

УДК 621.382

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО СВЧ-ИМПУЛЬСА. БИПОЛЯРНЫЕ СТРУКТУРЫ**

**С. А. Мещеряков**

**Федеральное автономное учреждение "Государственный научно-исследовательский  
испытательный институт проблем технической защиты информации ФСТЭК России"**

Статья получена 2 декабря 2013 г.

**Аннотация.** В рамках численной модели в диффузионно-дрейфовом тепловом приближении приведены результаты моделирования физических процессов, протекающих в кремниевой биполярной полупроводниковой структуре при воздействии импульсного сверхвысокочастотного электромагнитного излучения. Представлены энергомощностные и температурные характеристики поведения структуры в широком диапазоне длительностей однократного импульсного воздействия в зависимости от ее конструктивно-технологических параметров.

**Ключевые слова:** численная модель, диффузия, дрейф, биполярная структура, СВЧ-импульс, тепловое поражение.

**Abstract.** Results of simulation of the physical processes in silicon bipolar structures at microwave pulse action of electromagnetic radiation are given within the limits of numerical model in drift-diffusion thermodynamic approach. Power and temperature characteristics of structures in durations wide range of the single pulse action depending on their constructive-technological parameters are presented.

**Key words:** numerical model, diffusion, drift, bipolar structure, microwave pulse, thermal damage.

## Введение

Представленный в работе [1] подход к расчету энергоемкостных и температурных характеристик полупроводниковых структур с барьером Шоттки при воздействии сверхвысокочастотного (СВЧ) импульса электромагнитного излучения (ЭМИ), основанный на решении системы дифференциальных уравнений в диффузионно-дрейфовом тепловом приближении (ДДМТ), позволил дать качественно отличное от [2, 3] описание внутренних взаимосвязанных электро- и теплофизических процессов. Было показано, что рассеиваемая внутри полупроводниковой структуры электрическая мощность преобразуется в Джоулево тепло, связанное с токами проводимости свободных носителей заряда, и термостимулированные генерационно-рекомбинационные процессы. Указанные механизмы приводят не только к выделению тепловой мощности и разогреву структуры, но и к ее частичному поглощению генерационными процессами, что позволяет объяснить рост энергии в области мощных сверхкоротких СВЧ-импульсов и возникновение экспериментально подтвержденного в [4] "генерационного" участка.

Полученные в [1] результаты моделирования показывают, что локализация температуры в ограниченной области структуры с барьером Шоттки, размеры которой определяются, в первую очередь, особенностями внешнего импульсного воздействия и последующего токопереноса, связана с конструктивно-технологическими параметрами структуры. Диоды с барьером Шоттки традиционно считаются униполярными, и, несмотря на то, что в [5] показана необходимость учета при моделировании "жестких" режимов работы обоих типов свободных носителей заряда и полупроводниковой подложки, формирующей изотипный переход с эпитаксиальной пленкой, вклад в общий ток проводимости неосновных носителей заряда незначителен. В отличие от структур с барьером Шоттки механизмы токопереноса в биполярных  $p - n$ -переходных структурах базируются, в основном, на поведении неосновных носителей заряда обоих типов, а рекомбинационные процессы в них весьма существенны [6]. Следовательно, можно ожидать определенного различия в энергоемкостных характеристиках теплового поражения между биполярными структурами и структурами с барьером Шоттки.

Целью данной работы является моделирование физических процессов в биполярных диодных структурах под воздействием мощного импульсного СВЧ ЭМИ, аналогичное представленному в [1] для барьеров Шоттки.

### Математическая модель

Как и в [1], будем рассматривать воздействие импульсного СВЧ ЭМИ в виде наведенного на структуру электрического СВЧ-сигнала  $u(t)$  с некоторой амплитудой напряжения  $U_0$ , пропорциональной мощности импульсного ЭМИ. Результатом воздействия является электрический ток  $i(t)$ , протекающий внутри диода и поступающий далее в нагрузку тракта обработки сигнала, а возникающий тепловой разогрев, усиливающийся положительной тепловой обратной связью, приводит при импульсном воздействии к повышению температуры внутри структуры. По мере увеличения температуры структура последовательно проходит состояния повышенной рабочей температуры, функциональных сбоев и теплового поражения (выгорания).

Моделирование физических процессов в диодной биполярной структуре проводится, аналогично [1], с использованием системы одномерных дифференциальных уравнений в частных производных в рамках ДДМТ [7, 8]. Система включает уравнение полного тока и два уравнения непрерывности для электронов и дырок, дополненные уравнениями переноса тока и неоднородным уравнением теплопроводности с внутренними источниками и приемниками тепла.

Для решения уравнений задаются следующие граничные и начальные условия. Потенциалы на омических контактах диодной структуры в момент времени  $t$  определяются приложенным напряжением  $u(t)$ . Концентрации свободных носителей заряда на теплоотводящем (температура структуры равна температуре окружающей среды) и на теплоизолированном (градиент температуры нулевой) омических контактах берутся равновесными. Начальным условием являются внутренние распределения поля, концентраций свободных носителей заряда и температуры в диоде при соответствующем режиму эксплуатации постоянном смещении. Электрофизические параметры кремния и их температурные зависимости взяты в соответствии с [9].

## Результаты моделирования

На рис. 1 представлен профиль распределения легирующей примеси  $N(x)$  в кремниевой  $n^+ - p - p^+ - p^{++}$  диодной структуре, состоящий из четырех областей: эмиттера с глубиной залегания перехода 1 мкм и уровнем донорного легирования  $N_{d+} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (в максимуме); базовой области (низколегированной эпитаксиальной пленки) толщиной  $w_p = 3 \text{ мкм}$  и уровнем акцепторного легирования  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; высоколегированной акцепторами монокристаллической подложки толщиной  $w_{p+} = 200 \text{ мкм}$  и уровнем легирования  $N_{a+} = 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и области приконтактного акцепторного легирования толщиной  $w_{p^{++}} = 2 \text{ мкм}$  и уровнем  $N_{a^{++}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . К эмиттеру примыкает теплоизолированный омический контакт, к области приконтактного легирования – омический теплоотводящий контакт. Указанные параметры используются по умолчанию, если иное не оговорено. Там же представлены статические вольт-амперные характеристики для данной структуры в прямом и обратном смещении, полученные расчетным путем [1].

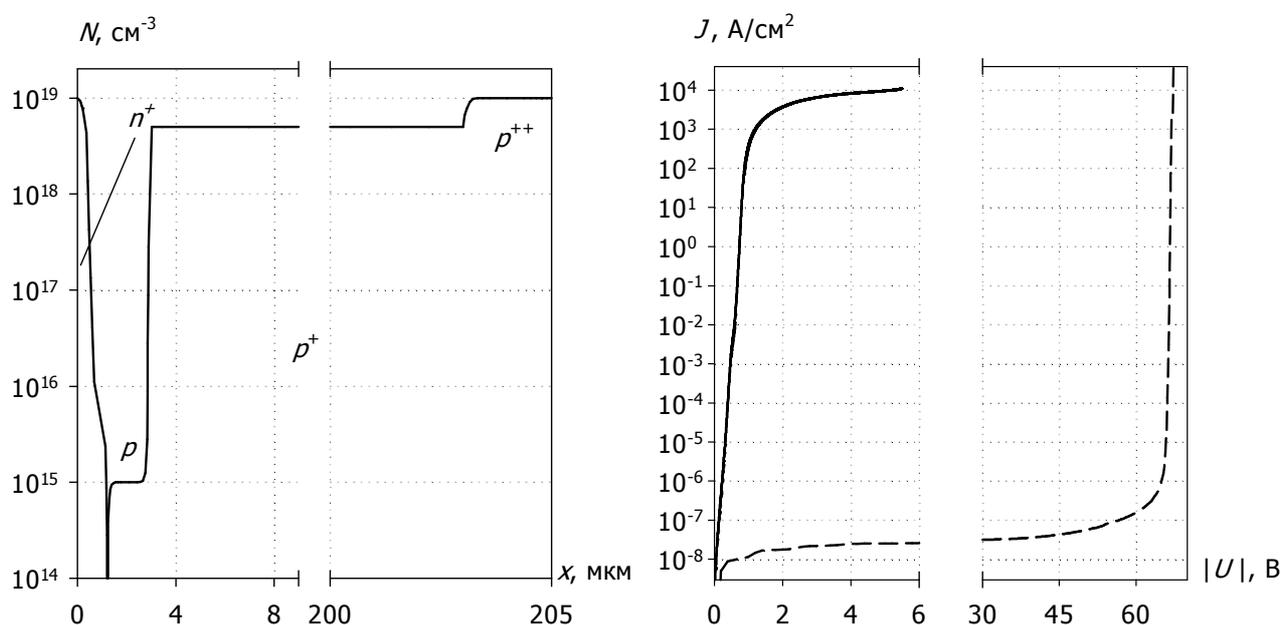


Рис. 1. Профиль легирующей примеси и вольт-амперные характеристики (сплошная линия – прямая, штриховая линия – обратная).

Рассмотрим поведение структуры, находящейся при нулевом постоянном смещении, при воздействии на нее импульсного СВЧ ЭМИ с несущей частотой  $f = 1 \text{ ГГц}$ . На рис. 2 приведены зависимости плотности энергии и средней плот-

ности мощности, рассеиваемых в структуре, в зависимости от длительности импульсного СВЧ-воздействия. Характеристики определяются аналогично [1]: интегрирование по длине моделируемой структуры параметров источников и приемников тепла дает мгновенную рассеиваемую плотность мощности  $P(t)$ ; плотность энергии  $W$ , рассеиваемая за время импульса  $t_p$ , и средняя плотность мощности за время импульса  $P_{\text{mean}}$  вычисляются из выражений:

$$W(t_p) = \int_0^{t_p} P(t) dt, \quad (1)$$

$$P_{\text{mean}}(t_p) = W t_p^{-1}. \quad (2)$$

Из рис. 2 видно, что, как и в случае структуры с барьером Шоттки [1], характеристика  $W(t_p)$  для исследуемой структуры имеет область минимума энергии, приходящуюся в зависимости от температуры саморазогрева  $T_{\text{max}}$  на диапазон  $t_p = 100 \dots 1000$  нс. Рассмотрим внутренние процессы, протекающие в полупроводниковой структуре и приводящие к данным зависимостям.

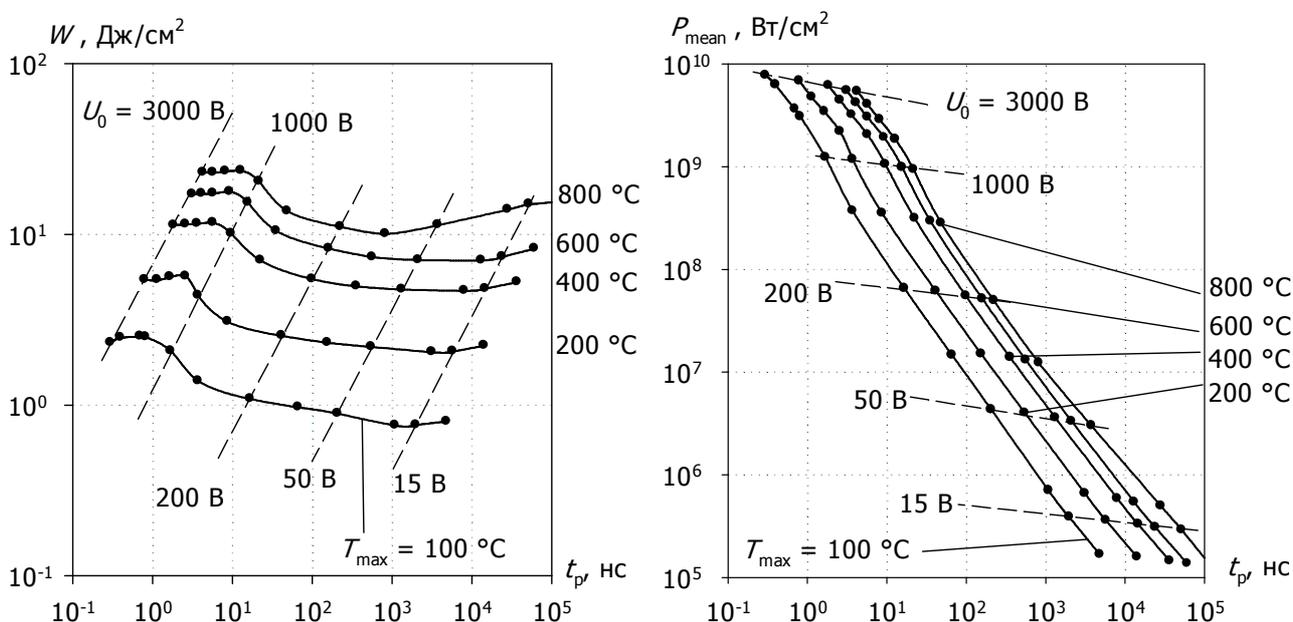
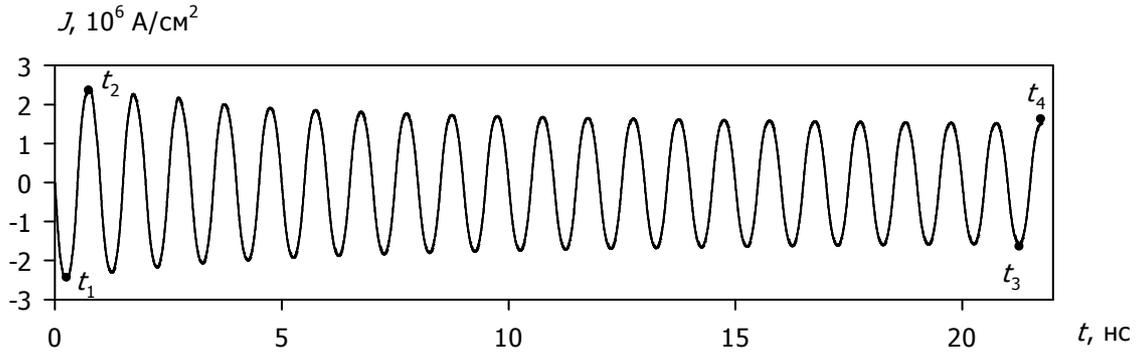


Рис. 2. Зависимости  $W(t_p)$  и  $P_{\text{mean}}(t_p)$  (в качестве параметров – значения амплитуды напряжения  $U_0$  воздействующего сигнала и максимальная температура внутри структуры  $T_{\text{max}}$ ).

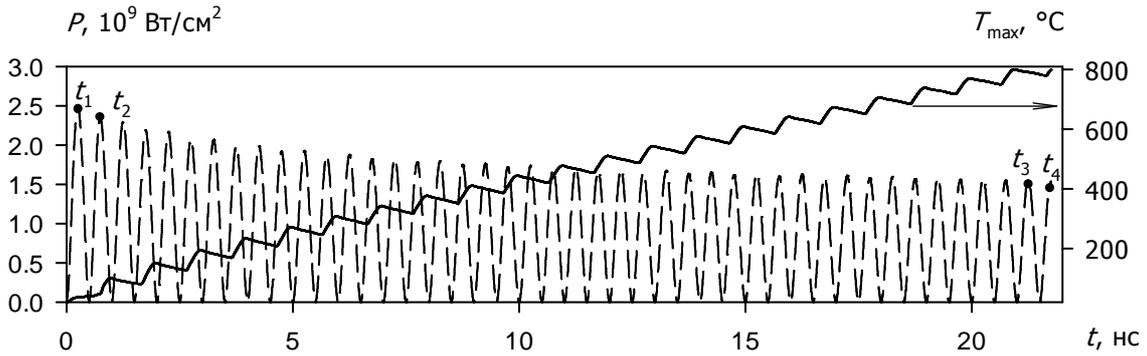
На рис. 3 приведены временные диаграммы плотности тока  $J(t)$ , протекающего через структуру, рассеиваемой мгновенной плотности мощности  $P(t)$  и соответствующей максимальной температуры  $T_{\max}(t)$  в моделируемой структуре (для больших временных интервалов на рис. 3в, 3г пунктиром показаны огибающие). Сопоставление зависимостей на рис. 3 показывает, что в отличие от структур с барьером Шоттки, для представленных значений амплитуды напряжения  $n^+ - p - p^+ - p^{++}$  диодная структура изначально пропускает ток в обоих направлениях практически одинаково.

На рис. 4, 5 приведены пространственные распределения внутренних характеристик, соответствующие отмеченным временным точкам на рис. 3а, 3б. Аналогично [1],  $n^+ - p - p^+ - p^{++}$  диодная структура при амплитуде входного сигнала  $U_0 = 1000$  В находится в режиме существенной модуляции проводимости базовой области, как в прямом, так и в обратном смещении. Данный режим поддерживается при прямой полуволне воздействующего сигнала инъекцией носителей из высоколегированной подложки, а при обратной полуволне – ударной ионизацией. Максимальная рассеиваемая мощность локализуется у теплоизолированного контакта и в области изотипного  $p^+ - p^{++}$ -перехода, и там же происходит наибольший рост температуры.

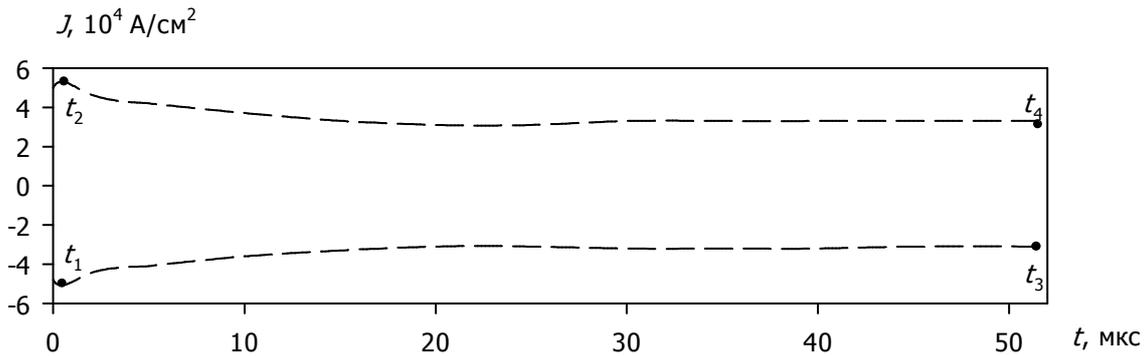
При относительно малых амплитудах воздействующих сигналов ситуация иная, но в отличие от диодов Шоттки, принципиальная разница между режимами видна только при рассмотрении "внутренних" характеристик. На рис. 6, 7 приведены пространственные распределения ряда характеристик, соответствующие отмеченным временным точкам на рис. 3в, 3г при амплитуде воздействующего напряжения  $U_0 = 15$  В. В этом режиме напряженности электрического поля изначально недостаточно для ударной ионизации, способной обеспечить режим лавинной генерации носителей. В результате этого возникает постепенная "накачка" носителей заряда за счет процессов инъекции на прямой полуволне сигнала в базовую область и медленный рост температуры с относительно равномерным разогревом всей структуры.



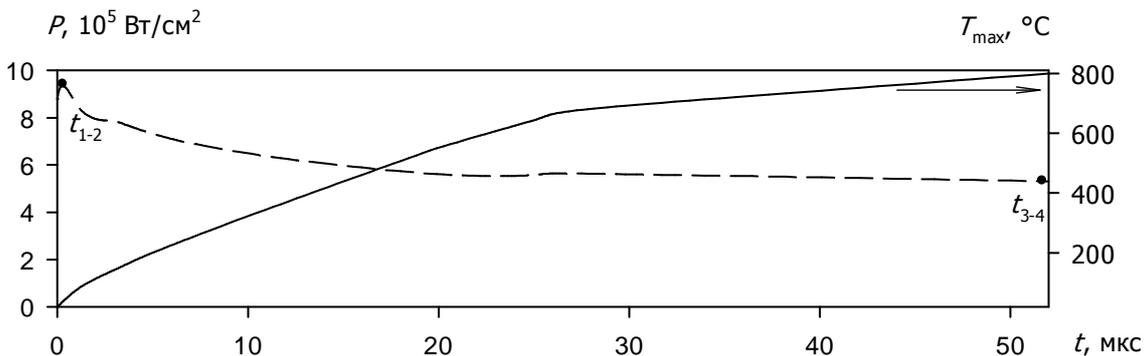
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 3. Зависимости  $J(t)$ ,  $P(t)$  и  $T_{\text{max}}(t)$  при различных значениях амплитуды напряжения  $U_0$  воздействующего СВЧ-сигнала. (а), (б) –  $U_0 = 1000 \text{ В}$ ; (в), (г) –  $U_0 = 15 \text{ В}$ .

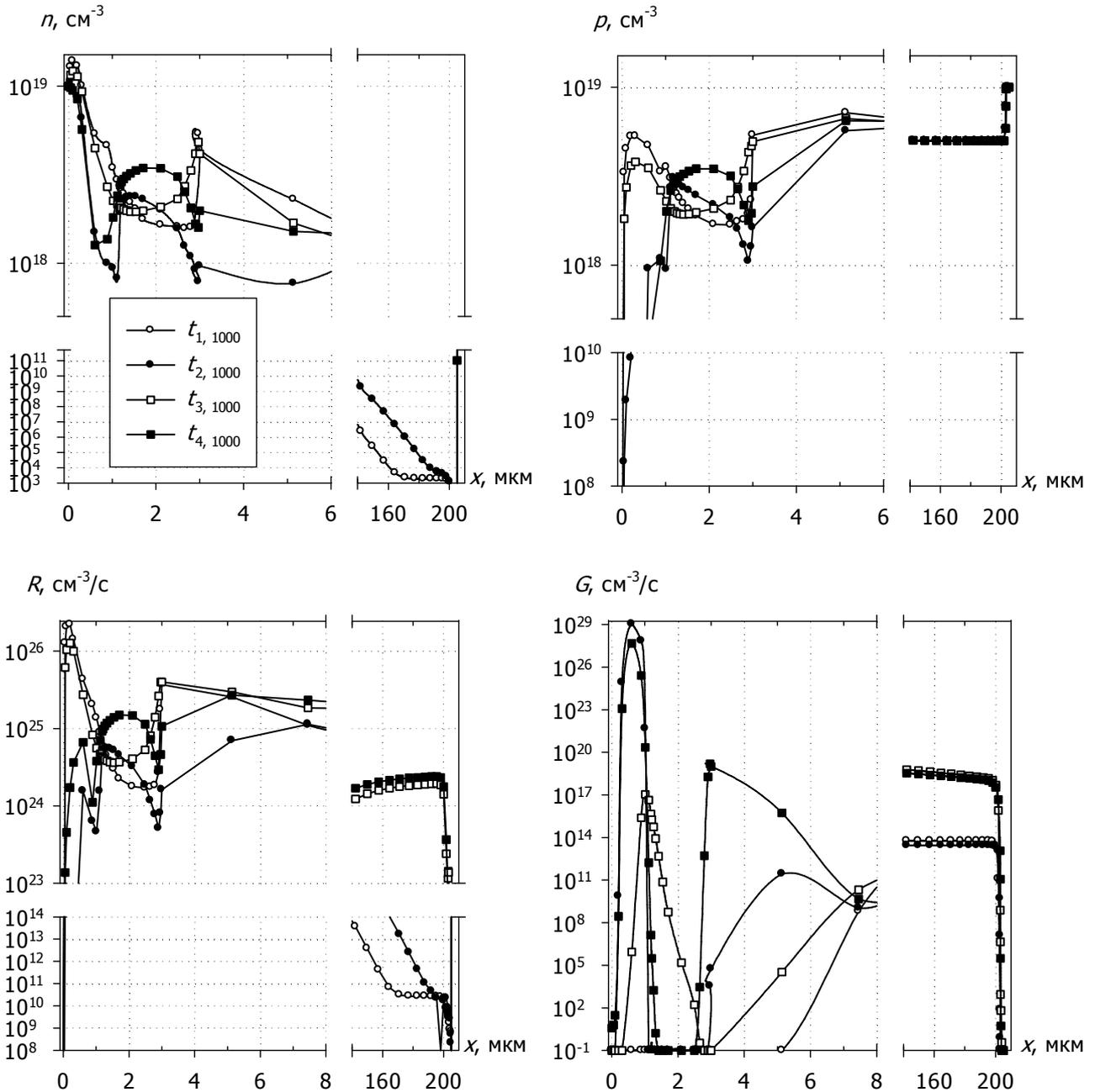


Рис. 4. Распределения электронов  $n(x)$ , дырок  $p(x)$ , темпа рекомбинации  $R(x)$  и темпа генерации  $G(x)$ ;  $U_0 = 1000$  В. Маркеры кривых соответствуют  $n(x)$ .

На рис. 8а, 8б представлена характеристика  $W(t_p)$  для двух толщин эпитаксиальной пленки, являющейся основой базовой области диодной структуры, демонстрирующая, что при увеличении толщины эпитаксиальной пленки, и, следовательно, базовой области диодной структуры, наблюдается существенное искажение энергетических характеристик с некоторым увеличением их абсолютных значений во всем интервале исследуемых температур саморазогрева.

При этом в диапазоне 100 нс...10 мкс возникает участок с достаточно большим максимумом энергии, связанный с поведением темпа рекомбинации внутри структуры. С уменьшением длительности импульсного воздействия (при одновременном увеличении воздействующей мощности) увеличивается количество избыточных свободных носителей заряда в низколегированной области

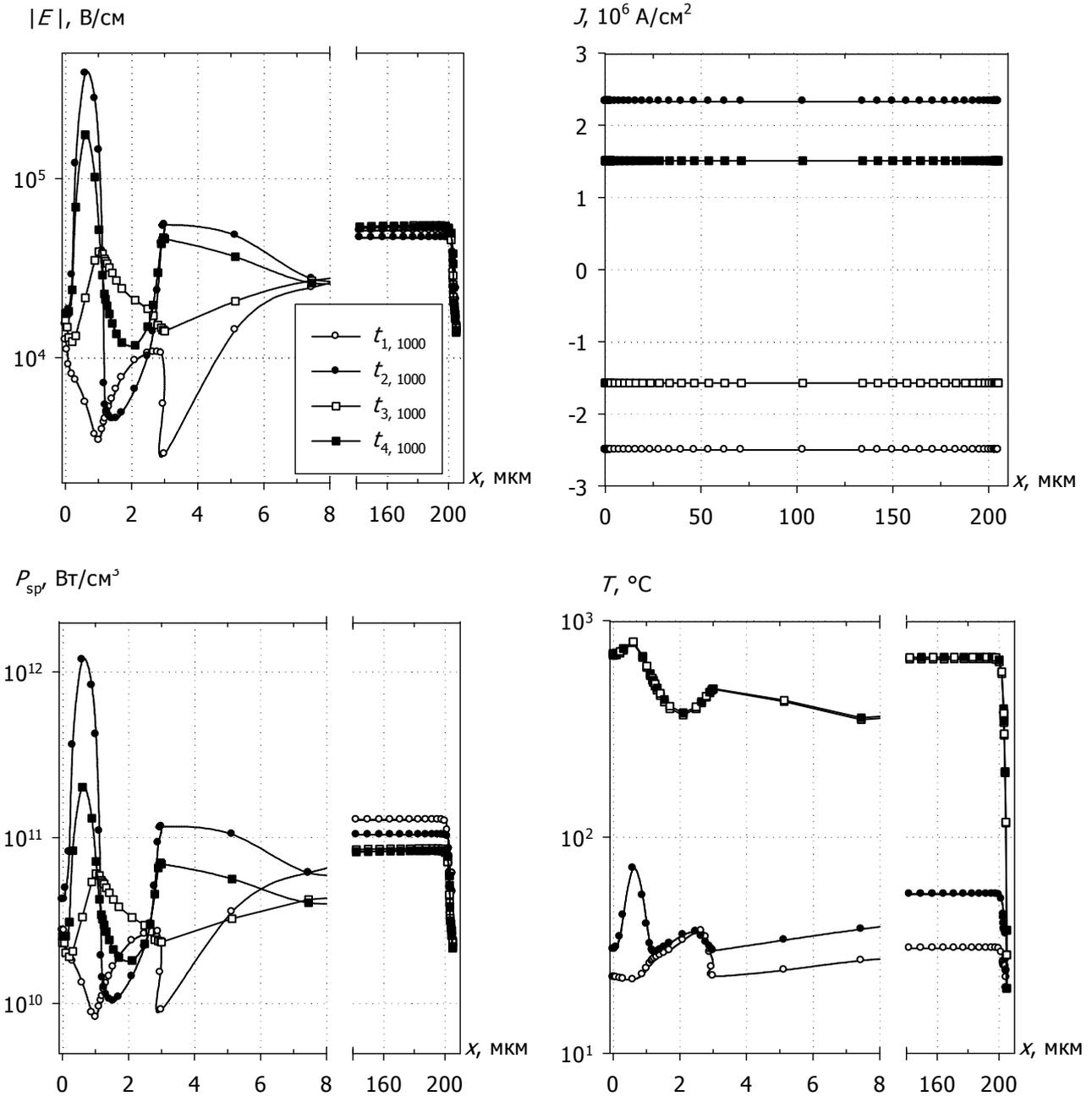


Рис. 5. Распределения электрического поля  $E(x)$ , плотности тока  $J(x)$ , удельной электрической мощности  $P_{sp}(x)$  и температуры  $T(x)$ ;  $U_0 = 1000 \text{ В}$ . Маркеры кривых соответствуют  $E(x)$ .

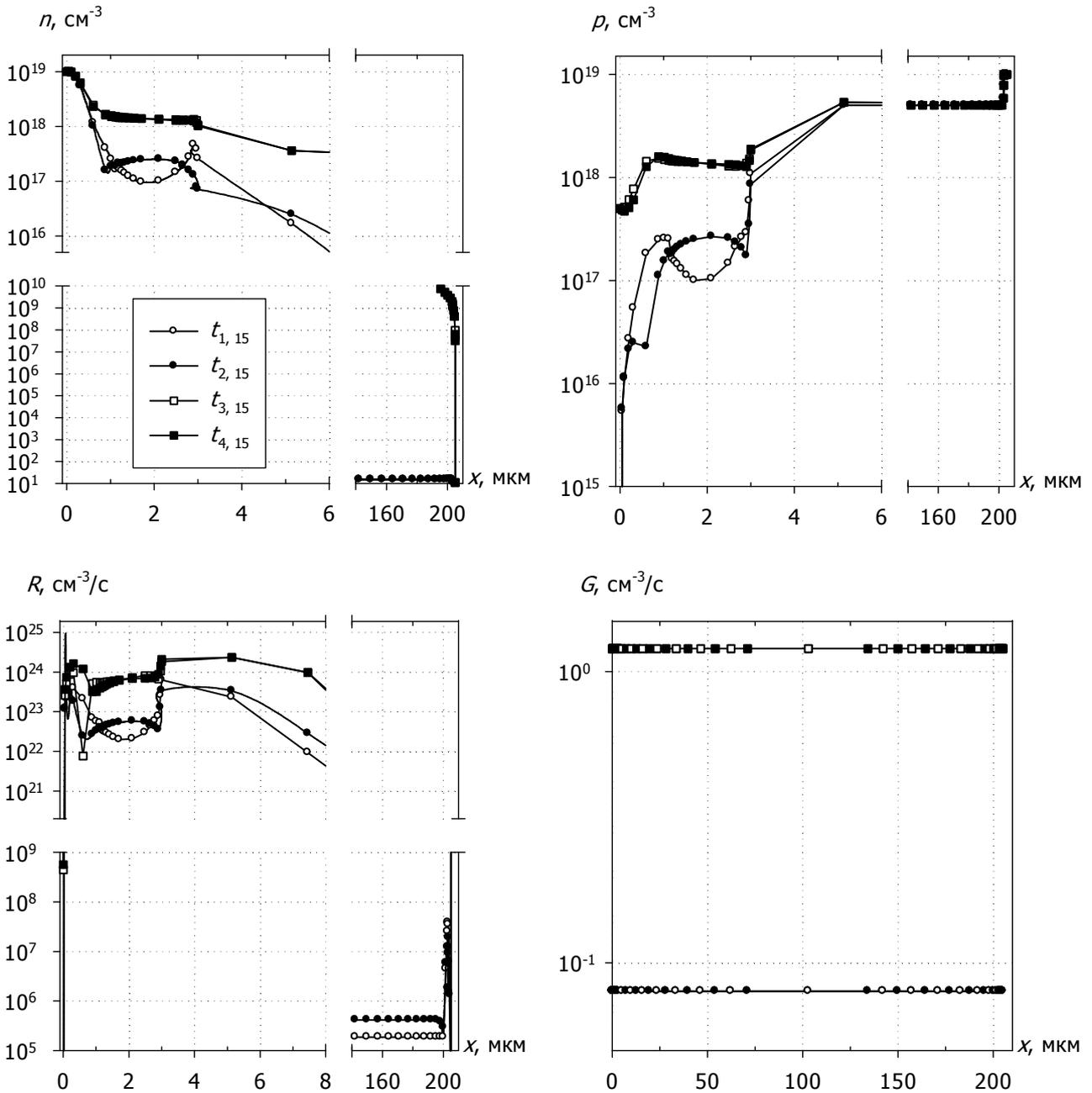


Рис. 6. Распределения электронов  $n(x)$ , дырок  $p(x)$ , темпа рекомбинации  $R(x)$  и темпа генерации  $G(x)$ ;  $U_0 = 15$  В. Маркеры кривых соответствуют  $n(x)$ .

базы, концентрация которых затем экспоненциально спадает в достаточно протяженной подложке. Соответственно, чем толще база (при прочих равных условиях), тем больше заряда в ней будет накоплено, и тем выше окажется концентрация свободных носителей в области подложки. Данный процесс усугубляется ограничением области подложки двумя изотипными переходами  $p - p^+$  и  $p^+ - p^{++}$ , ограничивающими скорость оттока неравновесных носителей через

близлежащие омические контакты. Это влечет за собой усиление рекомбинационных процессов в области подложки, неравномерно распределенных в ней и дающих дополнительный вклад в саморазогрев структуры, что отражается на ее энергопотребительных характеристиках.

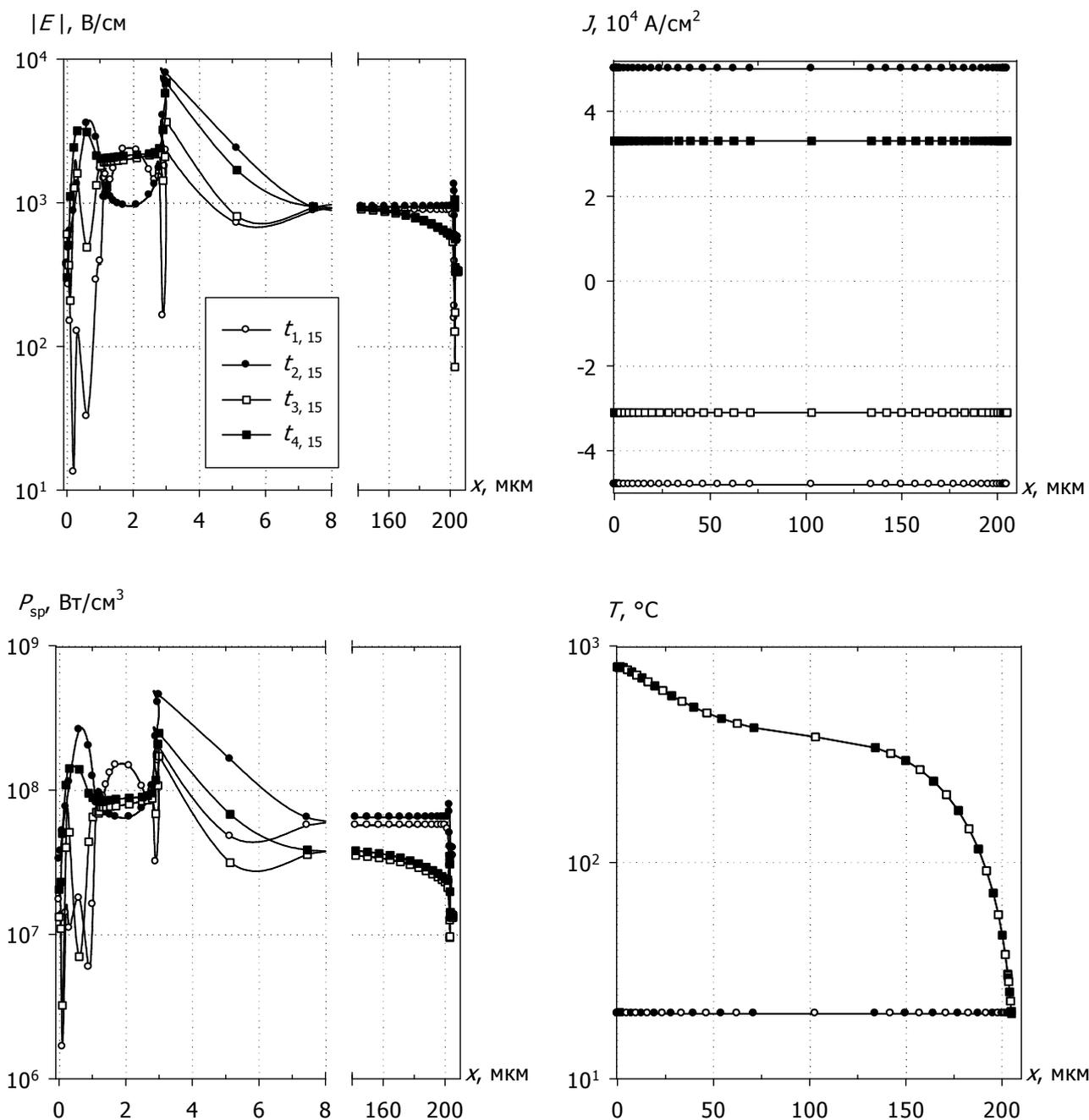


Рис. 7. Распределения электрического поля  $E(x)$ , плотности тока  $J(x)$ , рассеиваемой удельной мощности  $P_{sp}(x)$  и температуры  $T(x)$ ;  $U_0 = 15$  В. Маркеры кривых соответствуют  $E(x)$ .

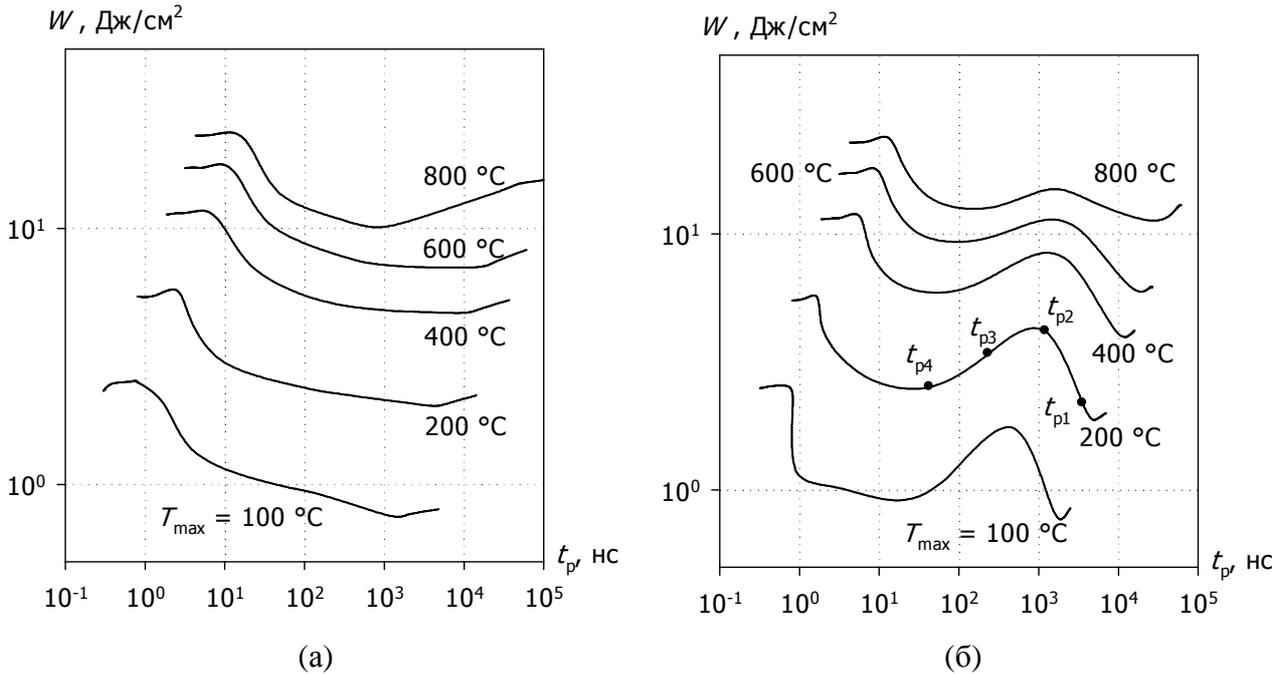


Рис. 8. Зависимость  $W(t_p)$  для различных значений толщины эпитаксиальной пленки  $w_p$ : (а) – 3 мкм; (б) – 10 мкм.

Рис. 9 показывает, что с увеличением уровня воздействующего сигнала и уменьшением его длительности большая часть рассеиваемой в диодной структуре мощности перераспределяется из области низколегированной базы в область высоколегированной подложки. Приведенное в таблице 1 рассчитанное значение дисперсии характеристики  $P/P_{\max}(x)$  имеет точку минимума (выделено цветом) для  $t_{p2}$ , соответствующую максимуму энергии на рис. 8б. Иными словами, равномерно распределенная по всей структуре мощность в отсутствие существенных генерационных процессов при средних значениях амплитуды воздействующего сигнала дает максимальную величину энергии саморазогрева. Данная ситуация будет нивелироваться с уменьшением толщины базы при фиксированной частоте сигнала и усиливаться с увеличением частоты при фиксированной толщине базы.

Расчеты показывают, что характеристики  $W(t_p)$ , аналогично структуре с барьером Шоттки в [1], практически не зависят от степени легирования эпитаксиальной пленки из-за высокого уровня инжекции свободных носителей заряда

и сильной модуляции проводимости низколегированной базовой области в процессе импульсного воздействия.

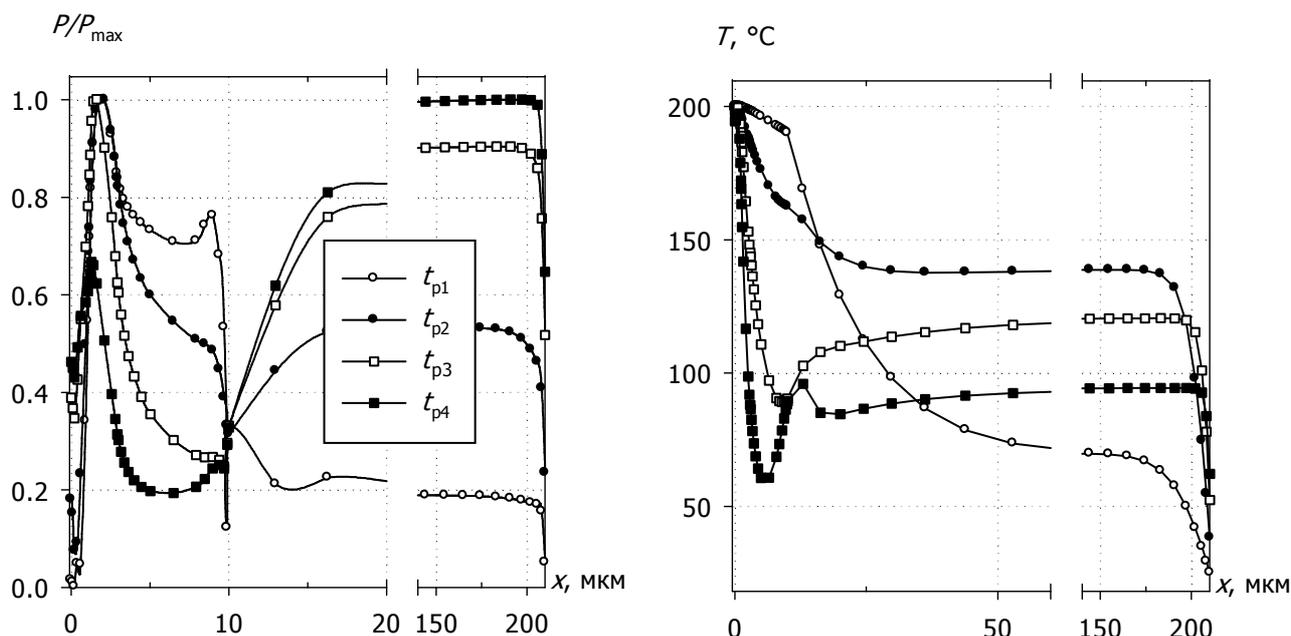


Рис. 9. Распределения  $P/P_{\max}(x)$  и  $T(x)$  для различных импульсных воздействий. Приведенные кривые соответствуют точкам на рис. 8(б).

Таблица 1. Оценка равномерности распределения мощности

Обозначение	Длительность импульса $t_p$ , нс	Амплитуда импульса $U_0$ , В	Плотность рассеиваемой энергии $W$ , Дж/см <sup>2</sup>	Средняя плотность рассеиваемой мощности $P_{\text{mean}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	Дисперсия зависимости $P/P_{\max}(x)$
$t_{p1}$	3570	20	2.18	$6.11 \cdot 10^5$	0.10
$t_{p2}$	1207	50	4.18	$3.50 \cdot 10^6$	0.05
$t_{p3}$	235	100	3.40	$1.45 \cdot 10^7$	0.06
$t_{p4}$	43	200	2.53	$5.90 \cdot 10^7$	0.08

### Заключение

Полученные в рамках данной работы результаты численного моделирования показывают, что механизмы, приводящие к тепловому разогреву биполярной структуры и структуры с барьером Шоттки [1], одинаковы. Однако влияние рекомбинации на протекающие электротепловые процессы для биполярной структуры более существенно, чем для структур с барьером Шоттки, что отражается на "внешних" характеристиках биполярной структуры (плотности

тока и, как следствие, мощности), поведение которых схоже (с точностью до тенденций) и при очень больших, и при относительно малых амплитудах напряжения наведенного импульсным ЭМИ сигнала.

Являясь согласно модели ДДМТ дополнительным источником тепла, рекомбинация, с одной стороны, "выравнивает" рассеиваемую тепловую энергию по длине структуры в широком диапазоне амплитуд воздействующего импульса. С другой стороны, поведение рекомбинационных процессов при длительностях импульса 200...2000 нс (в зависимости от  $T_{\max}$ ) приводит к возникновению специфического максимума на энергетической характеристике  $W(t_p)$ . При  $f = 1$  ГГц указанный максимум наиболее выражен для биполярных структур с толстой базой. Для структур с тонкой базой аналогичный эффект будет наблюдаться при увеличении частоты воздействующего сигнала.

На зависимости  $W(t_p)$  для  $n^+ - p - p^+ - p^{++}$  структуры можно выделить известные согласно классическим тепловым моделям [2, 3] характерные участки, а также генерационный участок, описанный в [1, 4], и соответствующий росту энергии, необходимой для разогрева при длительностях воздействующего СВЧ-импульса менее 100 нс.

### Литература

1. С.А. Мещеряков. Моделирование физических процессов в полупроводниковых структурах при воздействии мощного СВЧ-импульса. Структуры с барьером Шоттки. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2013. № 11. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/nov13/2/text.pdf>
2. D.M. Taska. Pulse power failure modes in semiconductors // IEEE Trans. 1970. V. NS-17. P. 364–372.
3. V.M. Dwyer, A.J. Franklin, D.S. Campbell. Thermal failure in semiconductor devices // Solid-State Electron. 1990. V.33. P. 553–560.
4. Ю.Г. Юшков, П.Ю. Чуμεριν, С.Н. Артеменко и др. Экспериментальное исследование воздействия сверхвысокочастотных импульсов на работу

- персонального компьютера // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. №8. С. 1020–1024.
5. *A.I. Prokopyev, S.A. Mesheryakov.* Static characteristics of high-barrier Schottky diode under high level injection // Solid-State Electron. 1999. V 43. N 9. P. 1747–1753.
  6. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.
  7. *G.K. Wachutka.* Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling// IEEE Trans. 1990. V. CAD-9. P. 1141–1149.
  8. *Мещеряков С.А., Бердышев А.В.* Электротепловая модель воздействия электромагнитного излучения на полупроводниковые структуры // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 11. С. 1127–1135.
  9. NSM Archive – Physical Properties of Semiconductors // [Электронный ресурс]. URL: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>