[11] *Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В.* и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 6. С. 1712–1717.
[12] *Грошенко Н.А., Рандошкин В.В., Шапошников А.Н., Ширков А.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 935–937.
[13] *Рандошкин В.В.* // Радиоэлектроника за рубежом. М.: ИИЭИР, 1983. № 8. С. 1–34.
[14] *Рандошкин В.В., Старостин Ю.В.* // Радиоэлектроника за рубежом. М.: НИИЭИР, 1982. № 18. С. 1–57.
[15] *Рандошкин В.В., Чани В.И., Козлов В.И.* // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 3. С. 957–959.
[16] *Рандошкин В.В.* // Препринт ИОФАН. 1989. № 23. 21 с.
[17] *Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1237–1238.

---

12 *Журнал технической физики, т. 64, в. 7, 1994*

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКОВ

Л.И.Буравов

Институт химической физики, 142432, Черноголовка, Московская область
(Поступило в Редакцию 2 ноября 1993 г.)

Как известно, ряд органических сверхпроводников на основе бис-(этилендитиоло)тетратиофульвалена (сокращенно ET), а также кристаллы ВТСП являются квазидвумерными проводниками с высокой анизотропией проводимости в нормальном состоянии. При измерениях продольной проводимости таких кристаллов часто пользуются упрощенным методом монтажа контактов, когда все 4 контакта подклеиваются на одну грань кристалла (плоскость xz), как показано на рисунке,*а*. Предполагается, что удельные сопротивления ρ_x, $\rho_z \ll \rho_y$. При этом вследствие высокой анизотропии проводимости значительная часть измерительного тока протекает вблизи поверхности грани xz, что может приводить к завышенным результатам измерений кажущейся величины продольного удельного сопротивления $\rho_{x,\text{каж}}$, так что $\rho_{x,\text{каж}} = A \cdot \rho_x$, где коэффициент $A > 1$, ρ_x — истинное удельное сопротивление.

В настоящей работе коэффициент A был вычислен на основе результатов работы [1] с помощью конформного преобразования, упрощающего геометрию задачи. Предполагалось, что образец имеет форму прямоугольного бруска, ориентированного по главным осям тензора проводимости; в этом случае при пропускании тока через контакты *1,4* или *2,3* распределение тока и потенциала в образце не зависит от координаты z, поэтому при анализе задачи может быть использован метод конформного преобразования.

Для того чтобы использовать конформное преобразование в данной задаче, следует сначала перейти к эквивалентной изотропной модели, для которой сопротивление объема $dxdydz$ в направлении осей x или y равно сопротивлению объема $dx'dy'dz'$ в анизотропном образце в том же направлении.

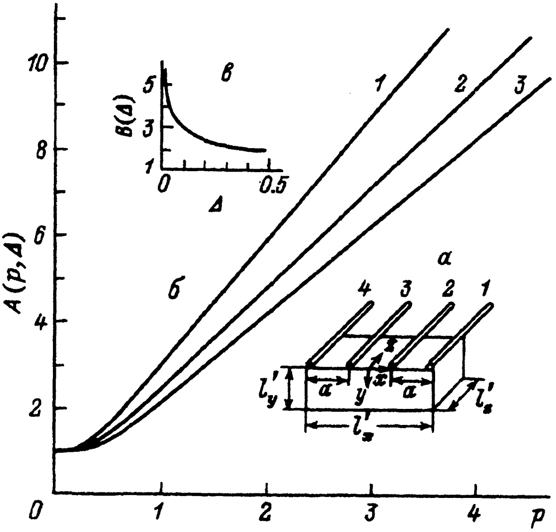

Схема расположения контактов на образце.
(*а*), зависимость $A(p,\Delta)$ от $p = \left(l'_y/l'_x\right)\sqrt{\rho_y/\rho_x}$ с параметром Δ (*1* — 0.10, *2* — 0.20, *3* — 0.35) (*б*) и зависимость $B(\Delta)$ от Δ (*в*).

Для данного случая это условие приводит к равенствам

$$\rho_x = \rho l_x l'_y \Big/ l_y l'_x, \qquad \rho_y = \rho l_y l'_x \Big/ l_x l'_y \tag{1}$$

и как следствие, к известным формулам Монтгомери [2]

$$\rho_y/\rho_x = \left(l_y l'_x / l_x l'_y\right)^2 \tag{2}$$

и

$$\rho = \sqrt{\rho_x \rho_y}, \tag{3}$$

где ρ_x и ρ_y — продольное и поперечное удельное сопротивление; l'_x и l'_y — размеры анизотропного образца в направлении x и y; l_x, l_y и ρ — размеры и удельное сопротивление для эквивалентной изотропной модели.

Не нарушая эквивалентности двух моделей, полагаем, что ширина изотропного бруска l_z равна ширине анизотропного.

Для упрощения геометрии задачи было использовано конформное преобразование прямоугольника в полуплоскость с помощью эллиптической функции $W = sn(u)$ [3–5] (в данном случае таким прямоугольником является любое сечение бруска, перпендикулярное проводам *1–4*)

$$W = \xi + i\eta = sn\Big(2K \cdot x/l_x + iK' \cdot y/l_y\Big),$$

где $K = \pi(1 + 2q + 2q^4 + 2q^9 + \ldots)/2$, $K' = 2K \cdot l_y/l_x$, $q = \exp(-2\pi l_y/l_x)$, начало координат взято на середине одного из ребер бруска (см. рисунок,*а*).

Как известно [3–5], при таком преобразовании граница прямоугольника отображается на ось ξ, внутренняя часть прямоугольника — на верхнюю полуплоскость (ξ, η). Предположим, что токовые контакты *1* и *4* располагаются на концах образца, потенциальные контакты *2* и *3* — на расстоянии a от концов образца; в этом случае точки *1–4* переходят на ось ξ в точки $\xi_1 = snK = 1$, $\xi_2 = sn[K(1-2\Delta)]$, $\xi_3 = -sn[K(1-2\Delta)]$, $\xi_4 = -snK = -1$, где $\Delta = a/l'_x$; расположение точек следующее: $\xi_4 < \xi_3 < 0 < \xi_2 < \xi_1$.

На основании результатов [1,6] потенциалы точек *2* и *3* могут быть найдены по формуле

$$\varphi(\xi, \eta) = -(J\rho/\pi l_z) \ln(r_1/r_2), \tag{4}$$

где r_1 и r_2 — расстояния в плоскости (ξ, η) от точки наблюдения до центров токовых проводов, J — величина тока через контакты *1,4*.

С учетом выражений (4) и (3) находим, что напряжение между контактами *2* и *3* равно:

$$U_{23} = \varphi(2) - \varphi(3) = \frac{-2}{\pi l_z} J\rho_x \sqrt{\frac{\rho_y}{\rho_x}} \ln\left(\frac{1 - sn[K(1-2\delta)]}{1 + sn[K(1-2\Delta)]}\right). \tag{5}$$

Приравнивая выражение $J\rho_{x,\text{каж}} l'_x(1-2\Delta)/l'_y l_z$ величине U_{23}, найдем, что искомый коэффициент A является функцией величин $p = \left(l'_y/l'_x\right)\sqrt{\rho_y/\rho_x}$ и Δ

$$A = A(p, \Delta) = \frac{-2}{\pi(1-2\Delta)} p \ln\left(\frac{1 - sn[K(1-2\delta)]}{1 + sn[K(1-2\Delta)]}\right). \tag{6}$$

При вычислениях величины A при $p > 0.8$ можно использовать приближение $sn[K(1-2\Delta)] \cong \sin[\pi(1-2\Delta)/2]$ [3,4]. Для $p < 0.8$ при построении графиков были использованы таблицы [7].

На рисунке,*б* представлена зависимость коэффициента A от величины p с Δ в качестве параметра. При достаточно высокой анизотропии удельного сопротивления (при $p > 1$) коэффициент A может быть представлен в виде прямолинейной зависимости: $A = B(\Delta)p$, где величина $B(\Delta)$ возрастает от 2 для $\Delta = 0.35–0.5$ до 5.4 для $\Delta = 0.01$ (вставка *в*) на рисунке. С уменьшением толщины образца (при $l_y \to 0$), как и следует ожидать, $A \to 1$. При достаточно высокой анизотропии удельного сопротивления, например при $p = 10$, поправочный коэффициент может составлять $\cong 20$.

Как видно из рисунка,*б*, для изученной схемы монтажа ошибка измерений не превысит 2 раза, если берется достаточно тонкий образец, так что $\left(l'_y/l'_x\right)\sqrt{\rho_y/\rho_x} < 0.6$.

Проводник	ρ_y/ρ_x		p	A
$YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$	100	[8]	0.5	1.2–1.4
ET_2I_3	400	[9]	1	2–2.5
$ET_2Cu[N(CN)_2]Br$	3000	[10]	2.5	5–6
$ET_2Cu(NCS)_2$	3000–7000	[11]	3.5	7–8

Если токовые контакты смещены от концов образца, то коэффициент A несколько увеличится. Расчет показывает, что увеличение A не превышает 8%, если это смещение менее $0.3a$.

Из результатов работы следует, что при данной геометрии контактов ток эффективно протекает в слое толщины $\left(l'_y/A\right) < l'_y$ вблизи плоскости (xz). Следует отметить, что если величина поперечного удельного сопротивления ρ_y зависит от дополнительного электрического или магнитного поля, то, как видно из выражения (5), продольное напряжение U_{23} будет также функцией этого поля.

Оценим возможные ошибки измерений сопротивления в рассматриваемой схеме для различных слоистых проводников, предполагая, что толщина образцов $l'_y = 0.05$ мм и полная длина $l'_x = 1$ мм. Результаты оценки приведены в таблице. Как видно, для кристаллов $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, имеющих отношение $\rho_y/\rho_x \cong 100$ [8], ошибка измерений могла бы быть сравнительно невелика 20–40%, для других органических проводников, имеющих более высокую анизотропию проводимости [9–11], ошибка оказывается более высокой (5–8 раз). С увеличением толщины кристаллов ошибка соответственно увеличивается.

Список литературы

[1] *Буравов Л.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 138–142.
[2] *Montgomery H.C.* // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 7. P. 2971–2974.
[3] *Журавский А.М.* // Справочник по эллиптическим функциям. М., Л.: Изд-во АН СССР, 1941. 235 с.
[4] *Ахиезер Н.И.* // Элементы теории эллиптических функций. М.: Наука, 1970. 304 с.
[5] *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* // Методы теории функций комплексного переменного. М., 1958. 678 с.
[6] *Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В.* // Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1956. 639 с.
[7] *Шулер М., Гебелейн Х.* // Таблицы эллиптических функций. М., 1961. 250 с.
[8] *Буравов Л.И., Винников Л.Я., Емельченко Г.А.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 1. С. 50–52.
[9] *Буравов Л.И., Карцовник М.В., Кононович П.А.* и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 6. С. 2198–2203.
[10] *Buravov L.I., Kusch N.D., Merzhanov V.A.* et. al. // J. Phys. 1. France, 1992. Vol. 2. P. 1257–1262.
[11] *Буравов Л.И., Зварыкина А.В., Кущ Н.Д.* и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 1. С. 322–327.