

# Тензосопротивление $n$ -Ge разной кристаллографической ориентации при наличии классически сильного магнитного поля и без него

© Г.П. Гайдар<sup>1</sup>, П.И. Баранский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины, 03680 Киев, Украина

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

(Получена 29 ноября 2016 г. Принята к печати 7 декабря 2016 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы изменения тензосопротивления, тензобагнето- и магнетотензосопротивления в широких диапазонах напряженностей магнитного поля,  $0 \leq H \leq 100$  кЭ, и механических напряжений,  $0 \leq X \leq 0.7$  ГПа, при 77 К в условиях невырожденной статистики электронного газа в кристаллах  $n$ -Ge разной кристаллографической ориентации.

DOI: 10.21883/FTP.2017.07.44657.8465

## 1. Введение

Энергетическая эквивалентность долин многодолинного полупроводника типа  $n$ -Ge или  $n$ -Si может быть нарушена при упругом деформировании кристалла в направлении, по отношению к которому изоэнергетические эллипсоиды расположены несимметрично [1,2]. Актуальность этого обстоятельства впервые была обнаружена в опытах Смита [3] по изучению эффекта тензосопротивления в кристаллах германия и кремния. Херринг [4] впервые показал, что наблюдаемое изменение удельного сопротивления многодолинных полупроводников при одноосной упругой деформации связано с деформационным нарушением энергетической эквивалентности изоэнергетических эллипсоидов в таких опытах и последующим межминимумным (межэллипсоидным) перераспределением носителей заряда при неизменной их концентрации ( $n_e = \text{const}$ ) в зоне проводимости. Смещение по шкале энергий эквивалентных (до наложения на кристалл деформирующих усилий) минимумов энергии зависит от направления оси деформации. Так, например, наложение на кристалл  $n$ -Ge сжимающего напряжения в направлении [111] приводит к тому, что изоэнергетический эллипсоид, ориентированный в этом направлении, понижается (опускается) на величину  $-(1/3)E_2S_{44}X$  эВ (где  $E_2 = 16.4$  эВ — деформационный потенциал,  $S_{44} = 1.47 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>/дин — коэффициент податливости,  $X$  — механическое напряжение в направлении оси деформации), тогда как остальные три эллипсоида поднимаются вверх по шкале энергий на величину  $+(1/9)E_2S_{44}X$  эВ [5]. Межэллипсоидное перераспределение носителей заряда в соответствии с фактором Больцмана определяется относительным смещением эллипсоидов по шкале энергий (обусловливаемым направленной деформацией) и температурой [6].

Упругая направленная деформация приводит к изменению как межатомных расстояний, так и симметрии кристалла [7]. Однако значительные изменения в зонной структуре кристалла возникают лишь при выполнении

условия  $\Delta\varepsilon \gg kT$ , где  $\Delta\varepsilon$  соответствует межминимумному смещению, вызываемому направленной деформацией,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана.

При наложении на кристалл механического напряжения  $X \neq 0$  вдоль определенного кристаллографического направления величину удельного сопротивления  $\rho_X$ , которое при этом измеряется в деформированном кристалле, называют тензосопротивлением;  $\rho_0$  — удельное сопротивление недеформированного кристалла.

Если на исследуемые кристаллы одновременно влияет и одноосная упругая деформация  $X$ , и магнитное поле  $H$ , то величину

$$\left. \frac{\Delta\rho_H^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{X=\text{const}} \equiv \frac{\rho_X^H - \rho_X^0}{\rho_X^0} = f(H), \quad (1)$$

характеризующую изменение удельного сопротивления в зависимости от напряженности магнитного поля  $H$  при постоянной величине деформирующего усилия ( $X = \text{const}$ ), называют магнетотензосопротивлением [5].

Величину

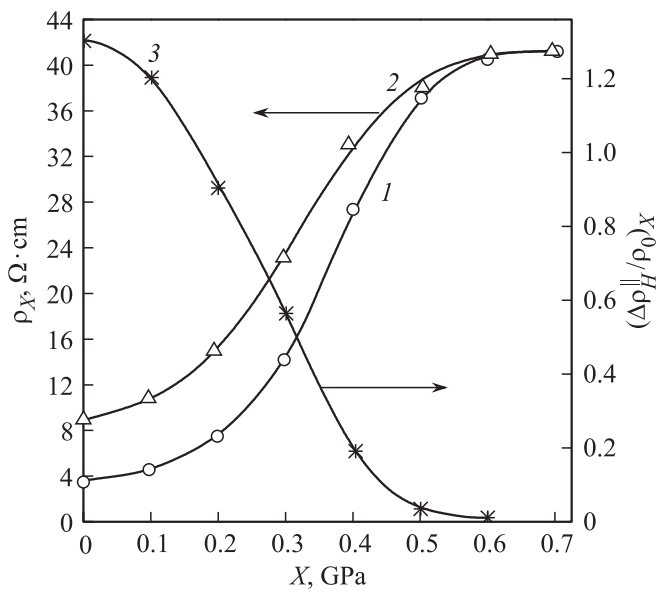
$$\left. \frac{\Delta\rho_X^{\parallel}}{\rho_0} \right|_{H=\text{const}} \equiv \frac{\rho_X^H - \rho_0^H}{\rho_0^H} = f(X), \quad (2)$$

характеризующую изменение удельного сопротивления в зависимости от деформирующего усилия  $X$  при постоянном магнитном поле ( $H = \text{const}$ ), называют тензобагнетосопротивлением [5].

Целью данной работы было исследование изменений тензосопротивления, тензобагнето- и магнетотензосопротивления в широких диапазонах напряженностей магнитного поля,  $0 \leq H \leq 100$  кЭ, и механических напряжений,  $0 \leq X \leq 0.7$  ГПа, в кристаллах  $n$ -Ge различной кристаллографической ориентации.

## 2. Результаты и обсуждение

Зависимости удельного сопротивления и магнетотензосопротивления от одноосной упругой деформации в



**Рис. 1.** Для образцов *n*-Ge ( $n_e = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) зависимости от механического напряжения сжатия  $X$  при 77 К: 1 — удельного сопротивления  $\rho_X^0$ , измеренного вдоль оси сжатия [111] в отсутствие  $H$ ; 2 — значений  $\rho_X^H$  в случае  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  при  $H = 100 \text{ кЭ}$ ; 3 — продольного магнетензосопротивления  $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_X \equiv (\rho_X^H - \rho_X^0)/\rho_X^0$ , измеренного при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  и  $H = 100 \text{ кЭ} = \text{const}$ .

условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  ( $J$  — ток) были исследованы в *n*-Ge ( $n_e = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при температуре жидкого азота ( $T = 77 \text{ К}$ ). Если механическое напряжение сжатия  $X$ , приложенное к кристаллу вдоль направления [111] ( $\mathbf{X} \parallel [111]$ ), достаточно велико ( $X = 0.6 \text{ ГПа}$ ), то электроны переходят в минимум, расположенный в направлении оси деформации и опускающийся под воздействием давления по шкале энергий. Поскольку все электроны переходят в минимум с наименьшей подвижностью  $\mu = \mu_{\parallel}$ , то удельное сопротивление кристалла  $\rho(X)$  будет сильно возрастать с ростом сжимающих механических напряжений  $X$  до насыщения (рис. 1, кривая 1), определяемого выражением

$$\rho_{X \rightarrow \infty}^{[111]} \equiv \rho_{X(\infty)}^{[111]} = (en_e\mu_{\parallel})^{-1} = \text{const}, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $n_e \equiv N$  — полная концентрация носителей заряда в кристалле, не зависящая от  $X$ ,  $\mu_{\parallel}$  — подвижность электронов вдоль большой оси изоэнергетического эллипсоида, соответствующая максимальной эффективной массе  $m_{\parallel}$ .

Поскольку концентрация носителей заряда в исследуемых образцах *n*-Ge, полученная из холловских данных при учете холл-фактора, составляла  $n_e = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , величину подвижности вдоль большой оси изоэнергетического эллипсоида (вдоль оси давления) можно получить по значению  $\rho_{X(\infty)}^{[111]}$ , найденному из насыщения кривой 1 (рис. 1) и по формуле (3):

$$\mu_{\parallel} = \frac{1}{en_e\rho_{X(\infty)}^{[111]}} = 2340 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}. \quad (4)$$

В [5] показано, что  $\rho_{X(\infty)}^{[111]}$  и  $\rho_0$  связаны с параметром анизотропии подвижности  $K$  в отдельно взятом изоэнергетическом эллипсоиде простым соотношением:

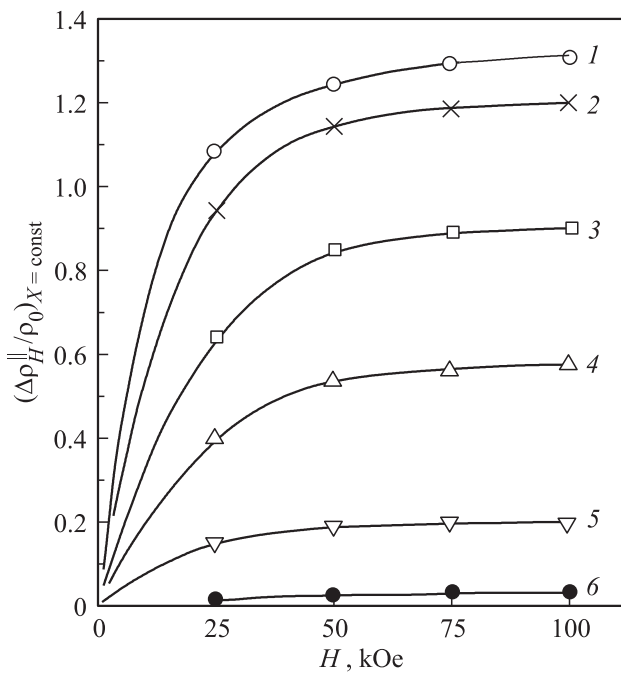
$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_{\tau}} = \frac{3}{2} \frac{\rho_{X(\infty)}^{[111]}}{\rho_0} - \frac{1}{2}, \quad (5)$$

где  $\rho_0 \equiv \rho_0^0$  — удельное сопротивление образца при  $X = 0$  и  $H = 0$ ,  $\mu_{\parallel}$  и  $\mu_{\perp}$  — подвижности носителей заряда вдоль и поперек большой оси изоэнергетического эллипсоида соответственно,  $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp}$  — параметр анизотропии эффективной массы,  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  — циклотронные эффективные массы для отдельно взятого изоэнергетического эллипсоида вдоль большой оси и перпендикулярно к ней соответственно,  $K_{\tau} = \langle\tau_{\parallel}\rangle/\langle\tau_{\perp}\rangle$  — параметр анизотропии рассеяния,  $\tau_{\parallel}$  и  $\tau_{\perp}$  — компоненты тензора времени релаксации в отсутствие магнитного поля в линейном приближении.

При деформировании кристаллов *n*-Ge направленным сжатием  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [111]$ , используя экспериментально полученную величину  $\rho_{X(\infty)}^{[111]}/\rho_0$  и соотношение (5), можно найти значение параметра анизотропии подвижности  $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$  при условии, что направленная деформация *n*-Ge обеспечивает лишь межминимумное перераспределение носителей заряда в зоне проводимости кристаллов, не изменяя при этом их полной концентрации. Таким образом, из выражения (5) с учетом данных рис. 1 была найдена величина параметра анизотропии подвижности  $K = (15.95 \pm 0.04)$ . Далее, зная  $\mu_{\parallel}$  и  $K$ , можно вычислить  $\mu_{\perp} = \mu_{\parallel}K = 37300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Учитывая, что для *n*-Ge  $K_m = m_{\parallel}/m_{\perp} = 1.58/0.082 \approx 19.3$  [8], и используя полученное значение параметра  $K = 15.95$ , находим параметр анизотропии рассеяния  $K_{\tau} = K_m/K = 1.21$ .

Кривыми 1 и 2 (рис. 1) представлены зависимости от механического напряжения одноосного упругого сжатия  $X$  удельного сопротивления кристалла  $\rho_X^0 = f(X)$  и удельного сопротивления кристалла в продольном магнитном поле  $H = 100 \text{ кЭ}$   $\rho_X^H = f(X)$  соответственно. Кривой 3 (рис. 1), изображающей зависимость  $\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0 = f(X)$ , представлено уменьшение магнетензосопротивления (в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  и  $H = 100 \text{ кЭ} = \text{const}$ ) по мере перестройки зоны проводимости в однодолинную (при увеличении механического напряжения  $X$ ).

В соответствии с теорией гальваномагнитных эффектов в анизотропных полупроводниках [9], при расположении векторов  $\mathbf{J}$  и  $\mathbf{H}$  параллельно большой оси изоэнергетического эллипсоида изменение сопротивления одноэллипсоидного полупроводника в продольном (неквантовом) магнитном поле (подобно случаю сферически-симметричных изоэнергетических поверхностей) должно быть тождественно равным нулю. Поэтому при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  по мере приближения к условиям полного переселения носителей заряда (с ростом  $X$ ) в эллипсоид, расположенный вдоль оси деформации [111], магнетензосопротивле-



**Рис. 2.** Зависимости продольного магнетотензосопротивления от напряженности магнитного поля  $H$  в  $n$ -Ge ( $n_e = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при 77 К, измеренные в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  при разных значениях  $X$ , ГПа: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5; для  $X = 0.6$  ГПа и  $H = 100$  кЭ получено значение  $\Delta\rho_H^||/\rho_0 \approx 0.015$ .

ние  $\Delta\rho_H^||/\rho_0|_{X=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_X^0)/\rho_X^0$  должно уменьшаться и в пределе (т.е. при выходе тензосопротивления на насыщение) должно обращаться в нуль, что и дает эксперимент (рис. 1, кривая 3).

В правильности вывода о том, что магнетотензосопротивление в сильно деформированном кристалле практически равно нулю, можно убедиться и в другой постановке опытов. Например, можно измерять зависимость изменений  $\rho$  от напряженности магнитного поля  $H$  при разных значениях механической нагрузки  $X$ .

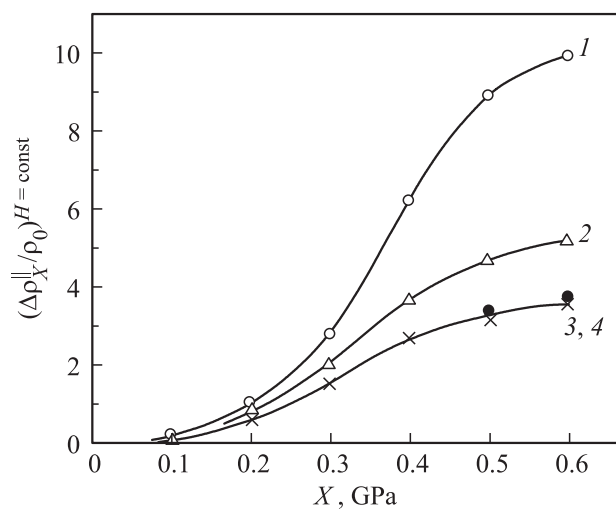
На рис. 2 представлены зависимости магнетотензосопротивления  $\Delta\rho_H^||/\rho_0|_{X=\text{const}} = f(H)$  в классически сильных магнитных полях  $H$  напряженностью до 100 кЭ ( $\mu H/c \approx 30$  при  $T = 77$  К), измеренные при разных значениях  $X = \text{const}$  в  $n$ -Ge. Из рис. 2 видно, что магнетосопротивление, измеренное при  $X = 0$  в магнитных полях  $0 \leq H \leq 100$  кЭ (кривая 1), возрастает от 0 до максимальных значений. По мере переселения электронов в долину [111], опускающуюся в шкале энергий с ростом давления  $X$ , магнетотензосопротивление в продольном магнитном поле уменьшается (рис. 2, кривые 2–6).

Кривая 3 на рис. 1 представляет по существу сечение семейства зависимостей (рис. 2) для фиксированной величины  $H = 100$  кЭ = const. Из рис. 2, однако, лучше, чем из рис. 1, видно, что даже при  $X = 0.6$  ГПа магнетотензосопротивление не точно равно нулю (в пределах точности эксперимента, составляющей для ме-

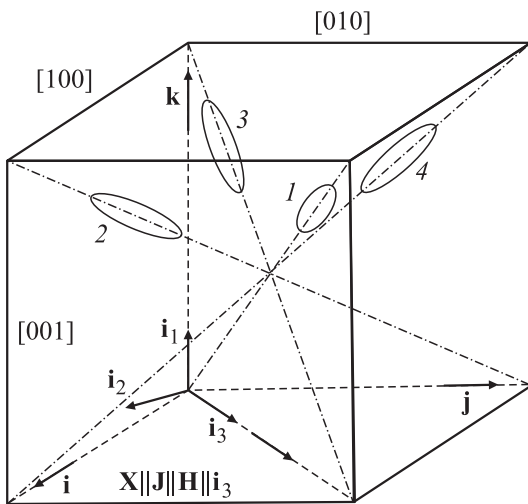
тодик, которые используют импульсные магнитные поля,  $\sim 5\%$ ). При  $H = 100$  кЭ и  $X = 0.6$  ГПа получено значение  $\Delta\rho_H^||/\rho_0 \approx 0.015$ , что, по-видимому, связано с началом проявления эффектов квантования (поскольку  $\hbar(eH/m_e^*c) \approx kT$  при 77 К и  $H = 100$  кЭ, где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $e$  и  $m_e^*$  — заряд и эффективная масса электрона соответственно).

Наряду с изучением для кристаллов  $n$ -Ge магнетотензосопротивления (при разных механических нагрузках  $X = \text{const}$ ,  $\mathbf{X} \parallel [111]$ ) не менее важным является изучение тензотензосопротивления при  $H = 0, 12.5, 50, 100$  кЭ и  $T = 77$  К (рис. 3, кривые 1–4). Полученные результаты, на первый взгляд, как будто находятся в противоречии с данными (рис. 1, кривые 1 и 2), которые указывают на то, что при очень больших сжимающих напряжениях  $X$  магнитное поле  $\mathbf{H}$ , ориентированное вдоль  $\mathbf{X} \parallel [111]$ , не изменяет удельное сопротивление кристалла ( $\rho_{X(\infty)}^H \equiv \rho_{X(\infty)}^0$ ). В то же время кривые (рис. 3) для тензотензосопротивления, измеряемого при различных значениях  $H = \text{const}$ , наиболее сильно различаются в области максимальных значений  $X$ . Никакого противоречия, однако, здесь нет, если учесть, что на рис. 3 приведены в зависимости от  $X$  значения не  $\rho_X^H = f(X)$ , а отношения  $\rho_X^H/\rho_0^H$ , числитель в котором действительно становится индифферентным по отношению к  $H$  по мере возрастания  $X$ , а знаменатель, не зависящий от  $X$ , с ростом  $H$  возрастает. Учет этого обстоятельства объясняет не только последовательность в расположении кривых 1–4 на рис. 3, но в равной мере и вид зависимости, представленной на рис. 1.

Для сравнения проведены аналогичные исследования тензо- и магнетотензосопротивления кристаллов  $n$ -Ge, легированных примесью сурьмы (Sb) ( $n_e = 1.48 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\rho_0 = 9.96 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 77 К), но



**Рис. 3.** Зависимости тензотензосопротивления  $(\Delta\rho_X^||/\rho_0)_{H=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_0^H)/\rho_0^H = f(X)$  в  $n$ -Ge ( $n_e = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при 77 К, измеренные в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  при разных значениях  $H$ , кЭ: 1 — 0, 2 — 12.5, 3 — 50, 4 — 100.



**Рис. 4.** Расположение лабораторной системы координат ( $i_1, i_2, i_3$ ) по отношению к осям кристалла при изучении магнетотензосопротивления  $n$ -Ge в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$ .

ориентированных в кристаллографическом направлении  $[110]$ .

Рассмотрим распределение электронов по разным долинам, соответствующее этим условиям. Как следует из рис. 4, все долины по характеру их расположения относительно оси деформации можно разделить на две группы, а именно: долины 1 и 3 составляют первую группу, а долины 2 и 4 — вторую группу долин, эквивалентно расположенных относительно оси деформации и характеризуемых поэтому эквивалентными сдвигами по шкале энергий при наложении в направлении оси деформации механической нагрузки.

При  $T = 77$  К и деформирующем усилии  $X \approx 0.6$ – $0.7$  ГПа в условиях сжатия кристалла почти все электроны будут сосредоточены в двух опустившихся по шкале энергий долинах 1 и 3. В связи с этим основные особенности магнетотензосопротивления при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$  должны качественно отличаться от ранее рассмотренного случая  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ , когда все носители заряда (при достаточно сильном сжатии) сосредоточивались в единственном изоэнергетическом эллипсоиде, ориентированном вдоль оси деформации. Так, например, вместо ранее наблюдавшегося (при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ ) уменьшения изменения сопротивления с возрастанием магнитного поля  $H$  при увеличении деформации, в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$  можно ожидать сильного возрастания магнетотензосопротивления с ростом  $X$ , поскольку электроны в этом случае будут переходить из эллипсоидов 2 и 4 в эллипсоиды 1 и 3, а магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлено под углом к осям вращения последних.

В рассматриваемых условиях  $n_e = 4N_0 = 2N_1 + 2N_2$ , где  $N_1$  — число электронов в долинах 1 и 3,  $N_2$  — число электронов в долинах 2 и 4, а  $N_0$  — число электронов в каждой из долин в недеформированном кристалле.

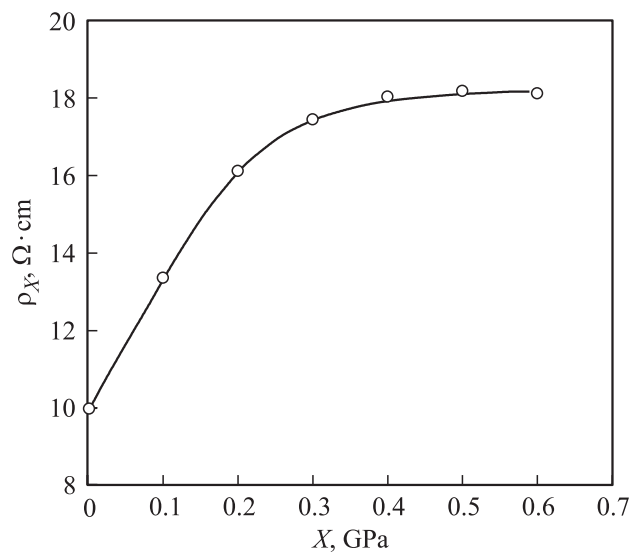
На образцах  $n$ -Ge(Sb) при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$  и температуре  $T = 77$  К измерялись следующие величины:

— тензосопротивление  $\rho_X \equiv \rho_X^0 = f(X)$  в области  $0 \leq X \leq 0.6$  ГПа при сжатии кристалла;

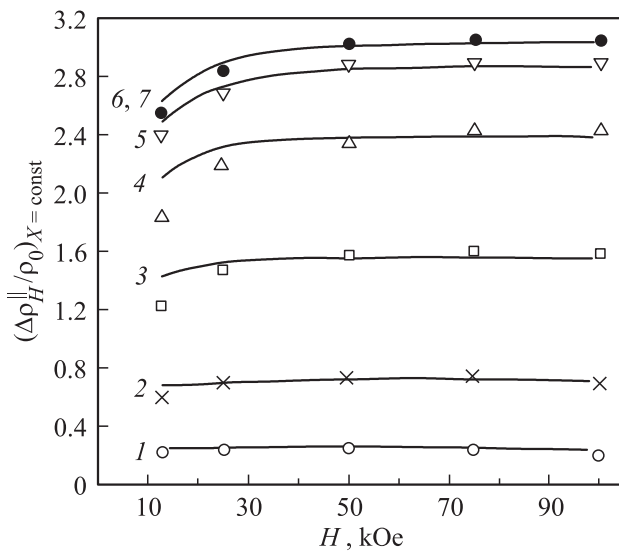
— магнетотензосопротивление  $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_{X=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_X^0)/\rho_X^0 = f(H)$  в классически сильных магнитных полях ( $12.5 \leq H \leq 100$  кЭ) при разных фиксированных значениях механического напряжения  $X = \text{const}$ ;

— тензomagnetосопротивление  $(\Delta\rho_X^{\parallel}/\rho_0)^{H=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_0^H)/\rho_0^H = f(X)$  в широком диапазоне изменения  $X$  ( $0 \leq X \leq 0.6$  ГПа) при использовании фиксированных значений  $H = 0$  и  $100$  кЭ, которые служили при этом параметрами.

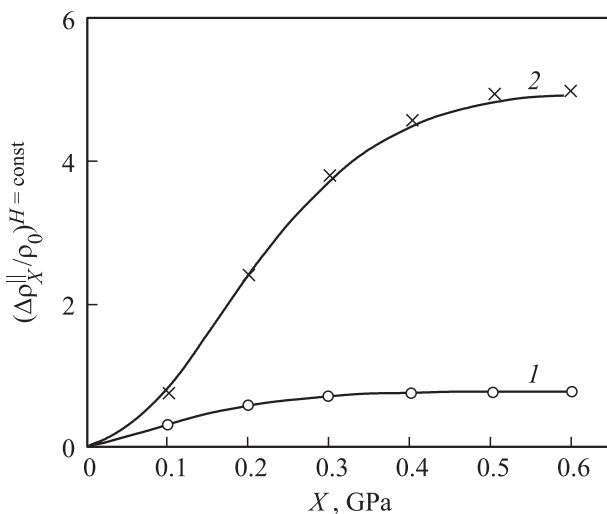
Результаты проведенных измерений изображены точками на рис. 5–7 соответственно. Сплошными линиями на этих рисунках показаны результаты расчетов зависимостей  $\rho_X = f(X)$ ,  $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_{X=\text{const}} = f(H)$ ,  $(\Delta\rho_X^{\parallel}/\rho_0)^{H=\text{const}} = f(X)$ , которые выполнялись по формулам теории анизотропного рассеяния, представленным в *Приложении*, с использованием констант деформационных потенциалов  $\Xi_u = 16.4$  эВ,  $\Xi_d = -6.4$  эВ, полученных в работе [10]. Предполагалось, что одноосная упругая деформация приводит только к перераспределению носителей заряда между минимумами, которые смещаются в шкале энергий друг относительно друга, и не меняет формы изоэнергетических эллипсоидов в  $n$ -Ge. В результате проведенных исследований было получено не только качественное, но и количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими расчетами, выполненными на основе формул теории анизотропного рассеяния, как видно из рис. 5–7.



**Рис. 5.** Зависимость удельного сопротивления от деформирующего усилия,  $\rho_X = f(X)$ , в  $n$ -Ge ( $n_e = 1.48 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ) при 77 К в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel [110]$ : точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — результат теоретического расчета.



**Рис. 6.** Зависимости магнетотензосопротивления  $(\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0)_{X=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_X^0)/\rho_X^0 = f(H)$  в *n*-Ge ( $n_e = 1.48 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при 77 К, измеренные в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$  при разных значениях  $X$ , ГПа: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.3, 5 — 0.4, 6 — 0.5, 7 — 0.6. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты теоретического расчета.



**Рис. 7.** Зависимости тензотензосопротивления  $(\Delta\rho_X^{\parallel}/\rho_0)^{H=\text{const}} \equiv (\rho_X^H - \rho_0^H)/\rho_0^H = f(X)$  в *n*-Ge ( $n_e = 1.48 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) при 77 К, измеренные в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$  при разных напряженностях магнитного поля  $H$ , кЭ: 1 — 0, 2 — 100. Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты теоретического расчета.

Показано, что в области насыщения магнетотензосопротивление в продольном магнитном поле при увеличении механического напряжения  $\mathbf{X} \parallel [110]$  от 0 до 0.6 ГПа возрастает примерно в 10 раз (рис. 6, кривые 1–7).

Проведено сопоставление экспериментальных данных, полученных в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ , с данными,

полученными при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$ . В случае направленной упругой деформации кристалла в кристаллографическом направлении  $[111]$  обеспечивалось деформационно-стимулированное переселение носителей из трех изоэнергетических эллипсоидов в один (в направлении большой оси которого прикладывалось к кристаллу внешнее сжимающее усилие  $\mathbf{X}$ ). При  $\mathbf{X} \parallel [110]$ , в отличие от предыдущих условий, деформационно-стимулированное переселение электронов происходило из двух эллипсоидов, поднимающихся (в шкале энергий) вверх под влиянием деформации, в два опускающихся вниз эллипсоида. Именно поэтому в последнем случае деформационные изменения  $\rho(X)$  как в отсутствие внешнего магнитного поля  $H$  (рис. 5), так и при его наличии (рис. 6, 7) были по абсолютной величине значительно меньшими по сравнению с образцами, деформированными в кристаллографическом направлении  $[111]$  (рис. 1–3).

### 3. Заключение

Исследовано при 77 К тензосопротивление, тензомането- и магнетотензосопротивление *n*-Ge разной кристаллографической ориентации ( $[111]$  и  $[110]$ ) при наличии классически сильного магнитного поля ( $12.5 \leq H \leq 100$  кЭ) и без него ( $H = 0$ ) и при направленной деформации сжатия в пределах  $0 \leq X \leq 0.7$  ГПа. Обнаруженное количественное согласие теории с экспериментальными данными обосновывает предположение о том, что направленная упругая деформация только смещает одни минимумы энергии относительно других и обуславливает этим перераспределение носителей заряда между ними.

Установлено, что в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$  при значительных механических напряжениях  $X$  сильно деформированный кристалл *n*-Ge не меняет значений  $\rho$  даже под влиянием классически сильных магнитных полей (магнетотензосопротивление в сильно деформированном кристалле практически равно нулю).

Проведено сопоставление экспериментальных данных, полученных в условиях  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [111]$ , с данными, полученными при  $\mathbf{X} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$ . Установлено, что в последнем случае деформационные изменения  $\rho(X)$  как в отсутствие внешнего магнитного поля  $H$ , так и при его наличии были по абсолютной величине значительно меньшими по сравнению с образцами, деформированными в кристаллографическом направлении  $[111]$ .

### Приложение

В *Приложении*, согласно [9], представлены формулы теории анизотропного рассеяния, на основе которых проведены расчеты в предположении, что одноосная упругая деформация *n*-Ge влияет только на заполнение различных энергетических минимумов и не меняет

общую концентрацию носителей заряда  $n_e$ , времена электрон-фононной релаксации и фононный спектр:

$$\rho_X^H = \frac{1}{\sigma_{11}^{(1)}} \left[ \frac{K+2}{3} + \frac{N_2}{N_1} K \frac{I_2^{(2)}}{I_1^{(2)}} + \left( \frac{eH\tau_{\perp}}{cm_{\perp}} \right)^2 \left( \frac{I_1^{(1)}}{I_2^{(1)}} + \frac{N_2}{N_1} K \frac{I_1^{(2)}}{I_2^{(2)}} \right) \right]^{-1}, \quad (\text{П.1})$$

$$\sigma_{11}^{(1)} = \frac{8e^2 N_1 \tau_{\parallel} I_2^{(1)}}{3\sqrt{\pi} m_{\parallel}},$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{T\sqrt{kT}}, \quad \tau_{\perp} = \frac{a_{\perp}}{T\sqrt{kT}}, \quad (\text{П.2})$$

$$a_{\parallel} = 3.6 \cdot 10^{-17}, \quad a_{\perp} = 3 \cdot 10^{-17}, \quad (\text{П.3})$$

$$I_n^{(k)} = \int_0^{\infty} \frac{x^n e^{-x} dx}{x + a_k}, \quad k = 1, 2, \quad (\text{П.4})$$

$$a_1 = \left( \frac{eH\tau_{\perp}}{cm_{\perp}} \right)^2 \frac{2K+1}{3K}, \quad a_2 = \left( \frac{eH\tau_{\perp}}{cm_{\perp}} \right)^2 \frac{1}{K},$$

$$K = \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}} = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}}, \quad (\text{П.5})$$

$$N_1 = \frac{2N_0}{1 + \exp(E_1^* - E_2^*)}, \quad \frac{N_2}{N_1} = \exp(E_1^* - E_2^*), \quad (\text{П.6})$$

$$E_2^* - E_1^* = -\frac{1}{3} \frac{\Xi_{ii}}{kT} S_{44} X,$$

$$S_{44} = 1.47 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \cdot \text{дин}^{-1}. \quad (\text{П.7})$$

Здесь  $N_0$  — концентрация электронов в одном минимуме при отсутствии деформации (т.е. при  $X = 0$ ),  $N_1$  и  $N_2$  — концентрации электронов соответственно в опускающихся и поднимающихся минимумах энергии в одноосно-деформированном кристалле,  $E_i^* = E_i/kT$  — приведенный потенциал деформации  $i$ -го минимума,  $\sigma_{ij}^{(n)}$  — компоненты тензора проводимости долины  $n$  в лабораторной системе координат. В случае напряжения сжатия ( $X < 0$ ) бoльцмановский переход носителей заряда (вследствие относительного смещения энергетических минимумов при деформации) приведет в результате к повышению их концентрации в тех эллипсоидах, в которых продольная ось образует малый угол с осью деформации. В предельном случае (при достаточно больших  $X$  и относительно невысоких температурах  $T$ ) электроны полностью перейдут из двух эллипсоидов, характеризующихся индексом 2, в минимумы с индексом 1. Поэтому насыщение функции  $\rho_X = f(X)$  будет достигаться только при условии  $2N_1 = 4N_0 = n_e \equiv N$ .

## Список литературы

- [1] Г.П. Гайдар, П.И. Баранский, В.В. Коломоец. Физика и химия твердого тела, **15** (1), 58 (2014).
- [2] С.И. Будзуляк. Физика и химия твердого тела, **13** (1), 34 (2012).
- [3] Ch.S. Smith. Phys. Rev., **94** (1), 42 (1954).
- [4] С. Herring. Bell System Tech. J., **34** (2), 237 (1955).
- [5] П.И. Баранский, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар. *Физические свойства кристаллов кремния и германия в полях эффективного внешнего воздействия* (Луцк, Надсгьрье, 2000).
- [6] П.И. Баранский, А.В. Федосов, Г.П. Гайдар. *Неоднородности полупроводников и актуальные задачи междисциплинарной физики в нанотехнологии* (Киев—Луцк, РИО ЛГТУ, 2007).
- [7] Г.П. Гайдар. Электронная обработка материалов, **51** (2), 85 (2015).
- [8] П.И. Баранский, В.П. Ключков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника. Справочник* (Киев, Наук. думка, 1975).
- [9] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец. *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1977).
- [10] P.I. Baranskii, V.V. Kolomoets. Phys. Status Solidi B, **45** (1), K55 (1971).

Редактор Л.В. Шаронова

## Tensoresistance of $n$ -Ge with different crystallographic orientation in the presence of a classically high magnetic field and without it

G.P. Gaidar<sup>1</sup>, P.I. Baranskii<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, 03680 Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup> V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

**Abstract** Changes of tensors resistance, tensomagneto-resistance and magnetotensors resistance were experimentally and theoretically studied in the wide ranges of the magnetic field intensities  $0 \leq H \leq 100$  kOe and mechanical stresses  $0 \leq X \leq 0.7$  GPa at 77 K under conditions of the nondegenerate statistics of the electron gas in  $n$ -Ge crystals with different crystallographic orientations.