

## АНАЛІЗ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМУ ІМПУЛЬСНИХ ГЕНЕРАТОРІВ НА ЛАВИННО-ПРОЛЬОТНОМУ ДІОДІ

Сорокін М. С., Сухін В. В.

*Харківській національній технічній університет сільського господарства імені Петра Василенка*

*Вирішена нестационарна задача теплового процесу для імпульсного режиму ЛПД. Розглянуто одновимірну теплова модель цих діодів, в якій враховані неоднорідність розподілу теплової потужності і розтікання тепла по тепловідводу в робочому інтервалі температур. Наведено результати чисельного розрахунку залежності середньої температури активного шару і теплового опору від параметрів імпульсу, а також від геометричних і теплофізичних параметрів діода.*

**Постановка проблеми.** Максимальні вихідні потужності напівпровідникових приладів обмежуються насамперед розігрівом активних ділянок напівпровідника до температур, при яких відбувається термічне руйнування цих ділянок. Перехід до імпульсного режиму дозволяє збільшити миттєві значення віддаваної приладом НВЧ потужності в тим більшою мірою, чим менше тривалість імпульсу. Чітке рішення нестационарних теплових задач для конкретних структур є математично досить складним і може бути виконано тільки із залученням ЕОМ.

**Аналіз останніх досліджень та публікацій.** Для ряду спрощених моделей в літературі отримано аналітичні залежності температури активної ділянки ЛПД від часу [1, 2]. Однак ці залежності для строго кількісних оцінок непридатні, так як в них не врахований такий істотний фактор, такий як зміна з температурою теплопровідності матеріалів в робочому інтервалі температур (300 ... 500 К), яке досить значно.

**Мета статті.** У роботі визначено температурні характеристики ЛПД що проведено на основі аналітичного підходу [3]. Результати такого аналізу охоплюють широку область параметрів і виявляються порівнянними з результатами експериментального вивчення температурних характеристик.

**Основні матеріали досліджень.** ЛПД, зібрані із застосуванням монтажу активного шару безпосередньо на тепловідводі, володіють досить малим тепловим опором  $p-n$  переходу і можуть бути представлені наступною тепловою моделлю - циліндром кінцевої довжини (активна область) на полубезграничном теплоотводе. Розглянута теплова модель представлена на рис. 1.

Напівпровідникова структура 1 з одного боку закріплена на мідному тепловідвідній підставці 2, а з іншого боку за допомогою монтажною пластинки 3 з'єднана з фланцем 4 корпусу 5 діода. Прийнята модель розрахунку зводиться до наступного:

- імпульсна потужність живлення діода вводиться в перетин  $p-n$  переходу  $00$  на рис. 1;

- розглядає періодичний режим живлення діода з постійним значенням імпульсної потужності  $P_i$ , тривалості імпульсу, періоду повторення  $T$ ;

Розглянута модель задовольняє співвідношенню  $\tau_u \ll \tau_i \ll T$   $i=1,2$ ,  $\tau_i = r^2 / \lambda_2$ , де  $\tau_i$  - час релаксації роз-

тікання тепла через пасивний тепловідвід;  $r$  - Радіус поперечного перерізу діода;  $\alpha$  - Коефіцієнти температуропровідності; тепловідвідна підставка розглядається як півпростір із заданими величинами коефіцієнта теплопровідності  $\lambda$ , щільності матеріалу  $\rho$ , температуропровідності  $\alpha = 1/c\rho$ , де  $c$  - питома теплоємність матеріалу.

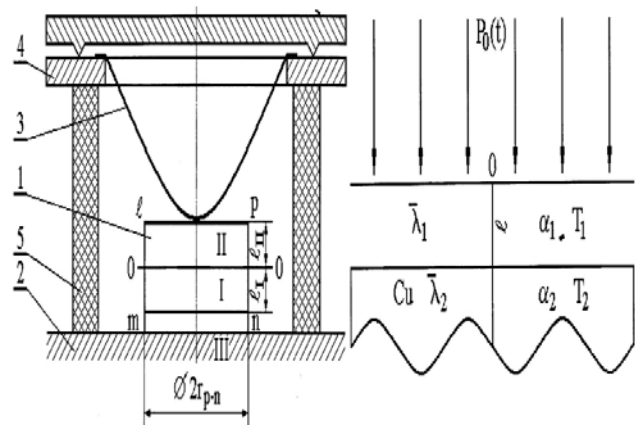


Рисунок 1 - Теплова модель діода та її одновимірний еквівалент

У напівпровідникових приладах НВЧ розміри активної ділянки  $p-n$  переходу ( $l_1+l_n=l$ ) значно менше розмірів тепловідведення. У 8-мм діапазоні радіус  $p-n$  переходу  $r_{p-n} = 80$  мкм, довжина активної ділянки  $L = 1$  мкм. Активному ділянці відповідають мінімальний час релаксації  $\tau_a$ , які й визначають час основного підйому температури активного шару при імпульсному включенні джерела живлення. Подальше встановлення температури, пов'язані з дифузією тепла у віддалені від активної ділянки елементи напівпровідникової структури і тепловідводу, відбувається значно повільніше. Тому немає необхідності розраховувати весь процес встановлення температури в системі, досить знати закон її наростання за час  $t < \tau_i$

При зазначених вище припущеннях можна скористатися одновимірною моделлю діода і тепловідводу (див. Рис. 1). У цьому випадку крайова задача, що описує тепловий процес в діоді та тепловідводі, формується таким чином. Нехай  $T1$  і  $T2$  - відповідно надлишкові температури діода і тепловідводу в порівнянні з темпе-

ратурою зовнішнього середовища (умовно прийнятої рівною нулю). Ці величини повинні задовольняти рівнянням параболічного типу

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} - \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = -\frac{Q(t)}{\lambda_1}, \quad 0 < x < l \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} - \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = 0, \quad x < 0 \quad (2)$$

Початковими умовами  $t=0$

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = 0 \quad (3)$$

та граничними умовами

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=1} = 0, \quad T_1(0, t) = T_2(0, t) \quad (4)$$

$$\lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad T_2|_{x=-\infty} = 0 \quad (5)$$

де  $a_1, a_2$  – коефіцієнт теплопровідності діодів;

$\lambda_1, \lambda_2$  – коефіцієнт теплопровідності діодів та теплопровідності;

$l$  – товщина активного шару (діода);

$Q(t)$  – щільність теплової потужності.

Спочатку досліджуємо процес наростання температури активного шару під дією потужності одичного імпульсу  $Q(t)$  має вигляд

$$Q(t) = U \begin{cases} 1, 0 \leq t \leq \tau_u \\ 0, t < 0 \\ 0, t > \tau_u \end{cases} \quad (6)$$

де  $\tau_u$  – тривалість імпульса.

Далі припустимо, що коефіцієнти не залежить від температури, тобто вихідна задача (1) - (5) розглядається в лінійному наближенні.

Рішення завдання (1) - (5) будується за допомогою операційного методу [5]. Нехай  $\bar{T}_1(x, p), \bar{T}_2(x, p), \bar{Q}(p)$  - перетворення Лапласа функції  $T_1(x, t), T_2(x, t), Q(t)$ , а саме

$$\bar{T}_1(x, p) = \int_0^{\infty} T_1(x, t) e^{-pt} dt \quad (7)$$

$$\bar{T}_2(x, p) = \int_0^{\infty} T_2(x, t) e^{-pt} dt \quad (8)$$

$$\bar{Q}(p) = \int_0^{\infty} Q(t) e^{-pt} dt = \frac{Q_0(1 - e^{-p\tau_u})}{p} \quad (9)$$

Тоді застосовуючи перетворення Лапласа до рівнянь (1),(2) та враховуючи початкові умови (3) отримаємо

$$\frac{d^2 \bar{T}_1}{dx^2} - \frac{p}{a_1} \bar{T}_1 = \frac{\bar{Q}}{\lambda_1}, \quad 0 < x < l \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \bar{T}_2}{dx^2} - \frac{p}{a_2} \bar{T}_2 = 0, \quad x < 0 \quad (11)$$

Застосовуючи перетворення Лапласа до граничних умов (4),(5)

$$\left. \frac{d\bar{T}_1}{dx} \right|_{x=l} = 0, \quad \bar{T}_1(0, p) = \bar{T}_2(0, p) \quad (12)$$

$$\lambda_1 \left. \frac{d\bar{T}_1}{dx} \right|_{x=0} = \lambda_2 \left. \frac{d\bar{T}_2}{dx} \right|_{x=0}, \quad \bar{T}_2(x, p)|_{x=-\infty} = 0 \quad (13)$$

Таким чином, за допомогою перетворення Лапласа за часом, вихідна задача для рівнянь в приватних похідних зведена до крайової задачі для системи звичайних диференціальних рівнянь другого порядку.

У результаті вирішення задачі (10) - (13) було отримано вираз для температури активного шару (діода), усередненого за його товщиною

$$T_{1cp}(t) = \frac{U\tau l^2}{3T\lambda_1} + \frac{a_1 U\tau}{2\lambda_1} \left[ 1 + \frac{2}{T}(2T - \tau) \right] - \sum_{n \neq 0} \frac{\bar{Q}_n e^{\frac{i2\pi n t}{T}}}{\sqrt{\frac{i\omega_n l}{a_1} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{a_2 + ch}{a_1} \frac{i\omega_n l}{a_1}}}} \quad 0 \leq t \leq 2\pi \quad (14)$$

Знаючи середню температуру активного шару можна розрахувати тепловий опір за формулою [3]

$$R(t) = \frac{l}{2\pi\lambda_1 r^2} T_{1cp}(t) \quad (15)$$

де  $l, r$  - відповідно товщина і радіус поперечного перерізу діода.

Таким чином, отримані формули описують теплової процес в діоді при періодичному імпульсному впливі залежно від геометричних і теплофізичних параметрів діода.

На рис. 2 представлені результати розрахунків за формулами (14), (15) нормованої середньої температури  $T = T_{1cp} / a_1 U\tau$  активного шару і теплового опору  $R\tau$  для моменту часу  $t = \tau$  ( $\tau$  - тривалість імпульсу) при різних значеннях параметрів імпульсу.

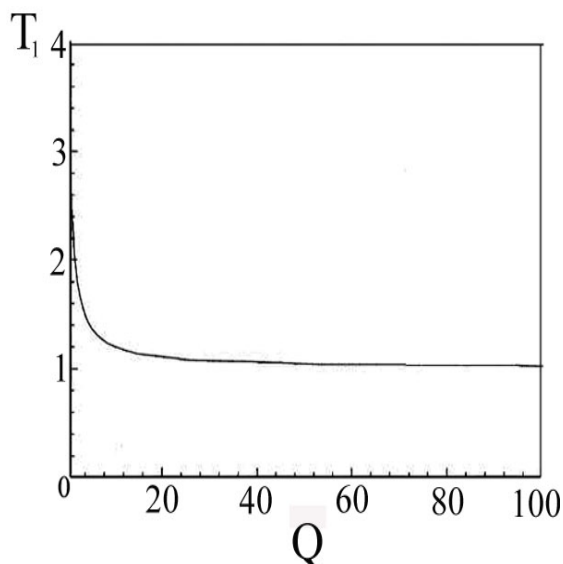


Рисунок 2 – Залежність нормованої температури  $T$  активного шару від шпаруватості  $Q$

Як видно з рис. 2, із збільшенням шпаруватості ( $Q = T / \tau$ ) імпульсу нормована середня температура прагне до одиниці, тобто середня температура активного шару прагне до величини

$$T_N = U a_1 \tau / \lambda_1 \quad (16)$$

де  $U$  відповідно амплітуда і тривалість імпульсу,

$a_1$  - коефіцієнт температуропровідності;  
 $\lambda_1$  - коефіцієнт теплопровідності.

Таким чином, при шпаруватості імпульсу  $Q > 100$  середня температура активного шару може бути обчислена за формулою.

Також певний вплив на температуру ЛПД має величина теплового опору яка залежить від параметрів імпульсу. Аналіз цієї залежності показав, що при  $Q > 100$  тепловий опір може бути оцінено згідно наведеного рівняння

$$R_T = \frac{l a_1 \tau U}{2 \pi \lambda_1^2 r^2} \quad (17)$$

де  $l, r$  – відповідно товщина та радіус поперечного перерізу діода.

**Висновки.** Запропонована в даній роботі теплова модель імпульсного ЛПД задовільно описує динаміку нагрівання активного шару при тривалості імпульсу меншою часу теплової релаксації тепловідведення.

Отримано формули, що описують теплової процес в діоді при періодичному імпульсному впливі залежно від геометрії і теплофізичних параметрів напівпровідника і тепловідведення.

Формули для температури і теплового опору в перехідному режимі можуть бути використані для

інженерного розрахунку імпульсних генераторних діодів.

#### Список використаних джерел

1. Giblons G. Transient temperature of on avalanche diode // Solid-state electronics. - 1970. - V. 13, No6. - P.799-806.
2. Perlman B. S. Pulsed heat conduction in a layered semiconductor-motel transferred-electron oscillator // RCA Rev. - 1969. - V.30, No4. - P.637.
3. Ясинский В. К. Переходной тепловой режим диодов Ганна и ЛПД // Электроника СВЧ.-1974. -№2.-С.3-10.
4. Карслоу Г. Теплопроводность твердых тел / Карслоу Г., Егер Д. - М.: Наука, 1964.
5. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. - М.: Наука, 1965.-778 с.
6. Бронштейн И. Н. Справочник по математике / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. - М.: Наука, 1981. - 718 с.
7. Лаврентьев М. А. Методы теории функций комплексного переменного / М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. - М.: ГИФМЛ, 1958. - 674 с.

#### Аннотация

#### АНАЛИЗ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА ИМПУЛЬСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНОМ ДИОДЕ

Сорокин М. С., Сухин В. В.

*Решена нестационарная задача теплового процесса для импульсного режима ЛПД. Рассмотрена одномерная тепловая модель этих диодов, в которой учтены неоднородность распределения тепловой мощности и растекания тепла по теплоотводу в рабочем интервале температур. Приведены результаты численного расчета зависимости средней температуры активного слоя и теплового сопротивления от параметров импульса, а также от геометрических и теплофизических параметров диода.*

#### Abstract

#### ANALYSIS OF THERMAL CONDITIONS OF THE PULSE GENERATOR ON IMPATT

M. Sorokin, V. Suhin.

*Transient problem is solved thermal process for the IMPATT pulse mode. A one-dimensional thermal model of the diode, which takes into account the heterogeneity of distribution of thermal power, and spreading the heat of the heat sink in the operating temperature range. The results of a numerical calculation of the temperature dependence of the average of the active layer and the thermal resistance of the pulse parameters, as well as the geometric and thermal parameters of the diode.*