

# Аномальные зависимости барьерной емкости диода от напряжения смещения и температуры

© В.И. Мурыгин, А.У. Фаттахдинов, Д.А. Локтев, В.Б. Гундырев

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),  
124498 Москва, Зеленоград, Россия

(Получена 14 марта 2007 г. Принята к печати 6 апреля 2007 г.)

Рассчитана емкость барьера Шоттки и  $p^+ - n$ -перехода, в  $n$ -области которых имеются мелкие доноры и глубокие акцепторы с уровнями в верхней половине запрещенной зоны. Емкость представлялась в виде двух последовательно расположенных емкостей — приконтактной области, содержащей только ионы донорной примеси, и переходного слоя на границе объемного заряда с базой диода с учетом концентрации свободных носителей заряда и ее зависимости от потенциала. Оказалось, что емкость переходного слоя в сильной степени зависит от температуры и может увеличиваться с ростом напряжения смещения. Расчетные вольт-фарадные характеристики барьерной емкости подтверждаются результатами экспериментальных работ, даже описывают немонотонные зависимости емкости от напряжения смещения.

PACS: 73.30.+y, 73.40.Cg, 73.40.Lq

## 1. Введение

В работе [1] исследовались  $p - n$ -структуры на основе Si(111), легированные эрбием и кислородом с концентрацией эрбия  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (образец 3.2) и  $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (образец 3.3). Несмотря на небольшое различие в концентрациях эрбия и кислорода, вольт-фарадные характеристики этих образцов, снятые в широком интервале температур, сильно различались. Для образца 3.2 наблюдалось обычное уменьшение емкости от напряжения и только при низких температурах имело место небольшое увеличение емкости с ростом напряжения. Для образца 3.3 даже при температурах выше комнатной величина емкости в отсутствие напряжения смещения была в несколько раз меньше по сравнению с образцом 3.2, увеличивалась в несколько раз в широком интервале температур и только вблизи 80 К рост емкости отсутствовал. Это явление авторы работы [1] связывают с освобождением от электронов глубоких уровней в результате совместного действия тепловых колебаний кристаллической решетки и электрического поля. Однако при таком объяснении возникают некоторые вопросы. Например, неясно, почему эмиссия Френкеля-Пула имеет место в случае меньших значений величины емкости, т. е. при больших толщинах слоя объемного заряда. Совершенно отсутствует объяснение температурной зависимости, в особенности сильной для участков обычного уменьшения емкости с ростом напряжения. В этом случае в исследованном интервале температур в отсутствие напряжения смещения барьерная емкость изменяется на целый порядок.

Увеличение емкости с ростом напряжения наблюдалось также в диодах с  $p - n$ -переходом из кремния с примесью титана при низких температурах [2], в диодах Шоттки из арсенида галлия, облученных электронами [3].

Цель данной работы — вывод формулы, объясняющей необычное явление увеличения в диодных структурах

барьерной емкости с увеличением запорного напряжения и ее сильную температурную зависимость, наблюдаемые в экспериментах.

## 2. Расчет емкости

Предположим, что в диоде Шоттки или  $p^+ - n$ -переходе в  $n$ -области присутствуют мелкие донорные уровни и глубокие акцепторные уровни, находящиеся в верхней половине запрещенной зоны. Барьерную емкость такого диода представим в виде двух последовательно расположенных емкостей: приконтактной емкости  $C_1$ , содержащей только ионы донорной примеси, и емкости переходного слоя  $C_2$  на границе объемного заряда с базой диода со свободными носителями заряда, ионами и нейтральными атомами акцепторной примеси. Толщины областей объемного заряда, с которыми связаны емкости  $C_1$  и  $C_2$ , равняются соответственно  $x$  и  $l - x$ .

Формула для удельной емкости  $C_1$  имеет обычный вид:

$$C_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon e N_d}{2(V_0 + V)}}. \quad (1)$$

Здесь все обозначения общеприняты:  $N_d$  — концентрация доноров,  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $V$  — напряжение смещения,  $V_0$  — емкостное напряжение отсечки.

Для емкости  $C_2$  кинетика изменения заряда на акцепторных уровнях при концентрации акцепторов  $N$  в области объемного заряда подчиняется соотношению

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = \gamma_n n N^0 - \alpha_n N^-. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_n$  — коэффициент захвата электрона на акцепторный уровень,  $\alpha_n$  — вероятность генерации электрона с акцепторного уровня,  $n$ ,  $N^0$  и  $N^-$  — концентрации свободных носителей заряда, нейтральных атомов и ионов

примеси соответственно. Согласно принципу детального равновесия

$$\alpha_n = \gamma_n n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-}, \quad (3)$$

где  $n_0$ ,  $N_a^0$  и  $N_a^-$  — равновесные концентрации свободных носителей заряда, нейтральных атомов и ионов акцепторной примеси в базе диодов. Тогда в стационарном состоянии из (2) с учетом (3) получаем

$$nN^0 - N^- n_0 \frac{N_a^0}{N_a^-} = 0. \quad (4)$$

Так как  $N = N^0 + N^-$ , из (4) имеем

$$N^- = \frac{NnN_a^-}{nN_a^- + n_0N_a^0}. \quad (5)$$

Плотность объемного заряда равна

$$\rho = e(-n + N_d - N^-) = eN'. \quad (6)$$

Поскольку  $N_d = N_a^- + n_0$  и  $N = N_a^0 + N_a^-$ , из (5) и (6) получаем

$$N' = n_0 - n + \frac{(n_0 - n)N_a^- N_a^0}{nN_a^- + n_0N_a^0}. \quad (7)$$

Пренебрегаем  $n$  по сравнению с  $n_0$ , а в знаменателе (7) концентрацию  $n$  заменим при помощи известной формулы

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (8)$$

где  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана.

Тогда концентрацию  $N'$  можно записать в виде

$$N' = n_0 + \frac{N_a^-}{(N_a^-/N_a^0) \exp(-e\varphi/kT) + 1}. \quad (9)$$

Следует отметить, что в данном случае потенциал  $\varphi$  может меняться только в части объемного заряда, которая определяет емкость  $C_2$ . Если  $(N_a^-/N_a^0) \times \exp(-e\varphi/kT) \ll 1$ , то  $N' = N_d$ , так как  $n_0 + N_a^- = N_d$ . Если  $(N_a^-/N_a^0) \exp(-e\varphi/kT) \gg 1$ , то

$$N' = n_0 + N_a^0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right). \quad (10)$$

Таким образом, в этом случае плотность объемного заряда является эффективной и зависит от равновесных концентраций электронов, нейтральных атомов примеси и от потенциала, который меняется от нуля до некоторого значения  $\varphi_k$  в пределах переходного слоя. Тем самым величина  $\varphi_k$  определяет разность потенциалов на этом слое.

Емкость  $C_2$  будем рассчитывать при помощи формулы

$$C_2 = \frac{dQ}{d\varphi}, \quad (11)$$

где  $Q$  — величина объемного заряда, отнесенная к единице площади перехода.

Вычислим толщину слоя объемного заряда, которому соответствует емкость  $C_2$ . Уравнение Пуассона в данном случае имеет вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon} \left[ n_0 + N_a^0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \right]. \quad (12)$$

Преобразуем (12) следующим образом:

$$d\varphi \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{2} d\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon} \left[ n_0 + N_a^0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \right] d\varphi. \quad (13)$$

Отсюда

$$\frac{d\varphi}{dx} = \sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_0\varepsilon} \left\{ n_0\varphi + \frac{kT}{e} N_a^0 \left[ \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \right\}}. \quad (14)$$

Ширина области объемного заряда, с которой связана емкость  $C_2$ , для некоторого значения  $x$  есть

$$(l-x) = \int_0^\varphi d\varphi / \sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_0\varepsilon} \left\{ n_0\varphi + \frac{kT}{e} N_a^0 \left[ \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \right\}}. \quad (15)$$

Для малых значений потенциала  $\varphi$  ( $e\varphi/kT \ll 1$ )

$$(l-x) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{e(n_0 + N_a^0)}} \varphi. \quad (16)$$

Объемный заряд, отнесенный к единице площади перехода, на этом участке есть

$$Q = e(n_0 + N_a^0) \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{e(n_0 + N_a^0)}} \varphi, \quad (17)$$

$$C_2 = \frac{dQ}{d\varphi} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon e(n_0 + N_a^0)}{2\varphi}}. \quad (18)$$

Для возможности дальнейших расчетов в фигурных скобках (15) пренебрежем первым членом, тогда после интегрирования имеем:

$$(l-x) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon 2kT}{e^2 N_a^0}} \operatorname{arctg} \sqrt{\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1}, \quad (19)$$

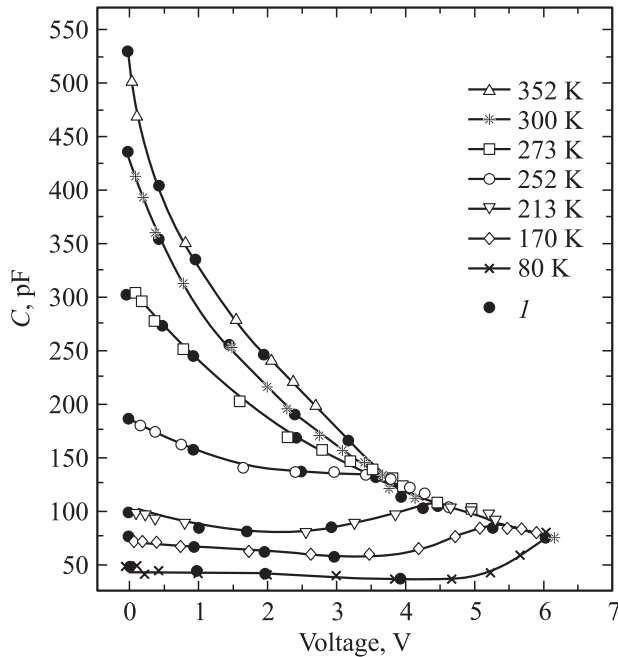
$$Q = eN_a^0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon 2kT}{N_a^0 e^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1}, \quad (20)$$

$$C_2 = \frac{dQ}{d\varphi} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon e^2 N_a^0}{kT}} \exp\frac{e\varphi}{kT} \operatorname{arctg} \sqrt{\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1} + \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon e^2 N_a^0}{2kT}} \frac{\exp(e\varphi/kT)}{\sqrt{\exp(e\varphi/kT) - 1}}. \quad (21)$$

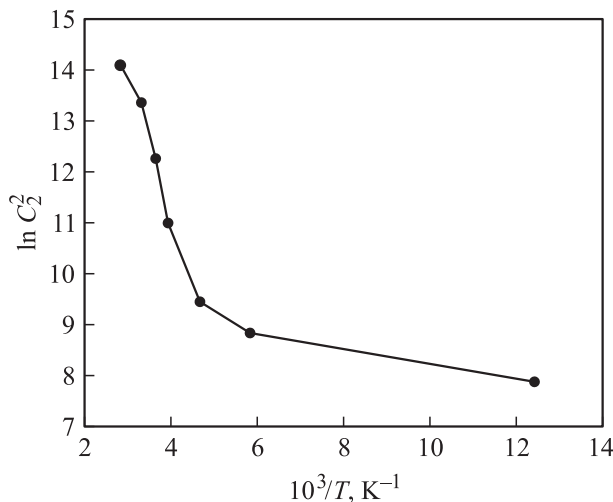
Если  $C_2 \ll C_1$ , то емкость переходного слоя полностью определяет величину барьерной емкости диода, она в сильной степени зависит от температуры и может увеличиваться с увеличением приложенного напряжения за счет роста  $\varphi$ .

### 3. Сравнение с экспериментом

Для сопоставления результатов расчета с экспериментом мы использовали данные для образцов 3.2, 3.3 и 3.5 из работы [1], где измерялись вольт-фарадные характеристики при различных температурах, причем образцы 3.2, 3.3 изготавливались на основе Si(111), а образец 3.5 — на основе Si(100). Если оценить величину емкости по формуле (1) с учетом площади перехода  $S = 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2$  и в отсутствие внешнего напряжения, то для образца 3.2 с концентрацией доноров  $N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при температуре  $T = 300 \text{ К}$  величина



**Рис. 1.** Зависимости емкости  $p$ - $n$ -перехода от напряжения смещения на диоде при различных температурах: эксперимент [1] для образца 3.2 и наш расчет (I).



**Рис. 2.** Зависимости  $\ln C_2^2$  от обратной температуры для образца 3.2 из [1].

составляет  $C_1 = 1000 \text{ пФ}$ , тогда как по экспериментальным данным [1], воспроизведенным на рис. 1, емкость примерно в 2 раза меньше. Поэтому необходимо принять, что в данном случае имеются две последовательно соединенные емкости  $C_1$  и  $C_2$ . На рис. 2 приведена зависимость  $\ln C_2^2$  от обратной температуры при напряжении  $V = 0$ , на которой видны два линейных участка. Первый участок согласуется с формулой (18), заканчивается при температуре 213 К, и энергия ионизации акцепторного уровня, рассчитанная по формуле  $E_a = k \text{ tg } \alpha / e$  ( $\alpha$  — угол наклона прямой), получилась равной 0.28 эВ. Второй участок, в низкотемпературной области, к сожалению, проведен только через две точки, связанные в выражении для емкости  $C_2$  (21) с множителями, содержащими  $e\phi/kT$ . При температуре  $T = 213 \text{ К}$  начинается увеличение емкости с ростом напряжения. При этой температуре величина  $C_2$  из-за сильной зависимости от температуры уменьшается в 8 раз по отношению к емкости при  $T = 300 \text{ К}$ , поэтому влияние ее на суммарную емкость возрастает.

Для сопоставления теоретических результатов с экспериментальными данными предполагали, что концентрации доноров и акцепторов примерно равны между собой ( $N_d \approx N_a$ ). Поэтому для определения концентрации  $N_a^0$ , которая в этом случае практически равняется  $n_0$ , мы пользовались формулой

$$n_0 = \sqrt{\beta N_c N} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (22)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета при разных температурах и приложенных напряжениях величин  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_2^{-2}$  с использованием экспериментальных значений суммарной емкости  $C$ . Было установлено, что для четырех более высоких из использованных температур значения  $C_2^{-2}$  в зависимости от напряжения хорошо ложатся на прямую линию, поэтому, очевидно, емкость  $C_2$  подчиняется формуле (18). Определив, например, при напряжении смещения  $V = 0$  величину  $C_2^{-2} = C_2'^{-2}$  и по формуле (18) из соответствующей величины  $C_2'$  значение  $\phi = \phi_1$ , при помощи отношений других  $C_2'^{-2}$  к  $C_2^{-2}$  для этих температур мы вычисляем остальные четыре значения  $\phi$ . Проверочные расчеты для других  $C_2^{-2}$  с использованием формулы (18) согласуются с представленными значениями в табл. 1, если учесть, что экспериментальные значения емкости в [1] определились с точностью до 10%. Для трех низких температур представленные в таблице результаты расчета проводились по формулам (18) и (21) при соответствующих значениях потенциала  $\phi$ . Приведенные в табл. 1 данные отражены на экспериментальных кривых рис. 1 (точки I). Расчетные точки хорошо ложатся на экспериментальные зависимости, за исключением участков кривых для температур 213 и 170 К при больших напряжениях, при которых имеет место повторное уменьшение емкости с ростом напряжения. Это, по-видимому, объясняется пренебрежением  $n_0\phi$  в формуле (15).

Таблица 1.

$N_a = 1.3777 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, T = 352 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1009.7	824.43	713.97	582.96	489.78
$C_2, \text{ пФ}$	1115	777	649	438	249
$C, \text{ пФ}$	530	400	340	250	165
$C_2^{-2}, \Phi^{-2}$	$8 \cdot 10^{17}$	$1.67 \cdot 10^{18}$	$2.37 \cdot 10^{18}$	$5.2 \cdot 10^{18}$	$1.6 \cdot 10^{19}$
$\varphi, \text{ В}$	0.00023	0.00045	0.00066	0.0015	0.045
$N_a = 2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, T = 300 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	824.43	638.6	539.71	451.56
$C_2, \text{ пФ}$	780	608	439	293	145
$C, \text{ пФ}$	440	350	260	190	110
$C_2^{-2}, \Phi^{-2}$	$1.64 \cdot 10^{18}$	$2.7 \cdot 10^{18}$	$5.2 \cdot 10^{18}$	$1.16 \cdot 10^{19}$	$4.7 \cdot 10^{19}$
$\varphi, \text{ В}$	$7.4 \cdot 10^{-5}$	0.00012	0.00023	0.00052	0.0021
$N_a = 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, T = 273 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	824.43	713.97	539.71	442.79
$C_2, \text{ пФ}$	427	413	385	248	129
$C, \text{ пФ}$	300	275	250	170	100
$C_2^{-2}, \Phi^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{18}$	$5.87 \cdot 10^{18}$	$6.76 \cdot 10^{18}$	$1.62 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{19}$
$\varphi, \text{ В}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	0.00022	0.0008
$N_a = 2.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, T = 252 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	713.97	539.71	475.98	430.54
$C_2, \text{ пФ}$	219	189.9	189	198	130
$C, \text{ пФ}$	180	150	140	140	100
$C_2^{-2}, \Phi^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{19}$	$2.8 \cdot 10^{19}$	$2.8 \cdot 10^{19}$	$2.54 \cdot 10^{19}$	$5.9 \cdot 10^{19}$
$\varphi, \text{ В}$	$9.03 \cdot 10^{-5}$	0.000120	0.000121	0.00011	0.00026
$N_a = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, T = 213 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	713.97	608.88	64.9*	85*
$C_2, \text{ пФ}$	111	90.1	89.5	19.3**	21**
$C, \text{ пФ}$	100	80	78	85	105
$\varphi, \text{ В}$	$2.48 \cdot 10^{-5}$	$3.76 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$	0.024	0.028
$N_a = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, T = 170 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	713.97	582.96	504.86	74*
$C_2, \text{ пФ}$	81	77	73	61	66**
$C, \text{ пФ}$	75	70	65	55	80
$\varphi, \text{ В}$	$6.3 \cdot 10^{-7}$	$6.9 \cdot 10^{-7}$	$7.7 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	0.043
$N_a = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, T = 80 \text{ К}$					
Точка	1	2	3	4	5
$C_1, \text{ пФ}$	1000	713.97	582.96	451.56	74.95*
$C_2, \text{ пФ}$	53	42	31.6	26.5	0.042**
$C, \text{ пФ}$	50	40	30	25	75
$\varphi, \text{ В}$	$8.6 \cdot 10^{-17}$	$1.32 \cdot 10^{-16}$	$2.4 \cdot 10^{-16}$	$3.4 \cdot 10^{-16}$	0.08741

Примечание. \* — 1-й член (21), \*\* — 2-й член (21).

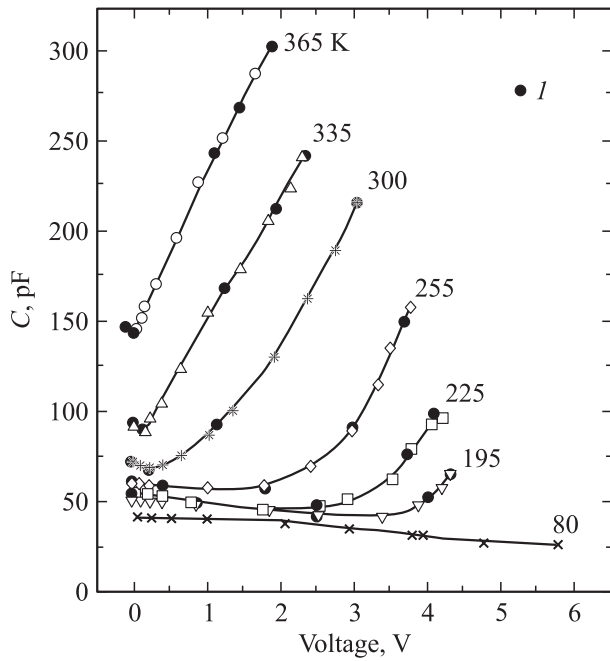


Рис. 3. Зависимости емкости  $p-n$ -перехода от напряжения при различных температурах: эксперимент [1] для образца 3.3 и наш расчет (1).

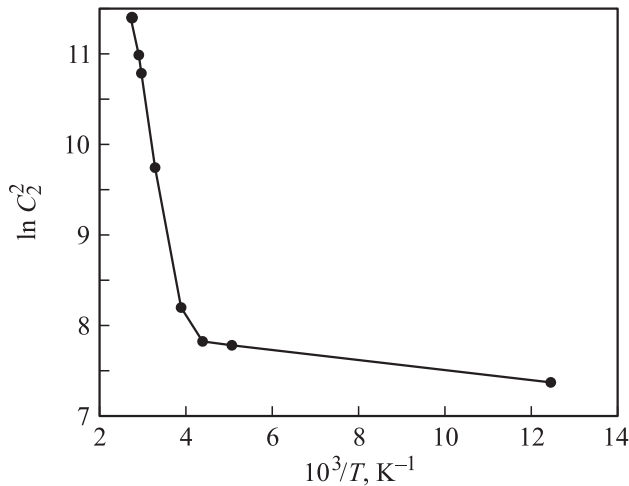


Рис. 4. Зависимости  $\ln C_2^2$  от обратной температуры для образца 3.3 при  $V = 1.8$  В по данным [1].

Обратимся теперь к рис. 3. Для образца 3.3 с концентрацией доноров  $N_d = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  экспериментальные значения емкости даже при температурах выше комнатной имеют очень низкие величины и растут с повышением напряжения. Следовательно, они полностью определяются емкостью  $C_2$  (21). Установлено, что расчетные вольт-фарадные характеристики, изображенные точками 1 на рис. 3, совпадают с экспериментальными при значениях концентрации  $N_a^0$ , много меньших по сравнению с соответствующими концентрациями образца, представленного на рис. 1. Оказалось, что в данном

случае энергия ионизации  $E_a$  равняется 0.35 эВ. Для образца 3.3 мы также с помощью рис. 3 построили зависимости  $\ln C_2^2 = f(1/T)$  при напряжении смещения  $V = 1.8$  В, соответствующем наиболее широкому интервалу изменения емкости, и получили совершенно неожиданный результат (рис. 4). Четыре точки этой зависимости строго ложатся на прямую линию. Таким образом, имеет место экспоненциальная зависимость емкости с показателем экспоненты  $-E/kT$ . Энергия  $E$ , которая получилась равной 0.28 эВ, и энергия ионизации глубокого уровня  $E_a$  дают возможность определить потенциал, при котором получены экспериментальные величины емкости для данных температур из соотношения  $-E_a + 2e\varphi = -E$ . Для данного случая потенциал  $\varphi$  был равным 0.035 В. Мы также построили зависимость  $\ln C_2^2 = f(1/T)$  для экспериментальных значений емкости при напряжении 1 В. В этом случае на прямую ложились только три точки, при температурах 365, 335 и 300 К, и рассчитанная величина потенциала получилась равной 0.027 В.

Таблица 2.

$N_a = 4.82 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, T = 365 \text{ К}$					
$C$ , пФ	150	146	310	240	265
$C_1$ , пФ	64.2	59.5	230	160	184
$C_2$ , пФ	86.6	88.7	80	80	81
$\varphi$ , В	0.0048	0.009	0.035	0.027	0.03
$N_a = 1.69 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, T = 335 \text{ К}$					
$C$ , пФ	93	89	216	166	243
$C_1$ , пФ	39.5	26.6	163.1	111	188.1
$C_2$ , пФ	53.7	63.0	53.5	50	34.3
$\varphi$ , В	0.01	0.0059	0.035	0.027	0.038
$N_a = 3.87 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, T = 300 \text{ К}$					
$C$ , пФ	75	70	127	91	222
$C_1$ , пФ	4.6	5	99.1	65.6	188
$C_2$ , пФ	70.2	65	29.2	26	34.3
$\varphi$ , В	0.00084	0.001	0.035	0.027	0.0485
$N_a = 3.26 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, T = 255 \text{ К}$					
$C$ , пФ	61	58	54	86	149
$C_1$ , пФ	0.5	0.53	44	86.5	135
$C_2$ , пФ	61	57.8	10	0.016	14.8
$\varphi$ , В	$9.01 \cdot 10^{-5}$	0.00001	0.035	0.042	0.05853
$N_a = 2.66 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, T = 225 \text{ К}$					
$C$ , пФ	55	50	53	75	100
$C_1$ , пФ	0.069	0.078	48	69	93.4
$C_2$ , пФ	55.6	49.8	5.3	6.2	7.02
$\varphi$ , В	$1.21 \cdot 10^{-5}$	$1.51 \cdot 10^{-5}$	0.05032	0.05673	0.06215
$N_a = 2.14 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, T = 195 \text{ К}$					
$C$ , пФ	55	50	45	55	63
$C_1$ , пФ	0.0046	0.0053	0.0058	53.73	61.196
$C_2$ , пФ	55.8	49.2	44.5	2.6	2.788
$\varphi$ , В	$7.00 \cdot 10^{-7}$	$9.00 \cdot 10^{-7}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	0.0665	0.06859

Рассчитанные по формуле (21) величины емкостей для температур 365, 335, 300 и 255 К с использованием экспериментальных значений потенциалов 0.035 и 0.027 В показаны точками на экспериментальных вольт-фарадных характеристиках рис. 3. Остальные точки на этих характеристиках определялись при помощи произвольных величин потенциалов, близких к полученным экспериментально. Для температур 255 и 195 К опорные значения потенциалов рассчитывались по формуле (21) из экспериментальных величин емкостей при нулевом напряжении. В табл. 2 приведены результаты всех расчетов. Отсутствие при температуре 80 К на рис. 3 рассчитанных точек вольт-фарадной характеристики связано с тем, что небольшое уменьшение емкости с ростом напряжения, очевидно, объясняется формулой (18), но в данном случае мы не знаем значений концентрации  $n_0$ , она может быть намного больше  $N_a^0$ .

Отсутствие зависимости емкости от напряжения смещения и ее слабое увеличение в широком интервале температур, экспериментально наблюдавшееся в [1] (эти данные воспроизведены на рис. 5), может быть объяснено, если предположить, что в этом случае уровень, которому соответствует энергия ионизации  $E_a$ , находится чуть выше середины запрещенной зоны, при измеренных на частотах 1 МГц емкость становится высокочастотной и описывается формулами [4]

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e^2 n'}{kT}}, \quad (23)$$

$$n' = n_0 + \frac{N_a^- N_a^0}{N_a^- + N_a^0}. \quad (24)$$

Только при температурах, превышающих  $T = 300$  К, наблюдается рост емкости с увеличением напряжения и температуры.

При исследовании диодов из кремния  $n$ -типа проводимости с мелким донорным уровнем и акцепторным уровнем примеси титана в верхней половине запрещенной зоны с энергией ионизации  $E_a = 0.25$  эВ [2] было установлено, что наблюдается сильная температурная зависимость емкости и при некоторых температурах ее рост с увеличением напряжения смещения. В работе отмечается, что при низких температурах емкость мала и практически не зависит от напряжения.

В работе [3] в диодах Шоттки из арсенида галлия  $n$ -типа проводимости с концентрацией  $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и палладиевым контактом диаметром 640 мкм после облучения электронами с энергией 2 МэВ были обнаружены радиационные центры, уровни которых относительно дна зоны проводимости имели следующие энергии:  $E_1 = 0.1$  эВ,  $E_2 = 0.2$  эВ и  $E_e = 0.6$  эВ. На рис. 6 воспроизведены результаты исследования барьерной емкости облученных и необлученных диодов согласно [3]. Из рисунка видно, что емкость облученных диодов при комнатной температуре в несколько раз больше емкости необлученных. Следовательно, концентрация примесных

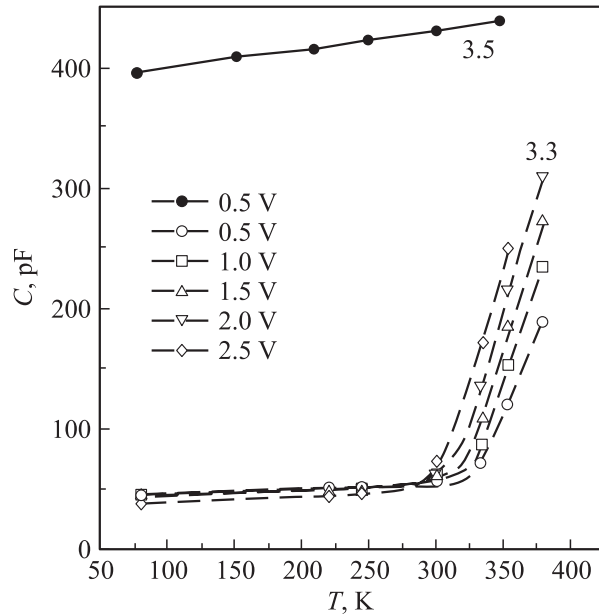


Рис. 5. Зависимости емкости  $p$ - $n$ -перехода от температуры при различных обратных напряжениях: данные [1] для образцов 3.3 и 3.5.

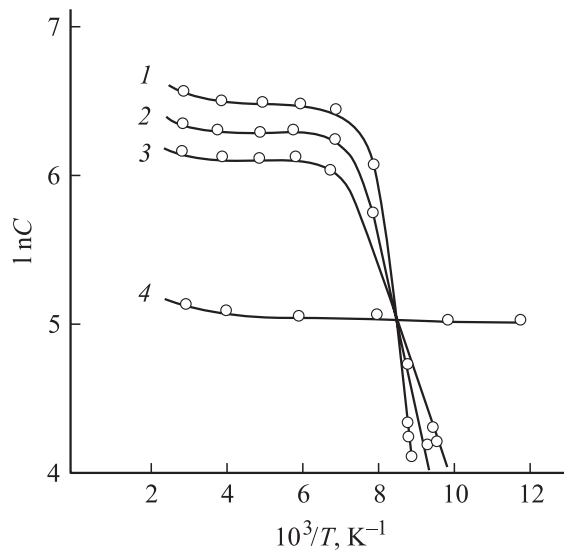


Рис. 6. Температурные зависимости барьерной емкости диода Шоттки из арсенида галлия ( $n_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) до облучения (4) и после облучения при обратных смещениях 0.4 (1), 0.8 (2), 1.2 В (3) — данные работы [3].

центров должна быть примерно на порядок больше исходной концентрации доноров. Наблюдаемое сильное падение емкости с уменьшением температуры и ее рост с увеличением напряжения при низких температурах можно объяснить при помощи формулы (21) для емкости  $C_2$ , если считать уровень с энергией 0.2 эВ акцепторным, а уровень с энергией 0.1 эВ донорным.

## 4. Заключение

Впервые для диода Шоттки и  $p^+-n$ -перехода, в  $n$ -области которых кроме мелких донорных имеются глубокие акцепторные уровни, расположенные в верхней половине запрещенной зоны, с учетом концентрации свободных носителей заряда и ее зависимости от потенциала рассчитана емкость переходного слоя на границе объемного заряда с базой диода. Эта емкость в сильной степени зависит от температуры и может значительно увеличиваться с ростом напряжения смещения. Это необычное явление связано с тем, что с увеличением напряжения и, следовательно, потенциала, в соответствии с формулами (6) и (8) растет плотность объемного заряда и поэтому растет барьерная емкость. Для упрощения расчетов мы предполагали, что концентрации доноров и акцепторов примерно равны между собой ( $N_d \gtrsim N_a$ ). Как следует из сравнения экспериментальных температурных зависимостей вольт-фарадных характеристик с расчетными, это предположение оказалось оправданным, что позволило определить энергии ионизации и концентрации глубоких уровней для образцов работы [1]. Рассчитанные кривые вольт-фарадных характеристик при разных температурах практически совпадают с опубликованными экспериментальными кривыми [1] и даже описывают наблюдаемые небольшие немонотонные зависимости емкости от напряжения смещения. Обнаружен механизм сильной температурной зависимости барьерной емкости, связанный с наличием концентрации свободных носителей заряда в области объемного заряда. Наблюдаемую экспериментально значительную зависимость емкости диодных структур от температуры обычно объясняют наличием в базе диода перекомпенсированного слоя высокого сопротивления, иногда без достаточного обоснования. Например, в работе [5], несмотря на то что в исследуемых диодах  $n^+-p$ -переход был практически резким, тем не менее предполагается образование в базе перекомпенсированного слоя за счет градиента концентрации примеси такой же толщины, как и толщина области объемного заряда.

## Список литературы

- [1] А.И. Емельянов, Н.А. Соболев, А.Н. Якименко. ФТП, **35** (3), 330 (2001).
- [2] А.А. Лебедев, Н.А. Соболев, Б.М. Урабев. ФТП, **16** (6), 1874 (1982).
- [3] Л.П. Вяткин, А.В. Дубинин, Н.К. Максимова, Н.Г. Филонов. ФТП, **15** (3), 484 (1982).
- [4] В.И. Мурыгин. ФТП, **34** (6), 702 (2004).
- [5] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **34**, 558 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

## Anomal dependencies of diode barrier capacitance on bias voltage and temperature

V.I. Murygin, A.U. Fattakhdinov, D.A. Loktev,  
V.B. Gundyrev

Moscow State Institute of Electronic Technology,  
124498 Moscow, Russia

**Abstract** Electrocapacity was calculated for a  $p^+-n$ -structure and a Schottky barrier with  $n$ -region having shallow donors and deep acceptors whose energy levels are situated in upper half of the gap. Structure was presented as two series capacities of boundary region containing only donor ions and of intermediate layer between space charge and diode base with accounting concentration of free charge carriers and its voltage dependence. It was found that the second capacity depends on temperature strongly and it magnifies with growth of bias voltage. Calculated voltage-capacitance characteristics are in full agreement with experiments, they even describe nonmonotonic dependencies of capacity on bias voltage.