

УДК 537.311.33  
EDN: RZDSWB

PACS: 72.20.-i

**Методика измерения электропроводимости  
диффузионно-легированных полупроводников  
и сопротивления контактов металл-полупроводник**

С. Е. Лузянин, В. В. Филиппов

*Методами диффузии, эпитаксии и ионной бомбардировки получают полупроводниковые слои, в которых содержание примесей и, следовательно, проводимость изменяются с глубиной. В работе предложена методика измерения сопротивления контактов к неоднородным по глубине полупроводниковым структурам. Предлагаемая методика также позволяет быстро производить измерения электропроводимости образцов. Теоретическое обоснование методики произведено путем решения краевых задач электродинамики с соответствующими граничными условиями. Решены задачи для случая, когда электропроводимость в образце изменяется с глубиной по экспоненциальному закону, а также описывается функцией распределения Гаусса.*

*Ключевые слова:* неоднородный полупроводник, диффузия в полупроводниках, электропроводимость полупроводников, зондовые измерения.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-6-43-50

**Введение**

Целенаправленное внедрение примесей в полупроводниковый кристаллический образец (например, кремний, германий) позволило реализовать производство электронных приборов с малыми размерами и интегральных схем с субмикронным разрешением [1, 2]. Основные актуальные доступные для внесения примесей технологии – диффузия и ионное внедрение (имплантация) [3, 4]. Особенности распределения примесей в полупроводниках при

диффузии рассмотрены в работах [5, 6]. Для случая сильного легирования образца, когда наблюдается диффузия из неограниченного источника теоретическое решение второго закона Фика [7] дает следующую зависимость:

$$N(z, t) = N_0 \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{Dt}}, \quad (1)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $N_0$  – поверхностная концентрация примеси;  $t$  – время диффузии,  $z$  – координата (глубина) слоя;  $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$  – дополнительный интеграл вероятности [8]. Для случая слабого легирования, когда диффузия производится из ограниченного источника, распределение примесей по глубине подчиняется нормальному закону:

$$N(z, t) = N_0 \exp \left[ - \left( \frac{z}{2\sqrt{Dt}} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Как показано в работах [9, 10], экспериментальная зависимость распределения при-

---

Лузянин Сергей Евгеньевич<sup>1</sup>, ст. преподаватель.

E-mail: luzyanin\_se@mail.ru

Филиппов Владимир Владимирович<sup>1,2</sup>, профессор,  
д.ф.-м.н.

E-mail: wwfilippow@mail.ru

<sup>1</sup> Липецкий государственный педагогический университет имени П. П. Семенова-Тян-Шанского.

Россия, 398020, г. Липецк, ул. Ленина, 42.

<sup>2</sup> Московский государственный университет технологий и управления имени К. Г. Разумовского.

Россия, 109004, Москва, ул. Земляной вал, 73.

*Статья поступила в редакцию 04 октября 2022 г.*

© Лузянин С. Е., Филиппов В. В., 2022

меси по глубине при температурной диффузии с высокой точностью описывается экспоненциальной зависимостью:

$$N(z, t) = N_0 \exp\left(-\frac{z}{2\sqrt{Dt}}\right). \quad (3)$$

Различные методики внесения доноров или акцепторов позволяют получать полупроводниковые пленки, в которых концентрация легированной примеси изменяется с глубиной по определенному закону. При относительной малой плотности дефектов аналогичным образом будет изменяться с глубиной и электропроводимость получившегося образца [6, 11]. Развитие приемов и технологической базы современной микро- и нанoeлектроники также требует постоянного совершенствования методов измерений параметров полупроводниковых материалов.

Для измерений поверхностной и средней проводимости неоднородных по глубине полупроводников широко применимы зондовые методы, метод косо́го шлифа и последовательного удаления слоев [11, 12]. Применение метода косо́го шлифа становится затруднительным, когда необходимо получить информацию об однородности свойств по площади диффузионной структуры, кроме того он является разрушающим [13]. Метод последовательного удаления слоев при систематической погрешности 10–20 % также является разрушающим и не обеспечивает повторяемости результатов [12]. Применяемые зондовые методы не учитывают законы изменения примесей по глубине и влияние границ [14, 15], поэтому требуется размещать токовые и измерительные зонды на малых расстояниях порядка 1 мкм, сравнимыми со значениями диффузионных длин свободного пробега, в полупроводниках. Методики, указанные в последних работах имеют сложности в связи с необходимостью учета физических эффектов инжекции и экстракции на контактах зондов с полупроводником. Для пренебрежения данными эффектами на контактах необходимо, чтобы межзондовое расстояние значительно превышало диффузионную длину свободного про-

бега в полупроводниках, однако для этого требуется учитывать конкретную аналитическую зависимость концентрации примесей по глубине и определять влияние границ образца. Соответствующая практическая проблема решается в предлагаемой нами работе.

Методы вольт-фарадных характеристик [12, 16] для определения поверхностной проводимости, как показано в работах [16, 17] хорошо применимы для МДП структур и полупроводниковых материалов, легируемых методами ионного внедрения, и не эффективны в случае низкоомных диффузионных полупроводниковых пластин.

Целью данной работы является теоретическое обоснование методики определения поверхностной проводимости диффузионно-легированных полупроводников и определения сопротивления контактов к данным материалам электроники.

### Методика определения электропроводимости и сопротивления контактов

Рассмотрим распределение потенциала электрического поля в образце прямоугольной формы с геометрическими размерами  $2a$ ,  $2b$  и  $d$  (рисунок). Через квадратные контакты 1, 2 шириной  $2\varepsilon$ , расположенные симметрично на поверхности образца на расстоянии  $2l_1$  друг от друга, протекает постоянный электрический ток  $I_{12}$ . Между зондами 3, 4, расположенными симметрично относительно токовых контактов на расстоянии  $2l_2$ , измеряется разность потенциалов  $U_{34}$ . Считаем, что электропроводимость  $\sigma$  изменяется с глубиной по одному из следующих законов:

$$\sigma_1(z) = \sigma_0 \exp(-pz), \quad (4)$$

$$\sigma_2(z) = \sigma_0 \exp(-2\beta z^2), \quad (5)$$

где  $\sigma_0$  – поверхностная электропроводимость образца,  $p$  и  $\beta$  – постоянные параметры, определяемые технологией получения неоднородного слоя.

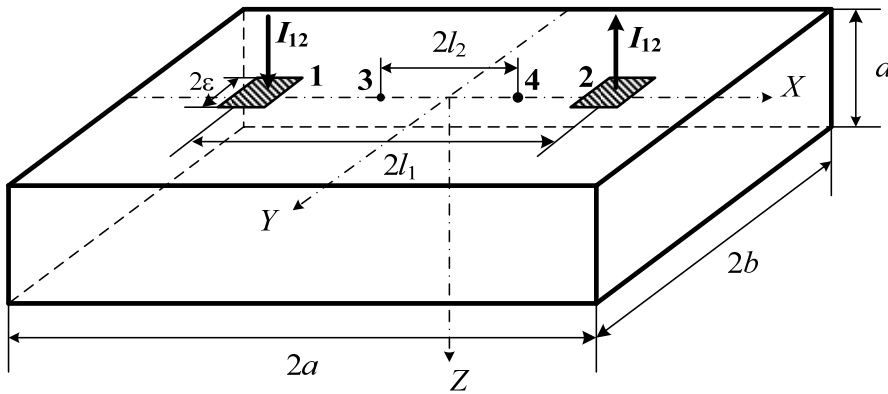


Рисунок. Схема расположения контактов на исследуемом полупроводнике

Для вычисления средней электропроводимости  $\bar{\sigma}$ , определяемой соотношением

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{d} \int_0^d \sigma(z) dz, \quad (6)$$

нами предложена формула

$$\bar{\sigma} = \frac{I_{12}}{U_{34}d} Q, \quad (7)$$

где  $Q$  – поправочный коэффициент, зависящий от геометрических размеров образца, токовых контактов, расположения зондов и закона изменения электропроводимости с глубиной.

Совместно с измерением средней электропроводимости можно провести измерение сопротивления токовых контактов следующим образом.

Экспериментально измеряем сопротивление системы образец-контакты

$$R_{\text{экс}} = U_{12} / I_{12}, \quad (8)$$

где  $U_{12}$  – напряжение между токовыми электродами 1, 2.

Величина  $R_{\text{экс}}$  складывается из омического сопротивления материала образца и сопротивления контактов. Омическое сопротивление материала образца в нашем случае может быть вычислено теоретически по формуле

$$R_{\text{теор}} = \frac{1}{\sigma_0 \varepsilon} K, \quad (9)$$

где  $K$  – безразмерный поправочный множитель, который как показано ниже, вычисляется теоретически.

### Теоретическое обоснование

Для определения вида поправочных коэффициентов  $Q$  и  $K$  решим краевую задачу электродинамики. Из условия стационарности электрического поля [18] получаем:  $\text{div } \mathbf{j} = 0$ , где  $\mathbf{j} = -\sigma(z) \text{grad } \varphi$ . Соответственно, потенциал электрического поля  $\varphi_i$  в образце удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial z^2} + \frac{1}{\sigma_i(z)} \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \frac{d\sigma(z)}{dz} = 0, \quad (i = 1, 2), \quad (10)$$

где индекс 1 относится к экспоненциальному, а индекс 2 – к гауссову закону изменения электропроводимости по глубине.

Граничные условия получим из отсутствия источников истока и стока заряда, кроме точек под токовыми контактами. Получаем, что нормальная составляющая плотности тока всюду на поверхности образца равна нулю, кроме контактных площадок:

$$\left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right|_{z=0} = \begin{cases} \pm \frac{I_{12}}{4\sigma_0 \varepsilon^2}, & \text{при } \begin{cases} (l_1 - \varepsilon) \leq |x| \leq (l_1 + \varepsilon) \\ |y| \leq \varepsilon \end{cases} \\ 0, & \text{в остальной области} \end{cases} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} \right|_{x=\pm a} = 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial y} \right|_{y=\pm b} = 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} \right|_{z=d} = 0. \quad (12)$$

Общее решение задачи (10)–(12) представимо в виде двойного ряда Фурье:

$$\varphi_i(x, y, z) = \sum_{k, n=0, 1, 2, \dots} Z_{kn}^i(z) \cos \alpha_k(x+a) \cos \alpha_n(y+b), \tag{13}$$

где  $\alpha_k = \pi k/2a$ ,  $\alpha_n = \pi n/2b$ ,  $Z_{kn}^i(z)$  – функция, зависящая от переменной  $z$ . Опуская весьма громоздкие вычисления, запишем оконча-

тельное выражение для потенциала в случае экспоненциальной зависимости электропроводимости с глубиной (4):

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, y, z) = & \frac{2I_{12}}{\sigma_0 ab \varepsilon^2} \sum_{k, n} \theta_n (-1)^{\frac{k+n-1}{2}} \frac{\sin \alpha_n \varepsilon \sin \alpha_k \varepsilon \sin \alpha_k l_1}{\alpha_k \alpha_n \alpha_{kn}^2} \times \\ & \times \frac{(\gamma_{kn} - p) e^{-2\gamma_{kn}d} e^{(p+\gamma_{kn})z} + (\gamma_{kn} + p) e^{(p-\gamma_{kn})z}}{e^{-2\gamma_{kn}d} - 1} \cos \alpha_k(x+a) \cos \alpha_n(y+b); \end{aligned} \tag{14}$$

где введены обозначения:

$$\theta_n = \begin{cases} 1, & \text{при } n \neq 0; \\ 1/2, & \text{при } n = 0; \end{cases} \quad \gamma_{kn} = \sqrt{p^2 + \alpha_{kn}^2}, \quad \alpha_{kn}^2 = \alpha_k^2 + \alpha_n^2; \quad k = 1, 3, 5, \dots, n = 0, 2, 4, \dots \tag{15}$$

Для случая, если электропроводимость изменяется с глубиной согласно функции распределения Гаусса (5), выражение для потенциала в образце имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi_2(x, y, z) = & \frac{I_{12} \sqrt{2/\beta}}{\sigma_0 ab \varepsilon^2} \sum_{k, n} \theta_n (-1)^{\frac{k+n-1}{2}} \frac{\sin \alpha_n \varepsilon \sin \alpha_k \varepsilon \sin \alpha_k l_1}{\alpha_k \alpha_n} \times \\ & \times \left\{ C_{kn}^{(2)} \frac{\Phi(q; 1/2; 2\beta z^2)}{4q\sqrt{2\beta}} - \sqrt{2\beta} z \Phi(q+1/2; 3/2; 2\beta z^2) \right\} \cos \alpha_k(x+a) \cos \alpha_n(y+b); \end{aligned} \tag{16}$$

$$C_{kn}^{(2)} = \frac{\Phi(q+1/2; 3/2; 2\beta d^2) + (8/3)\beta d^2 [q+1/2] \Phi(q+3/2; 5/2; 2\beta d^2)}{d \Phi(q+1; 3/2; 2\beta d^2)}; \tag{17}$$

$q = \alpha_{kn}^2 / 8\beta$ ,  $\Phi(q; c; t)$  – вырожденная гипергеометрическая функция Куммера [8].

Из полученных распределений потенциала (14) и (15), находим выражение для разности потенциалов между точками 3 и 4 при соответствующем законе изменения электропроводимости по глубине:

$$U_{34}^{(i)} = \frac{4I_{12}}{\sigma_0 ab \varepsilon^2} \times \sum_{k, n} \theta_n C_{kn}^{(i)} \frac{\sin \alpha_n \varepsilon \sin \alpha_k \varepsilon \sin \alpha_k l_1 \sin \alpha_k l_2}{\alpha_n \alpha_k \alpha_{kn}^2}, \tag{18}$$

$$C_{kn}^{(1)} = p + \gamma_{kn} \operatorname{cth} \gamma_{kn} d. \tag{19}$$

Здесь индекс  $i = 1$  для экспоненциального и  $i = 2$  для гауссовского законов изменения электропроводимости.

Если параметры неоднородности образца  $p$  или  $\beta$  в зависимости от закона изменения электропроводимости известны, то из (6) можно определить зависимость между средней электропроводимостью  $\bar{\sigma}$  и поверхностной электропроводимостью образца  $\sigma_0$ :

$$\bar{\sigma}_1 = \sigma_0 \frac{1 - e^{-2pd}}{2pd}; \tag{20}$$

$$\bar{\sigma}_2 = \sigma_0 \sqrt{\pi/8\beta} \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{2\beta} d)}{d}. \tag{21}$$

С учетом соотношений (20), (21) получим окончательное выражение для вычисле-

ния средней электропроводимости, совпадающее с выражением (7):

$$\bar{\sigma}_i = \frac{I_{12}}{U_{34}d} Q_i, \quad (22)$$

$$Q_1 = \frac{2(1 - e^{-2pd})}{ab\epsilon^2 p} \times \sum_{k,n} \theta_n C_{kn}^{(1)} \frac{\sin \alpha_n \epsilon \sin \alpha_k \epsilon \sin \alpha_k l_1 \sin \alpha_k l_2}{\alpha_k \alpha_n \alpha_{kn}^2}, \quad (23)$$

$$Q_2 = \frac{\sqrt{2\pi/\beta} \operatorname{erf}(\sqrt{2\beta}d)}{ab\epsilon^2} \times \sum_{k,n} \theta_n C_{kn}^{(2)} \frac{\sin \alpha_n \epsilon \sin \alpha_k \epsilon \sin \alpha_k l_1 \sin \alpha_k l_2}{\alpha_k \alpha_n \alpha_{kn}^2}. \quad (24)$$

Теоретическое падение напряжения между токовыми электродами  $U_{12\text{теор}}$  находим как разность средних значений потенциалов на токовых контактах

$$U_{12\text{теор}}^{(i)} = \frac{4I_{12}}{\sigma_0 ab\epsilon^4} \times \sum_{k,n} \theta_n C_{kn}^{(i)} \frac{\sin^2 \alpha_n \epsilon \sin^2 \alpha_k \epsilon \sin^2 \alpha_k l_1}{\alpha_k^2 \alpha_n^2 \alpha_{kn}^2}. \quad (25)$$

Отсюда найдем выражение для сопротивления между токовыми контактами 1, 2, которое учитывает только омическое сопротивление материала образца:

$$R_{\text{теор}}^{(i)} = \frac{1}{\sigma_0 \epsilon} K_i, \quad (26)$$

где

$$K_i = \frac{4}{ab \epsilon^3} \sum_{k,n} \theta_n C_{kn}^{(i)} \frac{\sin^2 \alpha_n \epsilon \sin^2 \alpha_k \epsilon \sin^2 \alpha_k l_1}{\alpha_k^2 \alpha_n^2 \alpha_{kn}^2}, \quad (27)$$

$i = 1, 2$  для соответствующих законов распределения примесей по глубине (4) и (5).

Таким образом, получили выражение для поправочного множителя  $K$ , входящего в формулу (6) для вычисления омического сопротивления материала образца между токовыми электродами.

Согласно формуле (8), экспериментально можно определить сопротивление образца  $R_{\text{эксп}}$ , в которое входит не только сопротивление образца, но и переходное сопротивление

контактов. Переходное сопротивление находится как разность между экспериментально измеренным и теоретически вычисленным сопротивлениями:

$$R_{\text{перех}}^{(i)} = R_{\text{эксп}}^{(i)} - R_{\text{теор}}^{(i)}. \quad (28)$$

Получаем, что при измерении средней электропроводимости образца можно также совместно определить сопротивление контактов.

### Приближения тонких образцов и точечных контактов

При практических исследованиях полупроводниковые образцы обычно являются тонкими, т. е. выполняется условие

$$(l_1, l_2) \gg d. \quad (29)$$

В приближении тонких образцов в выражениях (23), (24) можно выполнить следующие предельные переходы

$$\lim_{d \rightarrow 0} d \operatorname{cth} \alpha_{kn} d = \frac{1}{\alpha_{kn}}, \quad \lim_{d \rightarrow 0} \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_0} = 1, \\ \lim_{d \rightarrow 0} \Phi(q + 1, 3/2, 2\beta d^2) = 1. \quad (30)$$

В результате получаем выражение для поправочного множителя  $Q = Q_1 = Q_2$

$$Q = \frac{4}{ab\epsilon^2} \times \sum_{\substack{k=1,3,5,\dots \\ n=0,2,4,\dots}} \theta_n \frac{\sin \alpha_k \epsilon \sin \alpha_n \epsilon \sin \alpha_k l_1 \sin \alpha_k l_2}{\alpha_n \alpha_k \alpha_{kn}^2}. \quad (31)$$

Таким образом, для тонких образцов проблема вычисления средней электропроводимости по формуле (22) значительно упрощается. В работе [19] показано, что образцы можно считать тонкими с относительной погрешностью менее 1% при условии  $(l_1, l_2) > 5d$ .

Второй предельный переход можно осуществить для контактов малой площади  $\epsilon \ll (a, b)$ .

В приближении точечных контактов для множителя  $Q = Q_0$  получаем

$$Q_0 = \frac{l_2}{b} + \frac{4}{ab} \sum_{\substack{k=1,3,5,\dots \\ n=2,4,6,\dots}} \frac{\sin \alpha_k l_1 \sin \alpha_k l_2}{\alpha_{kn}^2}. \quad (32)$$

Как показали расчеты, размерами токовых контактов можно пренебречь при условии выполнения соотношения  $\varepsilon < a(l_1 - l_2) / d$ .

### Заключение

Экспериментальная апробация методики проводилась на диффузионно-легированных образцах кремния [10, 20]. Представленные в указанных работе графики распределений концентраций примесей по глубине, указывают, что в качестве аппроксимирующей функции можно использовать экспоненциальную зависимость концентрации от глубины. Для

опытных образцов, согласно экспериментальным данным вышеуказанных работ, мы получили следующие зависимости концентрации ( $\text{см}^{-3}$ ) от глубины (нм) при низких температурах отжига ( $T \approx 420^\circ\text{C}$ ):  $N(z) = N_0 \exp(-2pz) = 4,51 \times 10^{22} \exp(-0,0854z)$ . Первоначальный параметр поверхностной концентрации  $N_0$  изменился после травли пленки ниобия [20] (состав травителя: плавиковая кислота – 1, азотная кислота – 1, вода – 1, время травления – 10 минут, при нормальных условиях). Для экспериментальных полупроводниковых образцов получаем значительное значение проводимости на поверхности полупроводника, которая быстро падает в объеме образца (см. таблицу). Расчеты в таблице приведены исходя из условия, что электропроводимость в образце изменяется по тому же закону, что и концентрация примесей.

Таблица

Параметры экспериментальных образцов и опытные данные

№ образца	Параметры зависимости		Размеры образцов			$\langle I_{14}/U_{23} \rangle$ , Ом <sup>-1</sup>	$\bar{\sigma}$ , (Ом·м) <sup>-1</sup>	$\sigma_0$ , (Ом·м) <sup>-1</sup>
	$N_0$ , см <sup>-3</sup>	$p$ , мм <sup>-1</sup>	$2a$ , мм	$2b$ , мм	$d$ , мм			
1	$4,51 \times 10^{22}$	$4,27 \times 10^4$	3,5	9,3	0,4	0,198	126,1	$4,31 \cdot 10^6$
2			7,0	9,3	0,4	0,153	124,3	$4,25 \cdot 10^6$
3			11,0	11,2	0,4	0,170	123,1	$4,21 \cdot 10^6$

Погрешность предлагаемой методики, в основном, обусловлена неточностью положения токовых и измерительных зондов и качеством контактов. Поэтому при практических измерениях лучше пользоваться микроскопом для контроля положения контактов. Контактную разность потенциалов можно сделать практически нулевой, используя компенсационный метод. Выражения для распределений потенциалов можно использовать для контроля однородности полупроводниковых пленок. При практических вычислениях потенциалов по формулам (14), (16) для достижения погрешности менее 1 % необходимо брать порядка 200 членов ряда по каждому из слагаемых. Для определения средней концентрации и подвижности носителей заряда измерения электропроводимости дополняются холловскими измерениями, например, по стандартной методике Ван дер Пау [11].

Таким образом, приведенные в данной работе теоретические расчеты позволили предложить методику измерения средней

электропроводимости неоднородных по глубине полупроводниковых структур для случая экспоненциальной и гауссовой зависимости электропроводимости по глубине. Предложенная методика измерения переходного сопротивления на контактах может найти применение в технологическом производстве, требующем быстрого и простого определения сопротивления контактов.

*Авторы выражают благодарность сотрудникам Воронежского государственного университета В. А. Логачевой, А. М. Ховиву и Н. Н. Афонину за предоставление образцов для экспериментальных испытаний.*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Sze S. M., Li Y., Ng K. K. Physics of Semiconductor Devices. 4th Edition. – Wiley, New Jersey, 2021.
2. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы. Изд. 9-е. – М.: Лань, 2021.

3. Баранов Г., Итальянцев А., Герасименко Н., Селецкий А. // Наноиндустрия. 2018. Т. 11. № 6. С. 426.
4. Воротынцев В. М., Скупов В. Д. Базовые технологии микро- и наноэлектроники. – М.: Проспект, 2019.
5. Талитов Н. Х., Войцеховский А. В. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. Т. 61. № 6. С. 3.
6. Тилл У., Лаксон Дж. Интегральные схемы: Материалы. Приборы. Изготовление / Пер. с англ. – М.: Мир, 1985.
7. Малкович Р. Ш. Математика диффузии в полупроводниках. – М.: Наука, 1999.
8. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. – С-Пб: Лань, 2010.
9. Бондаренко В. Б., Давыдов С. Н., Филимонов А. В. // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. № 1. С. 44.
10. Афонин Н. Н., Логачева В. А., Ховив А. М. // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45. №12. С. 1678.
11. Батавин В. В., Концевой Ю. А., Федорович Ю. В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. – М.: Радио и связь, 1985.
12. Павлов Л. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высшая школа, 1987.
13. Шупенев А. Е., Панкова Н. С., Корицунов И. С., Григорьянц А. Г. // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2019. № 4. С. 18.
14. Shuji H., Ichiro Sh., Fuhito T., Rei H., Taizo K., Takehiro T., Iwao M., Chris P., Torben H., Peter B., Francois G. // Surface Review and Letters. 2003. Vol. 10. № 6. P. 963.
15. Li J. C., Wang Y., Ba D. C. // Physics Procedia. 2012. Vol. 32. P. 347.
16. Бормонтов Е. Н. Физика и метрология МДП-структур. – Воронеж: Воронежский государственный университет, 1997.
17. Бормонтов Е. Н., Борисов С. Н., Леженин В. П., Лукин С. В. // Письма в Журнал технической физики. 2000. Т. 26. № 21. С. 76.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Физматлит, 2003.
19. Коньков В. Л., Павлов Н. И., Поляков Н. Н. // Известия вузов. Физика. 1971. Т. 14. № 10. С. 33.
20. Афонин Н. Н., Логачева В. А., Шрамченко Ю. С., Ховив А. М. // Журнал неорганической химии. 2011. Т. 56. № 5. С. 821.

PACS: 72.20.–i

## Method for measuring the electrical conductivity of diffusion-doped semiconductors and the resistance of metal-semiconductor contacts

*S. E. Luzyanin<sup>1</sup> and V. V. Filippov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Lipetsk state pedagogical university named after P. P. Semenov-Tyan-Shan  
42 Lenina st., Lipetsk, 398020, Russia

<sup>2</sup> Moscow State University of Technology and Management named after K. G. Razumovsky  
73 Zemlyanoy Val st., Moscow, 109004, Russia  
E-mail: wwfilippow@mail.ru

*Received October 04, 2022*

***Diffusion, epitaxy and ion bombardment methods produce semiconductor layers in which the impurity content and hence the conductivity change with depth. The paper proposes a technique for measuring the resistance of contacts to semiconductor structures that are inhomogeneous in depth. The proposed technique also allows you to quickly measure the electrical conductivity of the samples. The theoretical substantiation of the technique was made by solving the boundary value problems of electrodynamics with the corresponding boundary conditions. Problems are solved for the case when the electrical conductivity in the sample changes with depth according to an exponential law, and is also described by the Gaussian distribution function.***

***Keywords:*** inhomogeneous semiconductor, diffusion in semiconductors, electrical conductivity, probe measurements.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-6-43-50

## REFERENCES

1. S. M. Sze, Y. Li and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices. 4th Edition.* (Wiley, New Jersey, 2021).
2. V. V. Pasyukov and L. K. Chirkin, *Semiconductor devices. 9th Edition.* (Lan, Moscow, 2021).
3. G. Baranov, A. Italyantsev, N. Gerasimenko and A. Seletskiy, *Nanoindustry* **11** (6), 426 (2018).
4. V. M. Vorotyntsev and V. D. Skupov, *Basic technologies of micro- and nanoelectronics* (Prospekt, Moscow, 2019).
5. N. K. Talipov and A. V. Voitsekhovskii, *Russian Physics Journal* **61** (6), 1005 (2018).
6. W. C. Till and J. T. Luxon, *Integrated circuits: materials, devices, and fabrication.* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1982).
7. R. Sh. Malkovich, *Mathematics of diffusion in semiconductors.* (Nauka, Moscow, 1999).
8. N. N. Lebedev, *Special functions and their applications.* (Lan, St. Petersburg, 2010).
9. V. B. Bondarenko, S. N. Davydov and A. V. Filimonov, *Semiconductors* **44** (1), 41 (2010).
10. N. N. Afonin, V. A. Logacheva and A. M. Khoviv, *Semiconductors* **45** (12), 1617 (2011).
11. V. V. Batavin, Yu. A. Kontsevoi and Yu. V. Fedorovich, *Measurements of Parameters of Semiconductor Materials and Structures.* (Radio i Svyaz', Moscow, 1985).
12. L. P. Pavlov, *Methods for measuring the parameters of semiconductor materials.* (Higher School, Moscow, 1987).
13. A. E. Shupenev, N. S. Pankova, I. S. Korshunov and A. G. Grigoriyants, *Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Building* **4** (709), 18 (2019).
14. H. Shuji, Sh. Ichiro, T. Fuhito, H. Rei, K. Taizo, T. Takehiro, M. Iwao, P. Chris, H. Torben, B. Peter and G. Francois, *Surface Review and Letters* **10** (6), 963 (2003).
15. J. C. Li, Y. Wang and D. C. Ba, *Physics Procedia* **32**, 347 (2012).
16. E. N. Bormontov, *Physics and metrology of MIS structures.* (Voronezh State University, Voronezh, Russia, 1997).
17. E. N. Bormontov, S. N. Borisov, V. P. Lezhenin and S. V. Lukin, *Technical Physics Letters* **26** (11), 971 (2000).
18. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media.* (Oxford, New York, 1984).
19. V. L. Kon'kov, N. I. Pavlov and N. N. Polyakov, *Soviet Physics Journal* **14** (10), 1336 (1971).
20. N. N. Afonin, V. A. Logacheva, Yu. S. Shramchenko and A. M. Khoviv, *Inorganic Materials* **45** (9), 998 (2009).