x(t_1) = \frac{[p_y(t_1) - p_y(t_2)]\, c}{eH \cos\theta} +$$

$$+ \operatorname{tg}\theta \int_{t_1}^{t_2} v_z(t, p_H)\, dt\ . \qquad (16)$$

Если смещение электрона вдоль $\mathbf{k}$ за период T много меньше длины звуковой волны, т.е. $k\, r\, \eta\, \operatorname{tg}\theta << 1$, то $k\,\Delta x$ слабо зависит от p_H, и выражение в фигурных скобках в формуле (14) может быть вынесено за знак интеграла. Однако знаменатель существенно зависит от p_H при $k\, l\, \eta\, \operatorname{tg}\theta >> 1$, поскольку $\bar{v}_x$ осциллирует с изменением p_H. В результате после несложных вычислений при $1 << k\, l\, \eta\, \operatorname{tg}\theta << l/r$ получаем

$$Q = \frac{L(\alpha)\, e\, H\, h\, \tau \cos\theta}{a\, k\, v\, c\, (2\pi h)^3} \times$$

$$\times \{ |g_1|^2 [1 + \sin\,(k\Delta x)] +$$

$$+ |h_1|^2 [1 - \sin\,(k\Delta x)] - i g_1 (h_1 - h_1^*) \cos\,(k\Delta x) \}, \qquad (17)$$

где $\alpha = k\bar{v}_x\tau$, а

$$L(\alpha) = (2/\pi) \int_0^{\pi/2} d\phi\, \frac{1}{1 + \alpha^2 \sin^2\phi} . \qquad (18)$$

В формулах (15) и (17) опущены несущественные поправки по малому параметру отношения скорости звука к фермиевской скорости электронов проводимости v в плоскости слоев. Если воспользоваться приближением квадратичной зависимости функции $\varepsilon_0(p_x, p_y)$ от импульса, то α принимает следующий вид:

$$\alpha = k\, l\, \eta\, \operatorname{tg}\theta\, J_0 \frac{a\, D_p}{2h} \operatorname{tg}\theta\ , \qquad (19)$$

где J_0 — функция Бесселя, имеющая бесконечное число нулей на вещественной оси; D_p — диаметр поверхности Ферми вдоль оси p_y.

Уравнения Максвелла (10) позволяют найти связь функции h со смещением ионов u. С помощью решения кинетического уравнения (11) нетрудно найти выражение для плотности электрического тока $j_i(x) = \langle e v_i \psi \rangle$, которое в представлении Фурье имеет следующий вид:

$$j_i(x) = \int dk \exp\,(\,ikx\,) \times$$

$$\times [\sigma_{ij}(k) \tilde{E}_j(k) + a_{ij}(k) k\, \omega\, u_j(k)]\ . \qquad (20)$$

Здесь $\tilde{E}_j(k)$ и $u_j(k)$ — фурье-образы электрического поля и смещения ионов, а акустоэлектронные коэффициенты описываются формулами

$$\sigma_{ij}(k) = e^2 \langle v_i(t) \int_{-\infty}^{t} dt' \, F(t, t', k) \, v_j(t') \rangle, \quad (21)$$

$$a_{ij}(k) = e \langle v_i(t) \int_{-\infty}^{t} dt' \, F(t, t', k) \, \Lambda_{jx}(t') \rangle, \quad (22)$$

где $F(t, t', k) = \exp\{\nu(t' - t) + ik[x(t') - x(t)]\}$.

В случае продольной звуковой волны в основном приближении по малому параметру η мы получаем

$$h(t) = u\, e\, v_y(t) \frac{i \omega H \cos\theta / c + \xi k \omega \tilde{a}_{yx}}{1 - \xi\tilde{\sigma}_{yy}}. \quad (23)$$

Акустоэлектронные коэффициенты $\tilde{\sigma}_{yy} = \sigma_{yy} - \sigma_{yx}\sigma_{xy} / \sigma_{xx}$ и $\tilde{a}_{yx} = a_{yx} - a_{xx}\sigma_{yx} / \sigma_{xx}$ нетрудно вычислить при $kr \gg 1$, воспользовавшись методом стационарной фазы. При сколь угодно малых η имеем

$$\tilde{\sigma}_{yy} = \frac{\sigma_0}{kD} [1 - \sin(kD)] \, L(\alpha), \quad (24)$$

$$\tilde{a}_{yx} = - i \frac{\sigma_0 \Lambda}{k D e v} \cos(kD) \, L(\alpha), \quad (25)$$

где $\Lambda = \Lambda_{xx}(t_1)$, а $D = cD_p / eH \cos\theta$.

При $kD = 2\pi(n + 1/4)$, где n — любое целое число, необходимо учесть в приведенных выше формулах для акустоэлектронных коэффициентов поправки, пропорциональные η. Воспользовавшись формулами (23)–(25) и соотношениями (7), (17), получим следующее выражение для декремента затухания продольной акустической волны:

$$\Gamma = (\omega / v) \frac{r/l + \alpha^2(1+\alpha^2)^{-1} \sin^2(kD)}{1 - \sin(kD) + (r/l)^2}. \quad (26)$$

Акустическая прозрачность слоистого проводника, когда $\sin(kD)$ существенно отличен от единицы, уменьшается при наличии дрейфа носителей заряда вдоль волнового вектора звука в $k l \eta \,\mathrm{tg}\,\theta$ раз (несущественные множители порядка единицы в формуле (26) опущены). При фиксированной величине магнитного поля и при тех значениях $\theta = \theta_c$, когда α обращется в нуль, декремент затухания звуковой волны как функция $\mathrm{tg}\,\theta$ принимает минимальное значение, а при $\sin(kD) = -1$ и при этих ориентациях магнитного поля относительно слоев проводника достигается его максимальная прозрачность. При $\mathrm{tg}\,\theta \gg 1$ минимумы угловой зависимости Γ периодически повторяются с таким же периодом, как и при $kr \ll 1$. По величине этих периодов

$$\Delta(\mathrm{tg}\,\theta) = 2\pi h / a D_p$$

можно с достаточно высокой точностью определить диаметр поверхности Ферми D_p.

Мы признательны Министерству науки Украины за финансовую поддержку данной работы (грант 2. 4/192).

1. V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez, and Toyi Gnado Yao, *J. de Phys. (France)* **1**, 1469 (1991).
2. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхеир Бек, *ФТТ* **34**, 1640 (1992).
3. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* **18**, 1012 (1992).
4. O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky, *J. de Phys. (France)* **4**, 823 (1994).
5. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **20**, 574 (1994).
6. В. Г. Песчанский, Г. Эспехо, Тесгера Бедасса, *ФНТ* **21**, 971 (1995).
7. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
8. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **22**, 425 (1996).
9. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 173 (1997).
10. А. И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **8**, 1338 (1938).

Orientation effect at sound damping in layered conductors

O. V. Kirichenko, D. Krstovska, and V. G. Peschansky

The damping decrement of acoustic waves in a layered conductor with a quasi-two-dimensional electron energy spectrum is shown to depend appreciably on magnetic field orientation with respect to the layers, in a wide field range if the drift of charge carriers along the sound wave vector is possible. The positions of extrema in the angular dependence of the sound damping decrement carry a comprehensive information on the Fermi surface.