

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 7, стр. 461 – 465 *5 апреля 1974 г.*

**НАБЛЮДЕНИЯ ЗАВИСЯЩЕГО ОТ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА
ПОПЕРЕЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВИСМУТЕ
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

И.Н. Жиллев, Л.П. Межов-Деглин

Измерена зависимость поперечного электрического поля E_{\perp} от температуры и размеров висмутового образца. Наблюдавшееся увеличение E_{\perp}/E_{\parallel} с понижением температуры при $T < 7^{\circ}\text{K}$ и уменьшении толщины образца качественно можно объяснить в рамках теории диффузионного размерного эффекта.

Описаны результаты измерений зависимостей продольного E_{\parallel} и поперечного E_{\perp} электрических полей, возникающих при пропускании вдоль вытянутого висмутового образца постоянного тока, от температуры T

и толщины образца d . Сечение исходного образца – параллелограмм с отношением толщины d к ширине $4+5$ и острым углом $\approx 45^\circ$; ось C_3 составляет угол $\approx 56^\circ$ с осью образца, а ось C_2 составляет угол $\approx 40^\circ$ с осью образца. Для одновременного измерения поперечной U_{\perp} и продольной U_{\parallel} разностей потенциалов служили две пары поперечных потенциальных контактов, установленных на расстоянии $h = 2$ см друг относительно друга в середине образца. Внешнее магнитное поле компенсировалось с точностью до $0,05$ э, магнитное поле измерительного тока ($0,3$ а) менее $0,1$ э. Токвые концы подпаивались легкоплавким припоем к торцам, а заостренные потенциальные приваривались к противоположным граням образца. Перекос пары поперечных контактов $\Delta < 0,1$ см. Толщина образца последовательно уменьшалась травлением в концентрированной HNO_3 , затем измерения повторялись. Чтобы исключить влияние структуры поверхности на свойства образца [1, 2], все приводимые ниже данные описывают изменения свойств травленного одинаковым способом образца. Отношение $E_{\perp}^{изм}$ и E_{\parallel} пропорционально отношению измерявшихся реально разностей потенциалов $U_{\perp}^{изм}$ и U_{\parallel} и может быть представлено в виде:

$$\beta(T, d) = \frac{E_{\perp}^{изм}}{E_{\parallel}} = \frac{U_{\perp}^{изм}}{U_{\parallel}} \frac{h}{d} = \frac{E_{\perp}^{разм}}{E_{\parallel}} + \frac{E_{\perp}^{об}}{E_{\parallel}} + \frac{\Delta}{d}, \quad (1)$$

где $E_{\perp}^{разм}(T, d)$ – искомое поперечное поле. $E_{\perp}^{об}$ не зависит от размеров и описывает вклад анизотропии объемной проводимости. По данным работ [1, 3] отношения объемных проводимостей при $T = 5 + 7^\circ K$

$$\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}} = \frac{\sigma_{33}}{\sigma_{22}} = \text{const}, \text{ так что второй член не зависит от температуры.}$$

Третье слагаемое, определяемое перекосом поперечных контактов, постоянно.

Рассчитанные по результатам измерений значения $\frac{E_{\perp}^{изм}}{E_{\parallel}}(T)$ приведены на рис. 1. Для удобства построения кривые, относящиеся к различным d , сдвинуты произвольно по оси ординат, поскольку значения констант нас не интересуют. Вертикальные отрезки на экспериментальных точках указывают пределы случайных ошибок. При $T > 10^\circ K$ кривые практически горизонтальны; при $T < 5^\circ K$ прирост величины $E_{\perp}^{изм}/E_{\parallel}$

определяемый значением $\frac{E_{\perp}^{разм}}{E_{\parallel}}(T)$, тем больше, чем тоньше образец.

Характерные температуры излома кривых $\frac{E_{\perp}^{разм}}{E_{\parallel}}(T)$, определяемые,

по точкам пересечения продолжений горизонтального и наклонного участков кривой, сдвигаются в сторону более высоких температур с уменьшением d . На рис. 2 приведены зависимости $E_{\perp}^{разм}/E_{\parallel}$ от размеров при $1,5$ и $4^\circ K$ (кривые 1 и 2): при $1,5^\circ K$ и $d = 0,09$ см $E_{\perp}^{разм}/E_{\parallel} \approx 0,26$ (кривые 3 и 4 показывают зависимости отношений $\rho_{300^\circ K}/\rho_T$ от d при тех же температурах). Важно отметить, что эти зависимости сняты при неизменных качестве и ориентации образца.

Таким образом, показано, что при температурах жидкого гелия в висмутовом образце возникает зависящее от размеров поперечное электрическое поле, которое возрастает с уменьшением температуры и толщины образца и в совершенном образце толщиной $\lesssim 3$ мкм становится сравнимым с продольным полем при $T < 4^\circ\text{K}$. Возрастание поперечного поля с уменьшением толщины образца при $4,2^\circ\text{K}$ наблюдалось также в работе [5], где сравнивались результаты измерений, выполненных на образцах трех различных размеров.

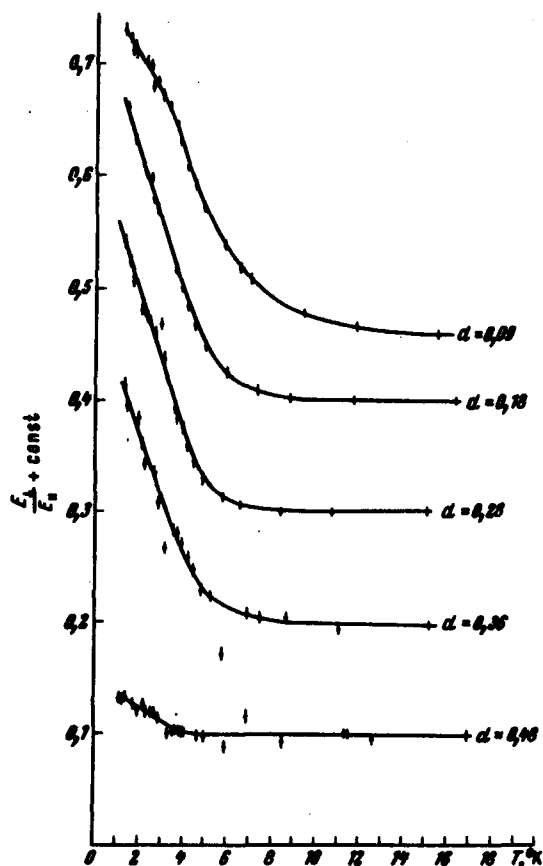


Рис. 1

Наблюдавшаяся неоднократно нелинейная зависимость проводимости (кривые 3, 4 на рис. 2) висмутовых образцов от толщины [1, 2, 4] наиболее полно объясняется в рамках модели диффузионного размерного эффекта (ДРЭ) [6 – 8], учитывающей возникновение вблизи поверхности на расстояниях порядка диффузионной длины электронов $l_{\text{B}} = \sqrt{l \cdot l_{\text{M}}}$ слоя с неоднородным распределением носителей, принадлежащих разным долинам (l – обычная эффективная длина свободного пробега электронов в объеме, соответствующая внутридолинному рассеянию носителей, l_{M} – длина пробега при междолинном рассеянии носителей в объеме). Образование вблизи поверхности поперечных градиентов концентраций электронов, принадлежащих разным долинам, должно сопровождаться возникновением компенсирующего поперечного элек-

трического поля $E_{\perp}^{\text{разм}}$, величина которого при $d \lesssim l_g$ по теоретическим оценкам [8] становится сравнимой по порядку величины с полем E_{\parallel} . Качественно результаты наших экспериментов согласуются с предсказанием теории ДРЭ. Условие $d \lesssim l_g$ может быть достигнуто как понижением температуры, так и уменьшением толщины при фиксированной температуре (рис. 1 и 2). При высоких температурах, где $d \gg l_g$ отношение $E_{\perp}^{\text{разм}}/E_{\parallel}$ близко к нулю (горизонтальные участки кривых на рис. 1). Вклад этого отношения в (1) становится заметным при $d \sim l_g$.

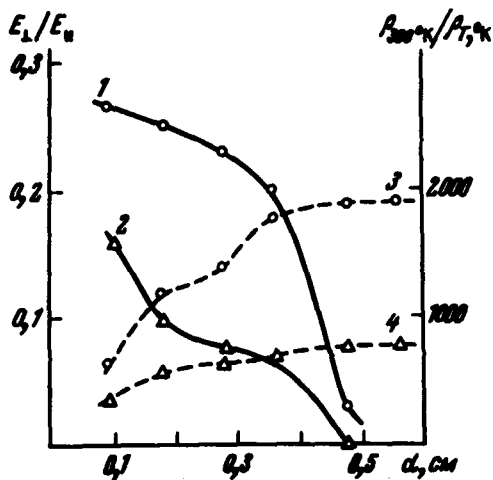


Рис. 2

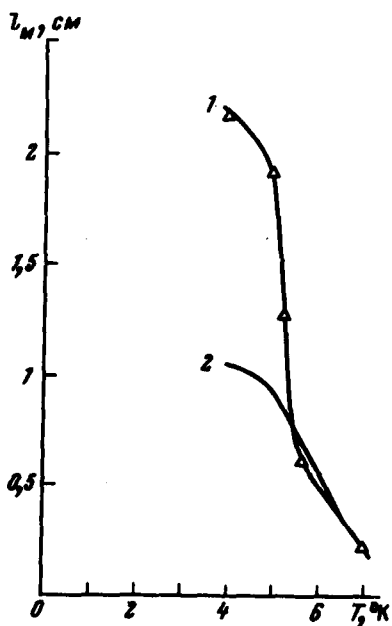


Рис. 3

Отсюда можно оценить эффективную длину пробега электронов при междолинном рассеянии в объеме, полагая, что изломом на кривых соответствуют температуры, при которых $d \approx l_g = \sqrt{l \cdot l_M}$. Величину l численно можно оценить по сопротивлению при минимальных размерах

и температуре, где проводимость целиком лимитируется рассеянием

электронов на поверхности образца: $l(T) = \frac{1,7}{T^2}$ см, что совпадает с

оценками [9]. Рассчитанная зависимость $l_M(T)$ приведена на рис. 3

(кривая 1). Здесь же приведена зависимость $l_{eh}(T)$ при электрон-дырочной рекомбинации [10], рассчитанная на основании измерений акустотомагнетозлектрического эффекта в висмуте (кривая 2). При $T \gtrsim 5^\circ\text{K}$ найденный нами пробег l_M совпадает с результатами [10], а при более низких температурах, когда возрастает роль рассеяния носителей на дефектах решетки, превосходит приводимые в [10] значения l_{eh} , что можно объяснить более высоким совершенством наших образцов ($\rho_{300^\circ\text{K}}/\rho_{4,2^\circ\text{K}} = 720$, и соответственно $\lesssim 560$). Совпадение вычисленного по размерной зависимости с результатами работы [10] указывает, по-видимому, что электрон-дырочная рекомбинация является самым быстрым процессом при междолинном рассеянии носителей.

Авторы благодарны В.Н.Копылову за помощь в работе, Э.И.Рашбе, В.Я.Кравченко и З.С.Грибникову за полезные обсуждения.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 марта 1974 г.

Литература

- [1] A.N.Friedman. Phys. Rev., **159**, 553, 1967.
- [2] В.Н.Копылов, Л.П.Межов-Деглин. ЖЭТФ, **65**, 720, 1973.
- [3] R.Hartman. Phys. Rev., **181**, 1070, 1969.
- [4] I.E.Partrott. Proc. Phys. Soc., **85**, 1143, 1965.
- [5] J.E.Aubrey, A.J.Barrell. J. Phys. F.Metal. Phys., **1**, L36, 1971.
- [6] Э.И.Рашба. ЖЭТФ, **48**, 1427, 1965.
- [7] В.Я.Кравченко. Э.И.Рашба. ЖЭТФ, **56**, 1713, 1969.
- [8] Ю.И.Горкун. УФЖ, **16**, 657, 1971.
- [9] В.Ф.Гантмахер, Ю.С.Леонов. Письма в ЖЭТФ, **8**, 264, 1968.
- [10] A.A.Lopez. Phys. Rev., **175**, 823, 1968.