

УДК 537.633.2;537.322.11

© 1990

## ОБРАЗОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА И ВЛИЯНИЕ ИХ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. С. Егоров

Дрейфовое движение электронов и дырок в компенсированном металле в направлении к границе образца создает вблизи этой границы неравновесную концентрацию носителей заряда. В экспериментах на чистом висмуте при низких температурах показано, что эти неравновесные заряды могут играть существенную роль в таких явлениях, как термоэдс, магнитосопротивление, эффект Холла.

Ранее Рашбой [1] рассматривалось образование вблизи поверхности металла неравновесных электронов при протекании электрического тока в условиях анизотропного и многодолинного электронного спектра  $n$ -Ge. Это приводило к добавочным токам, обусловленным приповерхностными градиентами концентрации носителей в отдельных зонах и соответственно к заметному уменьшению удельной проводимости в тонких образцах (анизотропный размерный эффект — АРЭ). Здесь будет описана иная и в некотором смысле более простая и универсальная ситуация, не требующая ни специальной ориентации образца, ни вообще анизотропии спектра, тем не менее также приводящая к образованию вблизи границы образца неравновесной концентрации носителей заряда, которые могут давать заметный вклад в явления переноса, особенно в магнитном поле.

Итак, пусть электроны и дырки в компенсированном металле ( $n_e = n_h$ ) дрейфуют в направлении к границе в результате, например, увлечения фононами или в скрещенных электрическом и магнитном полях, т. е. при условиях эффекта Холла. Если при этом скорость дрейфа  $V_D$  тех и других будет одинакова, то в таком случае нет переноса заряда и соответственно термоэдс увлечения и точно так же нет эдс Холла. Тем не менее такой «нейтральный ток» электронов и дырок (аналог движения нейтральной плазмы из электронов и ионов) будет создавать на границе образца неравновесную концентрацию носителей заряда  $n = N - N_0$  ( $N_0 = n_e + n_h$  — равновесная концентрация), если время электрон-дырочной рекомбинации  $\tau_{eh}$  отлично от нуля на поверхности металла. Считая  $V_D$  направленным вдоль  $Oy$  и  $n \ll N_0$ , найдем (подобно [1]) из одномерного уравнения диффузии  $Dn''_{yy} + V_D n'_y - \tau_{eh}^{-1} n = 0$  ( $D$  — коэффициент диффузии) неравновесную добавку  $n(y)$ , спадающую от границы  $y=0$  в глубь металла. Считая, что  $V_D^2 \tau_{eh} \ll D = v_F^2 \tau$  ( $v_F$  — фермиевская скорость,  $\tau$  — время релаксации), получим  $n(y) = n_0 \exp(-\lambda/y)$ , где диффузионная длина  $\lambda = (D\tau_{eh})^{1/2}$ ,  $n_0 = N_0 V_D \lambda D^{-1}$ . Отметим сразу, что в сильном поперечном магнитном поле ( $\omega\tau \gg 1$ )  $D$  уменьшается  $\sim (\omega\tau)^{-2}$  ( $\omega$  — циклотронная частота) и  $n_0$  увеличивается в  $\omega\tau$  раз.

Такое приповерхностное изменение концентрации носителей само по себе в данной постановке задачи, по-видимому, было бы малосущественным и труднонаблюдаемым эффектом. Однако на самом деле коэффициенты диффузии электронов и дырок различны ( $D_e \neq D_h$ ) и при сохране-

нии квазинейтральности должна происходить так называемая «амбиполярная диффузия» [2] с коэффициентом  $D^a = 2D_e D_h (D_e + D_h)^{-1}$ , когда более быстрые частицы «тянут» за собой более медленные. При этом вблизи поверхности должны возникать «тормозящее» электрическое поле  $E_y^a \propto \propto n_y' (D_h - D_e) / (D_e + D_h)$  и соответствующая дополнительная разность потенциалов  $U^a$ , которая включена последовательно с термоэдс или эдс Холла. Поэтому для выявления этого эффекта уже недостаточно двух потенциальных контактов, как это обычно делается при стандартных измерениях, а необходимо измерить распределение потенциала. Такого рода эксперименты как в случае потока тепла, так и в режиме дрейфа в поперечном магнитном поле были проведены на образцах висмута при гелиевых температурах.

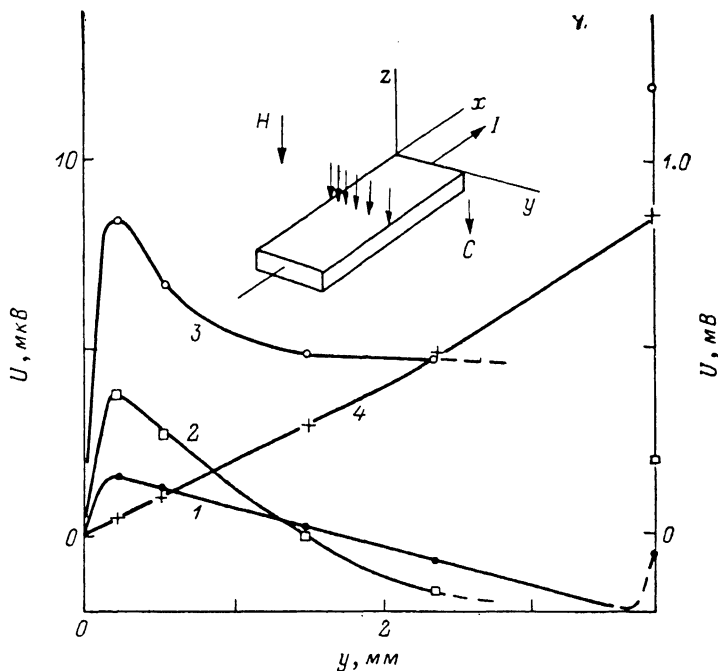


Рис. 1. Изменение распределения потенциала  $U(y)$  в монокристалле висмута в условиях  $I \perp H \parallel Oz$  («эффект Холла»).

На вставке — схема монтажа,  $C \parallel Oz$  — тригональная ось,  $I \parallel Ox$ ,  $V_D \parallel Oy$ , шесть контактов (стрелки) расположены по середине образца вдоль  $Oy$ . 1 —  $H=0.4$ , 2 — 1, 3 — 2, 4 — 8 кЭ. Масштаб для 1—3 слева, для 4 — справа.

1) Поток тепла  $W \sim 1$  Вт пропускаться по образцу с поперечными размерами  $\sim 1$  см и длиной  $\sim 10$  см. Его отношение сопротивлений  $R_{300} / R_{4.2} \sim 500$ . Вдоль образца располагалось в разных опытах от четырех до десяти потенциальных контактов и два термометра. Чтобы выполнить условие  $V_D = \text{const}$ , образец термоизолировался со всех сторон, кроме торца  $y=0$ . В этом случае наблюдается эффект возникновения в непосредственной близости от торца добавочной разности потенциалов  $U^a$ , которая сравнима с напряжением  $U$ , линейно распределенным по образцу и обусловленным термоэдс. Знак эффекта совпадает со знаком термоэдс (холодный край положителен) и с точки зрения, изложенной выше, соответствует  $D_e > D_h$ , а его величина растет при понижении температуры. При  $T \approx 3$  К и  $W \sim 0.5$  Вт  $T_y' \sim 0.02$  К/см и на полудлине образца было напряжение термоэдс  $U = 1.3 \cdot 10^{-6}$  В (т. е. термоэдс  $Q \sim 10^{-5}$  В·К $^{-1}$ ), а добавочная разность потенциалов  $U^a = 1.1 \cdot 10^{-6}$  В (относительная погрешность при этих измерениях  $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  В). Следует отметить, что такого же порядка разность потенциалов  $\sim 0.3U^a$  наблюдалась и на двух контактах, расположенных на торце  $y=0$ , но один в центре, а другой на боковой поверхности, т. е. имеет место и радиальное поле.

2) В магнитном поле  $H \parallel Oz$  через пластинку размерами  $10 \times 4 \times 0.4$  мм (висмут с  $R_{300}/R_{4.2} \sim 100$ ) пропусклся электрический ток  $I_x = 1$  мА, так что дрейф  $V_D = cE_x/H$  направлен вдоль  $Oy$  и поперечное напряжение определялось, как обычно, при помощи коммутации направления магнитного поля, только вместо обычных двух холловских контактов использовались шесть (см. вставку на рис. 1). В магнитных полях  $H \leq 1$  кЭ ( $\omega\tau \leq 10^2$ ) вблизи границы также наблюдается добавочное напряжение  $U_y^a$ , которое в этом случае противоположно по знаку эдс Холла в образце, поэтому электрическое поле  $E_y$  по крайней мере дважды меняет знак. Напряжение  $U_y^a$  электронного знака и соответствует  $D_e < D_h$  в поперечном магнитном поле. При увеличении магнитного поля  $U^a$  растет быстрее эдс Холла, поэтому полная разность потенциалов (холловская) меняет знак. В данном случае это происходит при  $H^* = 0.5$  кЭ, но величина  $H^*$ , очевидно, зависит от размеров образца. При дальнейшем увеличении  $H \gg H^*$  электрическое поле  $E_y$  становится всюду электронного знака,

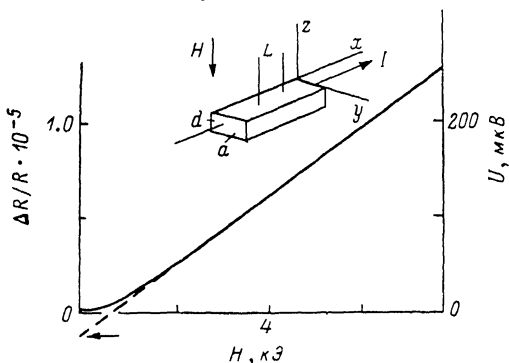


Рис. 2. Магнитосопротивление при  $I \perp H$  ( $I = 1$  мА) в образце с размерами (мм)  $a = 2.8$ ,  $d = 2.6$ ,  $L = 2.9$ .

Прямая  $R(H)$  простирается до  $H > 40$  кЭ (слабые осцилляции  $\sim 1\%$  при  $H \geq 20$  кЭ), стрелка отвечает  $\Delta R/R_0 = a^2/\lambda^2$ .

а затем, по-видимому, и однородным. Угол Холла при этом растет, и при  $H = 25$  кЭ отношение  $E_y/E_x \approx 0.25$ .

3) Образование неравновесных носителей заряда у границы образца приводит в поперечном магнитном поле к добавочному переносу заряда вдоль этой границы, т. е. к уменьшению магнитосопротивления (статический скин-эффект [3, 4]). Действительно, если тока  $I_x$  в образце нет и его магнитный момент равен нулю, то  $n = 0$  и поверхностный ток также равен нулю. Однако каждая неравновесная («лишняя») частица, будь то электрон или дырка, оказавшаяся в результате дрейфа у поверхности ближе, чем  $r_H$  (ларморовский радиус), скачет вдоль нее (электроны и дырки скачут в противоположные стороны) по направлению к нужному токовому контакту со средней скоростью  $\bar{v} \ll v_F$ , и тем большей, чем ближе она (частица) к поверхности. Поэтому плотность поверхностного тока

$$j_s = |e| \int_0^{r_H} n^H(y) \bar{v}(y) dy. \text{ Считая } \lambda > r_H \text{ и скорость } \bar{v}(y) \text{ линейной по } y, \text{ полу-}$$

чим в образце толщиной  $d$  полный поверхностный ток  $I_s = en^H v_F r_H d$  (в отличие от [3, 4], где вычисляется эффективная длина пробега частиц, здесь же частицы движутся в одном направлении). Подставляя известные  $n_0^H = n_0 \omega\tau$ ,  $n_0 = N_0 V_D \lambda D^{-1}$ ,  $D = v_F^2 \tau$ ,  $V_D = cE_x/H$  и  $r_H = \bar{v}_F \omega^{-1}$ , получим оценку  $I_s = U_L d N_0 e c H^{-1} \lambda L^{-1}$ , где  $L$  — длина образца,  $U_L$  — продольное напряжение. Объемный ток  $I_v \approx N_0 e^2 \tau m^{-1} (\omega\tau)^{-2} U_L a d L^{-1} = U_L d N_0 e c H^{-1} a L^{-1} \times (\omega\tau)^{-1}$ ; здесь  $a$  — ширина образца. В результате полный ток  $I = U_L d N_0 e c H^{-1} \lambda L^{-1} (1 + a/\lambda \omega\tau)$ . При  $\omega\tau \ll a\lambda^{-1}$  преобладает объемный ток и магнитосопротивление  $R(H) \propto H^2$ . При  $\omega\tau \gg a\lambda^{-1}$  преобладает по-

верхностный ток  $i$ , если  $\tau_{ph}$  не зависит от  $H$ ,  $R(H)$  линейна. Именно такая зависимость наблюдается на эксперименте (рис. 2), где  $U(H)$  становится линейной при  $H > 2$  кЭ. В экспериментах на различных образцах качественно подтверждаются зависимость магнитосопротивления от формы образца и отсутствие влияния различного качества поверхности (зеркальный скол и электроэрозионный срез). Из наклона  $U_H$  асимптотической прямой  $U(H)$ , а также по ее смещению относительно начала координат (указано стрелкой на рис. 2), которое в относительных единицах  $\Delta R/R_0 = a^2/\lambda^2$ , оценка величины  $\lambda \sim 10^{-3}$  см. Наблюдаемая зависимость указывает также на то, что электрон-дырочная рекомбинация происходит, по видимому, гораздо чаще в объеме образца, чем при отражении от поверхности.

В заключение отметим, что наблюдаемое кардинальное изменение распределения потенциала можно связать с переходом при  $\omega\tau \sim a\lambda^{-1}$  от равномерного по объему тока к поверхностному. Другие полученные результаты также можно рассматривать лишь как качественные, поскольку неоднородное электрическое поле уже не может быть обеспечено только поверхностным зарядом и поэтому необходимо решать задачу с учетом объемного заряда. Кроме того, из-за существенной анизотропии поверхности Ферми имеется составляющая  $V_D$  вдоль  $Oz$ , также приводящая к возникновению неравновесных электронов у соответствующей грани.

Автор благодарен В. А. Козлову за обсуждение результатов.

#### Список литературы

- [1] Рашба Э. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 5. С. 1427—1432.
- [2] Франк-Каменецкий Д. А. // Лекции по физике плазмы. М., 1968. Гл. VI. С. 205.
- [3] Азбель М. Я. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 3. С. 983—988.
- [4] Копелиович А. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 3. С. 987—1007.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1989 г.