

К. ф.-м. н. Н. Б. ГОРЕВ, к. ф.-м. н. И. Ф. КОДЖЕСПИРОВА,
к. ф.-м. н. Е. Н. ПРИВАЛОВ

Украина, г. Днепрпетровск, Институт технической механики
НАНУ и НКАУ
E-mail: gorev57@mail.ru

Дата поступления в редакцию
04.04 2008 г.

Оппонент к. т. н. В. А. МОСКАЛЮК
(НТУУ «КПИ», г. Киев)

ВОЛЬТ-ФАРАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СТРУКТУР GaAs

Выявлены особенности вольт-фарадных характеристик ионно-имплантированных структур GaAs, обусловленные наличием глубоких центров захвата.

Ионная имплантация — один из важнейших методов изготовления приборов и интегральных схем на основе GaAs. Поскольку имплантация легирующей примеси производится непосредственно в полупроводниковую подложку, компенсированную глубокими центрами, эти центры могут оказывать заметное влияние на характеристики ионно-имплантированных структур, в том числе и на вольт-фарадную характеристику, которая широко используется для определения параметров полупроводниковых структур и приборов на их основе.

Существующие методы расчета барьерной емкости ионно-имплантированных структур основаны на предположении, что на границе между областью обеднения барьера Шоттки и нейтральным каналом концентрация свободных носителей изменяется скачком от нуля до концентрации легирующей примеси N_d [1], которое перестает выполняться при смыкании этой области обеднения с областью объемного заряда на границе имплантированного слоя с подложкой [2]. Целью данной работы является выявление особенностей вольт-фарадных характеристик ионно-имплантированных структур, обусловленных наличием глубоких центров.

Низко- и высокочастотная барьерная емкость C_{LF} и C_{HF} следующим образом выражается через напряженность электрического поля E_b на границе «металл—полупроводник»:

$$C_{LF} = \epsilon \epsilon_0 S \frac{\delta E_b}{\delta V_{rev}}, \quad C_{HF} = \epsilon \epsilon_0 S \frac{\delta E_b}{\delta V_{rev}} \Big|_{\delta n_t=0}, \quad (1)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;
 ϵ_0 — диэлектрическая постоянная;
 S — площадь барьерного контакта;
 V_{rev} — обратное напряжение на барьере Шоттки;
 δE_b и δn_t — соответственно изменения напряженности электрического поля E_b и концентрации захваченных носителей n_t при изменении δV_{rev} обратного напряжения на барьере Шоттки.

Определим зависимость напряженности электрического поля E_b на границе «металл—полупровод-

ник» от обратного напряжения V_{rev} на барьере Шоттки. Для этого рассмотрим структуру, полученную имплантацией донорной примеси в полупроводниковую подложку, содержащую мелкие доноры с концентрацией N_s и компенсирующие их глубокие электронные центры захвата акцепторного типа с концентрацией N_p , параметр Шокли–Рида которых (концентрация свободных носителей в случае, когда уровень Ферми совпадает с энергетическим уровнем глубокого центра) равен n_1 . Профиль концентрации имплантированной донорной примеси имеет гауссов вид:

$$N_d(x) = N_p \exp\left\{-\left[\frac{(x - R_p)}{\sigma\sqrt{2}}\right]^2\right\},$$

где x — координата, отсчитываемая от поверхности полупроводника;
 N_p — максимальная концентрация имплантированных доноров;
 R_p — средняя проекция пробега ионов;
 σ — среднеквадратичное отклонение проекции.

На поверхность структуры нанесен контакт Шоттки, к которому приложено обратное напряжение V_{rev} . Распределение напряженности электрического поля E в структуре описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [n + n_t - N_d(x) - N_s], \quad (2)$$

где q — заряд электрона;
 n — концентрация свободных носителей;
 n_t — концентрация захваченных носителей,
 $n_t = N_p n / (n + n_1)$.

Поскольку к барьеру приложено обратное напряжение, ток, протекающий через барьер, пренебрежимо мал и, следовательно, квазиуровень Ферми в нейтральной части подложки постоянен. Согласно диодной теории барьера Шоттки, которая справедлива для полупроводников с высокой подвижностью, он постоянен и в области обеднения барьера и смещен относительно уровня Ферми в металле на величину qV_{rev} . В силу постоянства квазиуровня Ферми уравнение непрерывности тока принимает вид

$$\frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} nE, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура.

В рамках диодной теории барьера Шоттки граничное условие на границе «металл—полупроводник» ($x=0$) имеет вид

$$V_{rev} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{n(0)} - \Phi_b/q, \quad (4)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника;

$n(0)$ — концентрация свободных носителей на границе «металл—полупроводник»;

Φ_b — высота барьера со стороны металла.

Еще одно граничное условие, для глубины подложки, имеет вид

$$E \rightarrow 0 \Leftrightarrow n \rightarrow n_{sub}, \quad (5)$$

где n_{sub} — концентрация свободных носителей в глубине подложки, связанная с N_p, N_s, n_1 условием электронейтральности $n_{sub} + N_t n_{sub} / (n_{sub} + n_1) = N_s$.

Уравнения (2), (3) с граничными условиями (4), (5) представляют собой нелинейную краевую задачу, решение которой позволяет найти искомую напряженность электрического поля на границе «металл—полупроводник».

Как правило, для решения нелинейных краевых задач используются различные итерационные методы [3]. В данном же случае специфика задачи позволяет свести ее к задаче Коши, не прибегая к итерациям. Дело в том, что на границе имплантированного слоя и подложки имеется область встроеного объемного заряда (переход «канал—подложка») [2]. В силу того, что дебаевская длина в компенсированной полуизолирующей подложке намного больше дебаевской длины в имплантированном слое, эта область простирается в подложку на значительное расстояние, превосходящее ширину области легирования.

Вне области легирования уравнение (2) принимает вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left(n + N_t \frac{n}{n + n_1} - N_s \right). \quad (6)$$

Исключив координату x из уравнений (3) и (6), получим

$$\frac{dE}{dn} = \frac{kT}{\epsilon\epsilon_0} \frac{n + N_t n / (n + n_1) - N_s}{nE}. \quad (7)$$

Уравнение (7) может быть легко решено, и с учетом условия (5) дает следующее соотношение между E и n :

$$E = \frac{\sqrt{2kT}}{ql_{sub}} \operatorname{sgn}(n_{sub} - n) \times \left(\frac{n - n_{sub}}{N_t} + \ln \frac{n + n_1}{n_{sub} + n_1} - \frac{N_s}{N_t} \ln \frac{n}{n_{sub}} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\text{где } l_{sub} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{q^2 N_t}}.$$

Теперь мы можем выбрать некоторую точку x_{in} в подложке вне области легирования ($x_{in} - R_p \gg \sigma$), зафиксировать некоторое значение n_{in} концентрации свободных носителей, найти из (8) соответствующее ему значение напряженности электрического поля $E(n_{in})$ и затем решить уравнения (2), (3) с начальными условиями

$$E(x_{in}) = E(n_{in}), \quad n(x_{in}) = n_{in}.$$

Это позволяет варьируя n_{in} получить зависимость $E_b(V_{rev})$, а следовательно, и $C_{LF}(V_{rev})$ в параметрической форме.

Найдем теперь высокочастотную емкость C_{HF} .

Пусть обратное напряжение V_{rev} изменилось на малую величину δV_{rev} столь быстро, что концентрация захваченных носителей n_t измениться не успела, т. е. $\delta n_t = 0$. Представим E и n при обратном напряжении $V_{rev} + \delta V_{rev}$ в виде $E = E_0 + \delta E$, $n = n_0 + \delta n$, где E_0, n_0 — решение системы (2), (3) при обратном напряжении V_{rev} , полученное описанным выше методом. С учетом условия $\delta n_t = 0$, линеаризация уравнений (2), (3) дает

$$\frac{d}{dx} \delta E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \delta n; \quad (9)$$

$$\frac{d}{dx} \delta n = \frac{q}{kT} (n_0 \delta E + E_0 \delta n). \quad (10)$$

Линеаризованные граничные условия (4), (5) принимают вид

$$\delta E \rightarrow 0 \Leftrightarrow \delta n \rightarrow 0; \quad (11)$$

$$\delta V_{rev} = - \frac{kT}{q} \frac{\delta n(0)}{n_0(0)}. \quad (12)$$

Если известно решение E_0, n_0 , то численное решение линейной краевой задачи (9)—(12) может быть легко получено стандартными неитерационными методами, например, методом суперпозиции [3], после чего высокочастотная емкость C_{HF} находится по формуле (1).

Типичные рассчитанные зависимости низко- и высокочастотной барьерной емкости C_{LF} и C_{HF} ионно-имплантированной структуры GaAs от обратного напряжения V_{rev} на барьере Шоттки для различных значений концентрации глубоких центров N_t при фиксированных параметрах легирования N_p, R_p, σ приведены на **рис. 1** ($N_p = 1,64 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $R_p = 0,123 \text{ мкм}$; $\sigma = 0,051 \text{ мкм}$; $N_s = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $n_{sub} = 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\Phi_b = 0,8 \text{ эВ}$; $S = 300 \text{ мкм}^2$; $T = 300 \text{ К}$).

Как видно из вольт-фарадных характеристик, глубокие центры оказывают значительное влияние как на низко-, так и на высокочастотную барьерную емкость. Так, на низкочастотной вольт-фарадной зависимости имеется участок роста емкости, наклон которого уменьшается с ростом концентрации глубоких центров. Появление этого участка, как и в случае эпитаксиальных структур [4—6], обусловлено увеличением скорости изменения заряда барьера

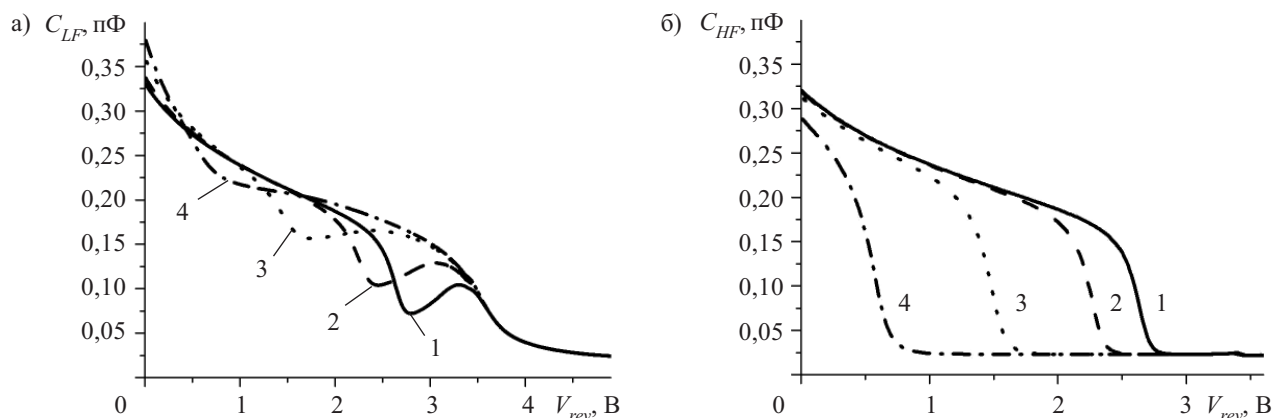


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики низкочастотной (а) и высокочастотной (б) барьерной емкости ионно-имплантированной структуры GaAs для различных значений N_p :
1 — $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 2 — 10^{16} ; 3 — $3 \cdot 10^{16}$; 4 — $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$;

Шоттки с обратным напряжением с началом интенсивного опустошения глубоких центров. Отличие же от эпитаксиальных структур заключается в том, что с увеличением концентрации глубоких центров этот участок исчезает. Это связано с тем, что ионно-имплантированные структуры содержат глубокие центры не только в полуизолирующей подложке, но и в самом имплантированном слое, и поэтому опустошение глубоких центров с изменением обратного напряжения происходит при всех обратных напряжениях, а не только при которых область объемного заряда барьера Шоттки достигает перехода «канал—подложка».

Что касается высокочастотной вольт-фарадной характеристики, то она имеет участок резкого падения емкости, который с увеличением концентрации глубоких центров сдвигается в сторону более низких обратных напряжений. Такое поведение емкости объясняется резким падением концентрации свободных носителей на границе канала. С увеличением же концентрации глубоких центров канал сужается вследствие расширения области объемного заряда перехода «канал—подложка», и поэтому падение емкости начинается при меньших обратных напряжениях.

Таким образом, показано, что на вольт-фарадные характеристики ионно-имплантированных структур

GaAs значительное влияние оказывают глубокие центры захвата. Особенности вольт-фарадных характеристик, обусловленные наличием глубоких центров, могут быть использованы для оценки концентрации этих центров по вольт-фарадным измерениям в исходных полупроводниковых пластинах.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия.— М.: Мир, 1991.
2. Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. Явления токопереноса в тонкопленочных арсенидгаллиевых структурах.— Киев: Наукова думка, 1990.
3. На Ц. Вычислительные методы решения прикладных граничных задач.— М.: Мир, 1982.
4. Горев Н. Б., Костылев С. А., Макарова Т. В. и др. Вольт-фарадные характеристики тонкопленочных структур n -GaAs // Физика и техника полупроводников.— 1992.— Т. 26, № 5.— С. 861—867.
5. Kostylev S. A., Prokhorov E. F., Gorev N. B. et al. Low-frequency capacitance-voltage characterization of deep levels in film-buffer layer-substrate GaAs structures // Solid-State Electronics.— 1999.— V. 43, N 1.— P. 169—176.
6. Gonzalez-Hernandez J., Prokhorov E., Gorev N. B. et al. Non-destructive technique for the characterization of deep traps at interlayer interfaces in thin-film multilayer semiconductor structures // Journal of Vacuum Science & Technology B.— 1999.— V. 17, N 5.— P. 2357—2360.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Крухмалев В. В., Гордиенко В. Н., Моченов А.Д. и др. Основы построения телекоммуникационных систем и сетей. Под ред. Гордиенко В. Н. и Крухмалева В. В.— М.: Горячая линия—Телеком, 2008.— 424 с.

Рассмотрены характеристики первичных электрических сигналов и соответствующих им каналов передачи, принципы организации двусторонних каналов и особенности передачи электрических сигналов по таким каналам. Изложены основы построения систем передачи с частотным и временным разделением каналов. Особое внимание уделено построению цифровых систем передачи с временным разделением каналов на основе импульсно-кодовой модуляции. Раскрыты принципы иерархического построения систем передачи. Рассмотрены вопросы построения цифровых волоконно-оптических систем передачи и систем радиосвязи: радиорелейных и спутниковых систем передачи, систем подвижной радиосвязи. Освещены основы построения телекоммуникационных сетей различного назначения и принципы их взаимодействия. Для студентов, обучающихся по направлению «Телекоммуникации».