

УДК 004.942

А. А. Г л у ш к о, В. А. Ш а х н о в

## ПАРАМЕТРЫ РЕЗИСТИВНЫХ СТРУКТУР НА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

*Рассмотрен механизм проводимости в поликристаллическом кремнии. Определены параметры модели подвижности через границу кристаллитов. Проведено моделирование резистора на основе поликристаллического кремния в области отрицательных температур и определены границы изменения сопротивления в заданном температурном диапазоне.*

**E-mail: andrei19386@mail.ru; shakhnov@mail.ru**

**Ключевые слова:** моделирование, подвижность, поликристаллы кремния, температурная зависимость, резистор.

Обеспечение температурной стабильности — одна из проблем, с которой постоянно сталкиваются разработчики сверхбольших интегральных схем. В большинстве случаев температурная стабильность обеспечивается резисторами с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления. К подобным резисторам относятся и резисторы на основе поликремния. Характеристики этих резисторов во многом определяют температурную стабильность микросхем, поэтому при проектировании важно знать температурные коэффициенты поликремниевых резисторов как можно точнее.

В настоящее время существует несколько концепций физических явлений, протекающих в резисторах на основе поликристаллов [1–3]. В работе [1] анализируется зависимость проводимости резистора от размеров кристаллитов, а также от высоты межкристаллитных барьеров, формирующихся из-за обеднения кристаллита. Уменьшение подвижности связывается с возникновением на границах кристаллитов потенциального барьера, вызванного зарядом, накопившимся в ловушках.

При расчете температурной зависимости предполагается, что все кристаллиты представляют собой кубические структуры с одинаковой длиной ребра  $L$  [1]. Концентрация легирующей примеси равна  $N$ .

Значительный вклад в ток, протекающий через границу зерна, дает термоэлектронная эмиссия. Результаты измерений показывают, что расстояние между зёрнами составляет не менее  $50 \text{ \AA}$ , поэтому туннельными токами можно пренебречь [2]. Далее будет показано, что туннельная составляющая тока действительно пренебрежимо мала по

сравнению с составляющей термоэлектронной эмиссии. Эффективная подвижность  $\mu_{\text{эфф}}$  в этом случае определяется как

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{Le}{\sqrt{2\pi m kT}} \exp\left(-\frac{V_b}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура, К;  $m$  — эффективная масса заряженных частиц, кг;  $e$  — элементарный заряд электрона,  $V_b$  — высота потенциального барьера.

Общая подвижность оценивается по правилу Матиссена:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \dots + \frac{1}{\mu_n}, \quad (2)$$

где  $\mu_1, \dots, \mu_n$  — подвижности, рассчитанные с учетом различных моделей рассеяния [3].

Рассеяние частиц на границах зерна при малых размерах зерен (менее 1000 Å) имеет преобладающий характер, и можно считать, что  $\mu \approx \mu_{\text{эфф}}$ . Заметим, что с ростом зерна подвижность  $\mu_{\text{эфф}}$  увеличивается и фактор рассеяния на границах зерна перестает оказывать преобладающее воздействие. В этом случае ограничивающим фактором являются те же эффекты, что и в монокристаллическом кремнии — рассеяние на ионах примеси и тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки.

При моделировании температурной зависимости предполагается, что эффективная масса линейно возрастает с ростом температуры:

$$m = m_{300} + \Delta(T - 300), \quad (3)$$

где  $m_{300}$  — эффективная масса частицы при температуре 300 К, кг;  $\Delta$  — температурный коэффициент эффективной массы частицы, кг/К. Для электрона  $m_{300} = 1,09m_e$ ,  $\Delta = 1,6 \cdot 10^{-4}m_e$ , где  $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$  кг, — масса покоя электрона [3].

Определим концентрацию легирующей примеси в резисторе на поликремнии с помощью САПР конструктивно-технологического моделирования ТСАД. На рис. 1 показаны результаты моделирования в виде распределения концентрации примеси в резисторе на поликремнии.

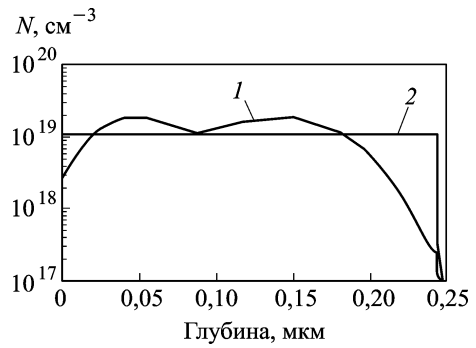
Концентрация примеси по глубине поликремниевого резистора после отжига практически постоянна и составляет  $N = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Определить высоту барьера можно из экспериментальной температурной зависимости сопротивления резистора. Учитывая, что удельную проводимость в поликремнии, легированном фосфором, можно оценить как  $\sigma = \mu Nq$ , получаем, что отношение удельных проводимостей при различных температурах равно

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\mu_2 N}{\mu_1 N} = \frac{\mu_2}{\mu_1}. \quad (4)$$

**Рис. 1. Концентрационные профили примеси фосфора в поликремнии, полученные после имплантации в две ступени (первая ступень: доза  $2,1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , энергия 120 кэВ, вторая ступень: доза  $9,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , энергия 40 кэВ) и отжига:**

*1* — после имплантации; *2* — после отжига



Следует отметить, что в силу постоянства концентрации примеси в толще поликремния, ее можно оценить как отношение суммарной дозы легирования  $D$  к толщине затвора  $d$ :

$$N = \frac{D}{d}.$$

Удельное поверхностное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{\mu D q}.$$

В соответствии с выражением (1) запишем

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\mu_2}{\mu_1} &= \frac{\frac{Lq}{\sqrt{2\pi m_1 k T_1}} \exp\left(\frac{V_b}{k T_1} - \frac{V_b}{k T_2}\right)}{\frac{Lq}{\sqrt{2\pi m_2 k T_2}}} = \\ &= \frac{\sqrt{m_2 T_2}}{\sqrt{m_1 T_1}} \exp\left(\frac{V_b}{k T_1} - \frac{V_b}{k T_2}\right), \end{aligned}$$

откуда нетрудно найти

$$V_b = \frac{k T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\rho_1 \sqrt{m_1 T_1}}{\rho_2 \sqrt{m_2 T_2}}. \quad (5)$$

Важен вид зависимости высоты межкристаллитного барьера от концентрации примеси. Считаем, что при незначительных колебаниях концентрации примеси (в пределах  $10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) размер зерна практически не изменяется.

В соответствии с работой [2], проводимость поликристаллического кремния в темноте определяется по следующей формуле:

$$\sigma = \frac{e^2 v L_{\text{эфф}}}{2kT} (2D_n + S_n(N_s - n_s)) N_d \exp\left(-\frac{V_{s0}}{kT}\right), \quad (6)$$

где  $v$  — средняя тепловая скорость носителей;  $L_{\text{эфф}}$  — эффективный размер кристаллита;  $S_n$  — сечение захвата электрона ( $S_n = 7,7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ );  $N_s$  — общее число поверхностных состояний;  $n_s$  — общая концентрация

ция электронов, локализованных на поверхностных состояниях;  $N_d$  — концентрация донорной примеси;  $V_{s0}$  — равновесная высота барьеров, образующихся в результате захвата электронов на поверхностные состояния;

$$D_n = \exp\left(-\frac{V_n}{kT}\right) + \frac{V_n}{kT} \int_0^1 \exp\left(-\alpha\sqrt{1-\xi} - \frac{V_n}{kT}\xi\right) d\xi \quad (7)$$

— интегральная прозрачность границы зерен для электронов ( $V_n$  — высота барьеров рассеяния электронов на границах зерен,  $\alpha = 4\pi\delta\sqrt{2mV_n}/h$  ( $m$  — эффективная масса электронов,  $h$  — постоянная Планка,  $\delta$  — толщина границы зерна [2]).

Далее можно определить, что средняя тепловая скорость носителей составляет  $v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$ .

Первое слагаемое в формуле (7) определяет составляющую термоэлектронной эмиссии, второе — составляющую туннелирования электронов через межграничный барьер.

**Методика проведения эксперимента.** Сопротивления измерялись четырехзондовым методом на основе симметричных фигур Ван-дер-Пау. Этот метод позволяет избавиться от неизвестного контактного потенциала металл–полупроводник, имеющего место при измерении обычным двухконтактным методом.

Для пояснения метода рассмотрим плоскопараллельную пластину, к четырем концам которой прикреплены точечные контакты  $A, B, C$  и  $D$ . Если определить  $R_{AB,CD}$  как

$$R_{AB,CD} = \frac{V_{CD}}{I_{AB}},$$

то  $R_{BC,DA} = \frac{V_{DA}}{I_{BC}}.$

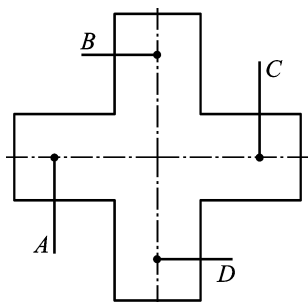
В работе [5] показано, что удельное поверхностное сопротивление  $\rho$  удовлетворяет соотношению

$$\exp\left(-\frac{\pi}{\rho}R_{AB,CD}\right) + \exp\left(-\frac{\pi}{\rho}R_{BC,DA}\right) = 1.$$

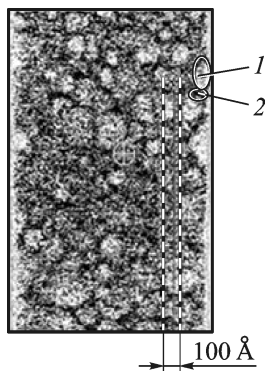
Из симметричности фигуры Ван-дер-Пау (рис. 2) следует, что  $R_{AB,CD} = R_{BC,DA}$ , а потому удельное поверхностное сопротивление может быть выражено следующим соотношением:

$$2 \exp\left(-\frac{\pi}{\rho}R_{AB,CD}\right) = 1 \quad \text{и} \quad \rho = \frac{\pi}{\ln 2}R_{AB,CD}.$$

Шесть кристаллов на пластине измерялись в температурном диапазоне 300...425 К; при  $T_1 = 300$  К,  $\rho_1 = 1345$  Ом/□,  $T_2 = 350$  К,  $\rho_2 = 1190$  Ом/□, получаем  $V_b = 0,036$  эВ.



**Рис. 2.** Симметричная фигура Ван-дер-Пау для измерения сопротивления



**Рис. 3.** Структура поликремния (фрагмент): 1 — кристаллит (белый цвет); 2 — межкристаллитное пространство (черный цвет)

В результате измерений с помощью электронного микроскопа (рис. 3) определили, что толщина границы кристаллита составляет не менее  $50 \text{ \AA}$ .

В этом случае туннельная составляющая имеет значение

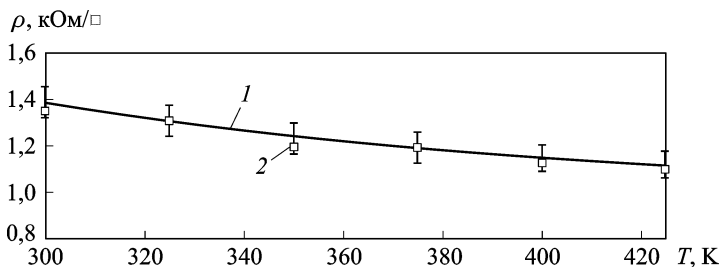
$$D_t = \frac{V_n}{kT} \int_0^1 \exp\left[-\frac{4\pi\delta\sqrt{2mE_b}}{h} \sqrt{1-\xi}\right] d\xi = 0,014,$$

что пренебрежимо мало по сравнению со значением составляющей термоэлектронной эмиссии, равным  $\exp\left(\frac{-V_b}{kT}\right) = 0,25$ , что более чем в 10 раз превосходит туннельную составляющую тока.

В случае малой концентрации поверхностных состояний (порядка  $10^{11} \dots 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) составляющей  $S_n(N_s - n_s) < 0,01$  можно в формуле (6) пренебречь и зависимость проводимости становится близкой к описанной в работе [1]. При этом  $V_b = V_n + V_{s0}$ .

Зная высоту потенциального барьера, из формулы (1) определяем эффективный размер кристаллита.

В используемой САПР TCAD нет модели, учитывающей рассеяние на границах зерна, что, к сожалению, приводило почти к 10-кратному расхождению между моделью и экспериментальными данными в диапазоне температур 300... 400 К. Поэтому для моделирования резисторов на основе поликремния был разработан специальный модуль, динамически подключаемый к программе моделирования и позволяющий учитывать эффект рассеяния на границах кристаллитов. Высота потенциального барьера и эффективный размер зерна были взяты из описанного ранее расчета на основе двух экспериментальных точек. На рис. 4 приведены результаты моделирования в модифицированной



**Рис. 4.** Расчетная температурная зависимость сопротивления резистора на основе поликремния по сравнению с экспериментальными данными:  
 1 – расчетная зависимость (сплошная кривая); 2 – результаты эксперимента (□)

программе и экспериментальные данные температурной зависимости  $\rho(T)$ .

Видно, что экспериментальные данные находятся в пределах 5% -ного разброса относительно результатов моделирования.

**Экспериментальная часть.** Работа по изготовлению экспериментальной партии пластин с различным легированием поликремниевых резисторов, а также измерения сопротивлений этих резисторов выполнены на базе технологической линейки НИИСИ РАН.

Измерения температурной зависимости проводились на пяти пластинах, в которых суммарная доза легирования резисторов составляла соответственно  $1,52 \cdot 10^{14}$ ,  $7,63 \cdot 10^{13}$ ,  $5,05 \cdot 10^{13}$ ,  $3,81 \cdot 10^{13}$ ,  $3,03 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>.

На всех пластинах измерялись сопротивления шести различных кристаллов в температурном диапазоне 300...400 К. Измеряемые структуры – симметричные фигуры Ван-дер-Пау.

В результате можно сделать вывод, что все экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью подвижности

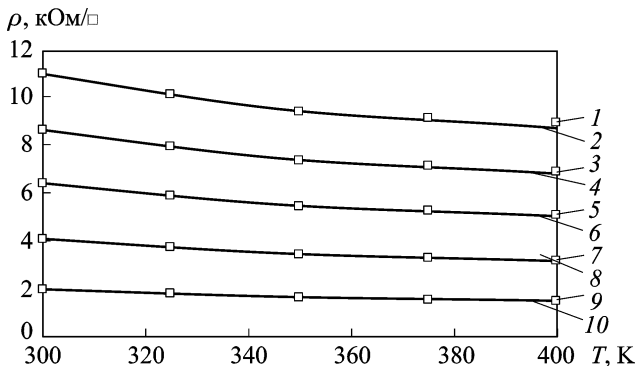
$$\mu = \frac{A}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{V_b}{kT}\right),$$

упоминаемой в большинстве работ [1, 3–5]. На рис. 5 приведена экспериментальная температурная зависимость сопротивления, описываемая этой формулой.

В зависимостях (см. рис. 5) константа  $A = 1390\sqrt{K}$  см<sup>2</sup>/(В·с), дозы легирования  $D = 1,52 \cdot 10^{14}$ ;  $7,63 \cdot 10^{13}$ ;  $5,05 \cdot 10^{13}$ ;  $3,81 \cdot 10^{13}$  и  $3,03 \cdot 10^{13}$  1/см<sup>2</sup> соответствуют следующие значения барьерной энергии:  $V_k = 0,036$ ;  $0,0365$ ;  $0,037$ ;  $0,0375$  и  $0,038$  эВ соответственно.

Отметим, что высота потенциального барьера в указанном диапазоне концентраций примеси изменяется незначительно – не более 6%.

Тот факт, что температурная зависимость хорошо аппроксимируется зависимостью  $\mu = \frac{A}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{V_b}{kT}\right)$  при практически не зависящем от дозы легирования значении высоты барьера  $V_b$ , можно обосновать

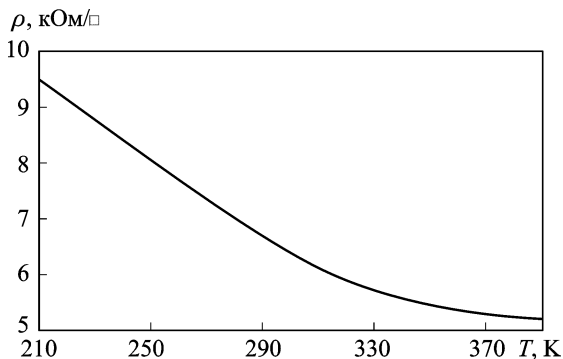


**Рис. 5. Температурная зависимость удельного сопротивления поликремниевых резисторов в диапазоне 300... 400 К при различных дозах легирования:**

1, 3, 5, 7, 9 – экспериментальные данные при  $D = 3,03 \cdot 10^{13}$ ;  $3,81 \cdot 10^{13}$ ;  $5,05 \cdot 10^{13}$ ;  $7,63 \cdot 10^{13}$  и  $1,52 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$  соответственно; 2, 4, 6, 8, 10 – расчетные температурные зависимости при  $D = 3,03 \cdot 10^{13}$ ;  $3,81 \cdot 10^{13}$ ;  $5,05 \cdot 10^{13}$ ;  $7,63 \cdot 10^{13}$  и  $1,52 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-2}$  соответственно

малыми концентрациями поверхностных состояний на границе зерна. Высота барьера складывается из постоянной составляющей, определяемой рассеянием на границе зерна, и переменной составляющей, которая зависит от концентрации примеси и определяется поверхностными состояниями на границе зерна. Поскольку суммарная высота барьера не изменяется, то переменная составляющая пренебрежимо мала, что возможно при малых поверхностных концентрациях ловушек на границе зерна. Расчеты показывают, что такая зависимость высоты потенциального барьера от дозы легирования возможна при концентрации поверхностных состояний порядка  $10^{11}$   $\text{см}^{-2}$ .

Температурная зависимость при суммарной дозе легирования  $D = 5,05 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  была рассчитана в соответствии с описанной моделью до температуры минус 60 °С. Результат экстраполяции приведен на рис. 6.



**Рис. 6. Расчетная температурная зависимость удельного поверхностного сопротивления поликремниевых резисторов при дозе легирования  $5,05 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-2}$**

Видно, что сопротивление в рабочем температурном диапазоне меняется от 9,5 до 5,3 кОм/□. Это вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к резисторам с отрицательным температурным коэффициентом.

**Выводы.** 1. На основе экспериментальных данных установлено, что межкристаллитный барьер практически не меняется при вариациях концентрации примеси (изменение составляет не более 6%). Такая зависимость высоты барьера от концентрации примеси возможна при наличии двух составляющих — постоянной составляющей и переменной, определяемой поверхностными состояниями на границе зерна. В данном случае переменная составляющая пренебрежимо мала, что и объясняет практическое отсутствие зависимости высоты барьера от концентрации.

2. Проведена экстраполяция температурной зависимости для определения сопротивления резистора.

3. При заданных размерах зерен и межзеренных границ проводимость поликремния обусловлена преодолением электронами потенциальных барьеров на границах зерен за счет термоэлектронной эмиссии.

4. Определен вид зависимости подвижности носителей от температуры. Установлено, что наблюдается обратно пропорциональная зависимость сопротивления от суммарной дозы легирования в заданном диапазоне ее изменения.

5. Добавленная в САПР TCAD модель подвижности позволяет с достаточной для практических целей точностью рассчитывать температурные зависимости удельного поверхностного сопротивления резисторов на основе поликремния (расхождение между расчетной и экспериментальной температурными зависимостями сопротивления составляет не более 5%).

Таким образом, предложен эффективный метод оценки параметров для модели подвижности в поликристаллическом кремнии. Эффективность метода подтверждена малым расхождением между результатами моделирования и экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность А.С. Новоселову за проведенные измерения и предоставленные материалы, а также Е.П. Михальцову за предоставленные фотографии поликремниевых структур, сделанные в НИИСИ РАН.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-07-00162) и Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы”.*



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колосов С. А., Клевков Ю. В., Плотников А. Ф. Электрические свойства мелкозернистых поликристаллов CdTe // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, № 4. – С. 473–478.
2. Дощанов К. М. Температурная зависимость электрических свойств поликристаллического кремния в темноте и при воздействии солнечного излучения // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 31, № 8. – С. 954–956.
3. Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения / Пер. с англ. под ред. Г. Харбеке. – М.: Мир, 1989. – 344 с.
4. Зебреев Г. И. Физические основы кремниевой нанoeлектроники: Учеб. пособие. – М.: МИФИ, 2008. – 288 с.
5. Зеегер К. Физика полупроводников / Пер. с англ. под ред. Ю.К. Пожелы. – М.: Мир, 1977. – 616 с.
6. Смит Р. Полупроводники / Пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – 560 с.

Статья поступила в редакцию 23.06.2010

Андрей Александрович Глушко родился в 1986 г., окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2009 г. Аспирант кафедры “Проектирование и технология производства электронной аппаратуры” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор 10 научных работ в области моделирования элементов КМОП сверхбольших интегральных схем.

A.A. Glushko (b. 1986) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2009. Post-graduate of “Design and Technology of Production of Electronic Apparatus” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 10 publications in the field of simulation of CMOS elements of very large-scale integration circuits.



Вадим Анатольевич Шахнов окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1966 г. Д-р техн. наук, профессор, член-корреспондент РАН, заведующий кафедрой “Проектирование и технология производства электронной аппаратуры” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 180 научных работ в области наукоемких и информационных технологий.

V.A. Shakhnov graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966. D. Sc. (Eng.), professor, corresponding member of RAS, head of “Design and Technology of Production of Electronic Apparatus” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 180 publications in the field of science intensive and information technologies.

