

06;12

©1993 г.

ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЙ КОНТАКТОВ И КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ПЛЕНОК

Н. Н. Поляков

Предложен метод определения сопротивлений контактов к анизотропным полупроводниковым кристаллам и пленкам. Метод позволяет производить измерения компонент тензора электропроводности исследуемых образцов после изготовления контактов. Путем решения краевой задачи электродинамики получены формулы и соотношения, имеющие практическое значение для исследования электрофизических свойств материалов электронной техники. Результаты работы представлены в виде, позволяющем использовать ЭВМ для обработки результатов экспериментальных исследований.

Введение

Измерение электрических характеристик контактов к полупроводниковым материалам представляет известный практический интерес для электроники. В настоящее время достаточно подробно разработаны методы измерения переходных сопротивлений контактов к пленкам и кристаллам с изотропной электропроводностью [1,2]. В то же время использование новых материалов для производства полупроводниковых приборов требует развития методов измерения и контроля характеристик контактов с учетом анизотропии. В соответствии с этим в настоящей работе рассмотрен вопрос об особенностях исследования электрических свойств контактов к анизотропным кристаллам и пленкам, предложены методы определения сопротивлений контактов металл-полупроводник и измерения компонент тензора электропроводности анизотропных образцов.

Пусть полупроводниковый монокристалл обработан в виде плоского образца прямоугольной формы и токовые контакты 1,2 шириной 2ε расположены на оси симметрии образца по всей его толщине (рис. 1). Будем считать, что для контактов выполняется условие $\varepsilon/b \leq 0.1$. В работе [3] показано, что при этом условии контакты можно считать точечными с погрешностью менее 2%. Это означает, что распределение линий плотности тока и электрического потенциала при $\varepsilon \leq 0.1b$ практически такое же, как для точечных контактов. Такая схема подключения монокристаллов

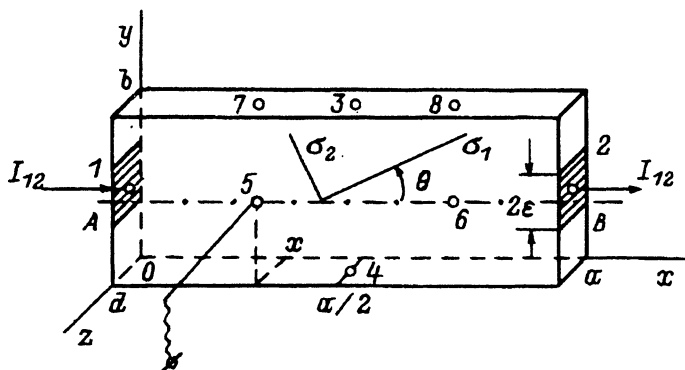


Рис. 1. Схема измерения сопротивлений контактов и компонент электропроводности анизотропного образца.

и пленок реализуется в полупроводниковых датчиках, а также при исследовании электрофизических свойств материалов. Будем считать, что толщина d образца значительно меньше его длины a и ширины b , а главные оси тензора электропроводности составляют угол θ соответственно с осями ox и oy прямоугольной системы координат. При пропускании постоянного тока I_{12} через контакты 1, 2 потенциал $\varphi(x, y)$ электрического поля в области образца удовлетворяет уравнению [4]

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yy}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + 2 \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \cdot \partial y} = 0, \quad (1)$$

где σ_{ik} — компоненты симметричного тензора электропроводности материала образца.

Граничные условия следуют из факта, что нормальная составляющая плотности тока на поверхности образца всюду равна нулю, кроме точек под токовыми электродами,

$$\left(\sigma_{xx} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \sigma_{xy} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_{x=0, a} = \begin{cases} -I_{12}/(2\epsilon d) & \text{при } (b/2 + \epsilon) \geq y \geq (b/2 - \epsilon), \\ 0 & \text{в остальной области;} \end{cases} \quad (2)$$

$$(\sigma_{yy} \cdot \partial \varphi / \partial y + \sigma_{xy} \cdot \partial \varphi / \partial x)_{y=0, b} = 0. \quad (3)$$

Решение краевой задачи (1)–(3) представим в виде ряда Фурье в комплексной форме [5]

$$f(x, y) = \sum_n X_n(x) \cdot \exp(i\alpha_n y); \quad (4)$$

$$\alpha_n = \pi n / b; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (5)$$

Подставляя ряд Фурье (4) в уравнение (1) и освобождаясь от экспоненты путем интегрирования, получаем уравнение для определения $X_n(x)$

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yy}} \frac{d^2 X_n}{dx^2} - 2i\alpha_n \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}} \frac{dX_n}{dx} - \alpha_n^2 \cdot X_n(x) = 0. \quad (6)$$

Аналогичным образом из (2) получаем граничные условия для $X_n(x)$. Общее решение уравнения (6) имеет вид [6]

$$X_n(x) = [C_1 \cdot \exp(\alpha_n \gamma x) + C_2 \cdot \exp(-\alpha_n \gamma x)] \cdot \exp(-2i\alpha_n \gamma_1); \quad (7)$$

$$\gamma = \sigma_0 / \sigma_{xx}; \quad \sigma_0 = (\sigma_{xx} \cdot \sigma_{yy} - \sigma_{xy}^2)^{1/2} = (\sigma_1 \cdot \sigma_2)^{1/2}; \quad \gamma_1 = \sigma_{xy} / \sigma_{xx}, \quad (8)$$

где σ_1, σ_2 — главные компоненты тензора электропроводимости.

Решение уравнения (6) с граничными условиями (2) позволяет найти комплексный потенциал $f(x, y)$. Действительная часть комплексного потенциала (4) имеет смысл электрического потенциала $\varphi(x, y)$ в области образца. Опуская эти весьма громоздкие преобразования, запишем окончательное выражение для электрического потенциала

$$\varphi(x, y) = I_{12}(-\sigma_{yy} \cdot x + \sigma_{xy} \cdot y) / (\sigma_0^2 db) + 2I_{12} / (\sigma_0 db \varepsilon) \times$$

$$\times \sum_{n=2,4,\dots} (-1)^{n/2} \frac{\operatorname{ch}[\alpha_n \gamma (a-x)] \cdot \cos[\alpha_n (\gamma_1 x - y)] - \operatorname{ch}(\alpha_n \gamma x) \cdot \cos[\alpha_n \gamma_1 (a-x) + \alpha_n y]}{\alpha_n^2 \cdot \operatorname{sh}(\alpha_n \gamma a)} \times \\ \times \sin(\alpha_n \varepsilon). \quad (9)$$

Выражение (9) и позволяет проанализировать особенности распределения потенциала и плотности тока в анизотропных полупроводниковых материалах.

1. Определение сопротивления контактов

Используя распределение потенциала (9), можно вычислить теоретически сопротивление образца постоянному току. Найдем среднее значение потенциала на контактных поверхностях 1,2

$$\langle \varphi_{1,2} \rangle = \frac{1}{2\varepsilon} \int_{b/2-\varepsilon}^{b/2+\varepsilon} [\varphi(y)]_{x=0,a} dy. \quad (10)$$

Разность средних значений потенциала представляет собой падение напряжения в области полупроводникового образца между контактами

$$\langle \varphi_1 \rangle - \langle \varphi_2 \rangle = \frac{I_{12} \cdot \sigma_{yy} a}{\sigma_0^2 d} \frac{a}{b} + \frac{I_{12}}{\sigma_0 d} Q_s, \quad (11)$$

где множитель Q_s имеет следующий вид:

$$Q_s = \frac{4}{\varepsilon^2 b} \sum_{n=2,4,\dots} \frac{\operatorname{ch}(\alpha_n \gamma a) - \cos(\alpha_n \gamma_1 a)}{\alpha_n^3 \cdot \operatorname{sh}(\alpha_n \gamma a)} \sin^2(\alpha_n \varepsilon). \quad (12)$$

Отсюда находим сопротивление образца

$$R_0 = \frac{\langle \varphi_1 \rangle - \langle \varphi_2 \rangle}{I_{12}} = \frac{\sigma_{yy} a}{\sigma_0^2 d} \frac{a}{b} + \frac{Q_s}{\sigma_0 d} = R_1 + R_s, \quad (13)$$

в котором σ_{ik} связаны с углом ориентации кристалла θ известными формулами [7]

$$\sigma_{yy}/\sigma_0^2 = \rho_{xx} = \rho_1 \cdot \cos^2 \theta + \rho_2 \cdot \sin^2 \theta; \quad (14)$$

$$\sigma_{xy} = (\sigma_1 - \sigma_2) \cdot 0.5 \sin 2\theta, \quad (15)$$

где ρ_1, ρ_2 — главные компоненты тензора удельного сопротивления материала образца.

Каждое слагаемое в правой части равенства (13) имеет определенный физический смысл. Первое слагаемое R_1 представляет собой объемное сопротивление образца при условии, что линии тока в нем параллельны ox и распределение плотности тока по сечению образца однородно. Однако в действительности распределение плотности тока однородно лишь в средней части образцов на некотором расстоянии от контактов. В приконтактных областях образца происходит растекание (вблизи контакта 1) или стягивание (вблизи контакта 2) линий плотности тока. Это обстоятельство учитывая второе слагаемое R_s в правой части (13), которое получило название сопротивления растекания контактов [8]. Сопротивление растекания контакта определяется областью полупроводника, непосредственно примыкающей к контакту, где сгущаются линии тока. Выделение сопротивления растекания в виде отдельного слагаемого имеет смысл для точечных токовых контактов. При условиях $\varepsilon \ll b$ и $a \cong b$ основной вклад в сопротивление образца дает именно сопротивление растекания. Для относительно больших токов величина сопротивления растекания чувствительна к увеличению плотности тока вследствие выделения джоулева тепла в подконтактных областях кристалла. На рис. 2 представлена зависимость множителя Q_s от относительного размера контактной поверхности ε/b . Вычисления множителя Q_s на ЭВМ показали, что его величина зависит лишь от отношения ε/b и фактически не зависит от значений $a/b, \gamma, \gamma_1$ образцов. Зависимость R_s от проводимости подконтактной области определяется наличием величины σ_0 в знаменателе второго слагаемого равенства (13). Следовательно, данный график может быть использован для вычисления сопротивления растекания контактов к различным образцам.

Сопротивление R_{12} , измеренное экспериментально между электродами 1, 2, можно представить в виде

$$R_{12} = U_{12}/I_{12} = R_0 + R_k, \quad (16)$$

где U_{12} — экспериментально измеренное падение напряжения между электродами, R_k — сопротивление контактов.

Сопротивление контактов может быть обусловлено различными факторами: наличием потенциального барьера между материалом электродов и кристаллом полупроводника, окислением контактной поверхности, нежелательными примесями и др. Основная трудность экспериментального определения сопротивления контактов R_k обычно состоит в том, что по величине измеренного значения сопротивления R_{12} невозможно судить, какая часть его относится к сопротивлению кристалла R_0 , а какая часть — к сопротивлению контактов. С учетом проведенных расчетов эта проблема решается путем теоретического вычисления величины R_0 по формулам (13), (12) при известных значениях проводимостей σ_1, σ_2 и угла θ .

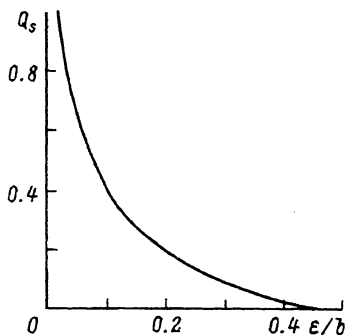


Рис. 2. Зависимость множителя Q_s от относительного размера контактов ε/b .

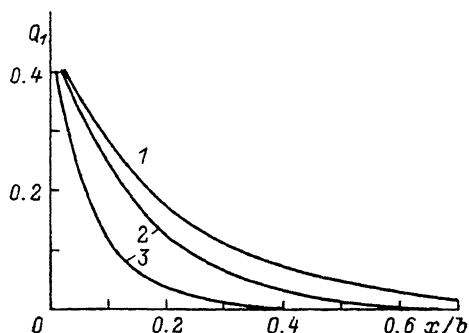


Рис. 3. Зависимость множителя Q_1 от отношения x/b при $a/b > 3$, $\theta = 0(1)$, $\pi/6(2)$, $\pi/2(3)$.

Следует отметить, что величины σ_1 , σ_2 могут быть неизвестны заранее, в ряде случаев требуется произвести контроль компонент электропроводности после термообработки образцов и контактов. При таких условиях компоненты проводимости σ_1 и σ_2 могут быть измерены на исследуемых образцах методом, изложенным в разделе 2 данной работы.

При исследованиях материалов возникает необходимость в измерении не только суммарного сопротивления контактов 1,2, но и сопротивления каждого контакта в отдельности. Выражение (9) для потенциала электрического поля позволяет решить и эту проблему. Найдем разность потенциалов $\Delta\varphi(x)$ между исследуемым контактом 1 и некоторой точкой 5 с координатой x на линии контактов AB (рис. 1)

$$\Delta\varphi(x) = \langle \varphi_1 \rangle - \varphi(x) = \frac{I_{12} \cdot \sigma_{yy}}{\sigma_0^2 db} x + \frac{I_{12}}{2\sigma_0 db} (Q_s - Q_1), \quad (17)$$

где множитель Q_1 определяется равенством

$$Q_1(x) = \frac{4}{\varepsilon} \sum_{n=2,4,\dots} \frac{\text{ch}[\alpha_n \gamma (a-x)] \cdot \cos(\alpha_n \gamma_1 x) - \text{ch}(\alpha_n \gamma x) \cdot \cos[\alpha_n \gamma_1 (a-x)]}{\alpha_n^2 \cdot \text{sh}(\alpha_n \gamma a)} \times \sin(\alpha_n \varepsilon). \quad (18)$$

Из сравнения выражений (17) и (11) следует, что множитель Q_1 учитывает зависимость потенциала от координаты x измерительного зонда в приконтактной области (рис. 1). При $x < b$ измерительный зонд попадает в область растекания тока вблизи контакта, что и учитывается множителем Q_1 . На рис. 3 представлен график зависимости Q_1 от x/b для образца с параметрами $\sigma_1 = 2600 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\sigma_2 = 900 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\theta = \pi/6$, $a/b = 2.1$, $2\varepsilon/b = 0.1$. Из графика следует, что за пределами приконтактной области размером $x \cong b$ величина Q_1 практически равна нулю и для вычисления R_s можно использовать лишь множитель Q_s .

Для определения переходного сопротивления R_{k1} контакта 1 постоянного ток I_{12} пропускается через контакты 1,2. Затем при помощи точечного зонда компенсационным методом или высокоомным вольтметром измеряется разность потенциалов U_{15} между электродом 1 и некоторой точкой 5 на линии контактов (рис. 1). Согласно (17), переходное сопро-

тивление контакта I вычисляется по формуле

$$R_{k1} = \frac{U_{15} - \Delta\varphi_{15}}{I_{12}} = \frac{U_{15}}{I_{12}} - \frac{\sigma_{yy} \cdot x_{15}}{\sigma_0^2 db} - \frac{Q_s - Q_1}{2\sigma_0 d}, \quad (19)$$

где x_{15} — расстояние от исследуемого контакта до измерительного зонда на линии расположения контактов AB .

Для упрощения расчетов целесообразно выбрать $x > b$ за пределами растекания тока в приконтактной области, что обеспечивает равенство нулю множителя Q_1 . Аналогичным образом измеряется сопротивление контакта 2. Измеряя величину R_{k1} при различных токах, можно построить вольт-амперную характеристику контакта.

2. Измерение главных компонент тензора электропроводности

Из выражения (9) следует, что характерной особенностью распределения потенциала в анизотропных образцах является наличие поперечной разности потенциалов между гранями $y = 0, b$. Для точечных токовых контактов разность потенциалов между симметрично расположенными точками 3, 4 на гранях $y = 0, b$ (рис. 1) не зависит от x и определяется равенством

$$U_a = \varphi_4 - \varphi_3 = I_{12}\sigma_{xy}/(\sigma_0^2 d) = (I_{12}/d) \cdot (\rho_2 - \rho_1) \cdot 0.5 \sin 2\theta. \quad (20)$$

Величину U_a целесообразно назвать поперечным напряжением электропроводности (ПНЭ), поскольку наличие этого напряжения обусловлено отличной от нуля компонентой σ_{xy} тензора проводимости. Для точечных токовых контактов величина ПНЭ не зависит от геометрических размеров исследуемого кристалла и определяется углом наклона θ главных осей тензора проводимости к границам образца. В изотропных образцах при аналогичных условиях поперечная разность потенциалов отсутствует, что легко представить из симметрии распределения тока. Отношение ПНЭ к току I_{12} через образец

$$R_a = U_a/I_{12} = \sigma_{xy}/(\sigma_0^2 d) = [(\rho_2 - \rho_1) \cdot 0.5 \sin 2\theta]/d \quad (21)$$

обладает свойствами, отличающимися от свойств обычного сопротивления участка образца. Величина R_a не является сопротивлением в обычном смысле, так как не зависит от размеров a и b полупроводника и площади контактов, а определяется лишь параметром анизотропии σ_{xy}/σ_0 и плотностью тока. В соответствии с этим величину R_a целесообразно назвать анизотропным сопротивлением образца, поскольку именно анизотропия кристалла приводит к его возникновению.

Практический интерес при исследовании анизотропных полупроводниковых материалов представляет возможность определения компонент тензора электропроводности. Формула (20) позволяет вычислить разность $(\rho_2 - \rho_1)$ главных компонент тензора удельного сопротивления по измеренным значениям величины ПНЭ и угла θ

$$\rho_2 - \rho_1 = 2R_a d / \sin 2\theta. \quad (22)$$

Для отдельного вычисления ρ_1 и ρ_2 нужно произвести второе независимое измерение разности потенциалов между другой парой точек на

поверхности образца. Для этого можно использовать результаты измерений потенциала на линии контактов, выполненные подвижным зондом при измерении сопротивления контактов. Измерив продольное падение напряжения U_{56} в средней части образца за пределами приконтактных областей (рис. 1), определяем компоненту тензора удельного сопротивления

$$\rho_1 \cdot \cos^2 \theta + \rho_2 \cdot \sin^2 \theta = U_{56} db / (I_{12} \cdot \Delta x), \quad (23)$$

где $\Delta x = x_6 - x_5$ — расстояние между точками 5 и 6.

В выражении (23) учтено, что в средней части образца за пределами приконтактных областей величина множителя $Q_1(x)$ равна нулю.

Формулы (22), (23) и позволяют вычислить главные компоненты тензора удельного сопротивления и соответствующие компоненты проводимости материала образца по измерениям поперечного и продольного падений напряжения.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Полученные формулы и соотношения были использованы для определения сопротивления контактов к монокристаллам арсенидов кадмия $CdAs_2$ и цинка $ZnAs_2$ и определения компонент тензора электропроводности. К ориентированным образцам кристаллов прямоугольной формы изготавливались вплавленные оловянные контакты по схеме рис. 1. Подвижным измерительным контактом служил электролитически заостренный вольфрамовый зонд, измерения потенциала производились дифференциальным вольтметром В2-34. На рис. 4, а штриховыми линиями показана схема эквипотенциальных линий, полученная экспериментально при помощи подвижного точечного зонда. В качестве образца служил обработанный в виде прямоугольника монокристалл арсенида кадмия $CdAs_2$ с параметром анизотропии $\sigma_{xy}/\sigma_0 = 0.48$, исследуемая поверхность соответствует кристаллографической плоскости (100). На рис. 4, а представлены для средней части образца вектор плотности тока \mathbf{j} , напряженность внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , создаваемого электродами. Поперечному напряжению соответствует поперечное электрическое поле напряженностью $E_a = U_a/b$. Размер приконтактных областей отмечен

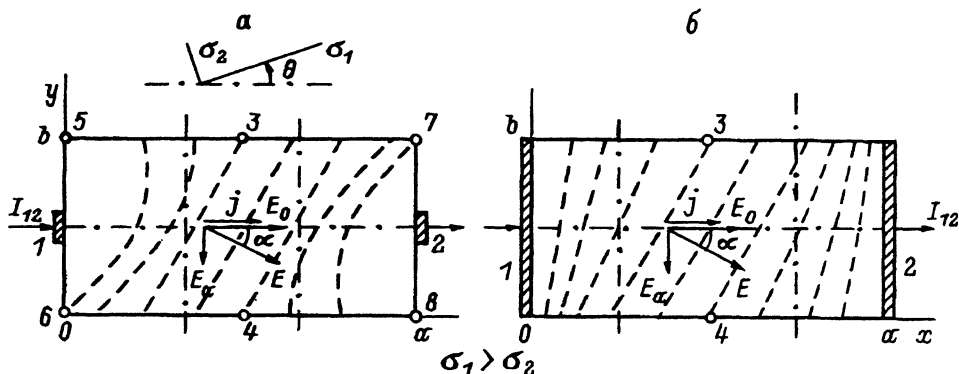


Рис. 4. Схемы эквипотенциальных линий электрического поля в тонких полупроводниковых образцах при $\sigma_{xy}/\sigma_0 = 0.48$, $a/b = 2$.

$a - 2\epsilon/b = 0.2$, $b - 1$.

$\sigma_1,$ Ом ⁻¹ ·М ⁻¹	$\sigma_2,$ Ом ⁻¹ ·М ⁻¹	θ	$R_1,$ Ом	$R_s,$ Ом	$R_{12, \text{exp}},$ Ом	$R_{k1},$ Ом	$R_{k2},$ Ом	$R_a,$ Ом
2600	900	$\pi/6$	0.787	0.134	1.265	0.181	0.163	0.157

на рис. 4 вертикальными линиями. В средней части образца за пределами приконтактных областей суммарное поле направлено под некоторым углом α к линиям вектора плотности тока, точка 3 имеет положительный потенциал относительно точки 4. Существенно отметить, что для точечных токовых контактов поперечная разность потенциалов U_a одинакова между точками 3 и 4, 5 и 6, 7 и 8. Это следует как из решения (9) краевой задачи, так и из экспериментальных измерений. Таким образом, между гранями $y = 0, b$ образца существует поперечное напряжение величиной U_a . Из соображений симметрии очевидно, что в изотропных образцах при аналогичных условиях точки 5, 3 и 7 имеют одинаковый потенциал соответственно с точками 6, 4 и 8 образца. На рис. 4,а видно, что эквипотенциальные линии вблизи контактов 1 и 2 смещены соответственно вверх и вниз относительно линии расположения контактов. Это и обуславливает возникновение анизотропного сопротивления R_a и поперечного электрического поля E_a , которое формируется в приконтактных областях образца. Таким образом, построенная экспериментальная схема эквипотенциальных линий подтверждает правильность теоретически полученного распределения потенциала (9).

На рис. 4,б представлена экспериментально построенная схема эквипотенциальных линий на том же образце, что и на рис. 4,а, но размер токовых контактов 2ϵ равен ширине образца b . Низкоомные токовые электроды при $2\epsilon = b$ закорачивают поперечное напряжение U_a и изменяют схему эквипотенциальных линий в приконтактных областях. В то же время расположение эквипотенциальных линий в средней части образца остается таким же, как для точечных контактов.

В качестве примера в таблице представлены результаты измерения сопротивлений контактов и главных компонент тензора электропроводности на образце CdAs₂ по следующим данным: $a = 10$ мм, $b = 3.6$ мм, $d = 1$ мм, $\epsilon = 0.1b$. Кристалл был обработан так, что плоскость xoy соответствует кристаллографической плоскости (100), σ_1 и σ_2 соответствуют электропроводностям по направлениям [001] и [010]. Постоянный ток $I_{12} = 0.2$ А пропускался через образец от стабилизированного источника питания Б5-44. При напряжении $U_{12} = 0.253$ В поперечное напряжение электропроводности составило $U_a = 31.4 \cdot 10^{-3}$, величина анизотропного сопротивления образца R_a составляет 17% от полного объемного сопротивления R_0 кристалла.

Относительная погрешность определения величин R_{k1} , R_{k2} , σ_1 и σ_2 не превышала 5%. Основной вклад в эту погрешность вносят неточности измерения координаты x подвижного зонда и отсчета потенциала. Если зонд является очень острым, то даже при незначительном давлении он разрушает поверхность кристалла. Для уменьшения этих погрешностей отсчет x производился под микроскопом МБС-10. Для уменьшения погрешности определения сопротивлений контактов следует рекомендовать для измерения потенциала подвижный зонд располагать за пределами приконтактных областей ближе к середине образца, когда $Q_1(x) = 0$.

Иногда при практических исследованиях кристаллов или пленок использование прижимного зонда становится просто невозможным. В таких случаях можно изготовить измерительные контакты в точках 7, 8 на гранях $y = 0, b$ образца (рис. 1). Они могут быть использованы как для определения сопротивлений контактов, так и для контроля электропроводности. При этом необходимо иметь в виду, что формулу (19) для вычисления сопротивления контакта нужно преобразовать с учетом поперечной разности потенциалов U_a и соответствующего анизотропного сопротивления R_a .

Предлагаемый метод измерения сопротивлений контактов и контроля электропроводности имеет ряд достоинств. Он прост в реализации, не требует сложной измерительной аппаратуры, теория метода достаточно проста с точки зрения макроскопической электродинамики. Полученные формулы и соотношения могут быть введены в память ЭВМ, что позволяет получать величины электропроводимостей и сопротивлений контактов, вводя в ЭВМ результаты экспериментальных измерений токов и напряжений.

Список литературы

- [1] Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 208 с.
- [2] Стриха В.И., Бузанева Е.В. Физические основы надежности контактов металл-полупроводник в интегральной электронике. М.: Радио и связь, 1987. 256 с.
- [3] Поляков Н.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 11. С. 79–86.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [5] Лаурентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. 736 с.
- [6] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971. 576 с.
- [7] Най Дж. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. М.: Мир, 1967. 380 с.
- [8] Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М.: Высшая школа, 1987. 238 с.

Липецкий педагогический
институт

Поступило в Редакцию
6 октября 1992 г.
В окончательной редакции
6 мая 1993 г.