

ИОНИЗАЦИОННАЯ РЕАКЦИЯ p - n -СТРУКТУР ИМС ПРИ БОЛЬШИХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Андреев С. П., Аствацатурьян Е. Р., Головин А. В.,
Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С., Полушин В. А.,
Чичерюкин А. В.

Проведено аналитическое и численное изучение ионизационной реакции p - n -структур ИМС, облучаемых как слабым, так и мощным ионизирующим излучением (ИИ). Найден количественный критерий (в виде отношения концентрации генерированных ИИ неосновных носителей заряда к уровню легирования) области применимости теории ИИ слабых интенсивностей. Рассчитаны ВАХ полупроводниковой структуры, облучаемой мощным ИИ, и обнаружен эффект восстановления p - n -перехода при включении определенного отрицательного напряжения смещения.

Разработка ИМС специализированного назначения требует решения проблемы их радиационной стойкости (РС) в отношении воздействия внешних ионизирующих излучений (ИИ). В условиях такого воздействия ионизационная реакция (ИР) p - n -структур ИМС элементов РЭА определяется механизмом генерации неосновных носителей заряда (ННЗ), обуславливающих возникновение значительных ионизационных токов в p - n -структурах ИМС [1]. При воздействии ИИ слабых интенсивностей $G \ll G_{кр}$, когда генерируемые концентрации ННЗ Δp дырок и Δn электронов существенно меньше уровней легирования доноров N_d и (или) акцепторов N_a , $\Delta p, \Delta n \ll N_d, a$, изменения структуры p - n -перехода не происходит и ионизационный фототок I_f линейно зависит от G [2]. Для мощных ИИ $G \gg G_{кр}$, когда реализуется противоположный случай $\Delta p, \Delta n \gg N_d, a$, исследования механизма формирования ИР не проводилось, поскольку в такой ситуации происходит изменение структуры p - n -перехода и необходимо нахождение самосогласованного решения системы уравнений переноса и уравнения Пуассона.

В работе проведены аналитическое и численное исследования ионизационной реакции p - n -структуры для ИИ произвольной интенсивности. Найден количественный критерий области применимости теории ИИ слабых интенсивностей [1]. Впервые рассчитаны ВАХ полупроводниковой структуры, облучаемой мощным ИИ, и обнаружен эффект восстановления p - n -перехода при включении определенного напряжения смещения, что должно приводить к существенному изменению критериев РС аппаратуры, подвергающейся внешнему воздействию.

Система уравнений, определяющая ИР структуры, имеет вид [3]

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \nabla j_n = R - Gg; \quad j_n = eD_n \left(\nabla n + \frac{e(x)}{\varphi_i} n(x) \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e} \nabla j_p = R - Gg; \quad j_p = eD_p \left(-\nabla p + \frac{e(x)}{\varphi_i} p(x) \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} (p - n + N_d - N_a), \quad e > 0, \quad (3)$$

$$R(n, p) = R_{SR}(n, p) + (pn - n_i^2) (C_p p + C_n n), \quad (4)$$

где первый член в интенсивности рекомбинации R определяет рекомбинацию по Шокли—Риду [4], а второй отвечает оже-процессам [5].

Для численного моделирования ИР была выбрана p - n -структура, образованная двумя одномерными p - и n -областями, ограниченными металлическими контактами, ВАХ которых задавались условиями Шоттки [6-8]

$$j_n^s = \pm ev_n(n_0 - n_s); \quad j_p^s = \pm ev_p(p_s - p_0), \quad (5)$$

здесь j_n^s, j_p^s — потоки электронов, дырок через контакты; v_n, v_p — скорости поверхностной рекомбинации электронов, дырок; n_s, p_s — концентрации электронов, дырок на контакте; p_0, n_0 — значения концентраций в равновесных условиях при $G=0$.

Моделирование ИР проведено в допущении равенств концентраций $N_d = N_a$, длин областей $w_n = w_p$ и времен жизни $\tau_n = \tau_p$, что обусловлено только стремле-

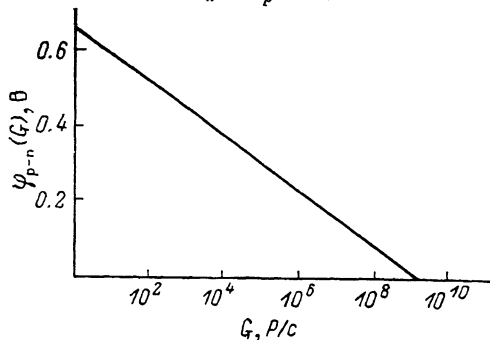


Рис. 1. Изменение контактной разности потенциала φ_{p-n} на p - n -переходе с ростом интенсивности G внешнего излучения.

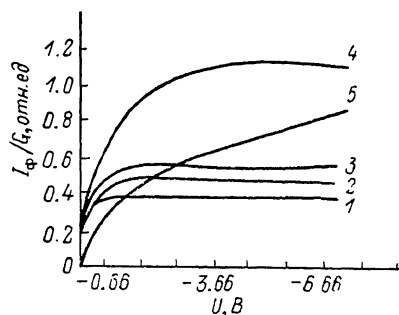


Рис. 2. Рассчитанные ВАХ p - n -структуры для различных значений интенсивности G , P/c.

1 — 10^9 , 2 — $5 \cdot 10^9$, 3 — 10^{10} , 4 — 10^{10} , 5 — 10^{11} .

нием максимально ограничить набор характеристик структуры, определяющих ИР, и изучить ее зависимость лишь от двух основных внешних параметров: интенсивности ИИ и приложенного напряжения.¹ Для того чтобы падение напряжения происходило подавляющим образом на объеме структуры, были смоделированы «идеальные» проводящие контакты, для которых встроенный потенциал ψ_s равнялся нулю и уравнение цепи сводилось к учету падения напряжения на объеме p - и n -областей и p - n -перехода. Исследование ИР p - n -структуры проведем при постоянной интенсивности ИИ в рамках квазистационарного режима воздействия,² поскольку именно в таком случае минимальной интенсивности ИИ отвечает максимальное значение фототока в структуре.

На рис. 1 показано изменение контактной разности потенциала φ_{p-n} p - n -структуры при увеличении интенсивности G от 0 до 10^{11} P/c. Из полученной зависимости видно, что падение величины φ_{p-n} с ростом G до значения $5 \cdot 10^8$ P/c носит экспоненциальный характер. Величина φ_{p-n} затем переходит в плавное, близкое к линейному уменьшение до нуля при интенсивности $G = 5 \cdot 10^9$ P/c. Такая смена режима связана с тем, что при $G \geq G_{кр} = 5 \cdot 10^8$ P/c концентрации генерированных ННЗ $\Delta p, \Delta n \geq 0.3 N_{d,a}$ становятся сопоставимыми с концентрацией основных $n^n, p^p \approx 1.3 N_{d,a}$, что приводит к исчезновению p - n -перехода в интервале интенсивностей $G \in (5 \cdot 10^8 - 10^9)$ P/c. Таким образом, теория ИИ слабых интенсивностей [1] корректна, пока концентрация генерированных ННЗ в $\sim 2-4$ раза меньше уровня легирования. Данный факт является закономерным, поскольку именно при таких условиях на p - n -переходе еще существует разность потенциалов φ_{p-n} ; примерно равная величине теплового потенциала φ_T (при комнатной температуре $\varphi_T = 0.0259$ В).

¹ Все графики получены при концентрации $N_{d,a} = 10^{16}$ см⁻³, длинах областей $w_n, w_p = 50$ мкм, временах жизни $\tau_n, \tau_p = 10^{-7}$ с.

² Этому соответствует функция генерации $Gg\eta(t)$, где $\eta(t)$ — функция Хевисайда.

На рис. 2 представлены ВАХ излучаемой структуры при $G=10^8$, $5 \cdot 10^8$, 10^9 , 10^{10} , 10^{11} P/c для интервала напряжений $U=(0 \div -6)$ В. Из приведенных зависимостей видно, что во всей области $G \in 5 \cdot 10^8 - 10^{11}$ P/c (т. е. когда уже исчезновение $p-n$ -перехода при $G=5 \cdot 10^8$ P/c произошло и интенсивность ИИ возросла в 200 раз) амплитуда фототока все еще находится в том же интервале значений $I_\phi = -eGg\lambda$, что и при слабых ИИ (здесь g — скорость генерации носителей, λ — длина собирания [2]).

Для объяснения найденных ВАХ $p-n$ -структуры рассмотрим распределение носителей $n(x)$, $p(x)$ (рис. 3) и потенциала $\varphi(x)$ (рис. 4) при уровне гене-

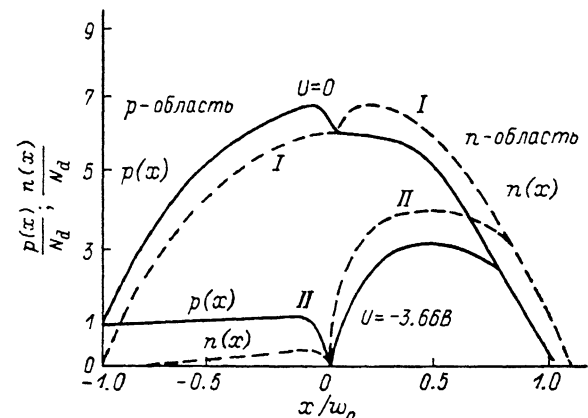


Рис. 3. Распределение концентраций электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ по структуре, облучаемой мощным ИИ.

$G=10^{10}$ P/c при различных значениях внешнего напряжения.

рации $G=10^{10}$ P/c и внешних напряжениях $U=0$ и -3.66 В. Из сопоставления распределений I и II на рис. 3 следует, что включение отрицательного смещения $U < 0$ приводит к кардинальному изменению распределений $n(x)$ и $p(x)$. Это выражается в том, что при $U=-3.66$ В на общей границе p - и n -областей происходит существенное обеднение носителями объема, что приводит к восстановлению $p-n$ -перехода, и при дальнейшем увеличении напряжения все его приращение полностью падает на данной обедненной области (рис. 4). Отметим парадоксальность ситуации: при отсутствии внешнего напряжения смещения ($U=0$) структура ста-

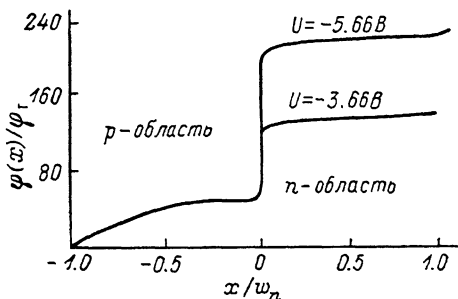


Рис. 4. Распределение потенциала $\varphi(x)$ по структуре, облучаемой мощным излучением $G=10^{10}$ P/c при разных значениях внешнего напряжения.

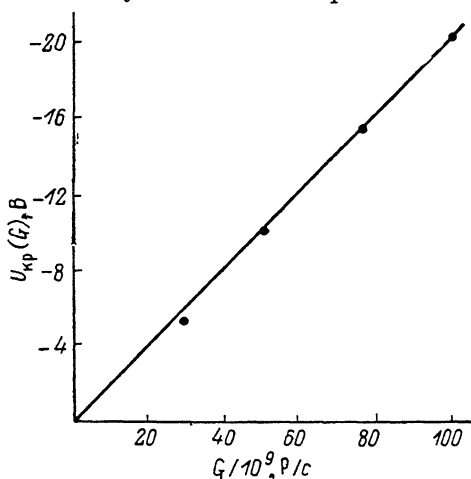


Рис. 5. Теоретические и численные (точки) результаты расчетов зависимости критического напряжения $U_{кр}$ от интенсивности внешнего излучения G .

новится практически полностью однородной, и только включение внешнего напряжения $U < 0$ приводит к восстановлению $p-n$ -перехода.

Физическая причина обнаруженного эффекта восстановления $p-n$ -перехода заключается в следующем. При $U=0$ в объеме структуры происходит образование распределений $n(x)$, $p(x)$, имеющих колоколообразную форму, обусловленную тем, что на границе металл—полупроводник имеются рекомбинационные контакты, на которых скорости рекомбинации v_n и v_p (определяемые постоянными Ричардсона) столь велики, что даже при интенсивности $G=10^{10}$ P/c изменение концентраций n_s и p_s на границе составляет всего несколько процентов. Так, $n_s^* = 1.03 N_d$, а $p_s^* = 1.07 N_a$. Наличие подобных, фак-

тически фиксированных значений n_s^n и p_s^p , много меньших концентраций n_s^n и p_s^p (в объеме определяемых интенсивностью G), и приводит к колоколообразному распределению носителей при $U=0$. При этом для встроенного потенциала $\phi_s=0$ параметры системы (5) удовлетворяют соотношению $n_0^n, p_0^n \ll N_a, a$ и граничные условия можно преобразовать к виду $j_n = ev_n n_s \geq 0, j_p = ev_p p_s \times (p_0 - p_s)$ в p -области и $j_p = ev_p p_s \geq 0, j_n = ev_n (n_0 - n_s)$ в n -области. Отличительной особенностью этих граничных условий является неотрицательность тока неосновных носителей. При включении отрицательного напряжения $U < 0$ в системе течет полный ток $I_\phi < 0$. При этом требование минимальности нарушения условия квазинейтральности: $\min \Delta = p - n + N_a - N_d$ (в силу кулоновского взаимодействия дырок и электронов) при достаточно больших напряжениях $|U| > |U_{кр}|$ (величина $U_{кр}$ определяется далее) приводит к занулению на границе тока неосновных носителей, а следовательно, и концентраций. Так, для $G=10^{10}$ P/c при $U=-3.66$ В j_n составляет $7 \cdot 10^{-3}$ от полного тока, а j_p равен $3 \cdot 10^{-4} I_\phi$, при этом концентрации ННЗ соответственно равны $n_s^n \approx 2 \times 10^{-3} N_a$, а $p_s^p \approx 7 \cdot 10^{-2} N_d$. Таким образом, при достаточно большом отрицательном смещении на контактах происходит зануление и тока, и концентраций неосновных носителей.

Данное зануление концентраций на контактах приводит к существенному падению уровня концентраций и в объеме, что осуществляется за счет интенсивного полевого выноса носителей на контакты внешним напряжением $U < 0$. Рассчитаем величину критического напряжения $U_{кр}$, при котором падение концентраций n_s^n и p_s^p достигает уровня, отвечающего восстановлению $p-n$ -перехода. При этом будем учитывать падение напряжения только в p -области, поскольку сопоставление напряжений [полученных в результате точного численного расчета системы (1)–(5)], падающих на p - и n -областях, свидетельствует о почти десятикратном превышении проводимости n -области по сравнению с p -областью. При включении напряжения $U_{кр}$ происходит обращение в нуль концентрации n_s^n и формирование определенного (пока неизвестного) значения n_{p-n}^n на границе $p-n$ -перехода. Концентрацию электронов в p -области зададим линейной зависимостью: $n(x) = n_{p-n}^n x / w_p$ (рис. 3) и рассчитаем на основе соотношения (1) компоненту тока j_n . Поскольку в объеме p -области концентрация $n(x) \ll n_i$ мала, процесс генерации носителей преобладает над рекомбинацией $G \gg R$ и из (1) имеем $j_n \approx -eGgx$. Тогда, пренебрегая диффузионной компонентой в j_n и воспользовавшись соотношением $\varepsilon(x) \mu_n n(x) = -Ggx$, получаем следующую формулу для величины критического напряжения:

$$U_{кр} = -\varphi_i \left(\frac{w_p}{L_n} \right)^2 \left(\frac{Gg\tau_n}{n_{p-n}^n} - 0.5 \right) \quad (6)$$

(здесь L_n — диффузионная длина). Сопоставление теоретической зависимости (6) с результатами численных расчетов $U_{кр}$ (рис. 5) позволило установить, что параметр n_{p-n}^n отвечает концентрации Δn , при которой начинается исчезновение $p-n$ -перехода при $U=0$. В таком случае $U_{кр}$ удобно представить в виде

$$U_{кр} = -\frac{\varphi_i}{2} \left(\frac{w_p}{L_n} \right)^2 \left(\frac{G}{G_{кр}} - 1 \right). \quad (7)$$

На рис. 5 показан график, свидетельствующий о хорошем согласии численных значений $U_{кр}$ с зависимостью (7). Таким образом, последовательное увеличение напряжения от 0 до $U_{кр}$ приводит к значительному росту скорости полевого выноса носителей из структуры, что обуславливает существенное понижение концентраций носителей в объеме и восстановление $p-n$ -перехода.

В n -области структуры скорость генерации носителей также превышает интенсивность их рекомбинации $Gg \gg R$. Используя для плотности тока дырок соотношение $j_p \approx -eGgx$, получаем следующее выражение для плотности ионизационного фототока I_ϕ при $|U| > |U_{кр}|$ в области ИИ больших интенсивностей $G \gg G_{кр}$:

$$I_{\phi} = -Gg(w_n + w_p). \quad (8)$$

Однако условие $Gg \gg R$ (рис. 3) в n -области выполняется с гораздо меньшей точностью, чем в p -области, поэтому при некоторых интенсивностях имело место рассогласование (достигающее 15 %) теоретических и численных значений I_{ϕ} . Необходимо отметить, что в силу преобладания полевого дрейфа носителей над процессом объемной рекомбинации [$j_n \gg R w_{n,p}$ или $U_{кр}/\varphi_T \gg (w_n/L_n)^2$] значения тока насыщения (8) и критического напряжения (9) будут мало чувствительны к типу процессов, определяющих интенсивность объемной рекомбинации.

Таким образом, в работе проведены аналитическое и численное исследование ионизационной реакции полупроводниковой структуры для ИИ произвольной интенсивности. Найден количественный критерий области применимости теории ИИ слабой интенсивности [1]. Рассчитаны ВАХ полупроводниковой структуры при ее облучении мощным ИИ и обнаружен эффект восстановления p - n -перехода для внешних отрицательных напряжений, превышающих некоторое критическое значение $U_{кр}$. Получена теоретическая зависимость критического напряжения $U_{кр}$ от интенсивности внешнего излучения G , которая полностью согласуется с результатами численного моделирования. Получено аналитическое выражение величины предельного фототока I_{ϕ} , корректное в интервале напряжений $|U| > |U_{кр}|$ при произвольной интенсивности внешнего ионизирующего излучения.

Авторы благодарят рецензента за указанные неточности и замечания, учтенные в работе.

Список литературы

- [1] Агаханян Т. М., Аствацатурьян Е. Р., Скоробогатов П. К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. М., 1989. 256 с.
- [2] Скоробогатов П. К. // Ядерная электроника. 1979. В. 10. С. 80—87.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 455 с.
- [4] Schocley W., Read W. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835—840.
- [5] Chandlin S. K. Semicond. Power Devices. N. Y., 1977.
- [6] Schottky W. Halbeithertheorie der Sperrschicht. Natur Wissenschaften. 1938. V. 26. 843 p.
- [7] Keating P. N. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 2. P. 564—570.
- [8] Crowell C. R. // Sol. St. Electron. 1965. V. 8. P. 935—939.

Московский
инженерно-физический институт

Получена 13.03.1990
Принята к печати 11.09.1990