Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 3. стр. 174 – 176 5 февраля 1973 г.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС ПРИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ

Г. И. Бабкин, В. Я. Кравченко

В сильном магнитном поле, параллельном поверхности, амплитуда возбуждаемого звука испытывает осцилляции, соответствующие геометрическому резонансу. Амплитуда осцилляций пропорциональна значению тензора деформационного потенциала в определенной точке ферми-поверхности.

Взаимодействие электронов со звуком обычно описывается посредством тензора деформационного потенциала $\lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \lambda_{ik}(-\mathbf{p})$, характеризующего изменение закона дисперсии $\epsilon(\mathbf{p})$ при деформации. Соответствующая объемная сила в уравнении движения упругой среды

$$F_i = \frac{\partial}{\partial x_k} < \lambda_{ik} f > \qquad (1)$$

($f\delta(\epsilon - \mu)$ – неравновесная часть функции распределения, угловые скобки означают интегрирование по ферми-поверхности). При возмущении электронной системы внешней электромагнитной волной сила (1) ответственна за деформационный механизм возбуждения звука.

Представляет интерес вопрос об особенностях возбуждения звука в условиях аномального скин-эффекта. Как известно, в подобных условиях вклад различных групп электронов в процессы проникновения электромагнитного поля вглубь образца существенно различен, благодаря чему можно восстанавливать по экспериментальным данным вид $\epsilon(\mathbf{p})$. Ниже показано, что при возбуждении звука в присутствии сильного магнитного поля H_0 в условиях, когда радиус ларморовой орбиты R превышает длину звуковой волны, должны наблюдаться значительные по величине осцилляции амплитуды звука, за которые ответственны скользящие параллельно поверхности образца электроны экстремального сечения ферми–поверхности, перпендикулярного H_0. Это дает возможность непосредственно из экспериментальных данных по генерации звука определять величину $\hat{\lambda}(\mathbf{p})$ на ферми-поверхности.

Рассматривается задача о возбуждении звука в полупространстве $z > 0$ в присутствии параллельного поверхности сильного магнитного поля H_0 ($\gamma = (\Omega\tau)^{-1} << 1$, Ω – циклотронная частота, τ – время релаксации). Найдем амплитуду поперечной звуковой волны, возбуждаемой силой (1). Как обычно при аномальном скин-эффекте, в (1) используем функцию распределения f без учета граничных условий, полем E_z пренебрегаем, а поле $E_{x,y}$ четным образом продолжаем на область $z < 0$. Нетрудно показать, что вдали от поверхности

$$u_i = \frac{\pi e}{i\rho s^2} < \frac{\lambda_{iz}}{\Omega} \int_{-\infty}^{\phi} d\phi' \, \mathrm{v}\, E(k) \exp \int_{\phi}^{\phi'} \gamma \, d\phi'' \sin \frac{k}{\Omega} \int_{\phi}^{\phi'} \mathrm{v}_z d\phi'' >,$$

$$E(k) = \frac{2i\omega c^{-1} H(0)}{k^2 - 4\pi i\omega c^{-2}\sigma(k)}, \quad k = \omega/s .$$

Здесь ρ – плотность, s – скорость звука, ω – частота волны, $H(0)$ – значение магнитного поля волны на поверхности, $\sigma(k)$ – фурье-компонента проводимости (см., например, [1]). Заметим, что в (2) фигурирует четная относительно замены $\mathrm{v} \to -\mathrm{v}$ часть функции f, тогда как ток $\mathbf{j} = e < \mathrm{v} f >$, распределение которого ответственно за явление проникновения поля в образец, определяется нечетной по v частью. Ограничимся далее случаем выпуклой ферми-поверхности и коротких звуковых волн: $kR >> 1$. Приведем сначала результаты, относящиеся к случаю, когда $\lambda_{iz} \neq 0$ при $\mathrm{v}_z = 0$. Применяя метод стационарной фазы, получаем для $H_0 \perp E \parallel x$:

$$u_x = - \frac{ieE(k)}{\rho s\omega h^3} \left\{ \int \frac{dS}{\mathrm{v}} \frac{\mathrm{v}_x \lambda_{xz}}{\mathrm{v}_z} + \frac{2\lambda^{\circ}_{xz}}{\mathrm{v}_0 \bar{\gamma}_0} \left(\frac{2\pi}{|kD_0^4|} \right)^{1/2} \cos\left(kD_0 - \frac{\pi}{4}\right) \right\}. \tag{3}$$

Для $H_0 \parallel E$ остается лишь первый член в (3). Этот член описывает вклад всех электронов на ферми-поверхности в эффект генерации: зависимость от магнитного поля входит только через $E(k)$. При $H_0 = 0$ он совпадает с результатом [2] для случая $k\ell >> 1$ и не зависит от температуры.

Обозначения во втором слагаемом: D – экстремальный диаметр электронной орбиты, соответствующей нормальному к H_0 сечению ферми-поверхности, лежащий в плоскости $\mathrm{v}_z = 0$, $D = d^2D/dp_z^2$, индекс $_0$ означает точку $\mathrm{v}_z = 0$ на экстремальной орбите, $\bar{\gamma}$ – среднее значение $(\Omega\tau)^{-1}$ по орбите. Второе слагаемое описывает периодические по H_0^{-1} осцилляции, соответствующие установлению на диаметре орбиты целого числа звуковых полуволн, т. е. известному геометрическому резонансу. Отметим, что осцилляции $\sigma(k)$, обусловливающие аномальное проникновение поля в образец, и осцилляции коэффициента затухания звука Γ в условиях геометрического резонанса имеют одинаковый с (3) период по H_0^{-1}, но сдвинуты по фазе относительно (3) на $\pi/2$

[1, 3]. При этом для σ и Γ относительная величина амплитуды осцилляций $\sim(kD_o)^{-1/2} << 1$, тогда как в (3) она порядка $(kD_o)^{-1/2}\gamma^{-1}$, т. е. может быть значительной. Осцилляции в (3) пропорциональны значению тензора λ_{xz} в точке поверхности Ферми, соответствующей пересечению плоскости $v_z = 0$ с экстремальной орбитой. Меняя направление H_o и используя образцы с различной ориентацией кристаллографических осей относительно поверхности образца, можно из измерений амплитуды осцилляций найти величину $\hat{\lambda}(p)$ в различных точках ферми-поверхности. Для этого необходимо определить монотонную часть υ, что можно сделать из измерений при $H_o = 0$. Входящие в амплитуду осцилляций параметры v_o, D_o'' находятся из данных по ферми-поверхностям. В легко осуществимом случае $k^2 << 4\pi\omega c^{-2}\sigma(k)$ значение $\bar{\gamma}$ из абсолютной величины $\upsilon_{осц}$ фактически выпадает, при этом $\upsilon_{осц} \sim H^{1/2}\omega^{-1/2}$.

В случае, когда $\lambda_{xz} = 0$ при $v_z = 0$ результаты качественно меняются. Приведем данные, полученные для сферической ферми-поверхности, когда можно положить $\lambda_{xz} = (\lambda/v^2)v_x v_z$. Первое слагаемое в (3) остается неизменным, относительная величина второго слагаемого уменьшается и равна $\frac{3}{2}\pi^{-1/2}(kR)^{-3/2}\sin(2kR - \frac{\pi}{4})$, поэтому теперь основную роль в осцилляциях играют соответствующие части $\sigma(k)$ в $E(k)$, относительная величина которых $2(\pi kR)^{-1/2}\sin(2kR - \pi/4)$.

Недавно были опубликованы результаты экспериментального наблюдения возбуждения звука в монокристаллах Ag в описанных выше условиях [4]. Обнаружены периодические по H_o^{-1} осцилляции, исчезавшие при $H_o \parallel E$ и повышении температуры, в слабых полях отсутствует температурная зависимость υ. Все это качественно согласуется с нашими результатами. В [4] отмечено, что осцилляции не объясняются геометрическим резонансом для Γ, в частности, фазы υ и Γ слегка различаются. На наш взгляд, желательны эксперименты с существенно несферической ферми-поверхностью, где можно ожидать значительных отличий в поведении $\upsilon_{осц}$ и $\Gamma_{осц}$ как по величине, так и по фазе.

Мы благодарны В.Ф.Гантмахеру и В.Т.Долгополову за обсуждение.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 ноября 1972 г.
После переработки
27 декабря 1972 г.

Литература

[1] Э.А.Канер, В.Ф.Гантмахер. УФН, 94, 193, 1968.
[2] М.И.Каганов, В.Б.Фикс. ЖЭТФ, 62, 1461, 1972.
[3] В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, 37, 71, 1959.
[4] M.R.Gaerttner, B.W. Maxfield. Phys. Rev. Lett., 29, 654, 1972.