

Литература

- [1] H. D. Nagstrum. Phys. Rev., 104, 309, 1956.
- [2] Г. М. Батанов. Автореф. канд. дисс. ФИАН, М., 1963.
- [3] И. А. Аброян, В. П. Лавров. ФТТ, 4, 3254, 1962.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию 12 декабря 1964 г.

alloying *InSb*
ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ЛЕГИРОВАННОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

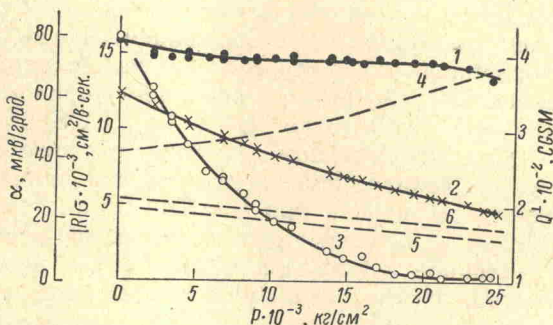
Lomchuk I. M. Tsidil'kovskii i K. P. Rodionov
 К. М. Демчук, И. М. Цидильковский и К. П. Родионов

Известно, что при всестороннем сжатии ширина запрещенной полосы ϵ_g в InSb увеличивается, вследствие чего отклонение от параболичности полосы проводимости уменьшается. Как показано ранее [1], для рассеяния на оптических фонах при энергиях $\epsilon \gg k_0\Theta$ (Θ — характеристическая температура) термомагнитные эффекты, определяемые зависимостью угла Холла $\frac{e\tau}{m^*}$ от ϵ (τ — время релаксации, m^* — эффективная масса), должны быть положительны для полосы типа кейновской [2] и отрицательны для простой полосы, поэтому в случае, если преобладает оптическое рассеяние, увеличение всестороннего давления может привести к изменению знака термомагнитных эффектов.

Нами были предприняты исследования электропроводности σ , эффекта Холла R , термоэдс α , поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена (Н.—Э.) Q^\perp под давлением до 25 000 кг/см² при $T=290^\circ\text{K}$ на монокристаллах $n\text{-InSb}$ с $n=2.4 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Измерения проводились в мультипликаторе типа Бутузова [3]. Исследуемые образцы имели размеры $10 \times 2 \times 1$ мм³. Пермендюртовый электромагнит находился внутри камеры высокого давления и создавал поле в 2000 эрст. Градиенты температуры не превышали ~ 5 град./см. Термопары припаивались к боковой поверхности образца.

При увеличении давления P от 0 (атмосферное давление) до 25 000 кг/см² (см. рисунок) постоянная Холла практически не изменяется, термоэдс уменьшается от 80 до 70 мкв/град., подвижность $|R|\sigma$ — в 2.7 раза, а постоянная Н.—Э. Q^\perp — в 4 раза. Параметр $\frac{\xi}{\epsilon_g}$ (ξ — энергия Ферми), характеризующий степень непараболичности, уменьшается при этом от 1.13 до 0.24. При столь малой непараболичности $\frac{\tau_{оп.}}{m^*}$ растет с ростом ϵ , что должно привести к отрицательному знаку Q^\perp . Наблюдаемый положительный знак Q^\perp свидетельствует о том, что оптическое рассеяние не является определяющим механизмом и что существенным



Зависимость термоэдс (1) холловской подвижности (2) коэффициента Н.—Э. (3) от давления в $n\text{-InSb}$.

Штриховые кривые — теоретические: 4 — термоэдс, 5, 6 — холловская подвижность при $\Delta \gg \epsilon_g$ и $\Delta = 0.9$ соответственно.

является акустическое рассеяние. Кроме того, тот факт, что Q^{\perp} убывает с ростом давления резче, чем $|R|\sigma$, указывает на изменение зависимости общего времени релаксации, определяемого как $\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1}$, от энергии.

Мы рассчитали с помощью формул работы [1] $|R|\sigma$, α и Q^{\perp} в зависимости от P в предположении, что имеет место суперпозиция трех механизмов рассеяния: на акустических и оптических фононах и на ионах примеси. В расчете принято: $T = 290^{\circ}\text{K}$, $n = 2.4 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$, $m_n(0) = 0.013m_0$, $m_n(P) = m_n(0) \left[1 + \frac{\varepsilon_g(P) - \varepsilon_g(0)}{\varepsilon_g(0)} \right]$, $\varepsilon_g(0) = 0.21$ эв, $\left(\frac{\partial \varepsilon_g}{\partial P} \right)_T = 1.55 \cdot 10^{-5}$ эв/кг·см $^{-2}$, $|\varepsilon_1| = 30$ эв [4], $e^* = 0.13e$. Термоэдс рассчитывалась для закона дисперсии Кейна при $\Delta \gg \varepsilon_g$ (Δ — спин-орбитальное расщепление), а холловская подвижность рассчитывалась как в приближении $\Delta \gg \varepsilon_g$ (кривая 5), так и при $\Delta = 0.9$ эв (кривая 6). Последний расчет необходим был потому, что с ростом давления ε_g увеличивается и при достаточно больших давлениях нельзя пренебрегать ε_g по сравнению с Δ (при $25\,000$ кг/см 2 $\varepsilon_g = 0.6$ эв).

На рисунке видно, что согласие теории с экспериментом при высоком давлении вполне удовлетворительное — расхождение между измеренными и вычисленными величинами подвижности не превосходит 25%, а значения термоэдс (которая менее чувствительна к рассеянию) практически совпадают. Поскольку подвижность в значительной мере определяется величиной деформационного потенциала, можно думать, что расхождение теории и эксперимента обусловлено некоторым уменьшением константы ε_1 с давлением. Подобное уменьшение константы деформационного потенциала ε_{1g} наблюдалось у теллура [5]. Величины Q^{\perp} оценены грубо (достоверен лишь порядок): для $P = 0$ $Q^{\perp} \sim 0.15$ CGSM, для $P = 25\,000$ кг/см 2 $Q^{\perp} \sim 10^{-2}$ CGSM.

При атмосферном давлении расхождение между теорией и экспериментом велико. Можно думать, что причиной этого является отклонение закона дисперсии при $n = 2.4 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$ от формулы Кейна [2]. Как показано в [6], зависимость магнитной восприимчивости от концентрации электронов в InSb при $n \geq 1 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$ удовлетворительно описывается теорией Кейна, если учесть взаимодействие и с более высокими полосомами. С увеличением давления непараболичность уменьшается (что можно описать как уменьшение n при неизменной ε_g) и закон дисперсии все лучше описывается формулой Кейна [2].

Сравнение рассчитанных времен релаксации показывает, что для $n = 2.4 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$ и $T = 290^{\circ}\text{K}$ вероятность акустического рассеяния примерно втрое превышает вероятность оптического рассеяния.

Литература

- [1] Г. И. Гусева и И. М. Цидильковский. ФТТ, 4, 2490, 1962.
- [2] Е. О. Кане. J. Phys. Chem. Sol., 7, 249, 1957.
- [3] В. П. Бутузов, Г. П. Шаховской, М. Г. Гоникберг. Тр. Инст. кристаллогр. АН СССР, 11, 233, 1955.
- [4] Е. Нага и Н. Kimura. J. Phys. Soc. Japan, 18, 777, 1963; I. M. Tsidilkovski. Phys. Stat. Sol., 8, 253, 1965.
- [5] Е. Е. Чапутович. ФТТ, 6, 632, 1964.
- [6] R. Bowers and Y. Yafet. Phys. Rev., 115, 1165, 1959.

Институт физики металлов
АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
14 декабря 1964 г.