

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 224 - 228

5 сентября 1970 г.

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЦ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Sb

Ю.А.Богод, Б.И.Веркин, Вит.Б.Красовицкий

В настоящей работе излагаются результаты, полученные при исследовании двух монокристаллов Sb в интервале температур $1,6 \pm 20^\circ\text{K}$, в стационарных полях до 20 кэ. Образцы размерами $4 \times 4 \times 25 \text{ мм}^3$ - Sb V и $1,3 \times 1,3 \times 22 \text{ мм}^3$ - Sb VI - вырезались электроискровым способом из одного слитка марки Су-"экстра". Отношение электросопротивлений $R_{300^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}}$ для Sb V и Sb VI составляло 1650 и 1070, потенциалъ-

ные контакты располагались на расстоянии 15 мм. Копии записей диаграмм, полученных при вращении кристаллов в биссекторной плоскости, перпендикулярной их продольной оси, показаны на рис.1. Видно (см. также рис.2), что повышение температуры образца и увеличение его поперечных размеров приводят к качественно одинаковому эффекту – возрастанию анизотропии магнетосопротивления $\alpha = \Delta R_{H \parallel C_2} / \Delta R_{H \parallel C_3}$.

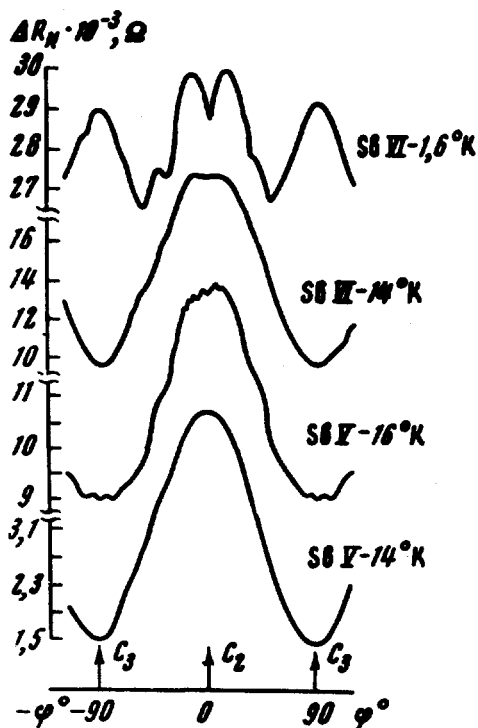


Рис. 1. Диаграммы вращения кристаллов в магнитном поле $H = 15 \text{ кэ}$

(Как обычно $\Delta R_H = R_H - R_0$, R_H – электросопротивление в поле H , R_0 – таковое при $H = 0$, C_2 и C_3 – бинарная и тригональная кристаллографические оси). Таким образом, ниже 20°K влияние границ на анизотропию магнетосопротивления обычно исследуемых образцов Sb является определяющим. При варьировании температуры наибольшее изменение магнеторезистивного эффекта происходит, когда $H \parallel C_3$. Слабое изменение анизотропии α в функции величины магнитного поля (рис.2) обусловлено зависимостью показателя степени магнетосопротивления от ориентации H относительно осей кристалла. При этом сопротивление вплоть до 10°K – температуры, близкой к эффективной дебаевской θ^* для электрон-фононного (внутридолинного) взаимодействия в Sb [1,2] – возрастает в магнитном поле неквадратично (более подробный материал по этому вопросу мы надеемся опубликовать в ближайшее время).

Как видно из рис.3, изменение поперечных размеров образца оказывает заметное влияние и на квантовые эффекты — амплитуды осцилляций Шубникова — де Гааза в Sb V и Sb VI отличаются в 2,5 раза. Подобное явление наблюдалось Танумой и Ишизавой на Bi [3].

Кроме Sb V и Sb VI нами были исследованы образцы Sb с поперечным сечением $2,3 \times 2,3 \text{ мм}^2$ и $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$, вырезанные из того же слитка что Sb V и Sb VI. При этом в интервале температур $1,6 + 20^\circ\text{K}$ вся совокупность изученных кристаллов обнаруживает плавную зависимость удельного сопротивления и анизотропии магнетосопротивления от толщины. Следовательно, наблюдаемые эффекты связаны с размерами образцов, а не с различием в них концентрации дефектов и примесей, которое, в принципе, может возникнуть в результате неконтролируемых воздействий, связанных с предысторией образцов.

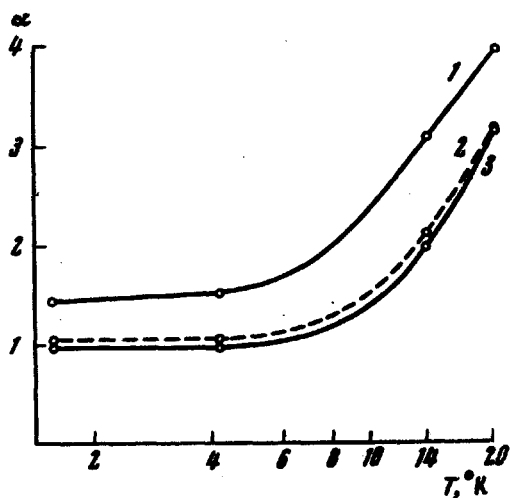


Рис. 2. Температурная зависимость магнетосопротивления: 1 — Sb V, $H = 20 \text{ кэ}$, 2 — Sb VI, $H = 10 \text{ кэ}$, 3 — Sb VI, $H = 20 \text{ кэ}$

Весьма неожиданный результат получается при оценке длины свободного пробега в Sb. С одной стороны, замеченное даже при 14°K изменение удельного сопротивления Sb с толщиной — $R_{300^\circ\text{K}}/R_{14^\circ\text{K}}$ есть 314 и 250 для Sb V и Sb VI соответственно — заставляет предположить, что при указанной температуре длина пробега носителей заряда ℓ порядка одного миллиметра. С другой стороны, как следует из [4], время релаксации τ носителей заряда в Sb при комнатной температуре слабо анизотропно и составляет $(1+1,4) \cdot 10^{-13} \text{ сек}$. Тогда, если считать, что с точностью до порядка температурная зависимость компонент тензора времени релаксации одинакова, при 14°K получим $\tau = 4 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$. Так как ферми-скорость электронов и дырок в Sb $v_F \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ [5,6], то $\ell = v_F \tau = 10^{-3} \text{ см}$. Несовпадение длин

пробега столь велико, что возможные поправки, связанные с неточностью v_F , а также с температурной зависимостью эффективных масс и концентрации носителей, вряд ли могут существенно изменить ситуацию. Поэтому представляется маловероятным, что обнаруженные особенности электро- и магнетосопротивления связаны с классическим размерным эффектом [7].

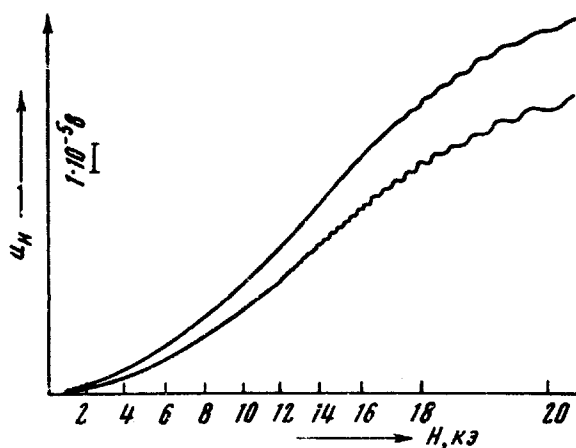


Рис. 3. Падение напряжения на образцах Sb V (нижняя кривая) и Sb VI в функции тока через обмотки электромагнита, $H \parallel C_2$

Мы не можем пока дать сколько-нибудь исчерпывающее объяснение полученным результатам. Однако, если характеризовать процессы рассеяния носителей заряда в Sb междолинным τ_M и внутримолинным τ временами релаксации, причем считать, естественно при $T < \theta^*$ $\tau < \tau_M$, то должны реализоваться две длины пробега — обычная ($\ell = v_F \tau$) и диффузионная ($L = v_F \sqrt{\tau \tau_M}$) [8], что весьма напоминает наблюдаемую здесь ситуацию и дает при 14°K $\tau_M = 4 \cdot 10^{-7}$ сек. Не исключено также влияние на эффект размеров фононного увлечения [9].

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
20 июля 1970 г.

Литература

- [1] R.S.Blewer, N.H.Zebouni, C.G.Grenier. Phys. Rev., 174, 700, 1968.
- [2] Н.А.Редько, М.С.Бреслер, С.С.Шалыт. ФТТ, 11, 3005, 1969.
- [3] S. Tanuma, Y. Ichi zawa. Труды X Международной конференции по физике низких температур, Москва, ВИНТИ, 1967.
- [4] Ö.Öktü, G.A.Saunders. Proc. Roy. Soc., 91, 156, 1967.
- [5] Y.Eckstein. Phys. Lett., 20. 142, 1966.

- [6] А.П.Королюк, Л.Я.Мацаков. Письма в ЖЭТФ, 3, 291, 1966.
[7] K.Fuchs. Proc. Cambridge, Phil. Soc., 34, 100, 1938.
[8] Ю.И.Горкун, Э.И.Рашба. ФТТ, 10, 3053, 1968.
[9] J.E.Aubrey, C.J.Creasy. J. Phys. C. (Solid St. Phys.), 2, 824, 1969.
-