

ТЕНЗОГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В *n*-Ge

В. С. Львов и Т. В. Смирнова

В работе проведено экспериментальное исследование зависимости тензоэффектов от магнитного поля для *n*-Ge с концентрацией электронов $\sim 10^{13}$ см⁻³ при 77° К. Результаты сравниваются с теорией [2], учитывающей только эффект перераспределения электронов между экстремумами зон под действием деформации. Анализируется влияние междолинного рассеяния на тензогальваномагнитные эффекты. Показано, например, что при изотропном рассеянии влияние междолинного рассеяния на тензоэффекты не зависит от направления магнитного поля и тока. Также показано, что зависимость $K_{\tau} = \frac{\tau_{\parallel}}{\tau_{\perp}}$ от энергии может оказаться существенной. Кроме того, в работе впервые исследовался четный по магнитному полю эффект Холла, возникновение которого связано с несферичностью энергетической зоны.

В предыдущих работах одного из авторов [1, 2] рассчитаны гальваномагнитные эффекты в деформированном *n*-Ge для некваंटующих магнитных полей. При этом учитывалось только перераспределение носителей между экстремумами при сохранении их общего числа. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования тензогальваномагнитных эффектов в *n*-Ge. Как и следовало ожидать [2], с увеличением магнитного поля **H** зависимость продольного $\tilde{E}_{\mathbf{H}}$ и поперечного $\tilde{E}_{[\mathbf{H}]}$ холловского поля от деформации уменьшается, а в насыщении ($\frac{uH}{c} \gg 1$) отсутствует вовсе.¹ В то же время четные по **H** гальваномагнитные эффекты в сильном поле чувствительнее к деформации, чем в слабом, поэтому мы исследовали и сравнивали с теорией [2] только четные тензогальваномагнитные эффекты. При этом подтвердилось, что междолинное рассеяние при температурах порядка 77° К можно не учитывать. Известно, что при смешанном механизме рассеяния эффективный параметр анизотропии $K = \frac{\tau_{\perp} m_{\parallel}}{\tau_{\parallel} m_{\perp}}$ зависит от энергии. В работе показано, что учет этой зависимости может оказаться существенным.

1. Тензоэффекты в насыщающем магнитном поле. Один механизм рассеяния

При сравнении теории с экспериментом будем рассматривать величины

$$\left. \begin{aligned} M_{ijkl}^{mnp}(\mathbf{H}) &= \frac{\partial \tilde{E}_{\mathbf{I}}(\mathbf{H}) \tilde{E}_{\mathbf{I}}(0)}{\tilde{E}_{\mathbf{I}}(\mathbf{H}) \partial E_{\mathbf{I}}(0)} = \frac{m_{\mathbf{I}}(\mathbf{H})}{m_{\mathbf{I}}(0)}, \\ L_{ijkl}^{mnp}(\mathbf{H}) &= \frac{\partial \tilde{E}_{[\mathbf{H}]}(\mathbf{H})}{\partial \tilde{E}_{\mathbf{I}}(\mathbf{H})} = \frac{m_{[\mathbf{H}]} \tilde{E}_{[\mathbf{H}]}}{m_{\mathbf{I}} \tilde{E}_{\mathbf{I}}}, \\ P_{ijkl}^{mnp}(\mathbf{H}) &= \frac{\partial \tilde{E}_{\mathbf{H}}(\mathbf{H})}{\partial \tilde{E}_{\mathbf{I}}(\mathbf{H})} = \frac{m_{\mathbf{H}}(\mathbf{H}) \tilde{E}_{\mathbf{H}}(\mathbf{H})}{m_{\mathbf{I}}(\mathbf{H}) \tilde{E}_{\mathbf{I}}(\mathbf{H})}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

¹ Обозначения здесь и в дальнейшем те же, что и в работах [1, 2]. Ссылки на формулы из этих работ мы будем сопровождать соответственно цифрой I, II.

зависящие от магнитного поля. Верхние индексы $[mnp]$ указывают направление \mathbf{H} , нижние — направление тока \mathbf{I} . δE означает приращение электрического поля \mathbf{E} под действием деформации. Направление тока и деформации всегда совпадало, магнитное поле перпендикулярно к ним.

Для того чтобы оценить величину рассматриваемых эффектов по сравнению с хорошо известными, приведем выражения для M , L и P в предельных случаях $\mathbf{H} = 0$ и $\mathbf{H} \rightarrow \infty$ ($\frac{v\mathbf{H}}{c} \gg 1$), вычисленные в предположении отсутствия зависимости $K(\varepsilon)$. В скобках даны ссылки на соответствующие формулы [2], относящиеся к случаю неквантовых магнитных полей

$$\left. \begin{aligned} M_{0\alpha\beta}^{100}(\infty) &= 1 \text{ (II, 12a); } M_{\alpha,\beta,-(\alpha+\beta)}^{111}(\infty) = \frac{3(2K+1)}{4K+5} = 1,4 \text{ (II, 9б); } \\ M_{111}^{110}(\infty) &= \frac{(13K+5)(2K+1)}{2(5K^2+17K+5)} = 2,3 \text{ (II, 10в); } \\ M_{112}^{110}(\infty) &= \frac{(20K+7)(2K+1)}{3(4K^2+19K+4)} = 2,7 \text{ (II, 11б); } \end{aligned} \right\} (2)$$

$$\left. \begin{aligned} P_{112}^{111}(0) &\equiv L_{112}^{110}(0) = \frac{\sqrt{2}}{3} = 0,47; \\ L_{112}^{110}(\infty) &= \sqrt{2} \frac{5K+4}{2K+7} = 0,36 \text{ (II, 10ж). } \end{aligned} \right\} (3)$$

Здесь $K = \frac{K_m}{K_\tau}$, $K_m = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = 20$ [3], $K_\tau = \frac{\tau_{\parallel}}{\tau_{\perp}}$. Для акустического рассеяния K_τ^A не зависит от энергии [4]. Из данных по магнетосопротивлению [4, 5], $K_\tau^A = 1,22$. Приведенные численные оценки даны для $K = \frac{20}{1,22} = 16,4$.

Тензосоэффициент $P(\infty)$ зависит от механизма рассеяния.

Если $\tau_{\perp}, \tau_{\parallel} \sim \varepsilon^r$, то

$$\begin{aligned} P_{112}^{111}(\infty) &= \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{9\pi}{16 \left(\frac{3}{2} + r\right)! \left(\frac{3}{2} - r\right)!} \frac{K(K+8)}{7K+2} = \\ &= 1,4 \text{ для } r = -\frac{1}{2} \text{ (II, 9г). } \end{aligned} \quad (4)$$

Интересно отметить, что в кубическом кристалле, когда деформация и ток направлены не по оси симметрии, на холловских зондах возникает ЭДС и при $\mathbf{H} = 0$.

Если $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [11\bar{2}]$, то

$$\frac{\delta E_{111}(0)}{\delta E_{11\bar{2}}(0)} = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{C_{44}\pi_{44} + 3C(\pi_{12} - \pi_{11})}{C_{44}\pi_{44} + C_{12}(\pi_{11} + 2\pi_{12}) + C(5\pi_{11} + 7\pi_{12})}. \quad (5)$$

Здесь C_{44} , C_{12} и $C = \frac{C_{11} - C_{12}}{9}$ — упругие постоянные, π_{ik} — коэффициенты тензосопротивления [6]. Если учитывать только большие тензоэффекты, связанные со сдвигом экстремумов, то в $n\text{-Ge}$ $\pi_{11} = \pi_{12} = 0$ и отношение (5) равно $\frac{\sqrt{2}}{3}$ и не зависит от механизма рассеяния и анизотропии эффективных масс.

2. Тензоэффекты при смешанном механизме рассеяния

При смешанном механизме рассеяния K_τ зависит от энергии. Однако этой зависимостью часто пренебрегают [7, 8]. Ошибки, возникающие из-за этого, могут оказаться существенными. Мы продемонстрируем это на

примере смешанного рассеяния на акустических фононах и ионах примеси.

Для акустического рассеяния^[4] $\tau_{\perp}^A, \tau_{\parallel}^A \sim x^{-1/2} \left(x = \frac{\varepsilon}{kT} \right)$ и $K_{\tau}^A = \frac{\tau_{\perp}^A}{\tau_{\parallel}^A}$ для *n*-Ge равно 1.22^[4, 5]. Для рассеяния на ионах примеси зависимость $\tau_{\perp}^{\Pi}(x)$ с учетом логарифмического члена несколько слабее, чем $x^{3/2}$: при увеличении x в 100 раз τ увеличивается в 300 ÷ 400 раз, а $K_{\tau}^{\Pi} = \frac{\tau_{\perp}^{\Pi}}{\tau_{\parallel}^{\Pi}}$ увеличивается на 5 ÷ 20% в зависимости от концентрации примесей^[4].

Пренебрегая слабым изменением логарифмического члена, будем предполагать, что $\tau_{\perp}^{\Pi}, \tau_{\parallel}^{\Pi} \sim x^{3/2}$, а K_{τ}^{Π} для *n*-Ge, согласно^[4], равно 11. Тогда

$$K_{\tau} = K_{\tau}^A \frac{x^2(1-\nu) + \delta\nu}{x^2(1-\nu) + \nu}, \quad (6)$$

где

$$\nu = \frac{\tau_{\parallel}^A}{\tau_{\parallel}^A + \tau_{\parallel}^{\Pi}} \Big|_{x=1} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{K_{\tau}^{\Pi}}{K_{\tau}^A} = 9.$$

Видно, что при смешанном механизме рассеяния K_{τ} зависит от энергии значительно слабее, чем при чисто примесном, и слабой зависимостью $K_{\tau}^{\Pi}(\varepsilon)$ действительно можно пренебречь.

При расчете различных гальваномагнитных эффектов усреднение K_{τ} приводит к разным результатам. Так, для предельного случая $\mathbf{H} = 0$ $\mathcal{H} \equiv K_{\text{ср.}} = \alpha K^A$, где

$$\alpha = \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{x^2(1-\nu) + \delta\nu} \Big/ \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{x^2(1-\nu) + \nu}. \quad (7)$$

В выражении (3) $\mathcal{H} = \beta K^A$, где

$$\beta = \frac{2(1-\nu) + \nu}{2(1-\nu) + \delta\nu}. \quad (8)$$

Учет зависимости K_{τ} от энергии, согласно (6), приводит к значениям M , равным

$$M_{\alpha\beta}^{100} = \frac{(2\alpha K^A + 1)(\beta K^A - 1)}{(2\beta K^A + 1)(\alpha K^A - 1)}, \quad (9)$$

$$M_{\alpha, \beta, -(x+\beta)}^{111} = \frac{3(2\alpha K^A + 1)(\beta K^A - 1)}{(4\beta K^A + 5)(\alpha K^A - 1)}. \quad (10)$$

Дополнительное рассеяние на ионах примеси приводит к уменьшению подвижности u по сравнению с подвижностью, соответствующей чисто акустическому рассеянию u^A . Нетрудно показать, что

$$\eta \equiv \frac{u}{u^A} = \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x} dx}{x^2 + \nu(1-\nu)} \frac{2\alpha K + 1}{2K + 1}. \quad (11)$$

Пользуясь таблицами соответствующего интеграла^[9], можно вычислить зависимость α , β и η от ν . На рис. 1 приведена зависимость α и β от параметра η , характеризующего долю акустического рассеяния: $\eta = 1$ соответствует чисто акустическому рассеянию, малые η означают преобладание рассеяния на примесях. Когда вклад примесного рассея-

ния мал ($0.7 < \eta \leq 1$), $\alpha \approx \beta$ и можно ввести один параметр $\mathcal{H} = \alpha K^A = \beta K^A$, описывающий анизотропию. В этой области η можно считать, что $\tau \sim \varepsilon^{-1/2}$, а рассеяние на ионах примеси учитывать эффективно — уменьшением \mathcal{H} . При $\eta < 0.7$ α и β существенно различны. Это приводит, например, к тому, что $M_{\alpha\beta}^{100}$ значительно отличается от единицы (рис. 1). Из графика видно, что при расчете тензосопротивления $M_{\alpha\beta}^{mnp}$ в *n*-Ge рассеяние можно считать чисто примесным ($\tau \sim \varepsilon^{3/2}$), лишь если $\eta < 0.01$, т. е. только при очень больших концентрациях примеси можно

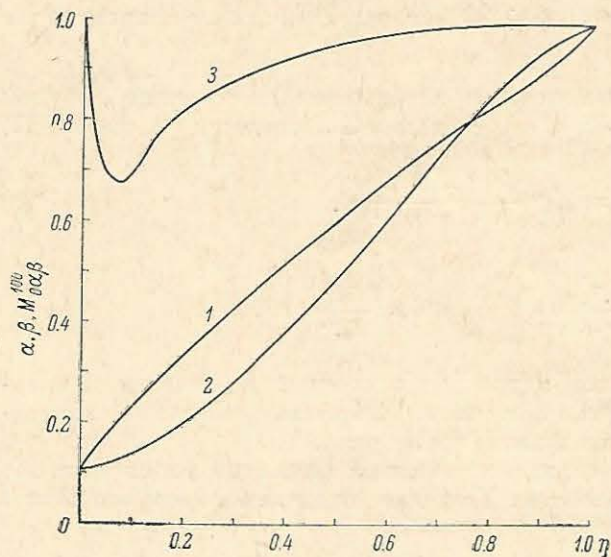


Рис. 1. Зависимости коэффициентов α (1) и β (2) от $\eta = \frac{u}{u^A}$, вычисленные в предположении $K = 16.5$ и $\delta = 10$.

3 — зависимость тензосопротивления $M_{\alpha\beta}^{100}$ от η , вычисленная по (9).

$M_{\alpha\beta}^{100} = 1$, если K не зависит от энергии.

$$\frac{kT}{\tau^j} \frac{\partial \tau_{\perp(\parallel)}^j}{\partial \varepsilon^i} = -\beta(\varepsilon) v_{\perp(\parallel)}(\varepsilon) \left(\delta_{ij} - \frac{1}{N_v} \right). \quad (12)$$

Здесь параметры $v_{\perp(\parallel)}(\varepsilon) = \frac{\tau_{\perp(\parallel)}(\varepsilon)}{\tau_I(\varepsilon)}$ характеризуют долю междолинного рассеяния, так как $\tau_{\perp(\parallel)} = \tau_{\perp(\parallel)}^j$ в недеформированном кристалле, а $\tau_I(\varepsilon)$ — изотропное время релаксации, соответствующее междолинным переходам. N_v — число экстремумов; $\beta(\varepsilon)$ оценивается из соотношения

$$\left\langle \frac{\beta}{\tau_I} \right\rangle = \frac{N_v}{2(N_v - 1)} \left\langle \frac{1}{\tau_I} \right\rangle \quad (13)$$

и по порядку величины близко к единице.

Повторяя вычисления (I, 22)—(I, 31) и принимая во внимание (12), можно показать, что учет междолинного рассеяния сводится к применению оператора

$$\Omega = 1 + \beta v_{\perp} \left[\tau_{\perp} \frac{\partial}{\partial \tau_{\perp}} + K \tau_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \tau_{\parallel}} \right] \quad (14)$$

к подынтегральному выражению в формулах, описывающих $\delta \mathbf{E}$ и полученных учетом только эффекта перетекания электронов.

пренебречь акустическим рассеянием. Следовательно, когда акустическое и примесное рассеяние вносят сравнимый вклад ($0.01 < \eta < 0.7$), нельзя пренебрегать зависимостью $K(\varepsilon)$. В противном случае значения эффективного параметра анизотропии \mathcal{H} , полученные из измерения различных эффектов, могут отличаться более чем в 1.5 раза (рис. 1).

3. Тензогальваномагнитные эффекты и междолинное рассеяние

При учете междолинного рассеяния время релаксации $\tau^j(\varepsilon)$ электронов j -го экстремума зависит от сдвига дна i -го экстремума ε^i под действием деформации. При этом [10]

В качестве примера рассмотрим случай акустического рассеяния, когда в (14) можно положить $K_\tau \approx 1$. Применение оператора Ω приводит к умножению $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I} \Big|_{\frac{uH}{c} \ll 1}$ на $(1 + \frac{\langle \epsilon \beta \nu \tau \rangle}{\langle \epsilon \tau \rangle})$ и $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I} \Big|_{\frac{uH}{c} \gg 1}$ на $(1 - \frac{\langle \frac{\epsilon \beta \nu}{\tau} \rangle}{\langle \frac{\epsilon}{\tau} \rangle})$.

Таким образом, учет междолинного рассеяния приводит к уменьшению

тензокоэффициента M в $\left[\frac{1 - \langle \frac{\epsilon \beta \nu}{\tau} \rangle / \langle \frac{\epsilon}{\tau} \rangle}{1 + \langle \frac{\epsilon \beta \nu \tau \rangle}{\langle \epsilon \tau \rangle}} \right]$ число раз независимо от

направления тока и магнитного поля. Если K_τ заметно отличается от единицы, то уменьшение M вследствие междолинного рассеяния различно для разных направлений \mathbf{I} и \mathbf{H} . Предположим для простоты, что β и ν не зависят от энергии. Тогда $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I} \Big|_{\frac{uH}{c} \gg 1}$ уменьшится в $\{1 - \beta \nu_\perp \times$

$\times [1 + (K_\tau - 1) \left(\frac{3K}{(2+K)(K-1)} \right)]\} = 1 - 13.5\beta \nu_\perp$ число раз, если $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $\mathbf{I} \parallel [011]$ и в $\{1 - \beta \nu_\perp [1 + (K_\tau - 1) \left(\frac{1 - 2K - 2K^2}{(1+2K)(1-K)} - \frac{7}{7+20K} \right)]\} = 1 - 18.5\beta \nu_\perp$ число раз, если $\mathbf{H} \parallel [110]$ и $\mathbf{I} \parallel [112]$.

Численные оценки даны для случая рассеяния на ионах примеси, когда можно считать $K_\tau \approx 10$, $K \approx 2$. Без магнитного поля $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I}$ не увеличивается, как при акустическом рассеянии, а уменьшается в $[1 - \beta \nu_\perp \times \frac{K_\tau - K}{1 - K}] = [1 - 8\beta \nu_\perp]$ число раз при любом направлении тока.

Интересно отметить, что в выражения для тензогальваномагнитных эффектов, учитывающие междолинное рассеяние, входит не только

$K = \frac{K_m}{K_\tau}$, но и K_τ в отдельности. В принципе это дает возможность независимо определить K_m и K_τ при температурах выше 200°K . Измерить K_m другим способом (например, методом циклотронного резонанса) можно только при довольно низких температурах $\sim 4^\circ \text{K}$.

4. Методика эксперимента

Измерения были проведены на образцах *n*-Ge, вырезанных из одного монокристалла с концентрацией носителей $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и холловской подвижностью $u \approx (30 \div 32) \times 10^3 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. при 77°K . Подвижность электронов при рассеянии только на акустических колебаниях $u_A = 41\,000 \text{ см}^2/\text{в} \times \text{сек}$. [5]. При этом $\eta = \frac{u}{u_A} \approx 0.8$, поэтому

при расчете эффектов мы предполагаем $\tau \sim \epsilon^{-1/2}$ и $K = 16.4K\beta$ (0.85) ≈ 14 . Длина образцов $l \approx 1.8 \div 2 \text{ см}$, сечение $S = (0.25 \div 0.5) \times 0.25 \text{ см}^2$. Для создания омических контактов образцы травились в CP-4, затем к ним в вакууме при 400°C приваривались капли чистого олова.

На рис. 2 схематически изображен прибор. Образец 1 зажимается между двумя медными блоками 2 и 3. Блок 2 опирается на дно при-

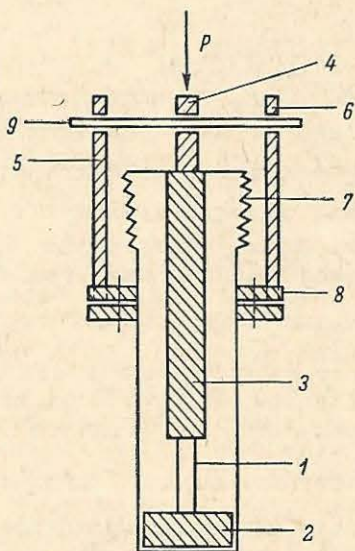


Рис. 2. Схема прибора.

бора. Блок 3 и стержень 4 припаяны к дну сильфона 7. Стержни 5 и 6 жестко соединены с верхним фланцем 8. В положении, изображенном на рисунке, в отверстия стержней 4, 5 и 6 вставлен штифт 9, препятствующий сжатию сильфона под действием атмосферного давления. Это позволяет вести измерения при $P=0$. Если штифт 9 убрать, то сильфон сжимается и передает образцу давление атмосферы и последующих нагрузок P .

5. Обсуждение результатов

Мы измеряли четные по магнитному полю гальваномагнитные эффекты в недеформированном и деформированном n -Ge. При этом несовпадение теории с экспериментом в недеформированных образцах для магнитосопротивления $\bar{E}_I(\mathbf{H}, 0)$ не превышало $10 \div 15\%$. Исследовались слу-

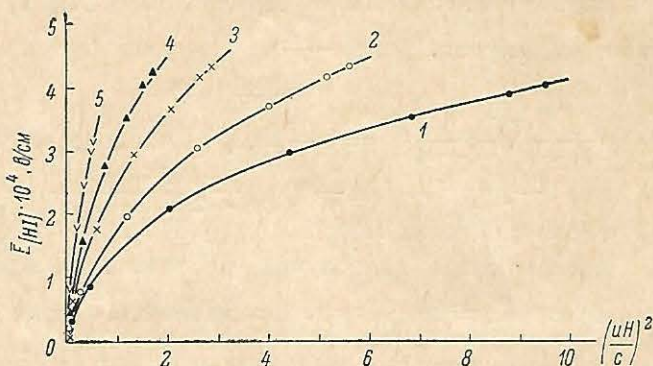


Рис. 3. Экспериментальная зависимость четного эффекта Холла $\bar{E}_{[111]}$ от $\left(\frac{uH}{c}\right)^2$ для $\mathbf{H} \parallel [110]$, $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}2]$, $I = 10^{-5}$ а.

$T, ^\circ\text{K}$: 1 — 77, 2 — 93, 3 — 114, 4 — 133, 5 — 194.

чай $\mathbf{I} \parallel [110]$, $\mathbf{H} \parallel [001]$; $\mathbf{I} \parallel [211]$, $\mathbf{H} \parallel [111]$ или $[01\bar{1}]$. Планарный эффект Холла $\bar{E}_{\mathbf{H}}$ в рассматриваемых случаях отсутствовал, так как \mathbf{H} направлено по осям симметрии кристалла^[1, 2]. На рис. 3 приведена зависимость четного эффекта Холла $\bar{E}_{[111]}$ от $\left(\frac{uH}{c}\right)^2$, измеренная на нескольких образцах в области температур от 77 до 190° К. При изменении $\bar{E}_{[111]}$ на всех образцах ток был направлен вдоль оси $[1\bar{1}2]$, $\mathbf{H} \parallel [110]$. По экспериментальным данным рис. 3 и магнитосопротивления $\bar{E}_I(\mathbf{H})$ для сравнения с теорией построена зависимость $\frac{\bar{E}_{[111]}(\mathbf{H})}{\bar{E}_I(\mathbf{H})}$ от $\left(\frac{uH}{c}\right)^2$ (кри-

вая 1 рис. 4). Все кривые рис. 3, относящиеся к разным температурам, слились в одну общую, как и должно быть согласно теории (см. кривая 2 рис. 4).² Насколько нам известно, такой эффект исследуется впервые. Если магнитосопротивление $\frac{\bar{E}_I(\mathbf{H})}{\bar{E}_I(0)}$ отличается от единицы по двум причинам: зависимость времени релаксации от энергии и отступление зоны от сферичности, то наличие четного эффекта Холла является непосредственным доказательством несферичности зоны. Интересно, что $\frac{\bar{E}_{[111]}(\mathbf{H})}{\bar{E}_I(\mathbf{H})} \Big|_{\left(\frac{uH}{c}\right) \gg 1}$ зависит только от одного параметра $K = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \times$

² Теоретическая кривая рассчитывалась по формулам: (II, 10a), (II, 10f).

$\times \frac{\int x^{3/2} \tau^{-1} e^{-x} dx}{\int x^{3/2} \tau_{\perp}^{-1} e^{-x} dx}$ в отличие от магнетосопротивления, поэтому изучение $\frac{\bar{E}_{[HI]}}{E_I}$ может оказаться удобнее. Кроме того, величина $\bar{E}_{[HI]}(\mathbf{H})$ получается просто выделением четной части при измерении обычного эффекта Холла $\bar{E}_{[HI]}$. Следовательно, измерение $\frac{\bar{E}_{[HI]}}{E_I}$ легко дает дополнительные сведения о зонной структуре кристаллов.

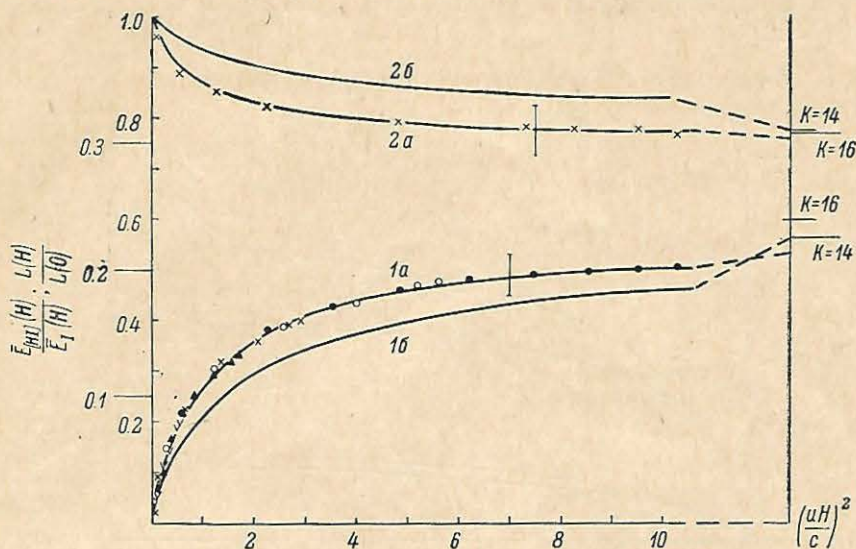


Рис. 4. Зависимость $\frac{\bar{E}_{[HI]}}{E_I}$ (1а, 1б) и $\frac{L(\mathbf{H})}{L(0)}$ (2а, 2б) от $\left(\frac{uH}{d}\right)^2$.

а — экспериментальные кривые при $T = 77^\circ \text{K}$; б — теоретические кривые, вычисленные для $\tau \sim \varepsilon^{-1/2}$ и $K = 14$.

Переходя к обсуждению экспериментальных данных по тензогальваномагнитным эффектам, отметим, что результаты наших измерений тензосопротивления совпадают с теоретическими представлениями и экспериментальными результатами других авторов [6, 11]. С точностью до $10 \div 15\%$ тензоэффекты зависели от температуры как $\frac{1}{T}$ в интервале температур $77-190^\circ \text{K}$; зависимость от давления была линейной. При измерении на нескольких образцах поперечного тензосопротивления получено $P_{211}^{111}(0) = 0.31 \pm 0.03$, что не совпадает с теоретическим значением 0.47. Возможно, это связано с тем, что диаметр капель олова (0.5 мм), к которым припаивались измерительные зонды, был сравним с линейным размером образца в направлении измерения (2.5 мм). Может сказываться и неоднородность, связанная с диффузией олова внутрь образца.

Включение магнитного поля вдоль направления измерения еще сильнее искажает картину эффектов [12]. Наблюдавшаяся величина $\delta \bar{E}_{\mathbf{H}}(\mathbf{H}, \mathbf{P})$ мала по сравнению с паразитными эффектами, возникающими из-за неточной ориентации образца в поле и сдвига зондов, поэтому нам не удалось ее измерить достаточно точно. Полученные результаты качественно согласуются с теорией [2]. Если магнитное поле направлено перпендикулярно направлению измерения (четный по \mathbf{H} тензоэффект Холла L_{112}^{110}), то паразитные эффекты становятся меньше и можно ожи-

дать лучшего совпадения теории [2] с опытом. Экспериментальная и теоретическая зависимости $\frac{L(\mathbf{H})}{L(0)}$ приведены на рис. 4. Несмотря на то, что экспериментальная величина $L(0)$ отличается от теоретической на 30%, численное значение и ход $\frac{L(\mathbf{H})}{L(0)}$ в магнитном поле совпадают с теорией значительно лучше. Кроме того, нами исследовалась зависимость тензосопротивления $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I}$ от магнитного поля для трех ориентаций \mathbf{I} и \mathbf{H} : 1) $\mathbf{H} \parallel [100]$; $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [01\bar{1}]$, 2) $\mathbf{H} \parallel [11\bar{1}]$; $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [11\bar{2}]$, 3) $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$; $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [11\bar{2}]$.

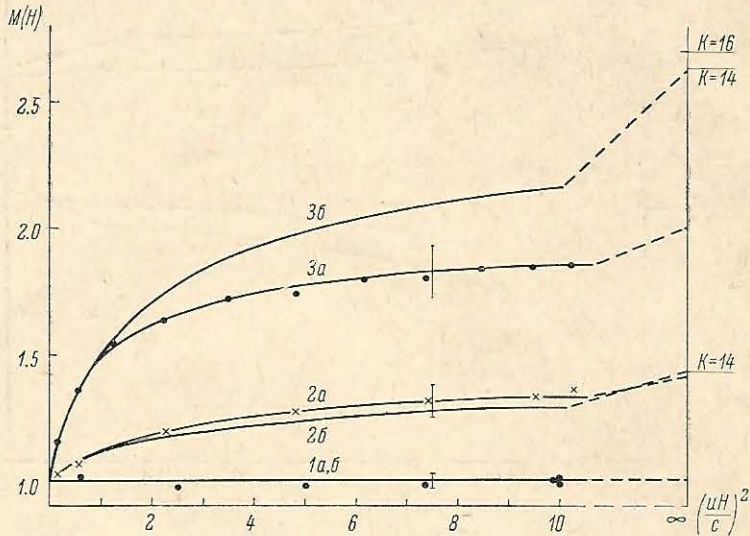


Рис. 5. Зависимость тензосопротивления M от $\left(\frac{uH}{c}\right)^2$ для некоторых ориентаций.

1 — $\mathbf{H} \parallel [100]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [01\bar{1}]$; 2 — $\mathbf{H} \parallel [11\bar{1}]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [11\bar{2}]$; 3 — $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$, $\mathbf{I}, \mathbf{P} \parallel [11\bar{2}]$;
 а — экспериментальные, б — теоретические кривые.

Экспериментальные и теоретические зависимости $M(\mathbf{H}) = \frac{\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I(\mathbf{H})}}{\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I(0)}}$ при-

ведены на рис. 5. Теоретический расчет проводился по формулам (II, 12а), (II, 9б) и (II, 11б) с использованием таблиц работ [13]. Учитывался только эффект перетекания электронов под действием деформации. Как указывалось выше для наших образцов можно считать, что $\tau \sim \epsilon^{-1/2}$, $K=14$. В первых двух случаях наблюдается хорошее совпадение теории с экспериментом. В третьем случае результаты измерений, повторенных неоднократно на различных образцах в интервале температур от 77 до 190°K, не совпадают с теоретическим расчетом. С точностью до 10% $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I}$ зависела от температуры как $\frac{1}{T}$, что гово-

рит о том, что малыми тензоэффектами действительно можно пренебречь. Наблюдаемое расхождение нельзя объяснить также и междолинным рассеянием, так как последнее должно изменять $\frac{\delta \bar{E}_I}{\bar{E}_I}$ независимо

от направления тока и магнитного поля. Причина этого расхождения неясна.

Авторы признательны А. И. Ансельму, И. В. Мочан и Г. Е. Пикусу за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов.

Литература

- [1] V. S. Lvov. Phys. Stat. Sol., 12, 891, 1965.
- [2] В. С. Львов. ФТТ, 8, 1375, 1966.
- [3] R. N. Dexter, H. J. Zeiger a. D. Lax. Phys. Rev., 104, 637, 1956.
- [4] А. Г. Самойлович, И. Я. Коренблит, И. В. Даховский, В. Д. Искра. ФТТ, 3, 3285, 1961.
- [5] C. Herring, T. H. Geballe, J. E. Kunzler. Bell. Syst. Techn. J., 38, 657, 1959.
- [6] C. Herring, E. Vogt. Phys. Rev., 101, 944, 1956.
- [7] Д. Г. Андрианов, И. В. Даховский, Э. М. Омеляновский и В. И. Фистуль. ФТТ, 6, 2825, 1964.
- [8] Д. Г. Андрианов и В. И. Фистуль. ФТТ, 7, 797, 1965.
- [9] P. B. Dingle. Proc. Roy. Soc., 244A, 468, 1958.
- [10] P. W. Keyes. Phys. Rev., 103, 1240, 1956.
- [11] F. J. Morin, T. H. Geballe, C. Herring. Phys. Rev., 105, 525, 1957.
- [12] R. F. Broom. Proc. Phys. Soc., 71, 500, 1958.
- [13] R. B. Dingle, A. Doreau, S. Roy. Appl. Sci. Res., 6, 144, 1956; V. Grey. J. Appl. Phys., 34, 291, 1963.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
30 июля 1965 г.