

## ГАРЯЧА ЕЛЕКТРОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЯ КРЕМНІЄВИХ ДІОДІВ ШОТКІ

Приведені результати експериментального дослідження передпробійної електролюмінесценції діодів Шоткі на Si n-і р-типу провідності. Аналізується вплив самопоглинання та можливі механізми збудження свічення. Спектральний розподіл випромінювання співставляється з моделлю внутрішньозонних непрямих переходів. Узгодження теорії з експериментом досягається вибором температури гарячих носіїв заряду і механізмами їх взаємодії з фононами або іонізованими домішками.

Після відкриття оптичного випромінювання гарячими носіями заряду при пробіє кремнієвих р-n переходів [1] було опублікована значна кількість робіт, присвячених дослідженню фізичних процесів, що призводять до виникнення цього виду свічення. Та незважаючи на це, механізми гарячої електролюмінесценції (ЕЛ) в Si залишається дискусійним. Пояснюється це складністю процесів, що приводять до збудження такого свічення. Потрібне для виникнення гарячих носіїв заряду сильне електричне поле локалізоване в вузькому шарі напівпровідникової структури і є неоднорідним, при великих енергіях розсіювання носіїв має суттєві особливості, розігрівання носіїв, як правило, супроводжується ударною іонізацією атомів кристалічної ґратки, тощо. Залишається дискусійним і сам характер випромінювальних переходів гарячих носіїв. Для пояснення характеристик гарячої ЕЛ залучаються випромінювальні переходи носіїв між зоною провідності і валентною зоною, прямі переходи між окремими зонами (підзонами) зони провідності або валентної зони, непрямі переходи в межах однієї і тієї ж дозволеної зони при взаємодії з домішками або фононами [2,3].

Останнім часом для дослідження оптичного випромінювання

гарячими носіями заряду широко застосовується комп'ютерне моделювання процесів методом Монте-Карло [3,4], що дозволяє враховувати всю багатогранність явища, а також реальну енергетичну структуру напівпровідника. Проте, в цьому випадку формулювання однозначних висновків стикається якраз з проблемою багатофакторності моделі, а також обмеженістю та суперечливістю експериментальних даних, з якими співставляються результати розрахунків. Зокрема, в [2] спостерігається максимуми в області енергії фотонів 1 eV та 1,8 eV, в [5] різке зростання інтенсивності в області 0,9 eV, крім того, спектри відрізняються якісно і зняті у відносно вузькому спектральному діапазоні (0,8-3,1 eV). Відсутні також дані по спектрам випромінювання діодів Шоткі.

В зв'язку з цим метою даної роботи було дослідження гарячої електролюмінесценції кремнієвих діодів Шоткі в передпробійному режимі в широкому спектральному діапазоні (0,6 - 4,2 eV).

Зразки виготовлялись на основі кремнієвих монокристалів як n-типу так і p-типу провідності з метою подальшого порівняння спектрів випромінювання електронів та дірок. Випрямляючі контакти наносились методом термічного напилення у вакуумі Al та напівпрозорого шару Au. Збуджувалось свічення імпульсним струмом частотою 33 Гц та скважністю 2. Для оптичних вимірювань використовувалась установка на базі подвійного монохроматора ДМР-4 з фотопомножувачем ФЭУ-38 і охолоджуваним PbS фоторезистором на виході, що забезпечувало надійні виміри у вказаному інтервалі енергій. Електричний сигнал реєструвався стандартною системою синхродетектування.

На рис. 1 приведені виміряні спектри гарячої електролюмінесценції діодів Шоткі в передпробійному режимі. Заповненими і незаповненими квадратами позначені відповідно спектри діодів n- і p-типу провідності з алюмінієвими контактами, кружками – діода n-типу провідності з напівпрозорим золотим контактом. Реєструвалось випромінювання зі сторони випрямляючих контактів. В перших двох випадках свічення спостерігалось по периферії контакту, а в третьому – крізь контакт. Як видно з рис. 1, спектри випромінювання монотонно спадаючі при збільшенні енергії фотонів  $h\nu$

$N(h\nu)$ , відн.од.

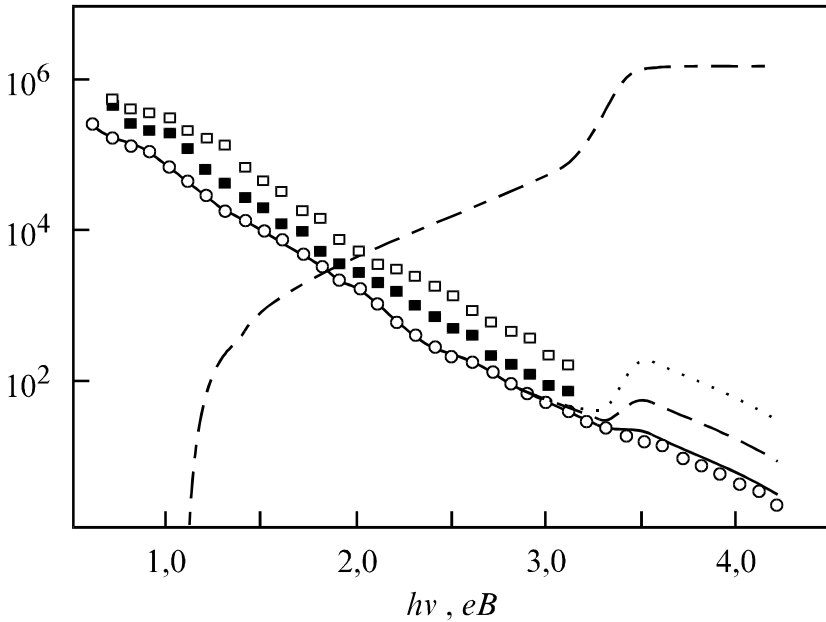


Рис. 1. Спектральний розподіл передпробійної електролюмінесценції кремнієвих діодів Шоткі: незаповнені квадрати – на Si р-типу з Al контактом, заповнені квадрати – n-типу з Al контактом, кружки – n-типу з напівпрозорим з Au контактом. Точки – спектр випромінювання Si-Au діода з врахуванням самопоглинання при глибині залягання області формування світіння 1,7 мкм, пунктир – на глибині 0,87 мкм, суцільна лінія – 0,17 мкм. Штрих-пунктирна лінія – залежність коефіцієнта поглинання світіння в Si від енергії фотона.

залежності, що вказує на домінуючу роль непрямих внутрішньозонних випромінювальних переходів. Порівняння спектрів випромінювання електронів та дірок вказує на їх якісну однаковість в межах похибки експерименту (яка становить 15%), тому для подальших досліджень був вибраний діод з напівпрозорим золотим контактом, що дало можливість зняти спектр в більш широкому інтервалі енергій фотонів.

Проаналізуємо отримані результати для такого діода. Концентрація домішок в даному зразку становить  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Товщина області просторового заряду

$$d = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0(\phi_0 - eV)/e^2N}, \quad (1)$$

де  $\epsilon$  - діелектрична проникливість напівпровідника,  $\epsilon_0$  - електрична стала,  $e$  - заряд електрона,  $N$  - концентрація домішок,  $V$  - прикладена напруга,  $\phi_0$  - висота бар'єру в рівновазі. Значення  $\phi_0$ , знайдене з ємнісних вимірів становить приблизно 1 eV, а товщина області просторового заряду, розрахована по формулі (1) рівна  $1,7 \times 10^{-4} \text{ см}$ .

Якщо побудувати спектри з врахуванням самопоглинання в кремнії при умові формування свічення за межами бар'єру (тобто на глибині 1,7 мкм), то в високоенергетичній області спектру появляється зростання інтенсивності свічення (рис. 1, точки), яке співпадає з різким зростанням коефіцієнта самопоглинання в кремнії (рис. 1, штрих-пунктир). Це (зумовлене не механізмом випромінювання, а звичайним поглинанням) зростання інтенсивності зникає, якщо допустити формування свічення на глибині меншій  $0,01 \cdot d$  від поверхні кристалу (рис. 1, суцільна крива). Звідси можна зробити висновок, що випромінювання формується під самою поверхнею кристалу, тобто в області просторового заряду, де діє сильне електричне поле.

Число фотонів, які випромінюються, знайдемо, інтегруючи добуток функції розподілу носіїв в бар'єрі на ймовірність випромінювального переходу.

$$\eta(h\nu) = \int_{h\nu}^{\infty} f(E)P(E, h\nu)dE, \quad (2)$$

де  $E$  – енергія носія,  $h\nu$  – енергія фотона. Нижня межа інтегрування рівна  $h\nu$ , тому, що при  $E < h\nu$  не може випромінюватись квант з енергією  $h\nu$ , верхня межа звичайно не може перевищувати енергії носія, одержаної від електричного поля. Величина  $\eta(h\nu)$  дає число квантів на один гарячий електрон, тобто є спектральним розподілом внутрішнього квантового виходу випромінювання.

Для знаходження ймовірності випромінювального непрямого внутрішньозонного переходу, скористаємось виразом одержаним в роботі [6],

$$P(E, h\nu) = \frac{n^2}{\pi^2 c^2 h^3} \frac{\sigma_{or}}{(h\nu)^r} \left(2 \frac{E}{h\nu} - 1\right) \cdot \left(\frac{E}{h\nu} - 1\right)^{1/2} \cdot (h\nu)^2, \quad (3)$$

де  $n$  - показник заломлення світла,  $\sigma_o / (h\nu)^r$  - перетин поглинання фотона вільним носієм, причому  $r$  дорівнює  $3/2$  або  $7/2$  для розсіювання, відповідно, на фононах або іонізованих домішках, решта позначень загальноприйняті.

Функцію розподілу  $f(E)$  запишемо у больцманівському вигляді, замінивши температуру кристалічної ґратки  $T$ , температурою носіїв заряду  $T_c$  ( $T > T_c$ ) [3,4]

$$f(E) \sim \exp(-E/kT_c). \quad (4)$$

Використовуючи (2) з врахуванням (3) і (4) та підібравши  $T_c$  можна розрахувати енергетичну залежність числа випромінювальних фотонів.

Як видно з формули (3), ймовірність випромінювального переходу спадає при збільшенні  $h\nu$  для взаємодії з іонізованими домішками ( $r = 7/2$ ) різкіше ніж для взаємодії з фононами. Тому в області великих  $h\nu$  випромінювання ймовірно проходить за участю фононів ( $r = 3/2$ ). З рис. 2 (штрихова крива) видно, що формула (2) при  $r = 3/2$  добре описує експериментальну залежність (рис. 2, кружки) тільки у високоенергетичній області.

Відхилення в низькоенергетичній області експериментальної кривої вгору, від розрахункової, вказує на помітну участь у формуванні свічення в цій області випромінювальних переходів за участю іонізованих домішок (рис. 2, штрих-пунктирна крива). Врахування обох механізмів розсіювання при  $T_c = 4560$  К (рис. 2, суцільна крива) дає добре співпадання з експериментом.

$N(h\nu)$ , відн.од.

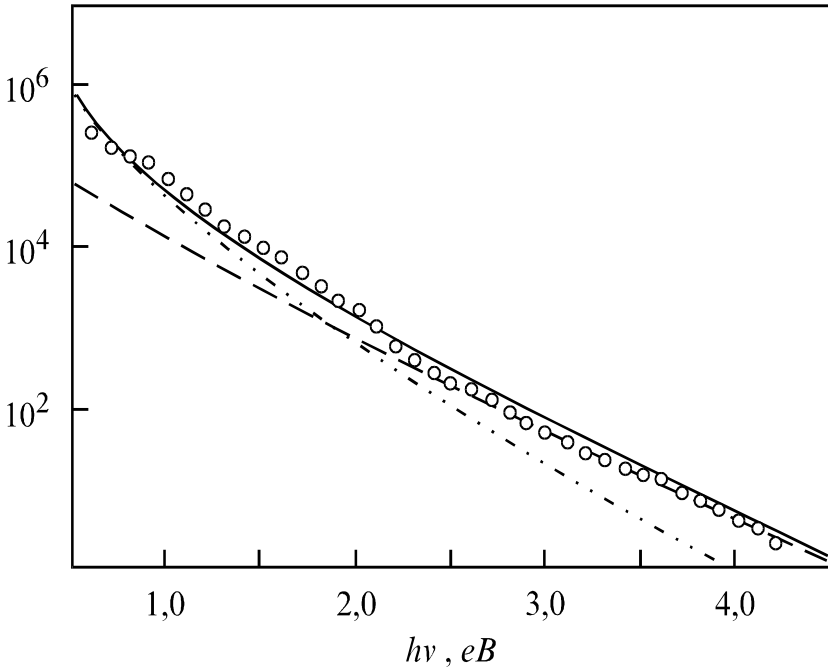


Рис. 2. Співставлення експериментальних даних (кружки) з теоретичними розрахунками випромінювання, обумовленого непрямыми внутрішньозонними переходами для розсіювання на фонах (пунктирна лінія) та на іонізованих домішках (штрих-пунктир) при температурі газу носіїв заряду 4560 К. Суцільна крива – сумарне врахування цих механізмів розсіювання.

Одержані результати, таким чином, вказують на те, що передпробійна електролюмінесценція кремнієвих діодів Шоткі обумовлена непрямыми внутрішньозонними переходами гарячих носіїв при розсіюванні на фонах та іонізованих домішках.

Автор висловлює глибоку подяку В.М. Склярчуку за постійну допомогу у проведенні експерименту та Л.А. Косяченку за плідні дискусії при обговоренні отриманих результатів.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Newman R. Visible light from a silicon p-n junction // Phys.Rev.-1955.-**100**, N2.-P.700-703.
2. Das N.C., Arora B.M. Luminescence spectra of an n- channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistor at breakdown // Appl Phys. Lett.-1990.-**56**, N12.-P.1152-1153.
3. Bude J., Sano N., Yoshii A. Hot-carrier luminescence in Si // Phys. Rev.-1992.-**A4S**,N11.-P.5848-5856.
4. Polarization analysis of hot- carrier light emission in silicon / L. Carbone, R. Brunetti, C. Jacobini, A. Lacaita, M. Fishhetti // Semicond. Sci. Technol.-1994.-**9**,N5S.-P.674-676.
5. Chynoweth A.G., McKay K.G. Photon emission from avalanche breakdown in silicon // Phys. Rev.-1956.-**102**, N2.-P.369.
6. Косяченко Л.А. Непрямые внутризонные излучательные переходы горячих носителей в полупроводнике // ЖПС.-1996.-**63**, №4.-С.593-598.

## SUMMARY

MAZUR M. P.

### **HOT - ELECTROLUMINESCENCE OF SILICON SCHOTTKY DIODES**

Experimental study of the prebreakdown electroluminescence of the silicon Schottky diodes based on n- and p-type conductivity are presented. Effects of self-absorption and proper emission excitation mechanisms are discussed. Emission spectral distribution correlates with a model of intraband indirect radiative transitions. The theory is consistent with experimental by choosing an appropriate hot-carrier temperature and mechanism of carrier interaction with photons or ionized impurities.