

О РАЗНОЙ ПРИРОДЕ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СКОРОСТИ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО ПРОБОЯ (МП)

*В.И.Макаров, А.А.Слуцкий, Л.Ю.Горелик,
А.А.Саньков, В.С.Клочко*

Экспериментально и теоретически показано, что квантовые осцилляции скорости и поглощения звука, связанные с магнитным пробоем, вопреки привычным квазиклассическим представлениям определяются качественно различными механизмами.

1. Квантовые МП осцилляции кинетических коэффициентов в магнитном поле \mathbf{H} качественно отличаются от квазиклассических¹. Они определяются интерференцией квазиклассических волн, рассеянных на центрах МП и, вообще говоря, не сводятся, в отличие от квазиклассики, к осцилляциям плотности числа состояний. Интерференционная природа кинетических МП осцилляций особенно ярко проявляется в часто встречающемся случае, когда МП конфигурация (система классических орбит в p -пространстве, связанных МП) состоит из орбит с обычными размерами p_F характерного фермиевского импульса, соединенных между собой аномально малыми орбитами (рис.1). Малая орбита, представляя собой интерференционный (квантовый) "затвор", пропускная способность которого 2π -периодична по квазиклассической фазе $\varphi_M = \frac{cS(E, p_z)}{e\hbar H}$ (S – площадь малой орбиты, E – энергия электрона, p_z – проекция его импульса на $\mathbf{H} = (0, 0, 1)$), "управляет" движением электрона на больших орбитах. Благодаря такому эффекту управления (ЭУ) матричные элементы фи-

зических величин 2π -периодически осциллируют по φ_M , причем амплитуда их осцилляций остается конечной даже когда относительное время нахождения электрона на малой орбите β_M стремится к нулю. Это приводит к специфическим "гигантским" МП осцилляциям различных кинетических коэффициентов (с периодом $\Delta_M (1/H = e\hbar / cS_0)$, S_0 – экстремальное значение, $S(E_F, p_z)$, E_F – энергия Ферми), в частности – к своеобразным осцилляциям резонансного (бесстолкновительного) поглощения звука. Существует два качественно различных механизма проявления ЭУ в МП осцилляциях поглощения. В основе одного из них – влияние ЭУ на матричные элементы оператора электрон-фононного взаимодействия (теория², эксперимент³). Другой, более тонкий, механизм, обнаруженный теоретически и экспериментально (на поглощении продольного звука в олове) в⁴, связан с влиянием ЭУ на частоту пространственного резонанса и характеризуется аномально резкой анизотропией при малых углах θ между \mathbf{H} и осью симметрии металла \mathbf{n} (в олове $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$).

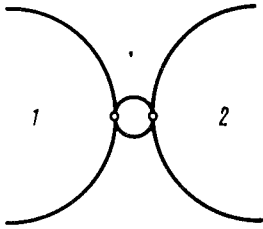


Рис.1. Связь двух больших орбит (1, 2) через малую. Точками отмечены узлы МП

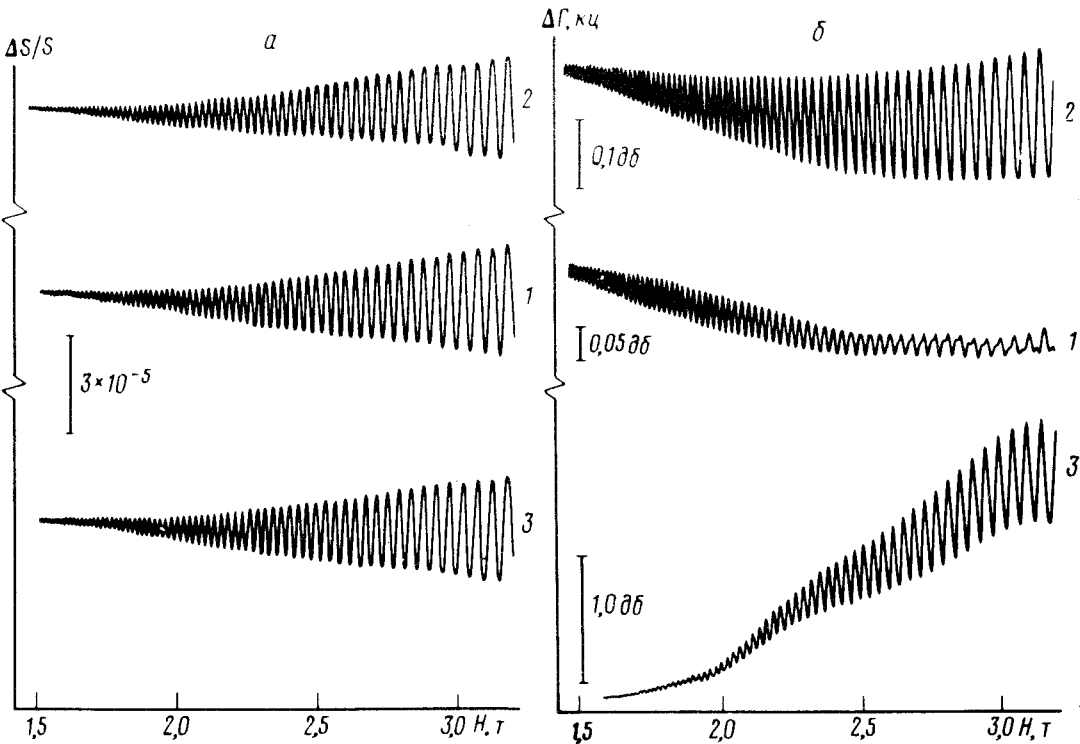


Рис.2. Зависимости скорости (а) и коэффициента поглощения звука (б) от H при различных углах θ . Кривые: 1 – $\theta = -0,4^\circ$, 2 – $\theta = -1,5^\circ$, 3 – $\theta = -3,2^\circ$

Цель данной работы – изучить роль малых орбит в МП осцилляциях скорости звука s .

2. Экспериментальная ситуация соответствовала рассмотренной в⁴: были изучены (на монокристалле олова с остаточным сопротивлением $\sim 2 \cdot 10^5$) МП осцилляции s и коэффициента поглощения продольного звука, период которых соответствовал малой орбите

третьей зоны. Исследования были проведены с помощью импульсной методики⁵ на частоте $\omega/2\pi = 250$ МГц в области полей $H \sim 30$ кЭ, где проявляется развитый МП. Волновой вектор звука q , как и в⁴, составлял не более $0,5^\circ$ с осью n . Эксперимент проведен при температуре $T = 4,2$ К. Как видно из сопоставления рис. 2, а и 2, б, 3, а и 3, б, зависимость s и Γ от H и угла $\theta \ll 1$ качественно различны. Это не только явно не согласуется с традиционными квазиклассическими представлениями, согласно которым вид осцилляционных зависимостей s и Γ одинаков (с точностью до сдвига по фазе), но может даже показаться, что такое различие кривых скорости и поглощения противоречит дисперсионным соотношениям, связывающим s и Γ . Как будет показано ниже, на самом деле этого противоречия нет, а различие в поведении амплитуд осцилляций s и Γ связано с тем, что МП осцилляции s и Γ имеют качественно различную природу.

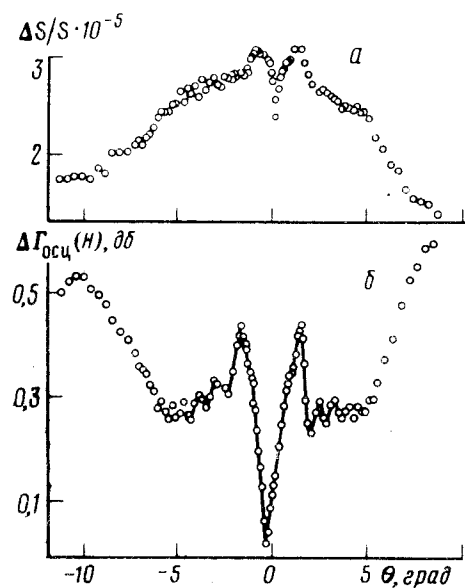


Рис. 3. Зависимости амплитуды осцилляций скорости (а) и коэффициента поглощения звука (б) от угла θ при $H = 30,6$ кЭ

3. Выражая осциллирующую часть скорости звука \tilde{s} через поляризационный оператор $\Pi(\omega, q)$ запаздывающей однофононной функции Грина, и используя дисперсионные соотношения, связывающие $\text{Re}\Pi$ и $\text{Im}\Pi$, мы можем представить \tilde{s} в виде ряда по степеням ω — наименьшей из частот задачи: $\tilde{s} = \tilde{s}_0 + \tilde{s}_1 + \dots$, где

$$\frac{\tilde{s}_0}{s} = \frac{1}{\pi} \int \frac{d\omega'}{\omega'} \tilde{\gamma}(\omega, q); \quad \frac{\tilde{s}_1}{s} = \frac{\omega^2}{\pi} \int \frac{d\omega'}{\omega'} \frac{\partial^2 \tilde{\gamma}(\omega', q)}{\partial \omega'^2} \quad (1)$$

s — скорость звука при $H = 0$, $\tilde{\gamma}$ — осциллирующая часть выражения

$$\gamma = \frac{1}{V \rho s^2} \sum_{\eta \eta'} \delta(E_\eta - E_{\eta'} - \hbar \omega) [f_0(E_\eta) - f_0(E_{\eta'})] \langle \eta | \Lambda e^{iqr} | \eta' \rangle^2 \quad (2)$$

V и ρ — объем и плотность металла соответственно, $f_0(E)$ — функция распределения Ферми, Λ — деформационный потенциал продольного звука; индекс η обозначает полный набор квантовых стационарных состояний $|\eta\rangle$ электрона в магнитном поле ($\eta = \{n, p_z, P_x\}$, n — дискретное квантовое число, P_x — x — компонента обобщенного импульса), E_η — энергия стационарных состояний, согласно¹ представляющая собой квазислучайную функцию η . Поскольку ЭУ существенно влияет на матричные элементы, фигурирующие в γ , и на разность энергий $E_\eta - E_{\eta'}$, то можно было бы ожидать существенного его проявления как в величине \tilde{s}_0 , так и \tilde{s}_1 . Детальное рассмотрение, проведенное в терминах квазислучайного МП спектра для произвольной МП конфигурации с помощью формализма, развитого в¹, показывает,

однако, что ЭУ не влияет на \tilde{s}_0 : амплитуда осцилляций \tilde{s}_0 , связанных с малой орбитой, в пределе $\beta_M \rightarrow 0$ обращается в нуль (по линейному закону) и определяется универсальным выражением, содержащим среднее значение деформационного потенциала $\bar{\Lambda}_M$ по времени обращения вдоль малой орбиты:

$$\tilde{s}_0 = s \frac{2e H \beta_M \Omega_H}{c \rho s^2 v (2\pi\hbar)^3} \int dp_z dE \bar{\Lambda}_M^2 \frac{\partial f_0(E)}{\partial E} (F + F^*), \quad (3)$$

где Ω_H – характерная циклотронная частота, а

$$F \equiv F(E, p_z) = \frac{(1 - W) \exp \{ i (\varphi_M(E, p_z) + \delta) \}}{1 - (1 - w) \exp \{ i (\varphi_M(E, p_z) + \delta) \}}$$

$w(H_0/H)$ – вероятность МП, общая для обоих МП узлов малой орбиты (см. рис. 1), $\delta(H_0/H)$ скачок фазы при прохождении электроном узла МП, H_0 – поле пробоя, вид функций w и δ приведен в¹. При записи (3) мы опустили все осциллирующие слагаемые, связанные с большими орбитами, учитывая, что они пренебрежимо малы из-за температурного затухания при $T = 4,2$.

В отличие от \tilde{s}_0 структура малой добавки \tilde{s}_1 определяется ЭУ и зависит не только от вида МП конфигурации, но и от конкретного механизма проявления ЭУ в величине $\tilde{\gamma}$. В изучаемом нами случае можно показать, что основной вклад в \tilde{s}_1 дают малые ω' и потому \tilde{s}_1 воспроизводит поведение Γ , обуславливая появление характерного узкого всплеска на кривой \tilde{s}, a , определяемой в основном плавно зависящей от θ величиной \tilde{s} . Характерное значение \tilde{s}_1 оказывается $\sim s (s/v_F)^2 (\theta/\kappa)$ ($\kappa = (eH\hbar/c\rho_F^2)$ – параметр квазиклассичности, $\kappa \sim (v_F/v_F)$ – характерная фермиевская скорость), характерное же значение $\tilde{s}_0 \sim s\sqrt{\kappa} \beta_M (\bar{\Lambda}_M/E_F) \sim 10 |\tilde{s}_1|$.

Следует отметить, что величина \tilde{s}_0 представляет собой осциллирующее слагаемое той частоты звука, которую можно выразить через термодинамические величины типа сжимаемости. Это показывает, что термодинамические величины металла *не испытывают* влияние ЭУ даже, если учесть в них электрон-фононное взаимодействие.

Таким образом, мы приходим к выводу, что в условиях МП осцилляции s и Γ определяются, в отличие от квазиклассики, качественно различными механизмами. Насколько нам известно, такое "рассогласование" структуры квантовых осцилляций скорости и поглощения звука наблюдается впервые.

Авторы благодарны И.М.Лифшицу, Б.Г.Лазареву, М.И.Каганову, В.Д.Филю за интерес к работе и ценные замечания.

Литература

1. Слуцкий А.А. ЖЭТФ, 1970, 58, 1098.
2. Слуцкий А.А., Соколов С.А. Письма в ЖЭТФ, 1971, 14, 60.
3. Murray P.W., Young R.C. Phys. Lett., 1971, 37A, 217.
4. Макаров В.И., Слуцкий А.А., Сухина Г.В., Саньков А.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 255.
5. Филь В.Д., Безуглый П.А., Масалитин Е.А., Денисенко В.И. ПТЭ, 1973, №3, 210.

Харьковский
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Харьковский
физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
23 ноября 1981 г.