

Нулевой звук и квазиволна: разделение в магнитном поле

Е. В. Безуглый, А. В. Бойчук, Н. Г. Бурма, В. Д. Филь

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1994 г.

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследований поведения продольного и поперечного электронного звука в слабом поперечном магнитном поле. Теоретически показано, что эффекты влияния магнитного поля на скорость нулевого звука и баллистического переноса противоположны по знаку и обладают существенно различными зависимостями от толщины образца, частоты возбуждения и времени релаксации. Это позволило экспериментально разделить фермижидкостный и баллистический вклады в наблюдаемый сигнал продольного электронного звука. Впервые в нулевом магнитном поле наблюдался баллистический перенос акустического возбуждения квазиволной.

Наведено результати теоретичного та експериментального досліджень поведінки поперечного та поперечного електронного звуку у слабкому поперечному магнітному полі. Теоретично показано, що ефекти впливу магнітного поля на швидкість нульового звуку та балістичного переносу протилежні по знаку та мають істотно відмінні залежності від товщини зразка, частоти збудження та часу релаксації. Це дозволило експериментально розділити ферміїдинний та балістичний внески до сигналу поперечного електронного звуку, що спостерігався. Вперше в нульовому магнітному полі спостережено балістичний перенос акустичного збудження квазіхвилею.

Введение

Ранее авторами было обнаружено [1–4], что высокочастотная продольная упругая деформация поверхности металла возбуждает в образце при гелиевых температурах сигнал электронного звука (ЭЗ), имеющий скорость v_0 порядка фермиевской v_F , и высказано предположение о фермижидкостной (нуль-звуковой) природе этого сигнала. Основными аргументами в пользу такого заключения являются: а) отсутствие заметного затухания Ландау [2,3] и близость измеренной скорости электронного звука v_0 к максимальной фермиевской скорости носителей $v_{F\max}$ в направлении распространения волны [4], что позволяет отвергнуть предположение об их акусто-плазмонном происхождении [5]; б) сильная температурная зависимость v_0 , которую невозможно объяснить в рамках гипотезы о баллистической (квазиволновой) природе ЭЗ. Последнее обстоятельство, однако, не дает достаточных оснований для того, чтобы полностью отвергнуть квазиволновую интерпретацию электронного звука, поскольку в принципе возможна ситуация [6], когда в бесстолкновительном пределе $\omega \gg \nu$ (ν — частота релаксации носителей) регистрируется баллистический перенос со скоростью $v_{F\max}$, а в области $\omega \leq \nu$, где и наблюдается температурная зависимость v_0 — «концентра-

ционная» мода [4,7], которая хотя и может рассматриваться как предел нуль-звуковой моды при больших ν , однако существует и в отсутствие фермижидкостного взаимодействия.

Таким образом, концепция фермижидкостного происхождения ЭЗ требует поиска новых аргументов в свою пользу, которые, очевидно, должны опираться на существенное различие физической природы бесстолкновительного нулевого звука и одночастичного баллистического переноса (квазиволн) [8]. Ниже изложены простые физические соображения, показывающие, что изменение скорости ЭЗ в слабом поперечном магнитном поле качественно отличается для двух механизмов его формирования.

Обсудим вначале поведение нулевого звука, базируясь на выводах простой модели двухкомпонентной ферми-жидкости [9], которая приводит к следующей оценке угловой зависимости неравновесной части электронной функции распределения:

$$\delta n \propto (s - \cos \theta)^{-1}, \quad (1)$$

где $s = v_0/v_F > 1$; θ — угол между волновым вектором q и v_F . Параметр s является функцией изотропной части F корреляционной функции Ландау и для разумных значений $F \sim 1$ численно близок к единице: $s - 1 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ [4]. Таким образом, электроны, эффективно участвующие в формировании

волны нулевого звука, сосредоточены в узком фазовом объеме, оценка полуширины θ_0 которого вытекает из (1):

$$\theta_0^2 = 2(s - 1) \ll 1. \quad (2)$$

Слабое магнитное поле $H \perp q$, искривляя траектории электронов, деформирует возмущенную функцию распределения, вызывая уширение ($\delta\theta_0^2(H) > 0$) эффективного фазового объема. Из-за четности эффекта по магнитному полю естественным параметром, описывающим это уширение, является величина $(\Omega T_{\text{int}})^2 \ll 1$, где Ω — циклотронная частота, T_{int} — характерное время взаимодействия эффективных электронов с волной, равное периоду колебательного процесса в системе отсчета, связанной с электронами опорной точки:

$$T_{\text{int}} = 1/[\omega(s - 1)]. \quad (3)$$

Согласно (2), уширение θ_0 должно приводить к увеличению скорости нулевого звука:

$$\frac{\delta v_0}{v_0} = \delta s = \frac{1}{2} \delta\theta_0^2 \propto \left[\frac{\Omega}{\omega(s - 1)} \right]^2 > 0. \quad (4)$$

Однако за время $T_0 = \theta_0/\Omega$ электроны успевают полностью покинуть эффективную область, и при $T_{\text{int}} \sim T_0$ волновой процесс начинает затухать. Это ограничивает сверху область применимости оценки (4) величиной магнитного поля, удовлетворяющей неравенству $T_{\text{int}} \ll T_0$, которое с учетом (3) может быть представлено в виде ограничения на изменения скорости нулевого звука:

$$\delta s \ll s - 1. \quad (5)$$

Тем не менее, если магнитное поле остается достаточно слабым ($\Omega \ll \omega$), можно ожидать формирования затухающей нуль-звуковой моды, скорость которой должна увеличиваться в магнитном поле таким образом, чтобы T_{int} по порядку величины совпадало с временем ухода T_0 под воздействием магнитного поля, играющего роль релаксационного фактора.

В случае баллистического переноса электронный звук (квазиволна) формируется электронами окрестности опорной точки, время пролета которых $T(\theta)$ через образец толщиной L близко к минимальному $T_{\text{min}} = L/v_F$. Ширина соответствующего фазового объема θ_0 определяется условием синфазности возмущений, переносимых электронами в точку наблюдения:

$$T(\theta) - T_{\text{min}} \leq \omega^{-1}, \quad \theta_0^2 \approx \frac{2}{\omega T_{\text{min}}}. \quad (6)$$

Искривление траекторий в магнитном поле приводит к увеличению времени пролета электронов через образец:

$$T_{\text{min}}(H) = T_{\text{min}} \left(1 + \frac{1}{24} (\Omega T_{\text{min}})^2 \right), \quad (7)$$

что должно восприниматься как уменьшение скорости квазиволны. Усредняя время пролета эффективных электронов $T(\theta, H) = T_{\text{min}}(H)/\cos \theta$ по окрестности опорной точки (6), окончательно находим эффективную скорость квазиволны:

$$v_{qw}(H) = v_F \left(1 - \frac{1}{4} \theta_0^2 - \frac{1}{24} (\Omega T_{\text{min}})^2 \right). \quad (8)$$

Таким образом, в слабом поперечном магнитном поле изменения скорости нулевого звука (4) и квазиволны (8) противоположны по знаку, что открывает возможность экспериментального разделения этих механизмов формирования ЭЗ. Настоящая работа посвящена прежде всего строгому теоретическому анализу изменений скорости ЭЗ в магнитном поле, подтверждающему сделанные выше качественные выводы (разд. 1). В разд. 2 изложены экспериментальные результаты, качественно (и в определенной мере количественно) согласующиеся с теоретическими оценками. В разд. 3 сформулирована усовершенствованная теория возмущений, позволяющая выйти за рамки жесткого ограничения (5) на изменения скорости нулевого звука и количественно согласовать результаты расчета с экспериментальными данными о скорости нулевого звука в магнитном поле.

1. Теория поведения электронного звука в поперечном магнитном поле

Основные черты поведения нулевого звука в магнитном поле могут быть выяснены в рамках модели фермижидкостного взаимодействия носителей [2-4], учитывающей лишь изотропную часть корреляционной функции Ландау $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, которая в этом случае является матрицей \hat{f} с постоянными коэффициентами $f_{ik} = f_{ki}$, описывающими фермижидкостное взаимодействие носителей i -й и k -й зон. В этом случае кинетическое уравнение для неравновесной добавки δn_i к функции распределения квазичастиц в приближении времени релаксации для интеграла столкновений имеет следующий вид:

$$-i\omega_* \delta n + i\hat{f} \langle qv\delta n \rangle + eEv + \frac{\partial}{\partial \tau} \delta n = 0, \quad (9)$$

$$\langle A \rangle_i \equiv \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dS_p}{v} A(\mathbf{p}),$$

где $\omega_* = \omega - qv + iv$; τ — время движения носителей по орбите в магнитном поле; угловые скобки означают усреднение по поверхности Ферми i -й зоны. Спектр нулевого звука может быть получен путем совместного решения уравнения (9) и уравнений Максвелла для электрического поля волны E , которые в реальных условиях эксперимента $\lambda \gg \delta$ (λ — длина волны ЭЗ, δ — глубина скин-слоя) вырождаются в условие «токовой нейтральности»:

$$j = -e \sum_i \langle v \delta n \rangle_i = 0. \quad (10)$$

В отсутствие магнитного поля решение системы (9), (10) для многозонного металла приводит к дисперсионному уравнению

$$\sum_{ik} (a^{-1} - \hat{f})^{-1} = 0, \quad (11)$$

$$a_{ik} = a_i(u) \delta_{ik}, \quad a_i(u) = \langle qv / \omega_* \rangle_i = u \langle (u - v_q)^{-1} \rangle_i - v_{Fi}, \quad u = (\omega + iv) / q$$

(v_{Fi} — плотность состояний носителей i -й зоны), которое описывает линейный спектр $\omega = qv_0(\hat{f}) - iv$ нуль-звуковой волны, в общем случае сопровождающейся колебаниями продольного электрического поля E_q . В двухзонной модели общий вид уравнения (11) упрощается:

$$\sum_i (a_i^{-1} - f_i) = 0, \quad (12)$$

$$f_i = f_{ii} - f_{ik} \quad (k \neq i),$$

а в вырожденном случае двух эквивалентных групп носителей с изотропным законом дисперсии формально совпадает с выражением, полученным Ландау [10] для нейтральной ферми-жидкости:

$$1 - F\eta(s) = 0, \quad (13)$$

$$F = v_F(f_{11} - f_{12}),$$

$$\eta(s) = \frac{1}{v_F} a(sv_F) = \frac{s}{2} \ln \frac{s+1}{s-1} - 1,$$

$$s = (\omega + iv) - qv_F,$$

в котором параметр фермижидкостного взаимодействия F содержит разность внутри- и межзонной компонент корреляционной функции.

В пределе сильного магнитного поля $\omega \ll \Omega$ уравнения (9), (10) описывают распространение быстрой магнитозвуковой волны в электронной ферми-жидкости [11]. Интересующий нас случай слабого магнитного поля $\Omega \ll \omega$ может быть исследован в рамках теории возмущений по пара-

метру $\Omega / |\omega + iv| \ll 1$. Регулярность соответствующего разложения дисперсионного уравнения, поправки к которому начинаются, очевидно, с членов $\sim H^2$, обеспечивается тем, что затухание Ландау на «скользящих» участках орбиты, порождающее, например, неаналитические зависимости поглощения акустической волны от слабого магнитного поля, в случае нулевого звука отсутствует ($v_0 > v_{Fmax}$).

Направляя ось x вдоль волнового вектора q , а ось z вдоль магнитного поля, подставим формальное решение уравнения (9)

$$\delta n = \frac{q}{\omega_*} \hat{f} \langle v_x \delta n \rangle - ie \frac{Ev}{\omega_*} - \frac{i}{\omega_*} \frac{\partial}{\partial \tau} \delta n \quad (14)$$

в уравнения Максвелла (10), предполагая, что q и H направлены вдоль осей симметрии кристалла. В полученной системе уравнений для электрических полей

$$eE_x \sum_{ik} (a^{-1} - \hat{f})_{ik}^{-1} = q^2 \sum_{ik} (a^{-1} - \hat{f})_{ik}^{-1} a_k^{-1} \langle v_x / \omega_*^{-2} \frac{\partial v_x}{\partial \tau} \delta n \rangle_k, \quad (15)$$

$$eE_\alpha \sum_i \langle v_\alpha^2 / \omega_* \rangle_i = - \sum_i \langle (v_\alpha / \omega_*) \frac{\partial}{\partial \tau} \delta n \rangle_i, \quad \alpha = y, z \quad (16)$$

слагаемые в правых частях представляют собой искомые поправки, причем, подставляя δn из (14) в (16), нетрудно убедиться в том, что вклад компоненты E_z в уравнение (15) для продольного поля E_x (условие электронейтральности) оказывается пренебрежимо малым ($\leq H^3$) и может не учитываться при выводе дисперсионного уравнения для спектра нулевого звука.

1.1. Модель изотропного закона дисперсии

Рассмотрим прежде всего наиболее простую модель эквивалентных (с точностью до знака эффективных масс) носителей с изотропным законом дисперсии, в которой матрица фермижидкостного взаимодействия \hat{f} имеет собственные значения $f_\pm = f_{11} \pm f_{12}$, а все макроскопические величины, зависящие от номера зоны (средние вида $\langle \dots \rangle_i$), пропорциональны ее собственным векторам $b_\pm = (1, \pm 1)$. Последнее обстоятельство приводит к тому, что условие электронейтральности (15) вырождается в уравнение, не содержащее \hat{f} явно:

$$2eE_x \eta = q^2 \sum_i \Omega_i^* \langle (v_y^2 / \omega_*) \delta n \rangle_i, \quad (17)$$

$$\Omega_* = \frac{eH}{m_*c}$$

и имеющее при $H = 0$ лишь тривиальное решение $E_x = 0$. В этом случае в качестве дисперсионного уравнения удобно использовать вытекающее из (14) уравнение для проекции $\langle v_x \delta n \rangle_-$ вектора парциальных продольных токов $\langle v_x \delta n \rangle_i$ на собственный вектор b_- :

$$(1 - \eta F) \langle v_x \delta n \rangle_- = i\omega \left(\Omega_*^* \langle v_y / \omega_*^2 \delta n \rangle_- \right) \quad (18)$$

Согласно (14), (17), вкладом продольного поля $E_x \sim H^2$ в дисперсионное уравнение (18) также можно пренебречь, а поперечное поле E_y оказывается существенным ($\sim H$) лишь в случае компенсированного металла ($\Omega_*^+ = -\Omega_*^- = \Omega_*$):

$$eE_y \langle v_y / \omega_* \rangle = -q^2 \Omega_* \langle v_y^2 / \omega_*^2 \rangle f_- \langle v_x \delta n \rangle_- \quad (19)$$

Вычисляя с учетом сказанного поправочное слагаемое в (18), находим окончательно дисперсионное уравнение:

$$1 - F\eta(s, H) = 0 \quad (20)$$

$$\eta(s, H) = \eta(s) + \delta\eta(s, H) \quad ,$$

$$\delta\eta(s, H) = \left(\frac{\Omega}{\omega + i\nu} \right)^2 \left(M_5 - M_3^2 / M_1 \right) \quad ,$$

$$M_n = \frac{q^2 (\omega + i\nu)^{n-2}}{v_F} \langle v_y^2 / \omega_*^n \rangle$$

и поправку к спектру нулевого звука в слабом магнитном поле

$$\omega = qv_F s(H) - i\nu \quad , \quad (21)$$

$$s(H) = s + \delta s(H) \quad , \quad \delta s(H) =$$

$$= \frac{s}{3} \left(\frac{s\Omega}{(\omega + i\nu)(s^2 - 1)} \right)^2 \left(\frac{F}{F + 1 - s^2} - \frac{s^2 - 1}{2s} \right) \quad .$$

Вторые слагаемые в $\delta\eta(s, H)$, $\delta s(H)$ обусловлены вкладом поля E_y и в некомпенсированном металле отсутствуют. Согласно (21), величина $\text{Re } \delta s(H)$, в основном определяющая поправку к скорости нулевого звука, всегда положительна, а затухание $-\text{Im } s(H)$ возрастает при увеличении магнитного поля.

При $s - 1 \sim 1$ выражения (20), (21) справедливы во всей области слабых полей $\Omega \ll \omega$; однако, как указывалось во введении, реально фазовая скорость нулевого звука численно близка к

$v_F (s - 1 \ll 1)$, что приводит к более жесткому ограничению на величину магнитного поля:

$$(\Omega / |\omega + i\nu|)^2 \ll (s - 1)^3 \quad , \quad (22)$$

вид которого следует из структуры разложения функции распределения (14). В этом случае вклад поля E_y в (21) оказывается малым, а поправка к спектру нулевого звука описывается асимптотической формулой, справедливой при выполнении условия (22) или эквивалентного ему неравенства (5):

$$\delta s(H) = \frac{1}{3} \left[\frac{\Omega}{2(\omega + i\nu)(s - 1)} \right]^2 \quad (23)$$

Отметим, что с точностью до численных множителей формулы (22), (23) совпадают с оценками, приведенными во введении, где обсуждалась их физическая природа.

Можно показать, что формула (23) сохраняет свою структуру и при рассмотрении интеграла столкновений общего вида, учитывающего закон сохранения числа частиц при рассеянии. В этом случае невозмущенный спектр нулевого звука описывается дисперсионным уравнением [7]

$$\frac{s}{2} \ln \frac{s+1}{s-1} = a \frac{1 + i\beta_+}{1 + ia\beta_-} \quad , \quad (24)$$

$$\beta_{\pm} = v_{\pm} / \omega \quad , \quad v_{\pm} = v_0 \pm v_1 \quad ,$$

$$a = 1 + \frac{1}{F} \quad , \quad s = \frac{\omega + i\nu_+}{qv_F} \quad ,$$

где v_0 и v_1 — частоты внутри- и межзонной релаксации носителей, а ν в (23) следует заменить на ν_+ .

1.2. Произвольный закон дисперсии

В общем случае двухзонного металла с произвольным законом дисперсии носителей в главном приближении для δn необходимо удержать вклад продольного поля, сопровождающего нуль-звуковую волну, и при $H = 0$. При этом компонента $E_x \sim H^2$ пренебрежимо мала, а вклад $E_y \sim H$ является существенным при любых знаках эффективных масс, и дисперсионное уравнение (15) приобретает следующий вид:

$$\sum_i \left(a_i^{-1} - f_i - \lambda_i a_i^{-2} \right) = 0 \quad , \quad (25)$$

$$\lambda_i = M_{5i} - M_{3i}^2 \left(\sum_k M_{1k} \right)^{-1} \quad , \quad (26)$$

$$\delta n(L, p) = a(p) \left| \frac{\partial \xi}{\partial \tau_1} \right|^{-1} \theta \left(\frac{x}{v_x} \right) \exp \left(i(\omega + i\nu)\tau_1(\tau, L) \right), \quad (33)$$

где $\tau_1(\tau, x)$ — решение уравнения

$$x = \xi(\tau, \tau_1), \quad \xi(\tau, \tau_1) = \int_{\tau-\tau_1}^{\tau} v_x(\tau_2) d\tau_2. \quad (34)$$

По физическому смыслу $\tau_1(\tau, L)$ представляет собой время пролета электрона, вылетевшего в момент времени τ , от источника до точки наблюдения L , в которой любая измеряемая величина представляет собой среднее по поверхности Ферми

$$\langle g(p)\delta n(L, p) \rangle = \int \frac{m^* dp_H}{2\pi^2 \hbar^3} \int_{(v_x > 0)} dt g(p) a(p) \left| \frac{\partial \xi}{\partial \tau_1} \right|^{-1} \times \exp \left(i(\omega + i\nu)\tau_1(\tau, L) \right) \quad (35)$$

с плавной функцией $g(p)$.

В области слабых магнитных полей $\Omega \ll \ll |\omega + i\nu|, v_F/L$ основную роль в формуле (35) играет точка минимума τ_0 времени пролета $\tau_1(\tau_0, L)$:

$$\frac{\partial \tau_1}{\partial \tau} \Big|_{\tau=\tau_0} = 0, \quad (36)$$

и, следовательно, наблюдаемая фаза баллистического сигнала имеет вид

$$\Phi(L) = \omega \tau_1(\tau_0, L). \quad (37)$$

Решая уравнение (36) с учетом (34), нетрудно видеть, что экстремальная «стартовая» точка τ_0 при включении магнитного поля смещается от своего невозмущенного положения $\tau_0^{(0)}$ ($\dot{v}_x = 0$) таким образом, что экстремальная траектория симметрична относительно центрального сечения образца ($x = L/2$):

$$\tau_0 = \tau_0^{(0)} + \frac{L}{2v_x}. \quad (38)$$

Разлагая $\tau_1(\tau_0, L)$ в окрестности τ_0 и учитывая, как и в (30), зависимость v_F от положения электрона на орбите, находим

$$\tau_1(\tau_0, L) = \frac{L}{v_x} \left[1 - \frac{1}{3}(1 + \alpha) \left(\frac{L\Omega}{2v_F(0)} \right)^2 \right], \quad (39)$$

где значение v_x отвечает экстремальной стартовой точке τ_0 :

$$v_x = v_F(0) \left[1 - \frac{1}{2}(1 + \alpha) \left(\frac{L\Omega}{2v_F(0)} \right)^2 \right]. \quad (40)$$

Согласно (37), (39), (40), полное относительное изменение фазы квазиволны в слабом магнитном поле

$$\frac{\delta \Phi}{\Phi} = \frac{1}{24}(1 + \alpha) \left(\frac{L\Omega}{v_F(0)} \right)^2 \quad (41)$$

оказывается положительным при $1 + \alpha > 0$, что отвечает уменьшению фазовой скорости сигнала баллистического переноса.

1.4. Сводка основных результатов

В заключение данного раздела сформулируем основные особенности, характеризующие поведение нулевого звука и квазиволны в магнитном поле:

1. Различные знаки изменения скорости для нулевого звука и квазиволны, формируемой электронами опорной точки с максимумом проекции фермиевской скорости на направление распространения.

2. Сильный размерный эффект ($\propto L^2$) в изменении скорости квазиволны и его отсутствие для нулевого звука.

3. Сильная зависимость величины изменения скорости нулевого звука от частоты возбуждения и времени релаксации и отсутствие ее для квазиволны.

4. Скорость изменения фазы нулевого звука и квазиволны в магнитном поле определяется одним и тем же параметром $(1 + \alpha)\Omega^2$, связанным с угловой зависимостью проекции фермиевской скорости на направление распространения ЭЗ.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Возбуждение поперечной квазиволны

Наиболее убедительным экспериментальным подтверждением приведенных расчетов было бы сравнительное изучение поведения нулевого звука и квазиволн, возбуждаемых в одних и тех же образцах. Как показали предварительные оценки [6], наблюдение нулевого звука в чистом виде требует нереально больших длин образцов. В то же время при возбуждении ЭЗ поперечной деформацией баллистический перенос является единственным механизмом его формирования. Действительно, генерация нулевого звука поперечной поляризации как в одно-, так и в двухкомпонентной ферми-жидкости возможна только при нереально большом для металлов значении первой гармоники корреляционной функции Ландау $F_1 > 6$ [10,12]. Кроме того, поскольку поперечная дефор-

мация не меняет парциальных плотностей отдельных компонент ферми-жидкости, она не может возбудить как колебания типа акустических плазмонов, так и поперечный аналог концентрационной моды.

Сигналы ЭЗ при поперечном возбуждении наблюдались и исследовались нами в тех же образцах Ga, что и при продольной поляризации, причем при $q \parallel [010]$ эффективность возбуждения ЭЗ упругой деформацией с $u \parallel [100]$ и $u \parallel [010]$ (u — вектор смещения) оказалась примерно одинаковой.

Отметим одну важную особенность экспериментальной методики регистрации поперечного ЭЗ. Так же, как и ранее [1], сигналы ЭЗ возбуждались в сэндвиче пьезодатчик — линия задержки — образец — пьезодатчик. Линия задержки не является принципиально необходимым элементом цепи, однако для отделения сигналов ЭЗ от возможной наводки ее присутствие фактически обязательно. При продольном возбуждении ЭЗ оказывается самым быстрым сигналом (не считая электромагнитной наводки), поэтому длина линии задержки L_d определяется лишь условием временного разделения ЭЗ и наводки: $L_d/s_l > \tau_u$, где s_l — скорость продольного звука в линии задержки, τ_u — длительность возбуждающего импульса. Однако при поперечном возбуждении из-за неидеальности пьезопреобразователя последний всегда генерирует примесь более быстрой продольной звуковой моды, которая при чрезмерно большой длине линии задержки может опережать ЭЗ, генерируемый основной поперечной модой, и восприниматься неидеальным приемным пьезопреобразователем раньше или одновременно с полезным сигналом поперечного ЭЗ.

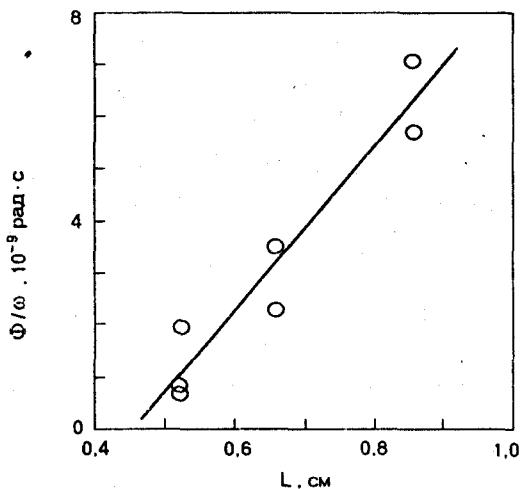


Рис. 1. Зависимость фазового сдвига Φ поперечного ЭЗ от толщины образца L ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $T = 1,6$ К)

Это обстоятельство накладывает дополнительное ограничение на L_d :

$$\frac{L_d}{s_l} + \frac{L}{s_{0l}} \geq \frac{L_d}{s_t} + \tau_u,$$

где s_{0l} — скорость продольного звука в образце, s_t — скорость поперечного звука в линии задержки.

Скорость поперечного ЭЗ определялась, как и в [4], измерением зависимости фазового сдвига, вносимого образцами, от их длины L (рис. 1). Аппроксимируя эту зависимость прямой, находим скорость баллистического переноса

$$v_{qw} \approx v_F = (6,4 \pm 0,9) \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$

Сопоставляя ее с измеренной ранее [4] скоростью продольного ЭЗ $v_0 = (7 \pm 0,9) \cdot 10^7$ см/с в том же кристаллографическом направлении $q \parallel [010]$, можно утверждать, что в обоих случаях ЭЗ связан с электронами одной и той же опорной точки, а несколько большее значение v_0 (хотя и находящееся в пределах доверительного интервала для v_{qw}) может указывать на преобладание нуль-звуковой компоненты со скоростью $v_0 > v_F$ в продольном ЭЗ.

Температурная зависимость изменений фазы $\delta\Phi/\Phi$ и логарифмической амплитуды $\delta \lg U$ поперечного ЭЗ при $H = 0$ приведена на рис. 2. Наиболее важным результатом является то, что фаза поперечного ЭЗ, в отличие от продольного [4,7], практически не зависит от температуры (рис. 2,а), что указывает на его чисто баллистическое происхождение. Небольшое изменение $\Phi(T)$ связано, по-видимому, с уменьшением относительного вклада электронов, приходящих по наклонным (более длинным) траекториям при увеличении рассеяния, которое приводит к уменьшению слагаемого $\propto \theta_0^2$ в (8) и возрастанию эффективной скорости переноса.

Изменение амплитуды поперечного ЭЗ с температурой, обусловленное изменением его длины затухания l (рис. 2,б), как и для продольного ЭЗ [7], хорошо описывается комбинацией вкладов электрон-электронных $v_{e-e} \propto T^2$ и электрон-фононных v_{e-ph} столкновений с большой передачей импульса Δp . Из-за узости доступного для измерений температурного интервала v_{e-ph} одинаково хорошо описывается как законом Блоха ($\propto T^5$), так и экспонентой Пайерлса ($\propto T \exp(-T_0/T)$): $v(T)/v_F = 0,194T^2 + 1,54 \cdot 10^{-3}T^5$ в первом случае и $v(T)/v_F = 0,244T^2 + 86T \exp(-23,7/T)$ во втором. Последняя аппроксимация представляется более

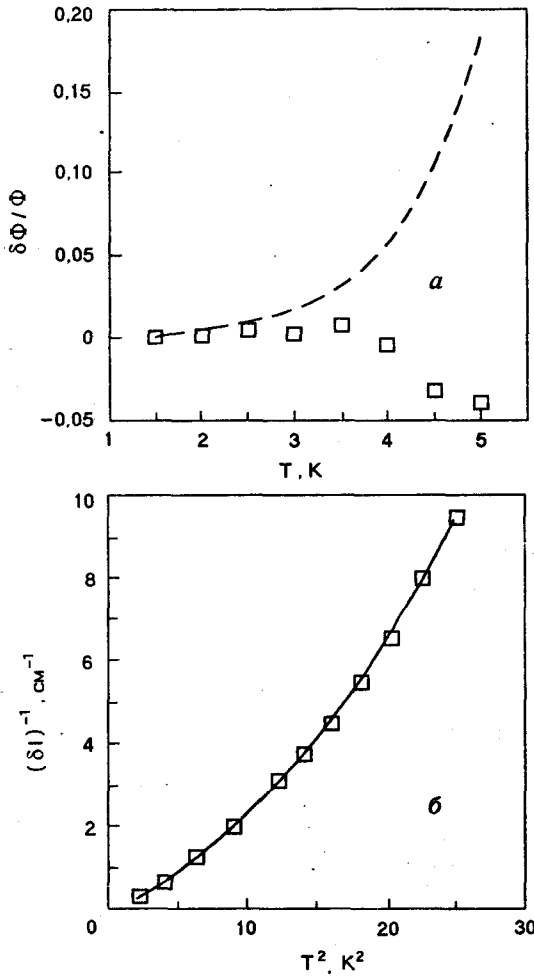


Рис. 2. Температурные изменения фазы $\delta\Phi$ (а) и обратной длины затухания $(\delta l)^{-1}$ (б) поперечного ЭЗ ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $L = 0,522$ см). Для сравнения штриховой линией нанесены температурные изменения фазы продольного ЭЗ в том же образце [4].

предпочтительной, поскольку скорость электрон-электронного рассеяния при этом оказывается практически совпадающей с измеренной ранее [7]. При этом, однако, характерная температура $T_0 = s_{ph}\Delta\rho$ (s_{ph} — скорость акустических фононов) в два раза ниже, чем в той же геометрии для продольного ЭЗ [7], а предэкспоненциальный фактор на порядок меньше. Скорее всего, величина T_0 не является локальной характеристикой поверхности Ферми, а определяется размерами эффективного фазового объема $\Delta\rho \propto p_F\theta_0$, и в принципе ожидать их совпадения для разных механизмов ЭЗ нельзя. Что касается предэкспоненты, то, согласно оценкам в [7], она пропорциональна T_0^3 , и ее отличие от результатов [7] согласуется с изменением T_0 .

Основной вывод, следующий из приведенных экспериментальных фактов, заключается в том,

что при поперечном возбуждении ЭЗ связан с теми же электронами, что и продольный ЭЗ, а механизм его формирования является чисто баллистическим.

2.2. Влияние поперечного магнитного поля на скорость электронного звука

Все измерения скорости ЭЗ в настоящей работе проведены фазовым методом, т.е. фиксировались изменения фазы $\delta\Phi$ сигнала ЭЗ в зависимости от внешних параметров. При небольших изменениях скорости можно использовать соотношение

$$\frac{\delta\Phi}{\Phi} = -\frac{\delta v_0}{v_0}, \quad (42)$$

т.е. увеличению v_0 соответствует уменьшение Φ и наоборот. Для сравнения результатов на образцах

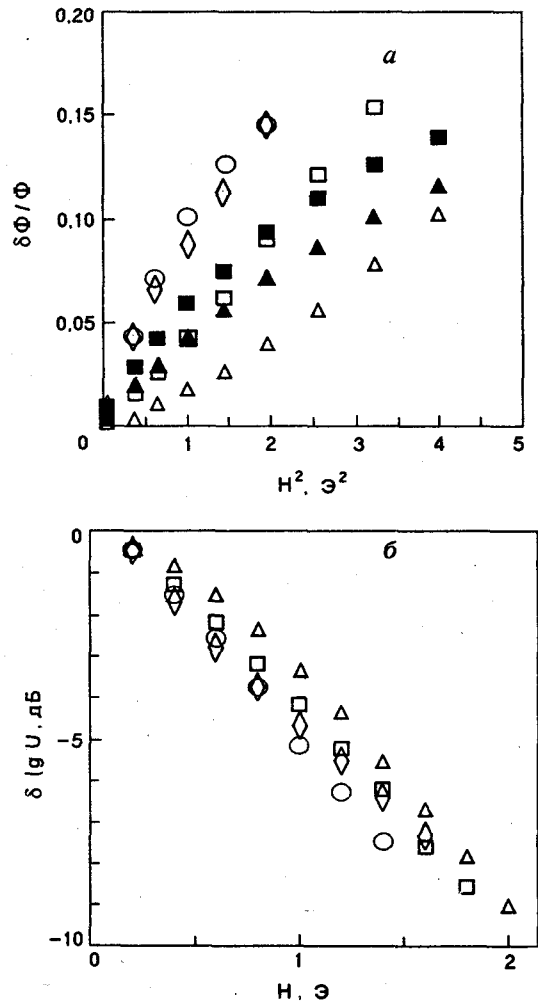


Рис. 3. Относительные изменения фазы $\delta\Phi/\Phi$ (а) и логарифмической амплитуды $\delta \lg U$ (б) поперечного ЭЗ на частотах $\omega/2\pi = 50$ МГц (светлые символы) и 100 МГц (темные символы) в зависимости от магнитного поля $H \parallel [001]$ в образцах Ga различной толщины L , см: 0,855 (\diamond), 0,66 (\circ), 0,522 (\square , \blacksquare), 0,431 (\triangle , \blacktriangle).

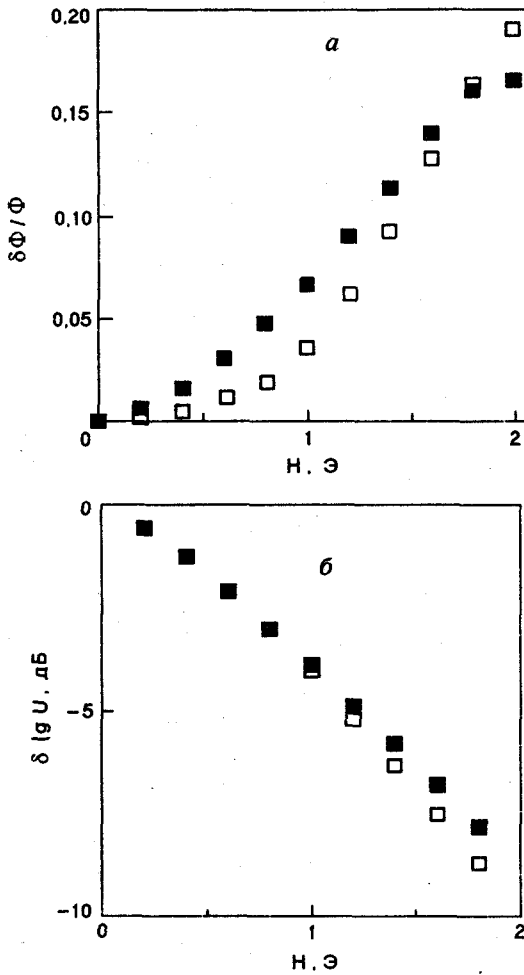


Рис. 4. Изменения фазы (а) и амплитуды (б) поперечного ЭЗ в магнитном поле при различных температурах T , К: 1,6 (\square), 3,8 (\blacksquare) ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $L = 0,53$ см).

различной длины и разных частотах приводимые ниже результаты представлены в нормированном виде ($\delta\Phi/\Phi$), причем для оценки волнового числа использовались результаты наших измерений скорости ЭЗ (см. [4] и разд. 2.1).

Однако необходимо иметь в виду, что если анализируемый сигнал представляет собой результат интерференции двух различных сигналов (например, нулевого звука и квазиволны), то соотношение (42) не выполняется, хотя знак изменения фазы и в этом случае будет соответствовать изменению скорости преобладающей компоненты. Именно поэтому мы предпочли использовать для осей ординат обозначение $\delta\Phi/\Phi$, а не $\delta v_0/v_0$.

Экспериментальные записи изменения фазы и амплитуды поперечного ЭЗ в магнитном поле для образцов разной толщины и двух значений частоты возбуждения приведены на рис. 3, а ха-

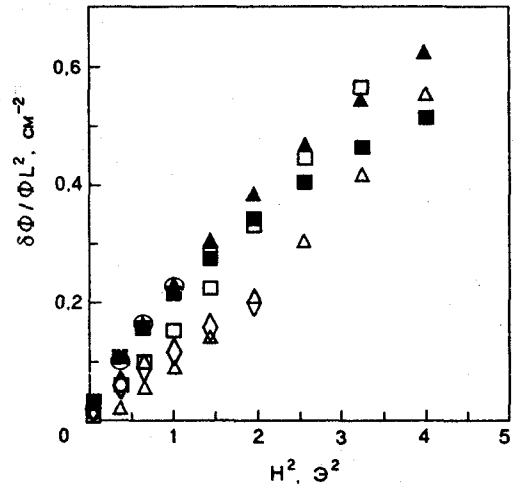


Рис. 5. Нормированные на L^2 зависимости фазы поперечного ЭЗ от магнитного поля (обозначения те же, что на рис. 3,а).

рактерный пример влияния рассеяния на величину эффекта — на рис. 4. Наиболее важными особенностями полученных результатов являются следующие:

- а) изменения фазы $\delta\Phi$ линейны по H^2 , а их знак отвечает уменьшению фазовой скорости сигнала;
- б) наличие в $\delta\Phi$ сильного размерного эффекта, линейного по L^2 по крайней мере в области слабых полей, как видно из рис. 5, на котором те же данные представлены в нормированном на L^2 виде;
- в) изменение температуры, т.е. частоты релаксации, а также частоты возбуждаемого сигнала, практически не влияет на $\delta\Phi/\Phi$.

Сопоставление экспериментальных результатов с основными выводами теории показывает, что поведение поперечного ЭЗ полностью согласуется с ожидаемым для квазиволны. Тем самым заключение о баллистической природе этих сигналов получает дополнительное подтверждение. Количественный расчет наклона полевой зависимости $\delta\Phi/\Phi$ в принципе может быть проведен с помощью формулы (41) и численных данных о кривизне поверхности Ферми и угловой зависимости v_F в окрестности опорной точки, которые можно извлечь из модели Риды электронного спектра Ga [13] и приведенного в [4] углового спектра фермиевских скоростей. Однако наличие большого количества опорных точек на поверхности Ферми Ga и отсутствие их привязки к ветвям углового спектра v_F не позволяют сделать однозначный выбор эффективной группы электронов, формирующих наблюдаемый сигнал ЭЗ. В то же время анализ спектра фер-

* В общем случае экстремальное значение проекции v_F на направление распространения ЭЗ, определяющее положение эффективных электронов, может не соответствовать опорной точке.

миевских скоростей Ga (рис. 6 в [4]) показывает, что его ветви, соответствующие измеренным скоростям ЭЗ, характеризуются сильной угловой зависимостью $v_F(\theta)$, отвечающей значению α в (30), (31), (41) порядка 10. Это существенно увеличивает амплитуду эффекта по сравнению с простейшей оценкой (8) и позволяет согласовать экспериментально измеряемые значения наклона зависимости $\delta\Phi/\Phi L^2$ (рис. 5) и характеризующего его крутизну коэффициента

$$k = \frac{1}{12} (1 + \alpha) \left(\frac{\Omega}{\omega H} \right)^2 = 0,011 \quad (H \parallel [001]) \quad (43)$$

с теоретическим расчетом, полагая в (41) локальную кривизну поверхности Ферми $\Omega = \partial\theta/\partial t$ в два раза большей по сравнению с оценкой циклотронной частоты, следующей из модели свободных электронов.

Отдельного обсуждения заслуживает поведение амплитуды квазиволны в зависимости от магнитного поля. Из рис. 3,б видно, что изменения $\lg U$ практически не зависят от толщины образца и, следовательно, не могут быть связаны с уменьшением длины затухания сигнала, которое, будучи оценено по изменению его фазовой скорости, дает изменение амплитуды по крайней мере на порядок меньше измеренного. Это обстоятельство, а также близкая к линейной зависимость $\delta \lg U(H)$ (рис. 3,б) однозначно свидетельствуют о том, что $\delta \lg U$ связано с изменением коэффициента преобразования звуковой волны в ЭЗ, которое может быть обусловлено линейным по магнитному полю сдвигом начальной точки экстремальной орбиты (38) в область с меньшим значением деформационного потенциала. Дополнительным доказательством отсутствия релаксационного вклада в $U(H)$ служит независимость изменения амплитуды квазиволны в магнитном поле от температуры (рис. 4,б).

Результаты исследования изменений фазы и логарифмической амплитуды продольного ЭЗ для того же направления магнитного поля представлены на рис. 6, 7. Отметим прежде всего, что, как и при поперечной поляризации, скорость изменения амплитуды практически не зависит от H и толщины образца (кроме начального участка зависимости $\delta \lg U(H)$ для образца наибольшей толщины), что свидетельствует о доминирующей роли вклада в $\delta \lg U$ изменений коэффициента трансформации. Основным интерес представляют особенности поведения фазы сигнала:

а) в подавляющем большинстве случаев знак изменения фазы соответствует увеличению скорости ЭЗ;

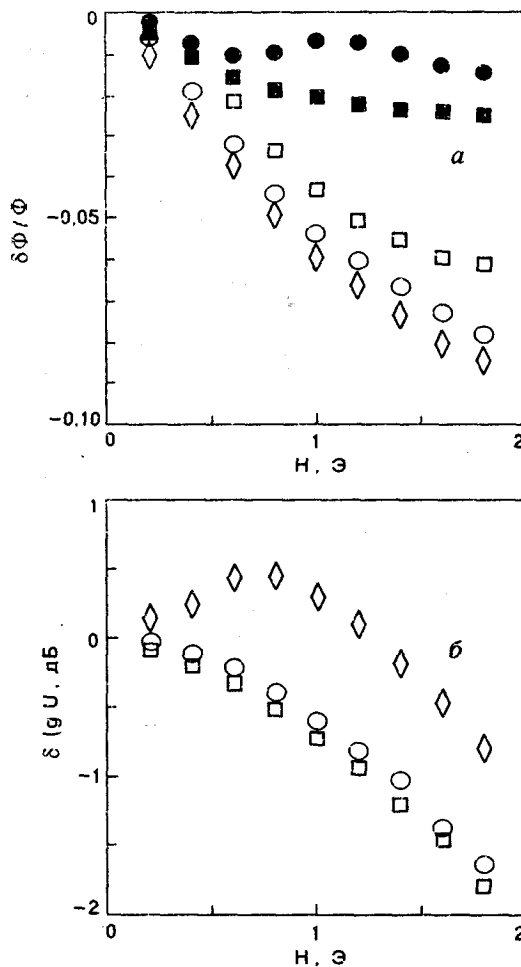


Рис. 6. Относительные изменения фазы $\delta\Phi/\Phi$ (а) и логарифмической амплитуды $\delta \lg U$ (б) продольного ЭЗ на частотах $\omega/2\pi = 50$ МГц (светлые символы) и 100 МГц (темные символы) в зависимости от магнитного поля $H \parallel [001]$ в образцах Ga различной толщины L , см: 0,855 (\diamond), 0,66 (\circ), \bullet), 0,522 (\square , \blacksquare).

б) увеличение частоты и температуры приводит к сильному подавлению эффекта;

в) величина изменения скорости сигнала слабо зависит от толщины образца.

Перечисленные экспериментальные факты качественно согласуются с результатами теоретического анализа поведения нулевого звука и, таким образом, свидетельствуют о наличии в наблюдаемом сигнале фермижидкостной компоненты. В то же время численная оценка $\delta\Phi/\Phi$, вытекающая из формулы (30) с использованием (43), по крайней мере на порядок превышает масштаб эффекта, а предсказываемая теорией квадратичная полевая зависимость $\delta\Phi$ не наблюдается. Одним из объяснений этого может служить тот факт, что при возбуждении продольной деформацией в образце должны генерироваться как нулевой звук, так и

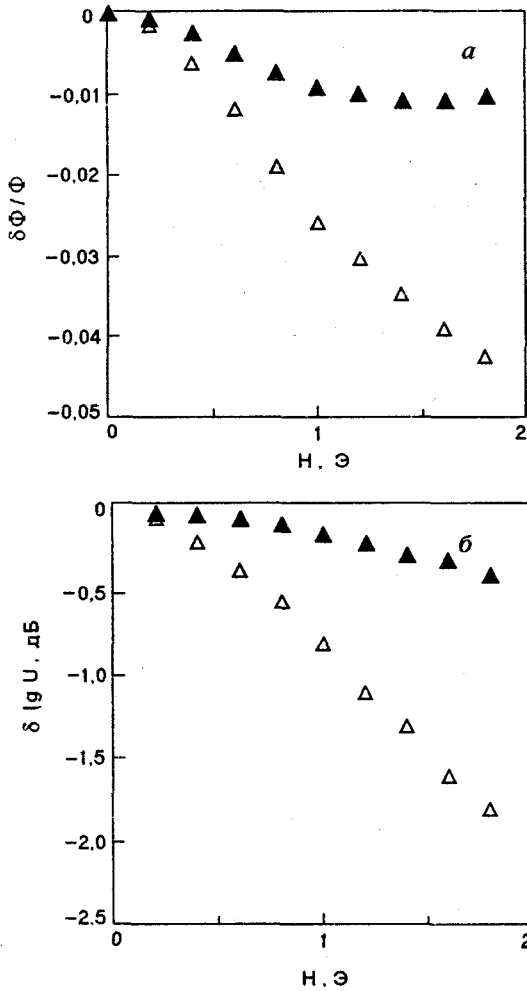


Рис. 7. Изменения фазы (а) и амплитуды (б) продольного ЭЗ в магнитном поле в зависимости от температуры T , К: 1,6 (Δ), 3,8 (\blacktriangle) ($\omega/2\pi = 50$ МГц, $L = 0,462$ см).

продольная квазиволна [6], и наблюдаемый сигнал U представляет собой их суперпозицию:

$$U = U_0 e^{iq_0 L} + U_{qw} e^{iq_{qw} L}, \quad U_0 \propto s - 1, \quad (44)$$

$$U_{qw} \propto \frac{1}{\Phi} \left[(b - \ln 2\Phi + \pi i/2)^2 + \pi^2 \right]^{-1}, \quad b \sim 1.$$

Для оценки этих вкладов с помощью (44) был проведен численный расчет отношения амплитуды квазиволны U_{qw} к амплитуде нулевого звука U_0 (рис. 8) в зависимости от толщины образца, из которого следует, что, несмотря на численную малость $U_0 \propto s - 1$, при $L > 0,4$ см нулевой звук начинает преобладать. Это обстоятельство, обусловленное быстрым убыванием U_{qw} при увеличении толщины образца и наличием численно малых факторов в амплитуде квазиволны, свидетельствует о том, что нулевой звук доминирует уже на расстояниях порядка длины волны λ (а не $\lambda(s - 1)^{-1}$, как следовало из формальных оценок в [6]). Тем

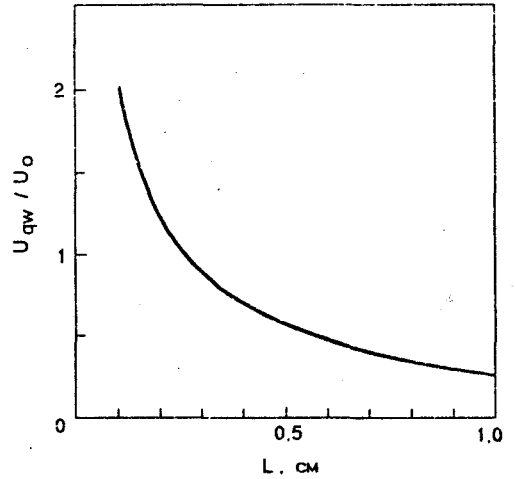


Рис. 8. Расчетная зависимость отношения амплитуды квазиволны к амплитуде нулевого звука U_{qw}/U_0 от толщины образца L (по результатам работы [6]).

не менее вклад изменений фазы квазиволны, противоположный по знаку изменениям фазы нулевого звука, может оказаться достаточно заметным в суммарной величине $\delta\Phi$, особенно для образцов сравнительно малой толщины, что объясняет проявляющийся на рис. 6,а небольшой размерный эффект.

Конкретный расчет полного изменения $\delta\Phi$ с учетом вкладов нулевого звука и квазиволны, хотя и может быть качественно проведен на основе (44) и теоретических оценок (30), (41), однако требует знания начальных (при $H = 0$) фазовых соотношений между баллистическим и нуль-звуковым сигналом, которые для реальных образцов с диффузным рассеянием электронов на поверхности могут существенно отличаться от полученных в [6] в модели зеркального отражения. В то же время в действительности существует гораздо более веская причина количественного расхождения между экспериментальной и теоретической зависимостью $\delta\Phi/\Phi$. Воспользовавшись экспериментальным значением коэффициента наклона k (43) теоретической квадратичной зависимости $\delta\Phi/\Phi = kH^2(s - 1)^{-2}$ и подставляя найденное значение $\delta v_0(H)/v_0 = \delta s(H)$ в условие применимости (5) теории возмущений разд. 1.2, нетрудно видеть, что это условие выполняется лишь в области чрезвычайно слабых полей $H \ll 0,1$ Э, лежащей за пределами возможностей надежных измерений. Это обстоятельство требует построения более реалистичной теории, использующей наличие малых параметров Ω/ω и $s - 1$ независимо от соотношения между ними, т.е. анализа промежуточной области магнитных полей, в которой изменения спектра нулевого звука не описываются малыми

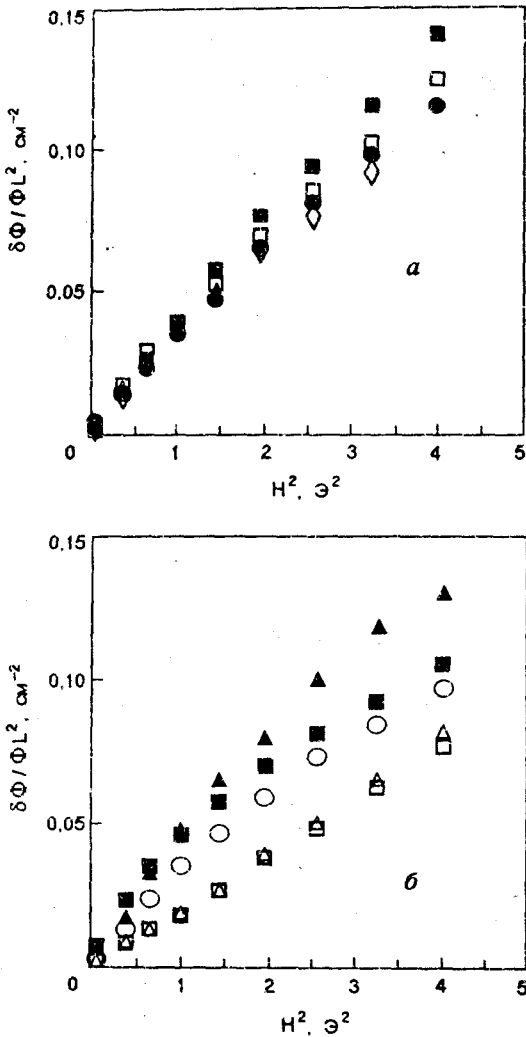


Рис. 9. Относительные изменения фазы $\delta\Phi/\Phi$ продольного (а) и поперечного (б) ЭЗ на частотах $\omega/2\pi = 50$ МГц (светлые символы) и 100 МГц (темные символы) в зависимости от магнитного поля $H \parallel [100]$ в образцах Ga различной толщины L , см: 0,855 (\diamond), 0,66 (\circ , \bullet), 0,522 (\square , \blacksquare), 0,431 (\triangle , \blacktriangle).

поправками к невозмущенному дисперсионному уравнению (13) (см. разд. 3).

В заключение данного раздела отметим, что описанная выше картина поведения продольного ЭЗ сохраняется при отклонении H от оси $[001]$ в плоскости $H \perp q$ на угол до 80° . Однако при $H \parallel [100]$ поведение фазы ЭЗ в магнитном поле радикально изменяется (рис. 9, а) и совпадает с аналогичной зависимостью для поперечной квазиволны (рис. 9, б), описываемой формулой (41) с коэффициентом наклона

$$k = \frac{1}{12} (1 + \alpha) \left(\frac{\Omega}{\omega H} \right)^2 = 0,0024 \quad (H \parallel [100]), \quad (45)$$

существенно меньшим, чем при $H \parallel [001]$ (43). По-видимому, это означает, что изменения фазы

продольного нулевого звука в этом случае настолько малы, что маскируются вкладом продольной квазиволны, хотя, разумеется, соотношение их амплитуд не зависит от ориентации H . Существенное различие значений k для двух направлений H можно объяснить двумя факторами, вытекающими из анализа электронного спектра Ga: аномально малой кривизной Ω экстремальных сечений поверхности Ферми Ga, ортогональных $[100]$, и уменьшением крутизны угловой зависимости $v_F(\theta)$ при $H \parallel [100]$ в 1,5–2 раза по сравнению с ее значением для $H \parallel [001]$.

3. Спектр нулевого звука в промежуточной области магнитных полей

При выводе дисперсионного уравнения, описывающего изменения скорости нулевого звука в области слабых магнитных полей, отвечающих большому по сравнению с длиной волны диаметру орбиты ($\Omega \ll \omega$), но не ограниченных условием применимости (5), (22) теории возмущений, воспользуемся прежде всего тем, что при $s - 1 \ll 1$ вкладом электрических полей в закон дисперсии нулевого звука можно пренебречь, и обратимся к формальному решению кинетического уравнения (9):

$$\delta n = -iq \int_{-\infty}^{\tau} dt_1 \times$$

$$\times \exp \left(i \int_{\tau_1}^{\tau} dt_1 (\omega + iv - qv_x(\tau_2)) \right) \hat{f}(v_x \delta n). \quad (46)$$

В этом приближении дисперсионное уравнение сводится к условию самосогласования для вектора парциальных продольных токов $\langle v_x \delta n \rangle_i$, которое для двух эквивалентных зон имеет вид

$$1 - F\eta(\omega, q) = 0, \quad (47)$$

$$\eta(\omega, q) = \frac{i}{\exp(iT_H(\omega + iv)) - 1} \int \frac{m^* dp_H}{2\pi^2 \hbar^3 v_F} \times \\ \times \int_0^{T_H} \frac{d\tau}{T_H} qv_x(\tau) \int_{\tau-T_H}^{\tau} dt_1 \exp \left(i \int_{\tau_1}^{\tau} dt_2 (\omega + iv - qv_x(\tau_2)) \right).$$

Для упрощения последующих расчетов воспользуемся моделью изотропного закона дисперсии $v_x(\tau, p_z) = (v_F^2 - v_z^2)^{1/2} \cos \Omega\tau$, которая позволяет привести выражение (47) к следующему виду:

$$\eta(x) = \frac{1 + i\beta}{x \sin(\pi p(1 + i\beta))} \times$$

$$\times \int_0^{\pi/2} dt \frac{\cos(2p(1 + i\beta)t)}{\cos t} \sin(2px \cos t) - 1, \quad (48)$$

$$p = \omega/\Omega, \quad \beta = \nu/\omega, \quad x = 1/s = qv_F/\omega.$$

В слабом магнитном поле $\Omega \ll \omega, \nu$ ($p \gg 1$) характерные значения t в (48) близки к $\pi/2$, и после выделения главных (с экспоненциальной точностью) слагаемых и разложения $\cos t$ в (48) асимптотическое вычисление дисперсионной функции при $x - 1 \ll 1$ дает следующий результат:

$$\eta(x) = \frac{1 + i\beta}{2x} \left\{ \ln A + \int_0^{\infty} \frac{dt}{t} \left[\exp(it(V + iB + t^2/3)) - \exp(it) \right] - \frac{V}{A} + \frac{2 + i\beta}{3Ax} \int_0^{\infty} t dt \exp(it(V + iB + t^2/3)) \right\} - 1, \quad (49)$$

$$A = \gamma(1 + i\beta/2) \gg 1, \quad \gamma = 4(p^2/x)^{1/3} \gg 1,$$

$$B = \gamma\beta/2, \quad V = \gamma(x - 1)/2.$$

Согласно (49), первое слагаемое в $\eta(x)$ логарифмически велико, а два последних представляют собой малые поправки. Основным параметром, определяющим применимость теории возмущений в разд. 1, является величина V . Действительно, в предельно слабых полях, удовлетворяющих ограничению (22), т.е. $V \ll 1$, второе слагаемое в (49) также содержит большой логарифм, который, в комбинации с первым, приводит в главном приближении к выражению для $\eta(x)$ в отсутствие магнитного поля (13), а поправочные слагаемые дают выражение для изменения скорости нулевого звука, совпадающее с (23).

В интересующей нас промежуточной области магнитных полей $V \propto \gamma(x - 1) \sim 1$, в которой время взаимодействия электронов с волной (3) порядка времени их ухода из эффективной области фазового пространства, первое логарифмическое слагаемое в (49) формально становится главным, однако при разумных значениях входящих в него физических параметров его числовое значение порядка единицы, и для получения количественных

результатов необходимо прибегнуть к численному решению уравнения (47) с полной дисперсионной функцией (49)*. Для улучшения сходимости интегралов в (49) удобно повернуть контур интегрирования в комплексной плоскости t на угол $\pi/6$, после чего полученное выражение как функция $x = qv_F/\omega$ может быть аналитически продолжено в верхнюю полуплоскость $\text{Im } q > 0$ при вещественном ω , что соответствует постановке задачи о возбуждении волны на плоской границе:

$$\eta(x) = \frac{1 + i\beta}{2x} \left\{ \ln A + \int_0^{\infty} \frac{dt}{t} \left[\exp(izt(V + iB) - t^3/3) \times \left(1 + \frac{2t^2 z^2}{3Ax} (2 + i\beta) \right) - \exp(izt) \right] - \frac{V}{A} \right\} - 1, \quad (50)$$

$$z = \exp(\pi i/6),$$

Результаты численного расчета изменений фазы нулевого звука при двух значениях частоты вместе с соответствующими экспериментальными данными в полях $H < 1,5$ Э приведены на рис. 10. При этом в зависимости параметра $p^{-2} = 12kH^2$ от магнитного поля использовалась величина коэффициента $k = 0,011$ (43), полученная из эксперимента на поперечной поляризации, а параметр ферми-

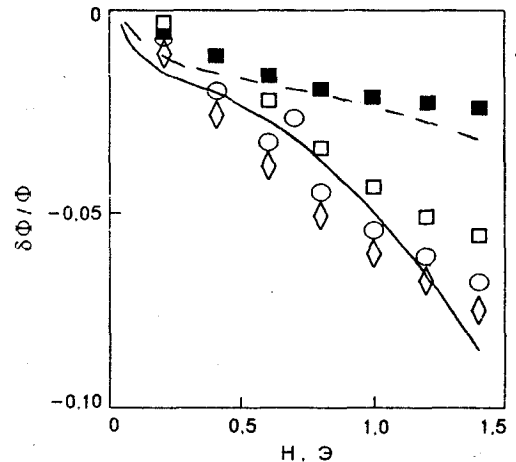


Рис. 10. Сравнение результатов численного расчета и экспериментального измерения полевой зависимости фазы нулевого звука при $H \parallel [001]$: сплошная линия — расчет для $\omega/2\pi = 50$ МГц, штриховая — для 100 МГц; обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис. 6.

* Заметим, что возникновение численно малого параметра $s - 1 \ll 1$, резко ухудшающего сходимость ряда теории возмущений по магнитному полю, также является следствием особенностей логарифмической функции, поскольку дисперсионное уравнение (13) при $H = 0, F \sim 1$ не содержит каких-либо малых физических параметров.

жидкостного взаимодействия F полагался равным единице, т.е. порядка его оценочных значений 0,9–1,3, найденных в [3,11]. На рис. 10 показано хорошее количественное согласие результатов усовершенствованной теории и экспериментальных данных, причем, в соответствии со сделанными ранее оценками, в полях $H < 0,1$ Э наклон расчетной зависимости $\delta\Phi(H)$ резко возрастает и выходит на значение, вытекающее из теории возмущений. Отклонение экспериментальной зависимости от расчетной в полях $H > 1-1,5$ Э может объясняться той же причиной, что и обсужденный в разд. 2.2 слабый размерный эффект, — быстрым возрастанием вклада изменений фазы продольной квазиволны ($\propto H^2$), уменьшающим наблюдаемые изменения фазы нулевого звука.

В заключение отметим, что волна нулевого звука со спектром, рассчитанным из (47), (49), испытывает затухание, возрастающее при увеличении магнитного поля, что соответствует физической картине, описанной во введении: магнитное поле, выводя электроны из области взаимодействия с волной, приводит к эффективной релаксации неравновесного распределения*. С другой стороны, поскольку коэффициент трансформации упругого возмущения в волну нулевого звука пропорционален приращению его скорости (44), это должно приводить к немонотонной зависимости амплитуды волны от магнитного поля. Как было отмечено в разд. 2, такие эффекты могут маскироваться сильной зависимостью деформационного потенциала от положения эффективной области на поверхности Ферми, также зависящего от магнитного поля, однако немонотонное поведение амплитуды продольного ЭЗ для наиболее толстого образца (рис. 6,б), в котором нуль-звуковая компонента ЭЗ максимальна, по-видимому, качественно отражает предсказываемую теорией немонотонность амплитуды нулевого звука.

Заключение

Основные результаты, полученные в работе.

1. Теоретически и экспериментально показано, что вклады слабого поперечного магнитного поля в фазовую скорость нулевого звука и в эффективную скорость баллистического переноса противоположны по знаку и обнаруживают качественно различное поведение в зависимости от толщины образца, частоты возбуждения и времени релакса-

ции. Это позволяет экспериментально разделить два возможных механизма формирования электронного звука.

2. Впервые в чистом виде в отсутствие магнитного поля осуществлено наблюдение электронного переноса звукового возмущения квазиволной, измерена ее скорость и изучено влияние на нее магнитного поля.

3. Показано, что при продольном возбуждении электронного звука в сигнале присутствуют как баллистическая, так и коллективная ферми-жидкостная компоненты, причем последняя начинает преобладать на расстояниях порядка длины волны.

Работа поддержана фондом фундаментальных исследований НАН Украины и фондом Сороса.

1. Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *Письма в ЖЭТФ* 50, 18 (1989).
2. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deineka, V. D. Fil', and H.-J. Kaufmann, *J. Phys.: Cond. Matter* 3, 7687 (1991).
3. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *СФХТ* 4, 661 (1991).
4. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *ФНТ* 19, 667 (1993).
5. В. М. Гохфельд, *Тез. докл. 26 Всесоюз. Совещ. по физике низ. температур*, Донецк (1990), т. 3, с. 69.
6. А. И. Копелиович, М. С. Чурюкин, *ФНТ* 19, 176 (1993).
7. E. V. Bezuglyi, N. G. Burma, E. Yu. Deineka, A. I. Kopeliovich, and V. D. Fil', *J. Low Temp. Phys.* 91, 179 (1993).
8. М. И. Каганов, *УФН* 145, 507 (1985).
9. С. З. Дунин, Е. П. Фетисов, *ФТТ* 14, 270 (1972).
10. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* 32, 59 (1957).
11. Е. В. Безуглый, Н. Г. Бурма, Е. Ю. Дейнека, В. Д. Филь, *ФНТ* 19, 300 (1993).
12. С. А. Урюпин, *ФММ* 42, 479 (1976).
13. W. R. Reed, *Phys. Rev.* 188, 1184 (1969).

Zero sound and quasiwave: separation in the magnetic field

E. V. Bezuglyi, A. V. Boichuk, N. G. Burma, and V. D. Fil'

Theoretical and experimental results on the behavior of the longitudinal and transverse electron sound in a weak magnetic field are presented. It is shown theoretically that the effects of the magnetic field on zero sound velocity and ballistic transfer are opposite in sign and have sufficiently different dependences on the sample width, excitation frequency and relaxation time. This permits us to separate experimentally the Fermi-liquid and ballistic contributions in the electron sound signals. For the first time the ballistic transfer of the acoustic excitation by the quasiwave has been observed in zero magnetic field.

* Разумеется, истинная релаксация, обеспечивающая размешивание электронов по импульсам и энергиям, происходит при временах τ^{-1} , которые в соответствии с предположениями, использованными в данном расчете, должны быть малы по сравнению с ларморовским периодом, так что электроны, возвращающиеся в эффективную область, являются равновесными. Аналогичная ситуация возникает в обычном затухании Ландау, расчет которого может быть формально проведен в бесстолкновительном пределе, подразумевая последующую объемную релаксацию неравновесных электронов.