

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

Украина, г. Днепропетровск, Институт технической механики
E-mail: gorev57@mail.ru

Дата поступления в редакцию
07.06 2007 г.

Оппонент д. т. н. В. И. ТИМОФЕЕВ
(НТУУ «КПИ», г. Киев)

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ОТСЕЧКИ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ НА GaAs

Напряжение отсечки ионно-имплантированных полевых транзисторов с барьером Шоттки на GaAs можно прогнозировать до нанесения контактов по вольт-фарадным измерениям.

Ионная имплантация является одной из самых прогрессивных технологий изготовления интегральных схем на основе GaAs. К полевым транзисторам с барьером Шоттки (ПТШ), входящим в состав интегральных схем, предъявляются жесткие требования по однородности параметров, включая напряжение отсечки, в то время как известно, что в ионно-имплантированных ПТШ, изготовленных на одной пластине, может наблюдаться заметный разброс напряжения отсечки, вплоть до смены его знака [1, 2]. Это связывается с вариацией концентрации свободных носителей в имплантированном слое, обусловленной неоднородным распределением атомов хрома в легированных хромом подложках [1, 3] и неоднородным распределением дислокаций в слаболегированных хромом и нелегированных подложках [4, 5].

Прогнозирование (еще до изготовления транзисторов) напряжения отсечки в пластинах GaAs с ионно-имплантированным слоем является целью данной работы.

В состоянии отсечки проводящий канал транзистора практически полностью обеднен свободными носителями. С другой стороны, ранее нами показано [6, 7], что как для эпитаксиальных, так и для ионно-имплантированных тонкопленочных структур GaAs вольт-фарадная характеристика имеет особенности, позволяющие определить напряжение на затворе, при котором достигается это обеднение. Эти особенности обусловлены наличием области встроенного пространственного заряда (перехода «активный слой—подложка») на границе между низкоомным активным слоем и полуизолирующей компенсированной подложкой. А именно, когда область обеднения барьера Шоттки достигает границы области обеднения перехода «активный слой—подложка», на вольт-фарадной характеристике появляется участок резкого падения, обусловленный резким падением концентрации свободных носителей на этой границе.

С дальнейшим же ростом обратного напряжения на барьере Шоттки зондирующий край области обед-

нения барьера Шоттки достигает места, где концентрация свободных носителей начинает выходить на свое значение в глубине полуизолирующей подложки, т. е. величина градиента этой концентрации начинает уменьшаться. Это приводит к тому, что участок резкого падения вольт-фарадной характеристики начинает выполаживаться, причем, как следует из вышесказанного, это выполаживание начинается при практически полном обеднении канала. Это позволяет предположить, что напряжение отсечки можно оценить как напряжение точки перегиба на вольт-фарадной кривой, при переходе через которую эта кривая из выпуклой становится вогнутой — точка *I* на рис. 1. (Здесь площадь барьерного контакта $S=300$ мкм², максимальная концентрация имплантированных доноров $N_p=1,88 \cdot 10^{17}$ см⁻³, средняя проекция пробега ионов $R_p=0,123$ мкм, среднеквадратичное отклонение $\sigma=0,051$ мкм, концентрация мелких доноров в исходной подложке $N_s=10^{15}$ см⁻³, концентрация глубоких центров в подложке $N_t=5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, концентрация свободных носителей в глубине подложки $n_{sub}=10^9$ см⁻³, $T=300$ К.)

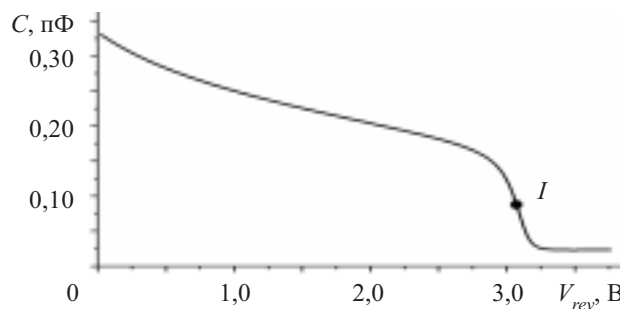


Рис. 1. Рассчитанная зависимость высокочастотной барьерной емкости C ионно-имплантированной структуры от обратного напряжения на барьере V_{rev}

Для проверки этого предположения необходимо рассчитать напряжение отсечки транзистора и сравнить его с напряжением отсечки, найденным из вольт-фарадной характеристики.

Расчет вольт-фарадной характеристики ионно-имплантированной структуры с учетом наличия области встроенного пространственного заряда на границе имплантированного слоя и полуизолирующей подложки выполнен нами в [6]. Поэтому необходима модель ионно-имплантированного ПТШ, позволяющая рассчитать напряжение отсечки.

Имеются аналитические модели ионно-имплантированных ПТШ для транзисторов как с низким, так и с высоким напряжением перекрытия канала [8, с. 316]. Однако эти модели основаны на допущении, что проводящий канал электронейтрален, область обеднения барьера Шоттки полностью обеднена свободными носителями, и граница между каналом и этой областью является резкой (приближение резких границ). Приближение же это справедливо только в том случае, если ширина канала намного больше такого характерного размера как дебаевская длина, и поэтому оно становится заведомо неприменимым вблизи отсечки. Численные же двумерные модели ионно-имплантированных ПТШ имеют довольно большое число входных параметров (точные значения которых часто неизвестны) и требуют довольно значительного объема вычислений. Поэтому ниже мы предлагаем простую квазидвухмерную модель ионно-имплантированного ПТШ, которая не использует приближения резких границ и сводится к двум одномерным задачам, решаемым последовательно.

Рассмотрим ПТШ, полученный имплантацией донорной примеси в полуизолирующую подложку, содержащую мелкие доноры с концентрацией N_s и компенсирующие их глубокие электронные центры захвата акцепторного типа с концентрацией N_t .

Пусть параметр Шокли–Рида этих центров (концентрация свободных носителей в случае, когда уровень Ферми совпадает с энергетическим уровнем глубокого центра) равен n_1 . Направим ось OY системы координат от истока к стоку параллельно поверхности транзистора, ось OX — вглубь подложки, и зафиксируем начало координат на поверхности транзистора на истоковом конце затвора. Пусть профиль концентрации имплантированной донорной примеси имеет гауссов вид:

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

где N_p — максимальная концентрация имплантированных доноров;
 R_p — средняя проекция пробега ионов;
 σ — среднеквадратичное отклонение.

Сделаем следующие предположения, являющиеся общепринятыми при рассмотрении структур ПТШ:

- продольное электрическое поле E_y существует только в проводящем канале и не зависит от поперечной координаты x ;
- поперечной компонентой и диффузионной составляющей продольной компоненты плотности тока можно пренебречь.

В этих предположениях ток исток–сток I_{ds} имеет вид

$$I_{ds} = qWv(E_y) \int_0^{d(y)} n(x, y) dx, \quad (1)$$

где q — заряд электрона;
 W — ширина транзистора;
 v — дрейфовая скорость носителей;
 d — расстояние от плоскости затвора до границы «активный слой–подложка», т. е. до границы между областями обеднения и накопления перехода «активный слой–подложка»;
 n — концентрация свободных носителей.

Напряжение отсечки транзистора V_{th} определяется как напряжение исток–затвор, при котором ток насыщения I_{sat} достигает некоторой заданной малой величины (обычно 10 или 5 мкА). Поэтому для определения напряжения отсечки надо найти зависимость тока насыщения I_{sat} от напряжения исток–затвор V_G .

Для арсенида галлия на зависимости дрейфовой скорости носителей от электрического поля имеется падающий участок, т. е. участок отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), который во многом определяет свойства этого материала и приборов на его основе. В частности, в случае арсенидгаллиевых ПТШ наличие этого участка приводит к тому, что когда продольное электрическое поле на стоковом конце затвора достигает порогового поля E_t появления ОДП, там начинает формироваться статический домен сильного электрического поля, который ответственен за насыщение тока исток–сток [9, с. 72].

В дальнейшем будем предполагать, что ток исток–сток насыщается уже в момент достижения продольным электрическим полем на стоковом конце затвора значения E_t . Это предположение позволяет найти ток насыщения оставаясь в области продольных электрических полей $E_y \leq E_t$, в которой зависимость дрейфовой скорости от электрического поля может быть представлена как $v(E_y) = \mu E_y$, где μ — низковолевая подвижность.

Из (1) вытекает следующее выражение для продольного электрического поля в точке y :

$$E_y(y) = \frac{E_y(0)G(0)}{G(y)}, \quad (2)$$

где введено обозначение $G(y) = \int_0^{d(y)} n(x, y) dy$.

Ниже будет показано, что если продольное электрическое поле под затвором меньше порогового поля появления ОДП (т. е. $E_y < E_t$ при $y < l$, где l — длина затвора), то распределение концентрации свободных носителей в поперечном сечении $y = \text{const}$ определяется только эффективным напряжением V_{Gef} на затворе в этом сечении:

$$V_{Gef}(y) = V_G + \int_0^y E_y(y') dy' \quad (3)$$

(здесь и далее под V_G и V_{Gef} понимается их абсолютная величина).

Заметим, что в выражении (3) мы пренебрегли падением напряжения на сопротивлении исток–затвор. Это вполне допустимо, поскольку рассматривается состояние вблизи отсечки, в котором практически все приложенное напряжение исток–сток падает под затвором.

В силу вышесказанного функция G зависит от y как сложная функция $G(y) = G[V_{Gef}(y)]$. Будем считать, что зависимость $G(V_{Gef})$ известна (мы определим ее позже). Тогда, продифференцировав (3) по y , с учетом (2) получим следующее дифференциальное уравнение для V_{Gef} :

$$\frac{dV_{Gef}}{dy} = \frac{E_y(0)G(V_G)}{G(V_{Gef})}. \quad (4)$$

Численное решение этого уравнения с начальным условием $V_{Gef}(0)=V_G$ дает $V_{Gef}(l)$, а следовательно, и продольное электрическое поле на стоковом конце затвора:

$$E_y(l) = \frac{E_y(0)G(V_G)}{G[V_{Gef}(l)]}. \quad (5)$$

Ток насыщения транзистора I_{sat} находится как

$$I_{sat} = qW\mu E_{y0}G(V_G), \quad (6)$$

где E_{y0} — значение продольного электрического поля $E_y(0)$ на истоковом конце затвора, при котором $E_y(l)=E_r$.

Найдем теперь функцию $G(V_{Gef})$. Поскольку для напряжений исток-сток, для которых при $y<l$ продольное электрическое поле $E_y(y)<E_r$, статического домена сильного электрического поля под затвором еще нет, то для этих напряжений выполняется условие $dE_y/dy \ll \partial E_x/\partial x$, в силу чего уравнение Пуассона принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(x, y)}{\partial x} = \\ = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left[n(x, y) + N_t \frac{n(x, y)}{n(x, y) + n_1} - N_d(x) - N_s \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

В предположении отсутствия поперечного тока, для свободных носителей в поперечном направлении имеет место распределение Больцмана, дифференциальная форма которого дается выражением

$$\frac{\partial n(x, y)}{\partial x} = \frac{q}{kT} n(x, y) E_x(x, y), \quad (8)$$

где k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура.

В рамках диодной теории барьера Шоттки граничное условие на границе «металл—полупроводник» имеет вид

$$V_{Gef}(y) = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{n(0, y)} - \Phi_b/q, \quad (9)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника;

Φ_b — высота барьера Шоттки.

Еще одно граничное условие имеет место в глубине подложки:

$$E_x(x, y) \rightarrow 0 \Leftrightarrow n(x, y) \rightarrow n_{sub}, \quad (10)$$

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

Из уравнений (7), (8) и граничных условий к ним (9), (10) видно, что распределение концентрации свободных носителей в поперечном направлении действительно зависит от y только через посредство величины V_{Gef} . Искомая функция $G(V_{Gef})$ получается в

результате численного решения этих уравнений с указанными граничными условиями.

Итак, предложенная модель транзистора состоит из двух одномерных задач, решаемых последовательно: вначале строится функция $G(V_{Gef})$, а потом с использованием этой функции находится зависимость тока насыщения I_{sat} от напряжения исток-затвор V_G , позволяющая найти напряжение отсечки V_{th} .

На рис. 2 приведены зависимости напряжения отсечки V_{th} (рассчитанного по приведенной выше модели ПТШ и найденного по рассчитанной вольт-фарадной характеристике) от максимальной концентрации N_p легирующей примеси в канале транзистора. (Здесь $W=300$ мкм, $l=1$ мкм, $\Phi_b=0,8$ эВ, $\mu=3000$ см²/(В·с), $E_r=3$ кВ/см, $R_p=0,123$ мкм, $\sigma=0,051$ мкм, $N_s=10^{15}$ см⁻³, $N_t=10^{16}$ см⁻³, $n_{sub}=10^9$ см⁻³, $T=300$ К.)

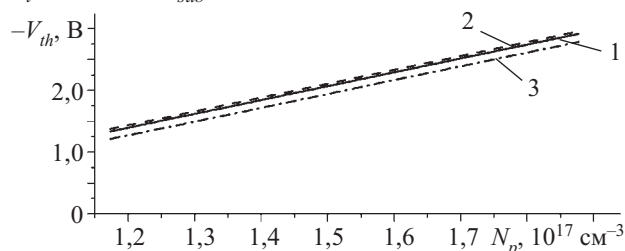


Рис. 2. Напряжение отсечки V_{th} ионно-имплантированного ПТШ, рассчитанное по модели ПТШ (1 — $I_{sat}=10$ мкА; 2 — $I_{sat}=5$ мкА) и предсказанное по рассчитанной вольт-фарадной характеристике (3)

Как видно из графиков, напряжение отсечки действительно можно прогнозировать по вольт-фарадной характеристике с хорошей точностью.

В зависимости от технологии изготовления ионно-имплантированных ПТШ, предложенный метод может быть использован для прогнозирования напряжения отсечки с помощью вольт-фарадных измерений до нанесения контактов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Наниси Я., Исида С., Миядзава С., Исиси Я. Оценка свойств полуизолирующего GaAs для изготовления интегральных схем // Кэнкю дзицукэ хококу. — 1984. — Т. 33, № 4. — С. 675—693.
2. Миядзава С. Характеристики полуизолирующих кристаллов GaAs // Нихон кэссэ гакайси. — 1986. — Т. 28, № 2. — С. 92—102.
3. Martin G. M., Berth M., Venger C. Role of substrate in electrical properties of GaAs implanted layers // Electronics Letters. — 1980. — Vol. 16, N 8. — P. 278—279.
4. Nanishi Y., Ishida S., Miyazawa S. Correlation between dislocation distribution and FET performances observed in low Cr doped LEC GaAs // Japanese Journal of Applied Physics. — 1983. — Vol. 22, N 1. — P. L54—L56.
5. Miyazawa S., Nanishi Y. Characterization of semi-insulating GaAs substrates for GaAs ICs // Japanese Journal of Applied Physics. — 1983. — Vol. 22, Suppl. 22-1. — P. 419—425.
6. Gorev N. B., Kodzheshirova I. F., Privalov E. N. et al. Photocapacitance of GaAs thin-film structures fabricated on a semi-insulating compensated substrate // International Journal of High Speed Electronics and Systems. — 2004. — Vol. 14, N 3. — P. 775—784.
7. Gorev N. B., Kodzheshirova I. F., Privalov E. N. et al. Photocapacitance of GaAs thin-film epitaxial structures // Solid-State Electronics. — 2005. — Vol. 49, N 3. — P. 343—349.
8. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. — М.: Мир, 1991.
9. Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. Явления токопереноса в тонкопленочных арсенидгаллиевых структурах. — Киев: Наукова думка, 1990.