

ЗАВИСИМОСТИ ЭМИССИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ДИОДОВ ШОТТКИ ОТ ПОЛЯРНОСТИ НАПРЯЖЕНИЯ

А.Р.АСЛАНОВА, Т. Г.ИСМАИЛОВ

Бакинский Государственный Университет

Az-1148, Баку, З.Халилова 23.

İşdə göstərilmişdir ki, kontaktın emissiya qeyri-bircinsliyi hesabına əlavə elektrik sahəli real Şottki diodlarının potensial çəpərinin işlək hündürlüyü, qeyri – ideallıq əmsalı və onunla əlaqədar adsız əmsal, kontakt müqaviməti, Riçardson sabiti və s. kimi emissiya parametrləri tətbiq olunan gərginliyin qütblüyündən asılı olur.

В работе показано, что из-за эмиссионной неоднородности контакта такие эмиссионные параметры как действующая высота потенциального барьера, коэффициент неидеальности и с ним связанный безразмерный коэффициент, контактное сопротивление, постоянная Ричардсона и др. реальных диодов Шоттки с дополнительным электрическим полем становятся зависящими от полярности приложенного напряжения.

In the work is shown, that because of emission non homogenous of contact surface such emission parameters as potential barrier height, factor non ideality and dimensionless factor, contact resistance, Richardson constant etc. of real Schottky diodes with an additional electrical field become dependent from voltage pole.

ВВЕДЕНИЕ.

Реальные диоды Шоттки (ДШ) широко применяются в современных электронных устройствах и в тоже время их электрофизические свойства интенсивно исследуются [1-4]. Установлено, что прямые ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) заметно отклоняются от теории, отсутствует насыщения обратной ветви ВАХ, переход электрически пробивается преждевременно, электрофизические параметры трудно воспроизводятся. Анализ литературы показывает что, характер электрофизических процессов, происходящих в периферийной приконтактной области полупроводника и других отдельных участках зависит от полярности приложенного напряжения. Эти и другие важные проблемы ДШ достаточно хорошо интерпретируются их особенностями, обусловленными возникновением дополнительного электрического поля в приконтактной области полупроводника из-за эмиссионной неоднородностью границы раздела и контактной разностью потенциалов контактной поверхности и свободных поверхностей металла и полупроводника [5].

В данной работе представлены результаты исследований зависимости эмиссионных параметров ДШ от полярности приложенного напряжения.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ПОЛОЖЕНИЕ.

Токопрохождение в диодах Шоттки (ДШ) хорошо описывается теорией термоэлектронной эмиссии. Вольтамперные характеристики идеальных ДШ определяются известной формулой [6]:

$$I = SAT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_B}{kT}\right) \left[\exp\frac{qU}{\beta kT} - 1 \right] \quad (1)$$

Здесь - площадь контакта, А – постоянная Ричардсона, Т – абсолютная температура, Φ_B – высота потенциального барьера, k – постоянная Больцмана, β – коэффициент неидеальности, q – заряд электрона, U – приложенное напряжение.

Степень согласия между положениями теории токопрохождения в диодах Шоттки и экспериментальными результатами определяется обычно величиной коэффициента неидеальности, превышающей теоретически

предсказанную единицу. Известно, что коэффициент неидеальности (β) входит в формулу, описывающую прямую ветвь ВАХ ДШ структур.

Граница раздела (т.е. контактной поверхности) практически всех реальных ДШ, всегда является эмиссионно неоднородной. Это прежде всего связано с ограниченностью геометрических размеров реальных контактов, в результате которой, вследствие электрического взаимодействия между контактной поверхностью и к ней примыкающими свободными поверхностями контактирующих материалов, образуется дополнительное электрическое поле и потенциальный барьер не имеет постоянной высоты вдоль границы раздела, если даже локальная высота барьера (высота барьера микроучастка, не взаимодействующего с его окружающими микроучастками) будет одинаково вдоль поверхности контакта. В действительности же и локальные высоты барьера микроучастков реальных ДШ из-за ряда объективных причин (поликристалличности металла, стереохимической неоднородности и др.) имеют совершенно различные значения. Следовательно, ВАХ реальных ДШ с дополнительным электрическим полем, и, соответственно, их эмиссионные параметры являются интегральными.

Важная особенность эмиссионно неоднородного ДШ с дополнительным электрическим полем заключается в том, что если при термодинамическом равновесии он имеет усредненную локальную высоту барьера $\bar{\Phi}_B$, тогда при наличии внешнего напряжения изменения высот барьеров микроучастков с локальными высотами барьера больше $\bar{\Phi}_B$, определяются нормальным эффектом Шоттки, а меньше $\bar{\Phi}_B$ - аномальным эффектом Шоттки. В тоже время, усредненная действующая высота барьера ДШ становится зависящей от полярности приложенного напряжения. Если при термодинамическом равновесии, усредненную локальную высоту барьера для микроучастков с высотами барьеров меньше $\bar{\Phi}_B$ обозначить через Φ_{B1} , а для микроучастков с высотами барьеров больше $\bar{\Phi}_B$ - через Φ_{B2} , то любой эмиссионно

неоднородный ДШ можно представить как контакт, состоящий лишь из двух частей. В этой связи свойства реальных ДШ должны определяться по модели двухбарьерного ДШ [5], согласно которой прямая ветвь ВАХ описывается формулой:

$$\begin{aligned}
 I_F &= I_{F1} + I_{F2} = \\
 &= S_{F1}AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{F1}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_1 kT}\right) + \\
 &+ S_{F2}AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{F2}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_2 kT}\right) = \quad (2) \\
 &= S_F A_F T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BF}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_F kT}\right)
 \end{aligned}$$

Здесь β_1 и β_2 - усредненные коэффициенты неидеальности первой и второй части контакта с площадями S_{F1} и S_{F2} , соответственно. Поскольку между расстояниями максимумов потенциальных барьеров от поверхности металла существует соотношение $x_1 \gg x_2$ то имеет место и $\beta_1 > \beta_2$. Усредненные значения изменений высот потенциальных барьеров первой и второй части ДШ обозначены через $\Delta\Phi_{F1}$ и $\Delta\Phi_{F2}$, которые происходят вследствие электрического взаимодействия микроучастков и контактирующих материалов в целом.

По модели двухбарьерного ДШ [5], обратная ветвь ВАХ описывается формулой:

$$\begin{aligned}
 I_R &= I_{R1} + I_{R2} = \\
 &= S_{R1}AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B1} + \Delta\Phi_{R1}(U)}{kT}\right) + \\
 &+ S_{R2}AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{B2} - \Delta\Phi_{R2}(U)}{kT}\right) = \quad (3) \\
 &= S_R A_R T^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{BR}}{kT}\right) \exp\left(-\frac{qU}{\beta_R kT}\right)
 \end{aligned}$$

Как видно из (2) и (3), экспериментально измеренные ВАХ реальных ДШ определяются следующими действующими параметрами: S_D , Φ_{BD} , A_D , β_D , величина которых может заметно отличаться от теоретически рассчитанных. Нетрудно заметить, что между Φ_{BD} и β_D существует определенная корреляция.

Действительно, если при данной температуре ВАХ ДШ описывается в основном первой слагаемым в формулах (2) и (3), то Φ_{BD} будет меньше $\bar{\Phi}_B$ и величина β_D будет определяться аномальным эффектом Шоттки, согласно которому он существенно превышает единицу. А если же она описывается второй слагаемой в (2) и (3), то Φ_{BD} будет больше $\bar{\Phi}_B$ и величина β_D будет определяться нормальным эффектом Шоттки, согласно которому он немного превышает единицу. Значит, для одного и того же ДШ чем выше становится действующая высота барьера, тем меньшее значение приобретает действующий коэффициент неидеальности. Это ярко выражается в том случае, если Φ_{BD} имеет значение, меньшее $\bar{\Phi}_B$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

Исследованы ДШ при комнатной температуре, изготовленные на основе никель-кремний с диаметрами 10, 100 и 1000 мкм. Кремниевые пластинки с кристаллографической ориентацией поверхности (111) имели удельное сопротивление 1 Ом.см.

Действующие высоты потенциального барьера при прямом ($U > 0$) и обратном ($U < 0$) направлениях Φ_{BD} , коэффициент неидеальности n , сопротивление контакта R_C , безразмерный коэффициент n_1 , линейная плотность тока по периферии j ДШ с различными диаметрами d , представлены в таблице. Видно, что действующая высота барьера ДШ заметно зависит от полярности приложенного напряжения. При этом с ростом d высота барьера Φ_{BD} и контактное сопротивление R_C ДШ увеличиваются. Значение коэффициента n для некоторых ДШ превышает единицу больше, чем это следует из формулы (1).

d мкм	U > 0				U < 0		
	Φ_{BD} эВ	n	R_C Ом.см ²	$j_{LF}(0)$ А/мкм	Φ_{BD1} эВ	$n_1(I)$	$j_{LR}(0,I)$ А/мкм
10	0,596	1,03	20	$3,2 \cdot 10^{-11}$	0,568	22	$5,2 \cdot 10^{-11}$
100	0,620	1,04	48	$5,6 \cdot 10^{-11}$	0,602	41	$4,1 \cdot 10^{-11}$
1000	0,634	1,06	75	$5,6 \cdot 10^{-11}$	0,611	78	$1,5 \cdot 10^{-11}$

Исследование зависимости тока I_F и I_R от диаметры контакта ДШ при различных напряжениях показывает, что тангенс угла наклона прямой линии имеет значение больше 1 и меньше 2. Это означает, что общий прямой ток ДШ состоит из токов, протекающих через

периферийную площадь и площадь остальной внутренней поверхности контакта.

Представленные результаты экспериментальных исследований хорошо интерпретируются двухбарьерной моделью реальных контактов металл-полупроводник [5].

ЗАВИСИМОСТИ ЭМИССИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ДИОДОВ ШОТТКИ ОТ ПОЛЯРНОСТИ.....

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из выше представленного теоретического и экспериментального материала следует, что из-за эмиссионной неоднородности контакта

эмиссионные параметры реальных диодов Шоттки становятся зависящими от полярности приложенного напряжения.

-
- [1]. *P.K. Мамедов* Прикладная физика,(Москва), 2002, №4, с.143
- [2]. *Ş.Karataş, Ş.Altıntal*, Solid State Electronics, 2005, № 49, p.1052
- [3]. *J.H. Werner, H.H. Guttler* J.Appl.Phys. 1991, № 69, p.1113
- [4]. *E.Dobrocka,Osvald* J. Appl. Phys. Lett., 1994, № 65, p.575
- [5]. *P.K. Мамедов* Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен, Баку, 2003, 231 с.
- [6]. *С. Зи* Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1, Москва, 1984, 455 с.

Daxil olunub: 01.07.2007