

На рис. 3 в верхнем правом углу находится кнопка под названием «Выход», при нажатии на которую происходит выход из программы POL-BEL, предварительно сохранив файл с выполненным анализом текста с расширением «.TXT».

На рис. 3 в нижнем правом углу прямоугольником выделена кнопка под названием «About», при нажатии на которую появляется окно About (рис. 4). В данном окне представлена краткая информация о разработчике программы POL-BEL, для чего данная программа предназначена и электронный почтовый адрес разработчика, на который можно присылать благодарности и замечания после использования программы POL-BEL.

Результат проведения анализа текста на польском языке «Adam Mickiewicz» представлен на рис. 5. Текст «Adam Mickiewicz» включает в себя 3096 слов или 20285 символов без учета знаков препинания, или 23287 символов с учетом знаков препинания и пробелов. В файле в колонку записано слово и частота вхождения данного слова в текст.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландэ Д.В., Литвин А.Б. Феномены современных информационных потоков // "Сети и бизнес". - 2001. - N 1. - С. 14-21
2. Успенский И.В. Интернет-маркетинг. Учебник.-СПб.: Издательство СПбГУЭиФ.-2003.- 92с.
3. [Электронный ресурс] / Официальный сайт Wikipedia; Режим доступа: http://ru.wikipedia.org/wiki/Закон_Ципфа, - свободный. – Загл. С экрана. – Яз. Рус.-2010

УДК 537.311.322

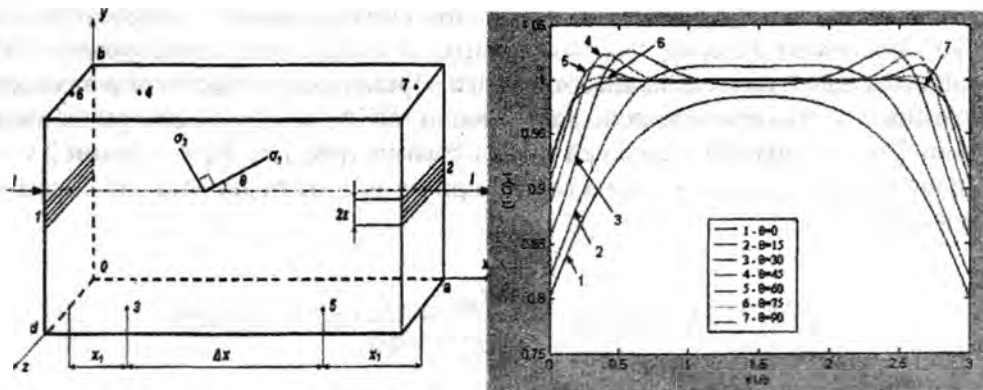
Соколова К.Г., Сунка В.Я., Трафимова Е.В.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕНЗОРА ПРОВОДИМОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Белорусский национальный технический университет
Минск, Беларусь*

Полупроводниковая кремниевая микроэлектроника достигла впечатляющих результатов и приступила к выпуску кристаллов с миллиардным количеством элементов в нем. Дальнейшее увеличение степени интеграции и плотности упаковки элементов на кристалле требует использования новых материалов, в т. ч. и использование гетероструктурной полупроводниковой материалов, основанных и на анизотропных полупроводниках. Методика и оборудование для измерения электросопротивления изотропных полупроводниковых образцов различных геометрических форм и размеров, в т. ч. и микро - нано материалов хорошо разработаны [1], однако измерение составляющих тензора электросопротивления анизотропных полупроводниковых материалов остается не до конца решенной проблемой. Проанализируем известные методы измерения компонент тензора удельного сопротивления анизотропных полупроводниковых материалов с произвольной ориентацией кристаллографических осей и координатных осей.

Метод для объемных анизотропных полупроводниковых кристаллов [2] позволяет определять указанные компоненты путем двух измерений напряжения при постоянном токе через образец, требует изготовления одного образца и минимального числа точечных контактов к нему. Теоретическое обоснование метода выполнено на основе расчета электрического поля в анизотропном образце и компьютерного моделирования распределения потенциала и плотности тока. Пусть плоский образец диарсенида кадмия прямоугольной формы вырезан так, что главные оси тензора электропроводимости равные $\sigma_1 = 2600 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ и $\sigma_2 = 900 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, взаимно перпендикулярны, и составляют с границами образца угол θ , а толщина $d = 1 \text{ мм}$ образца значительно меньше его длины $a = 12 \text{ мм}$ и ширины $b = 4 \text{ мм}$ (рис. 1,а).



а) б)
 Рис. 1. а) схема расположения контактов к образцу,
 б) зависимость ошибки $(1-Q)^{-1}$ от величины x/b
 в пределах $x_{lmax} = a$ при различных углах
 $\theta = 0^\circ (1), 15^\circ(2), 30^\circ(3), 45^\circ(4), 60^\circ(5), 75^\circ(6), 90^\circ(7)$

На рис. 1,а плоскости ХОУ соответствовала кристаллографическая плоскость (100), σ_1, σ_2 являлись электропроводимостями по направлениям кристалла [001] и [010] соответственно.

Токовые контакты шириной 2ϵ расположены на оси симметрии образца и тензор электропроводимости материала образца можно записать в виде [2]

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta \\ \sigma_{yy} &= \sigma_1 \sin^2 \theta + \sigma_2 \cos^2 \theta \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yx} = 0,5(\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\theta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

При пропускании через контакты 1,2 постоянного тока I электрический потенциал $\varphi(x, y)$ в области образца удовлетворяет краевой задаче [2]

$$\sigma_{xx} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 2\sigma_{xy} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + \sigma_{yy} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0. \quad (3)$$

$$\left(\sigma_{xx} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \sigma_{xy} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_{x=0,a} \begin{cases} -\frac{I}{2\epsilon d} \text{ при } (b/2 + \epsilon) \geq y \geq (b/2 - \epsilon) \\ 0 \text{ в остальной области} \end{cases} \quad (4)$$

и

$$\left(\sigma_{xy} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \sigma_{yy} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)_{y=0,b} = 0. \quad (5)$$

Анализ рассчитанных с использованием работ [3÷5] на микропроцессоре с помощью пакета MathCAD 13 или MATLAB [6] значений плотности тока j_i , электрического потенциала $\varphi(x, y)$ в области образца, удовлетворяющих краевой задаче (3-5), показывает, что распределение величин плотности тока j_i и потенциала $\varphi(x, y)$ в анизотропных образцах значительно отличается от изотропных. Линии тока в анизотропных образцах выглаткиваются из объема в

направлении более легкой проводимости, при этом они составляют с эквипотенциалами угол не равный 90° . Возникает явление, так называемых, вихревых токов анизотропии (ВТА) [2]. Наклон эквипотенциалей на модели анизотропного образца свидетельствует о возникновении разности потенциалов (поперечное поле анизотропии -ПНА) между симметрично расположенными точками 3 и 4 на нижней и верхней гранях образца (рис.1,а). При условии $2\varepsilon \ll b$ разность потенциалов между точками 3 и 4 на гранях при $y=0$, b не будет зависеть от значения x и запишется выражением

$$U_0 = \varphi_4 - \varphi_3 = \frac{I\sigma_{xy}}{d\sigma_0^2} = \frac{I}{2d}(\rho_2 - \rho_1)\sin 2\theta, \quad (6)$$

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

Из равенства (6) видно, что наличие этого напряжения обусловлено отличной от нуля компонентой σ_{xy} тензора проводимости. Для точечных контактов величина ПНА не зависит от геометрических размеров кристалла и определяется углом наклона θ главных осей тензора проводимости к границам образца, т. е. ВТА выравнивают распределение заряда на гранях $y=0, b$ по длине образца.

По полученной формуле (6) можно вычислить разность главных $(\rho_2 - \rho_1)$ компонент тензора удельного сопротивления по измеренным значениям величины ПНА и угла θ :

$$\rho_2 - \rho_1 = \frac{2U_0 d}{I \sin 2\theta}. \quad (7)$$

Для отдельного вычисления ρ_1 и ρ_2 проводят второе независимое измерение разности потенциалов между другой парой точек на поверхности образца, выбранных также на одной из граней $y=0, b$. Разность потенциалов между произвольными точками 3,5 (рис.1,а) на грани $y=0$:

$$U_{3,5} = \varphi_3 - \varphi_5 = \frac{I\Delta x}{db}(\rho_2 \sin^2 \theta + \rho_1 \cos^2 \theta)(1 - Q)^{-1}; \quad (8)$$

$$Q = \frac{4}{\Delta x} \sum_{n=2,4,\dots} (-1)^{n/2} \frac{\sin \alpha_n \varepsilon}{\alpha_n \varepsilon} \cdot (ch[\alpha_n \gamma_1 (a - x_1)] \cos(\alpha_n \gamma^2 x_1) - ch[\alpha_n \gamma_1 x_1] \times \\ \times \cos[\alpha_n \gamma^2 (a - x_1)]) \left[\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_0} \alpha_n sh(\alpha_n \gamma_1 a) \right]^{-1}. \quad (9)$$

где $\Delta x = x_5 - x_3 = a - 2x_1$ — расстояние между данными точками; Q — поправочный множитель, который учитывает сопротивление растекания тока в приконтактных областях образца размером x_1 ,

где имеются вихревые токи [2],

$$\gamma = \sqrt{\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}}; \quad \gamma_1 = \frac{\sigma_0}{\sigma_{xx}}; \quad \sigma_0 = (\sigma_1 \sigma_2)^{1/2}; \quad \alpha_n = \frac{\pi n}{b}.$$

Размер x_1 — это приконтактные области, за пределами которых величина множителя $(1-Q)^{-1}$ близка к единице, а продольное падение напряжения $U_{3,5}$ зависит от Δx линейно.

На рис. 1,б представлены графики зависимости $(1-Q)^{-1}$ от x_1/b . Графики рассчитаны в системе Matlab по выражению (9).

Измерив продольное падение напряжения $U_{3,5}$ в средней части образца за пределами приконтактных областей, можно определить компоненту тензора удельного сопротивления:

$$\rho_2 \sin^2 \theta + \rho_1 \cos^2 \theta = \frac{U_{3,5} db}{I \Delta x} \quad (10)$$

Формулы (6) и (8) позволяют вычислять главные компоненты тензора удельного сопротивления материала образца по измерениям поперечного и продольного падений напряжения.

Проанализируем полученные зависимости величины поправочного коэффициента $(1-Q)^{-1}$ от геометрических размеров образца и места установки измерительных зондов относительно краев образца. Оценим величину погрешности определения проводимостей σ_1 и σ_2 через значение поправочного выражения $(1-Q)^{-1}$ (рис. 1,б). Максимальное значение погрешности имеет место при установке крайней пары зондов 3-4 на левый торец образца (при $x_1/b = 0$) и сильно зависит от величины угла θ . Максимальное значение погрешности при $x_1/b=0$ равно $k \approx 20\%$ при угле $\theta = 0^\circ$. С ростом угла θ погрешность уменьшается и при $x_1/b=0$ соответственно равна: $k \approx 14\%$ при угле $\theta = 30^\circ$ и $k \approx 7\%$ - угле $\theta = 90^\circ$. С увеличением отношения x_1/b погрешности уменьшаются и для $x_1/b \approx 1$ погрешности для всех углов θ уменьшаются в 3-4 раза относительно погрешностей при угле $\theta = 0^\circ$. С дальнейшим увеличением значения координаты $x_1/b \geq 2$ погрешность снова возрастает ввиду приближения правой пары зондов к краю образца. Зависимости $(1-Q)^{-1} = F(x_1/b)$ относительно срединных значений $x_1/b \approx 1,5$ строго симметричны.

Таким образом, для уменьшения погрешности определения составляющих проводимости σ_1 и σ_2 контролируемого анизотропного образца полупроводникового материала необходимо чтобы:

- измерительные образцы были правильной геометрической формы типа параллелепипеда и имели следующее соотношение геометрических размеров: $a/b \geq 3 \div 5$ и $d \approx (4 \div 5)/b$;

- пары крайних левых или правых измерительных зондов должны устанавливаться по середине длинной стороны образца, а расстояние от краев образца до зондов не должно быть меньше чем $x_1/b \leq 0,3$;

- главные оси тензора электропроводности взаимно перпендикулярны и угол θ между ними и направлениями координатных осей по возможности должен быть $\theta \geq (25 \div 40)^\circ$. При соблюдении этих условий погрешность измерения составляющих тензора электропроводности σ_1 и σ_2 анизотропного полупроводникового образца не превысит значений $(1 \div 2)\%$, что подтверждается и работой [2].

Второй метод [7] определяет компоненты электропроводности тонких (микронных и наноразмерных толщин) полупроводниковых пленок на основе известного четырехзондового метода при условии, что тензор удельной электропроводности приведен к диагональному виду. Метод теоретически обоснован путем решения соответствующих краевых задач электродинамики и компьютерного моделирования распределения электрического поля в образце. Он прост в измерении и расчетах и использует традиционную методику и оборудование 4-х зондового измерения электросопротивления. Теоретически доказано, что в анизотропных полупроводниках в отличие от изотропных существуют вихревые токи ВТА, действие которых существенно меняет распределение электрического поля в образце [2,7]. Построенная модель ВТА обрабатываются с помощью микропроцессорной техники и затем анализируется.

Рассмотрим прямоугольной формы, который вырезан так, что его грани параллельны кристаллографическим плоскостям образца (рис. 2).

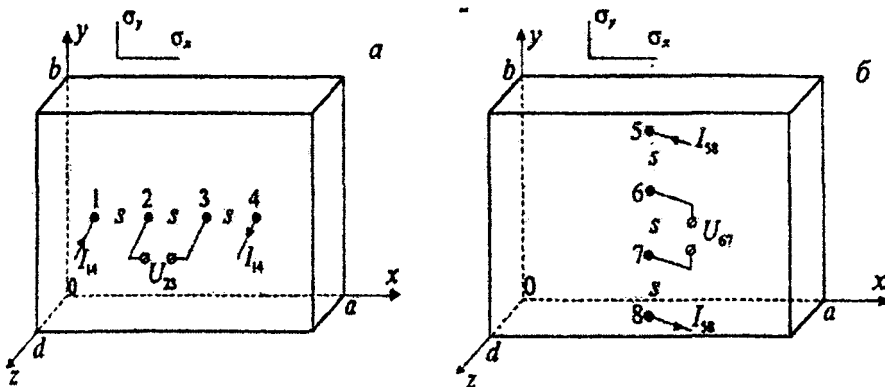
Для определения двух компонент электропроводности σ_x, σ_y необходимо провести два независимых измерения токов и напряжений при различных положениях зондового измерителя с линейным положением зондов. Вначале зондовый измеритель поместим на поверхности образца на оси его симметрии при $y = b/2$ вдоль линии, параллельной оси x , и проведем из-

мерения тока I_{14} и разности потенциалов U_{23} (рис. 2, а). Расчетная формула для вычисления компоненты проводимости в этом случае имеет вид:

$$\sigma_y = \frac{I_{58}}{U_{67}} \frac{b}{da} L_2(\gamma, a/s, b/s), \quad (11)$$

Затем располагаем зондовый измеритель на той же грани симметрично вдоль линии, параллельной оси y при $x = a/2$ (рис. 2, б), и измеряем ток I_{58} и разность потенциалов U_{67} . Расчетная формула для вычисления компоненты проводимости σ_y в этом случае имеет вид:

$$\sigma_y = \frac{I_{58}}{U_{67}} \frac{b}{da} L_2(\gamma, a/s, b/s), \quad (12)$$



а – горизонтальное и б – вертикальное расположение зондов
Рис. 2. Схема расположения измерительных зондов на прямоугольном образце

В выражениях (11) и (12) приняты обозначения a, b, d – длина, ширина и толщина образца; s – расстояние между зондами; $\gamma = \sqrt{\sigma_x / \sigma_y}$ – параметр анизотропии электропроводности; I_{14} – сила тока между зондами 1, 4 и U_{23} – разность потенциалов между зондами 2, 3 при горизонтальном их расположении; I_{58} – сила тока между зондами 5, 8 и U_{67} – разность потенциалов между зондами 6, 7 при вертикальном их расположении; $L_1(\gamma, a/s, b/s)$ и $L_2(\gamma, a/s, b/s)$ – поправочные множители, которые являются функцией размеров образца, расстояния между зондами и параметра анизотропии γ .

Формулы (11), (12) используются только для тонких образцов, т. е. когда толщина образца много меньше его линейных размеров $d \ll a, b$. При значении отношения $d/s \leq 0,05$ образец при четырехзондовых измерениях считаем тонким [1, 7]. Для вычисления поправочных множителей L_1 и L_2 необходимо знать параметр анизотропии проводимости γ . Его можно определить, если воспользоваться отношением U_{23} / U_{67} при равных токах $I_{14} = I_{58}$. Из соотношений (11) и (12) получим

$$\frac{U_{23}}{U_{67}} = \left(\frac{\gamma a}{b}\right)^2 \frac{L_1}{L_2} = H(\gamma, a/s, b/s). \quad (13)$$

Величина H можно вычислить теоретически в зависимости от γ . Таким образом, задачей теории зондовых измерений проводимости в данном случае являются расчеты поправочных множителей L_1, L_2 и зависимости $H(\gamma)$, которые могут быть проведены методами электродинамики. Величина H можно определить экспериментально по отношению потенциалов U_{23} / U_{67}

При четырехзондовых измерениях на постоянном токе и в установившемся режиме векторы плотности тока j , напряженности электрического поля E и потенциал φ связаны соотношениями

$$j = \hat{\sigma} E, E = \text{grad}\varphi, \text{div}j = 0, \quad (14)$$

где $\hat{\sigma}$ — симметричный тензор электропроводимости кристалла. В нашем случае система координат выбрана так, что тензор $\hat{\sigma}$ имеет диагональный вид:

$$\hat{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix} \quad (15)$$

Отсюда получаем дифференциальное уравнение для потенциала:

$$\sigma_x \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \sigma_y \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \sigma_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (16)$$

Путем решения краевой задачи для потенциала при расположении зондов по схеме рисунок 2, а получаем выражение для множителя L_1 , входящего в формулу (11) [7]:

$$L_1 = \frac{s}{a} + 2 \sum_{n=2,4,6\dots} (\{ch\gamma\alpha_n(a-s)\} - ch(\gamma\alpha_n s) + ch(2\gamma\alpha_n s) - ch[\gamma\alpha_n(a-2s)]) / (\gamma\alpha_n a) sh(\gamma\alpha_n a) \quad (17)$$

Аналогично путем решения краевой задачи для потенциала при расположении зондов по схеме рисунок 2, б получаем выражение для множителя L_2 , входящего в формулу (12) [7]:

$$L_2 = \frac{s}{b} + 2 \sum_{k=2,4,6\dots} (\{ch\alpha_k(b-s)/\gamma\} - ch(\alpha_k s/\gamma) + ch(2\alpha_k s/\gamma) - ch[\alpha_k(b-2s)/\gamma]) / (\alpha_k b/\gamma) sh(\alpha_k b/\gamma) \quad (18)$$

Предыдущими расчетами определяется величина H , входящая в равенство (13), для вычисления параметра анизотропии γ :

$$H(\gamma, a/s, b/s) = \left(\frac{\gamma a}{b}\right)^2 \frac{L_1}{L_2} \quad (19)$$

Представляет интерес вычисление величин поправочных множителей L_1 и L_2 для неограниченного образца ($a/s \rightarrow \infty, b/s \rightarrow \infty$). Выполнен расчет величин σ_x, σ_y по формулам (11), (12), (17), (18) на микропроцессоре при условиях $(a, b) \gg s$, т. е. для неограниченных пленок [8]. В результате расчетов получено, что в случае бесконечной пленки выражения (11) и (12) существенно упрощаются и принимают соответственно в виде:

$$\sigma_x = 0,2206 \frac{I_{14}}{\gamma d U_{23}}, \quad \sigma_y = 0,2206 \frac{\gamma I_{58}}{d U_{67}} \quad (20)$$

В данном случае для тонких образцов расчетные формулы для вычисления компонент электросопротивления при расположении зондов параллельно оси x и оси y имеют вид:

$$\rho_x = \frac{1}{\sigma_x} = 4,532 \frac{U_{23}}{I_{14}} d \gamma, \quad \rho_y = \frac{1}{\sigma_y} = 4,532 \frac{U_{67}}{\gamma I_{58}} d \quad (21)$$

Наличие приведенных выше аналитических выражений для потенциала, плотности тока, поправочных коэффициентов L_1 и L_2 и вихревых токов позволяет моделировать электриче-

ское поле в образцах с помощью микропроцессоров. Такое моделирование дает возможность более глубоко исследовать структуру электрического тока в анизотропных кристаллах и пленках. Все результаты вычислений получены по формулам, обработаны и представлены в виде моделей на микропроцессоре с помощью пакета MathCAD 13 или MATLAB [6]. Расчеты велись для квадратных образцов с размерами $a = b = n \cdot s$, где величина n повышалась от 3 до $\sim \infty$, а расстояние между измерительными зондами $s = 1$ мм. На рис. 3, в качестве примера, приведены рассчитанные значения поправочных коэффициентов L_1 и L_2 в широком диапазоне значений анизотропии $\gamma = \sqrt{\sigma_x / \sigma_y}$ от 10^{-2} до 10^2 . Из приведенных графиков (рис. 3) очевидно, что зависимости поправочных коэффициентов L_1 и L_2 от величины анизотропии γ имеют подобные, но зеркально отраженные зависимости (рис.3, зависимости 1-3, 7 и 4-6, 8). С увеличением значения n степень зависимости поправочных коэффициентов L_1 и L_2 уменьшается (рис. 3, зависимости 1 и 3, 4 и 6). В пределе при значении $n \geq 50$, зависимости поправочных коэффициентов L_1 и L_2 вырождаются в прямую линию (рис.3, зависимости 7 и 8), при этом значения $L_1 = L_2 = 0,2206$ и не зависят от коэффициента анизотропии γ

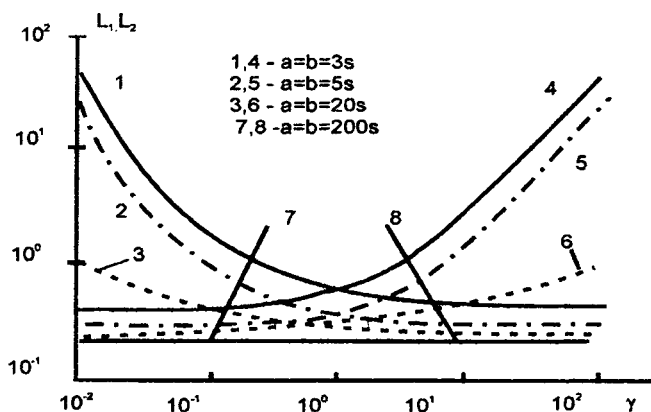


Рис. 3

Процесс измерения элетросопротивлений состоит в следующей последовательности.

- При заданной одинаковой величине токов $I_{58} = I_{14}$ необходимо провести два независимых измерения напряжений U_{23} и U_{67} при различных положениях зондового измерителя (рис.2,а,б) вначале на поверхности образца на оси его симметрии при $y = b/2$ вдоль линии, параллельной оси x , а затем вдоль линии, параллельной оси y при $x = a/2$.

- Определяем отношение напряжений U_{23} / U_{67} .

- При известных геометрических параметрах образца a , b , d и расстоянии между измерительными зондами s проводим по выражениям (17 и 18) вычисление значений поправочных коэффициентов L_1 и L_2 в табличной форме, при этом величина анизотропии задается априори $\gamma = var$.

- При известных рассчитанных значениях коэффициентов L_1 и L_2 по выражению (19) рассчитываем теоретические значения H при $\gamma = var$.

- Из полученных теоретических расчетов и по измеренному значению $H = U_{23} / U_{67}$ находим значение коэффициента анизотропии γ .

- По выражениям (11) и (12) при известных значениях измеренных значений токов I_{58} , I_{14} и напряжений U_{23} и U_{67} , а также с учетом геометрических размеров измеряемого образца a , b , d и уточненных значений поправочных коэффициентов L_1 и L_2 определяем значения составляющих σ_x, σ_y тензора проводимости анизотропного полупроводникового материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батавии В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. - М.: Радио и связь, 1985. — 264 с.
2. Шевченко А.Е., Поляков Н.Н. Определение компонент тензора удельного сопротивления полупроводниковых монокристаллов и пленок // - Заводская лаборатория, 2001, №6. — С.25-29.
3. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. — М.: Наука, 1960, т. 3. — 656 с.
4. Самойлович А.Г., Коренблит Л.Л.//ФТТ, 1961, т. 3, №4. С. 2054-2059.
5. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. — М.: Высшая школа, 1987.-240с.
6. Дьяконов В. MathCAD 13: учебный курс. — СПб.: Питер, 2001. -624с.
7. Поляков Н. Н., Карлов А.В., Филиппов В.В. Измерение электропроводности анизотропных полупроводниковых пластин и пленок // - Заводская лаборатория. 2004, № 3. - С.27-31.