$$e = 1 + 4pa_{эл} + \frac{2p\,e^2 d^2 n}{kT}\frac{1}{1+iwt},\ t = \frac{1}{2n}e^{\frac{U}{kT}},$$

где $d$ – расстояние между двумя положениями равновесия, $n$ – концентрация ионов, $n$ – частота колебания около положения равновесия, $U$ – высота потенциального барьера. Моделирование дает, что для того, чтобы при $n \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ экспериментальная кривая $e(T)$ совпадала с теоретической, необходимо положить, что ионы металлов колеблются со сверхнизкими частотами ~$10^5$Гц, при движении перескакивают на расстояние ~ $3{,}7*10^{-8}$м, энергия активации (например, для Na) составляет $U$ = 0,15 эВ. Это говорит о том, что простая модель с ионно-миграционной поляризацией в данном случае не применима.

Более реальные результаты можно получить, если дополнительно учесть зернистость и пористость цеолитовой керамики. В этом случае диэлектрические свойства следует рассматривать как свойства гетерогенной системы с использованием формулы Лихтнекера [2]. Для смеси из **N** компонентов имеем:

$$e' = \prod_{i=1}^{N}\left[(e_i')^2 + (e_i'')^2\right]^{0,5x_i}\cos\left[\sum_{i=1}^{N} x_i \operatorname{arctg}\left(\frac{e_i''}{e_i'}\right)\right]$$

Тангенс диэлектрических потерь будет определяться как

$$\operatorname{tg} d = \frac{e''}{e'} = \operatorname{tg}\left[\sum_{i=1}^{N} x_i \operatorname{arctg}\left(\frac{e''_i}{e'_i}\right)\right]$$

где, ε′ и ε″– компоненты комплексной диэлектрической проницаемости, $x_i$ – объем занимаемый каждой компонентой, $\sum_{i=1}^{N} x_i = 1$.

В этом случае для простой модели двухкомпонентной системы цеолит (85%) – воздушные поры (15%) получается хорошее совпадение теоретической и экспериментальной кривых $e(T)$ для обычных параметров ионных кристаллов: $n \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ , $\omega \approx 10^{13}$ Гц, $\delta \approx 2*10^{-10}$м и энергия активации составляет $U$ = 0,24 эВ. для образца №1, $U$ = 0,288 эВ для образца №3.

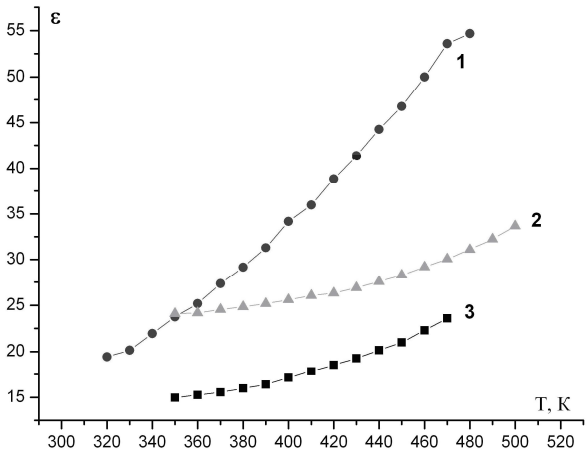


**Рисунок 1.** Температурная зависимость диэлектрической проницаемости на частоте $10^6$ Гц

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1]. Гельман Е. М., Соробина И. Д. Ускоренные химические методы определения породообразующих элементов: Химические методы. Инструкция № 138-Х / Под председ. Г. В. Остроумова. – М.: ВИМС, 1976. – 58 с.

[2]. Барышников С.В., Баранов А.Ф., Медовой А.И. Труды III международной конференции "Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение", Т.2 – Александров: ВНИИСИМС, 1997.– С.402-405.

## ПОТЕРИ ТОКА КОРОТКОГО ЗАМЫКАНИЯ В ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С СУБМИКРОННЫМ N-P-ПЕРЕХОДОМ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НАКОПЛЕНИЕМ НЕРАВНОВЕСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ЗАРЯДА

Богатов Н.М., Матвеякин М.П., Родоманов Р.Р.
*Кубанский государственный университет*

Технология изготовления полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) непрерывно совершенствуется, так что потери энергии в объеме наиболее эффективных структур сведены к минимуму. Это достигается использованием исходного полупроводникового материала, очищенного от посторонних примесей и дефектов, уменьшением толщины сильно легированных слоев, контролем физических и геометрических параметров неоднородных областей. Одной из тенденций усовершенствования ФЭП является уменьшение глубины $p^+$-n-перехода до значений $w_p \leq 0{,}1$ мкм. В этих условиях возрастает доля потерь энергии, обусловленных процессами на поверхности и границах раздела диэлектрик-полупроводник, полупроводник-полупроводник, металл-полупроводник.

Целью работы является исследование влияния неравновесного поверхностного заряда на величину внутреннего электрического потенциального барьера и ток короткого замыкания кремниевых фотоэлектрических структур с субмикронным эмиттером.

Проанализирована структура области пространственного заряда (ОПЗ) субмикронного несимметричного p-n-перехода (рис. 1). В этом случае размер части ОПЗ в p-слое совпадает с толщиной эмиттера $w_p$, а в n-слое – $x_n$ много меньше толщины базы. Рас-

пределение объемного заряда зависит от плотности заряда $Q_s$ на поверхностных состояниях внешней границы эмиттера, концентрации акцепторов в эмиттере $N_A$, и доноров в базе $N_D$.

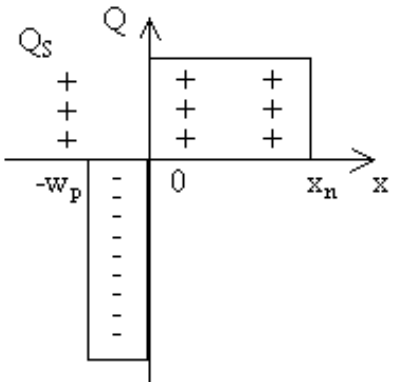


**Рисунок 1**. Условная схема распределения заряда Q в несимметричным p-n переходе

На рис. 2 и рис. 3 изображены рассчитанные зависимости, соответственно, величины электрического потенциального барьера φ и $x_n$ от плотности поверхностного заряда $Q_s$ при следующих параметрах p-n-перехода: $w_p$=1,5·10$^{-7}$ м, $N_A$=10$^{25}$ м$^{-3}$, $N_D$=10$^{21}$ м$^{-3}$. Увеличение $Q_s$ вследствие захвата фотогенерированных носителей заряда обусловливает уменьшение модуля электрического потенциального барьера p-n-перехода и размера ОПЗ в n-слое. Влияние этого эффекта на потери тока короткого замыкания планарных кремниевых фотоэлектрических структур исследовано теоретически и экспериментально.

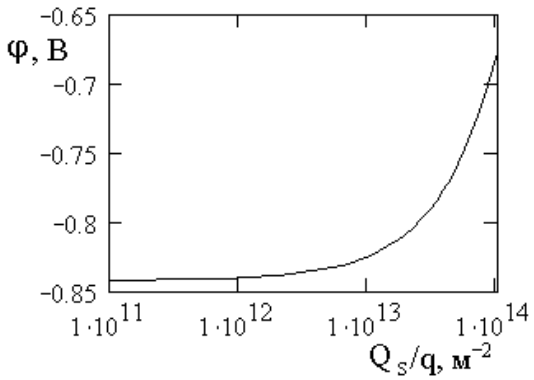


**Рисунок 2**. Зависимость величины потенциального барьера от плотности поверхностного заряда

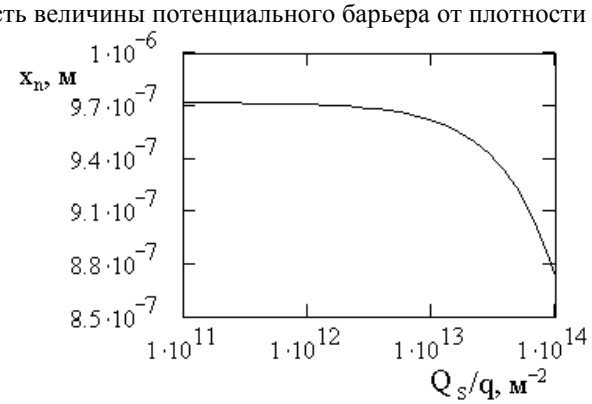


**Рисунок 3.** Зависимость размера ОПЗ в n-слое от плотности поверхностного заряда

В неравновесном случае $Q_s=Q_{s0}+\Delta Q_s$. Индекс “0” обозначает равновесное значение соответствующей величины. Неравновесная плотность поверхностного заряда $\Delta Q_s$ индуцирует падение напряжения на p-n-переходе

$$V_s = \frac{(w_p + x_{n0})}{ee_0}\Delta Q_s - \frac{1}{2}\frac{\Delta Q_s^{\,2}}{ee_0 q N_D}, \qquad (1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_0$ – электрическая постоянная, q – элементарный заряд. В правой части выражения (1) второе слагаемое меньше первого для допустимых значений физических величин.

Полное падение напряжения на p-n-переходе в режиме электрической нагрузки

$V=U+V_s+IR_s$, (2)

где U – напряжение на контактах прибора, I – электрический ток, $R_s$ – сосредоточенное последовательное сопротивление. В режиме короткого замыкания (U=0) ток $I_{кз}$ вычисляется по формуле

$$I_{кз} = I_{ph} - I_0\left(\exp\left\{\frac{q(V_s + I_{кз}R_s)}{kT}\right\} - 1\right) - I_r\left(\exp\left\{\frac{q(V_s + I_{кз}R_s)}{akT}\right\} - 1\right) - \frac{V_s + I_{кз}R_s}{R_{sh}}, \quad (3)$$

где $I_{ph}$ – фототок, $I_0$ – диффузионный ток насыщения, k – постоянная Больцмана, T – температура, $I_r$ – рекомбинационный ток насыщения, $a$ – коэффициент неидеальности p-n-перехода, $R_{sh}$ – шунтирующее сопротивление [1]. В стационарном случае

$$\Delta Q_s \approx \frac{qN_{sf}I_{ph}}{I_{ph} + b}, \quad (4)$$

где $N_{sf}$ – плотность состояний в окрестности уровня Ферми в энергетическом зазоре шириной ~kT, коэффициент β характеризует скорость захвата неравновесных носителей заряда.

Из (1–4) следует, что $I_{кз}$ нелинейно зависит от $I_{ph}$, причем разность этих величин определяется величиной неравновесного поверхностного заряда. Эта зависимость продемонстрирована на рис. 3. Концентрация излучения X определялась с помощью эталонного ФЭП с глубоким p-n-переходом, у которого $I_{кз} \approx I_{ph0}X$. Исследовались кремниевые ФЭП со структурой $p^+$-n-$n^+$ или $n^+$-p-$p^+$ типа, глубиной p-n-перехода $w_p \approx 0{,}15$ мкм, текстурированной поверхностью, на которую наносилось пассивирующее просветляющее покрытие $SiO_2$. Экспериментальная зависимость $I_{кз}(X)$ для исследуемого ФЭП аппроксимировалась по формуле (3). Для этого параметры $I_{ph}=I_{ph0}X$, $I_0$, $I_r$, $a$, $R_s$, $R_{sh}$ определялись из данных измерений темновых и световых вольтамперных характеристик [2]. Оценка спектральной плотности поверхностных состояний в окрестности уровня Ферми, полученная в результате аппроксимации, дает $N_{sfe}=N_{sf}/kT \sim 4\cdot10^{15}$ эВ$^{-1}$м$^{-2}$.

Таким образом, обнаружен дополнительный механизм потерь тока короткого замыкания, заключающийся в увеличении тока инжекции за счет падения напряжения на p-n-переходе, индуцированного накоплением неравновесного поверхностного заряда, в структурах с субмикронным эмиттером. Для исследуемых ФЭП эти потери лежат в пределах от 9% до 19,7%.

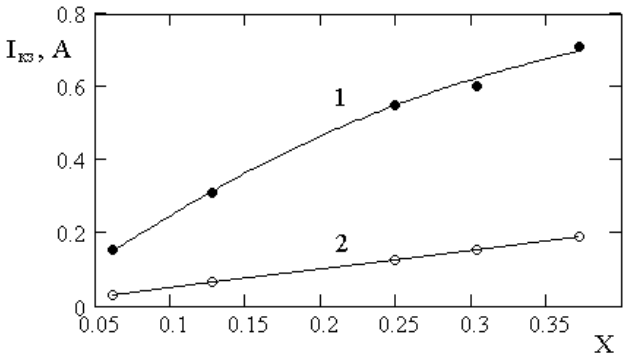


**Рисунок 3.** Зависимость тока короткого замыкания от концентрации излучения X для исследуемого ФЭП (1) и эталонного ФЭП (2)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат. 1987. - 280 с.

2. Богатов Н.М., Матвеякин М.П., Родоманов Р.Р., Яковенко Н.А. // Автометрия. 2003. Т. 39. № 6. С. 68.

## ВОЗБУЖДЕНИЕ Ar I ПРИ ПАРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ АРГОНА В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Курсков С.Ю., Хахаев А.Д.
*Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск*

Данная работа посвящена изучению возбуждения Ar I при взаимодействии атомов аргона низких энергий в условиях однократных столкновений. В ней представлены результаты экспериментального исследования зависимости сечений возбуждения спектральных линий Ar I для переходов между $Ar(3p^5 4s)$- и $Ar(3p^5 np)$-состояниями ($3 \le n \le 6$) от главного квантового числа при энергии соударения 450 эВ (с.ц.м.).

Измерения сечений возбуждения при взаимодействии пучка быстрых атомов с газовой мишенью выполнены методами оптической спектроскопии с помощью автоматизированной установки на базе IBM-совместимого персонального компьютера и программно-управляемой системы КАМАК. Формирование пучка быстрых атомов осуществлялось путем симметричной резонансной перезарядки ионов на собственном газе в каналах вытягивающего электрода газоразрядного источника ионов. Давление газа-мишени в камере столкновений было равно $4.5\cdot10^{-1}$ Па, давление остаточного газа не превышало $3\cdot10^{-4}$ Па. Излучение возбужденных частиц регистрировалось под углом $90^0$ к атомному пучку, поэтому возбужденные частицы пучка и мишени не различались. Поляризация излучения не учитывалась.

Впервые получены сечения возбуждения спектральных линий Ar I для $4s'[1/2]^0_1 - np'[1/2]_0$, $4s[3/2]^0_1 - np[1/2]_0$, $4s[3/2]^0_2 - np[5/2]_3$, $4s'[1/2]^0_0 - np'[3/2]_1$, $4s[3/2]^0_2 - np[5/2]_2$, $4s'[1/2]^0_0 - np'[1/2]_1$, $4s[3/2]^0_2 - np[3/2]_1$ и $4s[3/2]^0_2 - np[3/2]_2$-переходов ($4 \le n \le 6$) при указанной энергии столкновения. Эти данные позволили установить вид зависимости сечений возбуждения от главного квантового числа. Зави-