

К. т. н. А. Н. ГОЛОВЯШКИН, В. А. СОЛОВЬЕВ

Россия, Пензенский государственный университет  
E-mail: micro@diamond.stup.ac.ru

Дата поступления в редакцию  
25.10 2000 г.

Оппоненты к. т. н. А. И. ВОРОЖБИТОВ,  
к. т. н. В. В. РЮХТИН

## ВАРИКАП НА ОСНОВЕ СВЕРХРЕЗКОГО $p-n$ -ПЕРЕХОДА

*Улучшение основных характеристик варикапа достигается с помощью изменения профиля легирующей примеси на металлургической границе  $p-n$ -перехода.*

Нелинейные емкости находят широкое применение в схемах автоматически настраиваемых контуров в приемниках частотно-модулируемого сигнала, в электростатических измерительных преобразователях и т. д. Соответственно велика потребность в нелинейных емкостях с высокими значениями основных параметров в рабочем диапазоне напряжений.

Целью настоящей работы является улучшение характеристик полупроводникового варикапа на основе  $p-n$ -перехода за счет оптимизации профиля примеси вблизи металлургической границы  $p-n$ -перехода.

Предлагается конструкция варикапа на основе сверхрезкого  $p-n$ -перехода. Распределение примеси в базе варикапа с сверхрезким  $p-n$ -переходом приведено на **рис. 1**.

Как видно из рисунка, рабочая область варикапа отличается от ранее предлагаемых конструкций тем, что имеет "ступеньку" (область 1). Это необходимо для повышения начальной удельной емкости, т. к. очень маленькая начальная удельная емкость соответствует и малому диапазону изменения емкости, и небольшому коэффициенту нелинейности. (Это происходит из-за расположения примеси вглубь полупроводника, вследствие чего и происходит ухудшение основных характеристик варикапа [1, 2].)

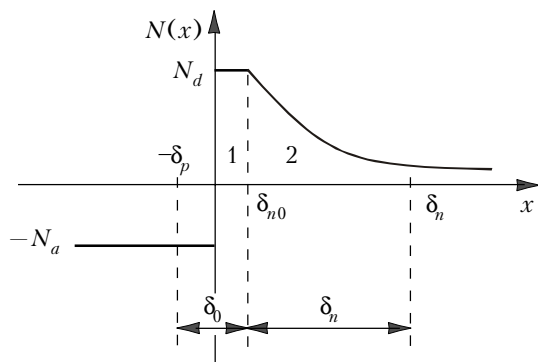


Рис. 1. Распределение примеси в базе варикапа

Распределение потенциала в  $p-n$ -переходе для заданного распределения примеси (при отсутствии токов) определим с помощью уравнения Пуассона:

$$\Delta\varphi_{\text{кон}} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0}(p-n+N_d-N_a), \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона;  
 $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость кремния;  
 $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость в вакууме;  
 $p, n$  — полные концентрации соответственно дырок и электронов в полупроводнике;  
 $N_d$  — концентрация донорной примеси;  
 $N_a$  — концентрация акцепторной примеси.

Однако даже для одномерной системы решение такого уравнения затруднено. Поэтому обычно влиянием носителей заряда на распределение потенциала пренебрегают, считая, что в  $p-n$ -переходе они отсутствуют, в то время как прилегающие к  $p-n$ -переходу области полупроводника остаются электрически нейтральными. Такие допущения соответствуют обратному и малому прямому напряжениям на  $p-n$ -переходе при малых токах через него.

Тогда для плоского одномерного  $p-n$ -перехода распределение потенциала определяется уравнением [3, с. 569; 4, кн. 1, с. 252]

$$\Delta\varphi_{\text{кон}} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0}N(x), \quad (2)$$

где  $N(x)=N_d-N_a$  — разность концентраций доноров и акцепторов.

Необходимые для решения уравнения граничные условия можно записать с учетом следующих соображений. На одной границе  $p-n$ -перехода, где  $x=-\delta_p$  ( $\delta$  — толщина слоя объемного заряда), потенциал  $p$ -области примем за нуль, т. к. одно значение потенциала может быть произвольным. В связи с тем, что напряженность электрического поля при отсутствии заряженных поверхностей изменяется непрерывно, на границе  $p-n$ -перехода она должна быть такой же, как и вне его. Практически в нейтральных областях полупроводника напряженность поля всегда значительно меньше, чем в  $p-n$ -переходе, и может быть принята равной нулю. На другой границе  $p-n$ -перехода при  $x=\delta_n$  значение потенциала представляет собой алгебраическую сумму контактной разности потенциалов и внешнего напряжения  $u$ . Так как прямое напряжение вычитается из контакт-

ной разности потенциалов, а обратное – складывается, то потенциал  $\varphi$  на границе  $p-n$ -перехода при  $x=\delta_n$  (см. рис. 1) определяется как  $\varphi(\delta_n)=\varphi_{\text{кон}}-u$ . Таким образом, граничные условия для уравнения (2) примут следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{при } x = -\delta_p \quad \varphi = 0, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0; \\ \text{при } x = \delta_n \quad \varphi = \varphi_{\text{кон}} - u, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \end{array} \right\} \quad (3)$$

С учетом принятых допущений и граничных условий определим распределение потенциала в области распределения примеси для сверхрезкого  $p-n$ -перехода. Для этого разобьем  $p-n$ -переход на две области.

Первая область представляет собой резкий  $p-n$ -переход. Определим для него распределение потенциала и толщину слоя объемного заряда  $\delta_0$ , где  $\delta_0 = \delta_{n0} + \delta_p$ ;  $\delta_{n0}$  – толщина "ступеньки" на рис. 1 в  $n$ -области варикапа.

Распределение потенциала определим по следующей формуле:

$$\varphi_{\text{кон}} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \int_{-\delta_p}^{\delta_{n0}} xN(x)dx. \quad (4)$$

Будем считать, что  $p-n$ -переход резкий, симметричный. Тогда

$$\varphi_{\text{кон}} = \frac{qN\delta_0^2}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (5)$$

Вторая область представляет собой участок  $p-n$ -перехода, где концентрация  $N(x)$  с увеличением толщины слоя объемного заряда  $\delta_n$  экспоненциально уменьшается. Для определения распределения потенциала во второй области примем следующие допущения:

а) Представим  $p-n$ -переход в виде двух последовательно соединенных резисторов и будем считать, что все напряжение, приложенное к  $p-n$ -переходу, будет падать на втором резисторе, т. е. во второй области, тогда  $\varphi_{\text{кон}} \ll u$ .

б) Исходя из первого условия будем считать, что толщина слоя объемного заряда первой области  $\delta_0$  во много раз меньше толщины слоя объемного заряда второй области  $\delta_n$ .

Определим распределение потенциала во второй области по следующей формуле:

$$-u = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \int_{0,5\delta_0}^{\delta_n} dx \int_{0,5\delta_0}^x Ne^{-ax} dx, \quad (6)$$

где  $a$  – градиентный коэффициент, определяющий крутизну распределения примеси в базе варикапа.

Взяв двойной интеграл от (6), получим:

$$-u = \frac{qN}{\epsilon\epsilon_0 a} \left[ \frac{\exp(-a\delta_n)}{a} - \frac{\exp(-a \cdot 0,5\delta_n)}{1} \delta_n - \frac{\exp(-a \cdot 0,5\delta_0)}{a} + \frac{\exp(-a \cdot 0,5\delta_0)}{2} \delta_0 \right]. \quad (7)$$

Проанализируем полученное выражение. Полная толщина  $p-n$ -перехода  $\delta$  состоит из двух областей:

–  $\delta_0$  – толщина первой области; она необходима, чтобы задать начальную емкость, т. е. при напряжении, приложенном к  $p-n$ -переходу, равно нулю ( $u=0$ ), полная толщина  $\delta = \delta_0$ ;

– при  $u > 0$  полная толщина  $p-n$ -перехода  $\delta = \delta_n + \delta_0$ , где  $\delta_n$  – толщина второй области.

Будем считать, что все приложенное к  $p-n$ -переходу напряжение падает на второй области ( $\delta_0 \ll \delta_n$ ), тогда первое слагаемое в квадратной скобке при увеличении градиентного коэффициента  $-a$  стремится к нулю. Второе слагаемое стремится к  $\delta_n$ , т. к. множитель стремится к единице. Третье и четвертое слагаемые также будут стремиться к нулю, и выражение (7) преобразуется к следующему виду:

$$u = \frac{qN}{\epsilon\epsilon_0 a} \delta_n. \quad (8)$$

Из полученных выше выражений (5) и (8) выведем основные статические характеристики варикапа.

1) Зависимость удельной емкости  $C_{уд}$  от приложенного обратного напряжения для плоского конденсатора определяется по формуле

$$C_{уд} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\delta}. \quad (9)$$

Тогда

$$C_{уд} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0\varphi_{\text{кон}}}{qN} + \frac{\epsilon\epsilon_0 a}{qN} u}} = \frac{qN}{\sqrt{\frac{\varphi_{\text{кон}}}{\epsilon\epsilon_0 qN} + au}}. \quad (10)$$

2) Чтобы определить скорость изменения удельной емкости от приложенного обратного напряжения, возьмем первую производную от выражения (10) и получим следующую характеристику варикапа:

$$\frac{dC_{уд}}{du} = \frac{\epsilon^2 \epsilon_0^2 a}{qN \left( \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0\varphi_{\text{кон}}}{qN} + \frac{\epsilon\epsilon_0 a}{qN} u} \right)^2}. \quad (11)$$

3) Нелинейность емкости варикапа характеризуется кратностью ее изменения в рабочем интервале напряжений – коэффициентом перекрытия  $K_{\Pi}$ :

$$K_{\Pi} = C_{\text{макс}} / C_{\text{мин}}, \quad (12)$$

где  $C_{\text{макс}}$ ,  $C_{\text{мин}}$  – соответственно максимальное и минимальное значения емкости.

Для ряда схем с варикапами важна относительная крутизна вольт-фарадной характеристики – коэффициент нелинейности  $K_{\Pi}$ , который определяется по формуле

$$K_{\Pi} = \frac{1}{C_{уд}} \frac{dC_{уд}}{du} = - \frac{a}{\sqrt{\frac{qN}{\epsilon\epsilon_0} \varphi_{\text{кон}} + u}}. \quad (13)$$

Рассмотрим влияние градиента примеси на коэффициент нелинейности и определим значение градиента, при котором коэффициент нелинейности будет больше единицы. Для этого построим зависимость коэффициента нелинейности от градиента примеси, которая определяется по формуле

$$K(a) = \frac{a}{\sqrt{\frac{qN}{\epsilon\epsilon_0} \varphi_{\text{кон}} + u}} \quad (14)$$

Как видно из **рис. 2**, коэффициент нелинейности варикапа, изготовленного на основе сверхрезкого  $p-n$ -перехода, превышает коэффициент нелинейности варикапа с резким  $p-n$ -переходом при значении градиентного коэффициента  $a=10^7 \text{ м}^{-1}$ . Таким образом, изготавливать варикап с сверхрезким  $p-n$ -переходом со значением градиентного коэффициента менее  $10^7 \text{ м}^{-1}$  нецелесообразно.

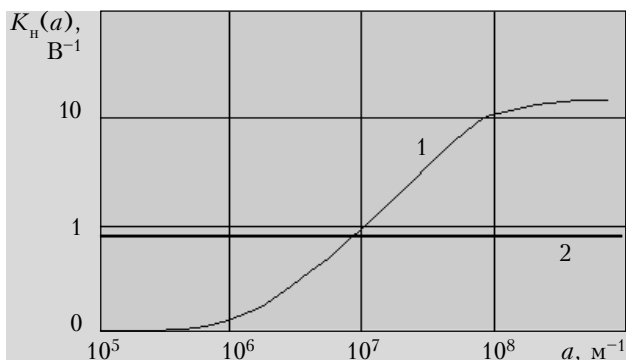


Рис. 2. Зависимость коэффициента нелинейности от градиентного коэффициента:

1 – варикап на основе сверхрезкого  $p-n$ -перехода, напряжение смещения равно нулю; 2 – варикап на основе резкого  $p-n$ -перехода ( $K_{\text{н макс}}=0,5\varphi_{\text{кон}}$ )

С учетом вышеизложенного рассчитаем и построим основные статические характеристики варикапа со следующими технологическими параметрами: температура диффузии  $T=1050^\circ\text{C}$ , коэффициент диффузии  $D=2,5 \cdot 10^{17} \text{ м}^2/\text{с}$ , время диффузии  $t=30 \text{ с}$ , концентрация примеси  $N=10^{24} \text{ м}^{-3}$ , градиентный коэффициент  $a=10^7 \dots 10^8 \text{ м}^{-1}$ . (Изготовить варикап на основе сверхрезкого  $p-n$ -перехода со значением градиентного коэффициента более  $10^8 \text{ м}^{-1}$  при использовании стандартных режимов проведения диффузии невозможно, поскольку при времени диффузии менее чем 30 с процесс проведения диффузии становится неконтролируемым.)

Расчет основных характеристик произведен по формулам (11) – (14). Зависимости удельной емкости, скорости изменения удельной емкости и коэффициента нелинейности от обратного напряжения при различных значениях градиентного коэффициента для  $N=10^{24} \text{ м}^{-3}$  приведены на **рис. 3**.

\*\*\*

Таким образом, изготовление варикапа на основе сверхрезкого  $p-n$ -перехода целесообразно только при значениях градиентного коэффициента  $a$ , лежащего в диапазоне  $10^7 \dots 10^8 \text{ м}^{-1}$ . При данных значениях градиентного коэффициента толщина базы варикапа  $\delta$  лежит в пределах  $0,5 \dots 2,5 \text{ мкм}$ . Поэтому можно сделать вывод, что данный варикап имеет лучшие характеристики по сравнению с имеющимися конструкциями до значения обратного напряжения, равного  $-5 \text{ В}$ . Наиболее высокие значения коэффициента нелинейности можно получить, если

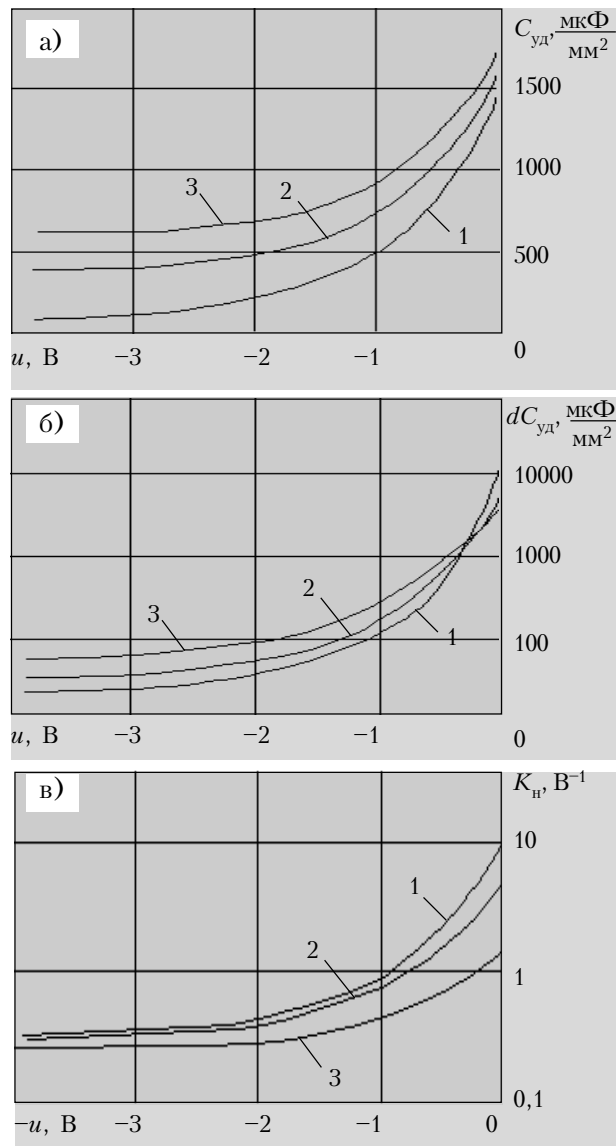


Рис. 3. Зависимость удельной емкости (а), скорости изменения удельной емкости (б) и коэффициента нелинейности (в) от обратного напряжения для различных значений градиентного коэффициента:

1 –  $10^8 \text{ м}^{-1}$ ; 2 –  $5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ ; 3 –  $10^7 \text{ м}^{-1}$

использовать рабочий диапазон напряжения  $\Delta u=1 \text{ В}$ , что хорошо видно на рис. 3, в. Такие высокие значения коэффициента нелинейности в конструкциях полупроводниковых варикапов, используемых в настоящее время, можно получить только при прямых смещениях  $p-n$ -перехода, что нежелательно, т. к. при этом резко падает добротность варикапа.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Берман Л. С. Введение в физику варикапов. – М. : Наука, 1968.
2. Готра З. Ю. Технология микроэлектронных устройств: Справочник. – М. : Радио и связь, 1991.
3. Бронштейн И. А., Семендяев К. А. Справочник по математике. – М. : Наука, 1967.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2 кн. – М. : Мир, 1984.