

ду столкновениями можно считать прямолинейным). Если поверхность Ферми замкнута, то траектории всех электронов тоже замкнуты. При  $H \gg H_0$  перемещение электронов в плоскости, перпендикулярной  $H$ , осуществляется за счёт столкновений, в результате которых электрон «перепрыгивает» с орбиты на орбиту; его поперечная проводимость при этом  $\sigma_{\perp} \sim \sigma_0(r_L/l)^2 \sim \sigma_0(H_0/H)^2 \ll \sigma_0$ . Если поверхность Ферми открытая, то характер траектории зависит от направления  $H$ ; есть направ-



Рис. 3. Примеры траекторий электронов в пространстве квазиимпульсов: а — на замкнутой поверхности Ферми траектории при любом направлении  $H$  замкнуты; б — на открытой поверхности Ферми при одних направлениях  $H$  они замкнуты, при других — открыты.

ления, при к-рых траектория открыта, а перемещение электрона вдоль них, как и при  $H=0$ , ограничено длиной свободного пробега (проводимость в этом направлении  $\sigma \sim \sigma^0$ ). Это — причина резкой анизотропии сопротивления у металлов с открытыми поверхностями Ферми.

Различие в поведении скомпенсированных (концентрации электронов проводимости  $N_3$  и дырок  $N_d$  равны) и нескомпенсированных ( $N_3 \neq N_d$ ) металлов объясняется разл. ролью холловских компонент тензора проводимости  $\sigma_{ik}$ . Рассмотрим для примера модельный (воображаемый) металл с двумя группами носителей: электроны и дырки заполняют сферич. поверхности Ферми. Связь между  $E$  и  $j$  задаётся в этой модели уравнениями:

$$j_3 = \sigma_3 \left( E - \frac{1}{N_3 e c} [j_3 H] \right),$$

$$j_d = \sigma_d \left( E + \frac{1}{N_d e c} [j_d H] \right),$$

где  $\sigma_{3(d)} = N_{3(d)} e^2 v_{3(d)} / m_{3(d)}^*$  ( $e > 0$ ,  $m_{3(d)}^* > 0$ ; знак эффективной массы дырки учтён в ур-нии для  $j_d$ ). Из ур-ний (7) можно определить компоненты тензора электропроводности металла (ось  $z \parallel H$ ):

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_3}{1 + \omega_{c3}^2 \tau_3^2} + \frac{\sigma_d}{1 + \omega_{cd}^2 \tau_d^2},$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \sigma_3 \frac{\omega_{c3} \tau_3}{1 + \omega_{c3}^2 \tau_3^2} - \sigma_d \frac{\omega_{cd} \tau_d}{1 + \omega_{cd}^2 \tau_d^2};$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_3 + \sigma_d, \quad \omega_{c3(d)} = eH/m_{3(d)}^* c.$$

С ростом  $H$  все поперечные компоненты  $\sigma_{ik} \rightarrow 0$ . Однако асимптотика поперечных компонент тензора  $\rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1}$  зависит от соотношения между диссипативными ( $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$ ) и холловскими ( $\sigma_{xy}$ ,  $\sigma_{yx}$ ) компонентами. Действительно,

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2).$$

При одном сорте носителей зависимость  $\sigma_{xx}^{-1}$  от  $H$  полностью компенсируется холловским множителем  $(1 + \sigma_{xy}^2 / \sigma_{xx}^2)^{-1}$  и  $\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho = 1/\sigma$ . При этом коэф. Холла

$$R = \pm 1/N_{3(d)} e c. \quad (9)$$

Причина независимости сопротивления от  $H$  ( $\Delta \rho / \rho = 0$ ) и универсального характера ф-лы (9) — в отсутствие дисперсии носителей заряда. Учёт неполного вырождения носителей и зависимости  $\tau$  от энергии приводит к отличию  $R$  от (9) и  $\rho_{xx}(H)$  от  $\rho$ .

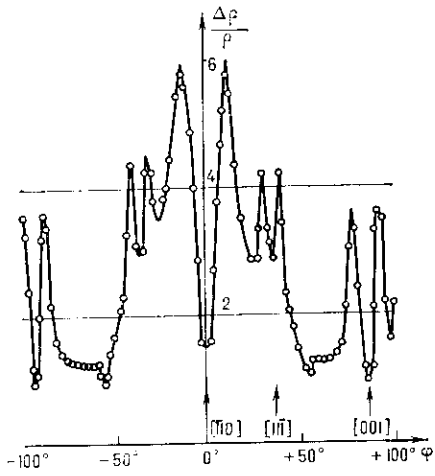


Рис. 4. Зависимость  $\Delta \rho / \rho$  монокристалла Au от угла  $\varphi$ , задающего направление  $H$ , при  $T = 4,2$  К;  $\rho(300)/\rho(4,2) = 1630$ ;  $H_0 = 1,5$  кЭ;  $H = 23,5$  кЭ.

В случае двух сортов носителей, согласно (8), при больших полях ( $\omega_{c3} \tau_3 \gg 1$ ,  $\omega_{cd} \tau_d \gg 1$ ):

$$\sigma_{xy} \approx \frac{(N_d - N_3) e c}{H}, \quad N_d \neq N_3 \quad (10)$$

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} \approx \begin{cases} \frac{N_3 m_3^* / \tau_3 + N_d m_d^* / \tau_d}{e^2 (N_3 - N_d)^2} \geq \rho, & N_3 \neq N_d \\ \frac{H^2}{N_3 m_3^* / \tau_3 + N_d m_d^* / \tau_d} \sim \rho (\omega_c \tau)^2, & N_3 = N_d, \quad \tau \sim \tau_3, \tau_d. \end{cases} \quad (11)$$

Постоянная Холла  $R = \rho_{xy} / H$ ; при  $N_3 \neq N_d$  в сильных полях:

$$R \approx R_{\infty} = 1 / (N_d - N_3) e c. \quad (12)$$

Ф-ла (12), зависимость от  $H$  и оценка порядка величины в ф-ле (11), полученные для простой модели, сохраняются для металлов с замкнутыми поверхностями Ферми произвольной формы. Кроме того, результаты не зависят от характера диссипативных процессов.

У большинства металлов поверхности Ферми сложны (имеют открытые и замкнутые полости), разные группы электронов имеют разные  $l$ . Это усложняет зависимость от  $H$  в полях и даёт возможность

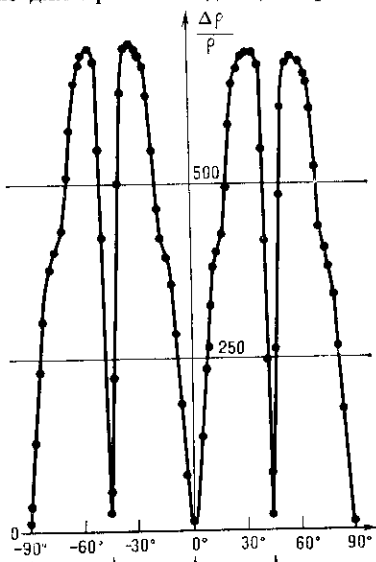


Рис. 5. Зависимость магнетосопротивления монокристалла Sn от угла  $\varphi$ , задающего  $H$ , при  $T = 4,2$  К;  $\rho(300)/\rho(4,2) = 10,4$ ;  $H = 23,5$  кЭ; ток течёт вдоль оси [001], поле вращается в плоскости (001).