

Общее выражение, связывающее К. о. термодинамич. потенциала Φ с характеристиками металла, было получено И. М. Лифшицем и А. М. Косевичем (1955):

$$\Phi = 2kTV \left(\frac{eB}{2\pi\hbar c} \right)^{3/2} \left(\frac{\partial^2 A_{\text{экстр}}}{\partial p_z^2} \right)^{-1/2} \times \sum_{r=1}^{\infty} \frac{\exp(-2\pi^2 r \hbar T / \hbar \omega_c) \cos(r\pi g/2)}{r^{3/2} \operatorname{sh}(-2\pi^2 r \hbar T / \hbar \omega_c)} \cos \left[r \left(\frac{cA_{\text{экстр}}}{e\hbar B} \pm \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь V — объём образца; знак — соответствует макс. $A_{\text{экстр}}$, + минимальному. Если на поверхности Ферми есть неск. экстремальных сечений, напр. если она состоит из неск. полостей, то Φ — сумма выражений типа (7).

К. о. термодинамических величин. Наиб. изучены К. о. магн. момента $M = -\partial\Phi/\partial H$ и магнитной восприимчивости $\chi = \partial M/\partial H$ (де Хааза — ван Альфена эффект) при $T \rightarrow 0$ К. В большом числе случаев M можно найти из (7), считая, что $H=B$, т. к. M всегда мало. Амплитуда К. о. магн. восприимчивости сравнима или даже превосходит постоянную диамагн. или парамагн. восприимчивость металлов, к-рая обычно мала ($\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см⁻³).

Для ряда металлов изучены осцилляции размеров (магнитострикция) порядка $10^{-8} - 10^{-10}$ см. Наблюдались К. о. темп-ры теплоизолированных образцов, скорости звука и скорости распространения магнито-плазменных волн (геликонов, алленовских волн и т. п., см. Плазма твёрдых тел).

К. о. кинетических величин, в частности сопротивления ρ (Шубникова — де Хааза эффект), также обусловлены К. о. плотности состояний $g(\mathcal{E}_F)$. Сопротивление ρ осциллирует вместе с $g(\mathcal{E}_F)$, при этом

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \sim \frac{\Delta g(\mathcal{E}_F)}{g(\mathcal{E}_F)} \sim \frac{1}{n}.$$

К. о. ρ имеют относительно малую величину, что затрудняет их наблюдение; лишь для полуметаллов, для к-рых легко достижимы значения $n \sim 1$ (см. ниже), осцилляции сопротивления имеют большую амплитуду. Наблюдаются также К. о. магнетосопротивления и др. коэф. термогальваномагн. явлений (см. Гальваномагнитные явления и др.).

Применения. Исследование К. о. — наиб. универсальный метод определения характеристик электронного

заданном направлении B . Достигнутая точность измерений $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ (для щелочных металлов, Вi и др.), что в $10 \div 100$ раз превосходит точность измерения геом. характеристик поверхности Ферми др. методами. Зная анизотропию $A_{\text{экстр}}$, можно восстановить форму поверхности Ферми.

Универсальность метода обусловлена тем, что К. о. можно наблюдать на несовершенных образцах, напр.

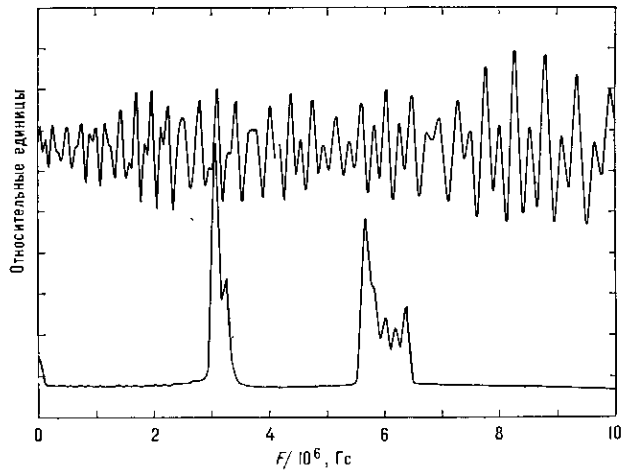


Рис. 4. Вверху — запись осцилляций магнитного момента кристалла Ni₁Al; внизу — фурье-спектр осцилляций.

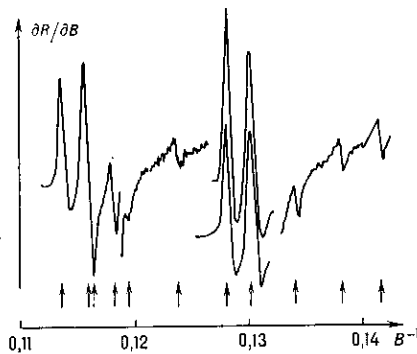
при введении примесей T_D изменяется на $1 - 100$ К на 1% примеси. Наблюдение К. о. возможно при $T_D \approx 10$ К. Это позволяет, с одной стороны, в разбавленных сплавах изучать влияние примесей на поверхность Ферми и рассеяние на них, определяемое по T_D ; с др. стороны, изучать интерметаллические соединения, окислы переходных металлов и др. соединения, монокристаллы к-рых менее совершенны, чем кристаллы чистых металлов.

По зависимости амплитуды К. о. от T и B могут быть определены m^* и T_D . По гармонич. составу осцилляций заданного периода при $\hbar\omega_c/2\pi k(T + T_D) \gg 1$, пользуясь (7), можно определить g -фактор электронов проводимости. Абс. измерения амплитуды M позволяют установить значение $\partial^2 A_{\text{экстр}}/\partial p_z^2$. Абс. величина магнитострикции даёт значения производных $A_{\text{экстр}}$ по компонентам тензора деформации решётки. Аналогичная информация может быть получена при исследовании К. о. в условиях деформации (всестороннего сжатия, растяжения и т. п.).

«Сильный» магнетизм. При эксперим. изучении К. о. измеряются характеристики образца, зависящие от индукции B магн. поля в образце, как ф-ция напряжённости H внеш. магн. поля. В реальных условиях относит. амплитуда К. о. $M/H \ll 1$ и $B \approx H$. Однако значение $4\pi Mn/H$ может оказаться большим, т. к. обычно $n \gg 1$. Аргумент при \cos в (7) содержит величину $2\pi/B \Delta B^{-1} = 2\pi(1 - 4\pi M/H)/H \Delta B^{-1}$. Осциллирующая часть фазы $\sim 4\pi n M/H$, становясь сравнимой с π , приводит к «нелинейности» К. о., проявляющейся в усложнении их гармонич. состава и во взаимной модулляции при одноврем. наблюдении К. о. от разл. $A_{\text{экстр}}$, т. е. к появлению в спектре составляющих с «частотами» $(c/e\hbar)(A_{\text{экстр}}^i \pm A_{\text{экстр}}^j)$ (магнитное взаимодействие).

Когда $4\pi dM/dH > 1$, то состояние с однородной намагниченностью образца становится термодинамически неустойчивым и в нём появляются диамагн. домены с индукцией в соседних областях, различающейся на $B^2 \Delta B^{-1}$. Т. к. B в образцах конечного размера

Рис. 3. Зависимость производной магнетосопротивления $\partial R/\partial B$ для В, демонстрирующая сложный гармонический состав осцилляций при $\hbar\omega_c/2\pi^2 k(T + T_D) \gg 1$. Осцилляции большей амплитуды обязаны дырочной поверхности Ферми, меньшей (увеличение в 6 раз) — электронам. Расщепление пиков связано с отличием g -фактора от целого чётного значения.



спектра металлов и вырожденных полупроводников, гл. обр. $A_{\text{экстр}}$ при разл. ориентациях B .

Как правило, К. о. — суперпозиция осцилляций разного периода, связанных с разными участками поверхности Ферми (рис. 3). Условия наблюдения обычно менее благоприятны, и вместо хорошо разрешённых пиков наблюдаются сложные биения (рис. 4), фурье-анализ к-рых позволяет определить «частоты» $f = 1/\Delta B^{-1}$ составляющих и, по ф-ле (6), значения $A_{\text{экстр}}$ при