

В.М. БОНДАР, П.М. ТОМЧУК

Інститут фізики НАН України  
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

УДК 539

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЗАЛЕЖНОСТІ  
ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАРЯЧИМИ НОСІЯМИ В InSb

*Експериментально встановлено і теоретично пояснено поляризаційні залежності спонтанного випромінювання гарячих носіїв в  $p$ - і  $n$ -InSb. Встановлена періодична залежність інтенсивності спонтанного випромінювання від кута повороту поляризатора відносно напрямку електричного поля, розігрівуючого носіїв. Ця залежність зумовлена відхиленням під дією поля парної частини функції розподілу гарячих носіїв від сферичної форми (відхилення від дифузійного наближення).*

*Ключові слова:* InSb, поляризаційні залежності випромінювання, гарячі носії.

## 1. Вступ; теоретичні посилки

Вільні носії заряду в зоні провідності напівпровідника можуть брати участь як в процесах поглинання, так і в процесах випромінювання світла. Процеси поглинання домінують при опроміненні термодинамічно рівноважного зразка зовнішнім електромагнітним потоком, а процеси випромінювання – при розігріві носіїв зовнішнім електромагнітним полем.

Якщо закон дисперсії анізотропний, то випромінювання гарячих носіїв буде залежати від кутів. Саме таку ситуацію маємо в багатодолинних напівпровідниках типу  $n$ -Ge і  $n$ -Si. Хоча закон дисперсії електронів в долині анізотропний, проте самі долини в  $n$ -Ge і  $n$ -Si розміщені в зоні Брілюена симетрично. Тому сумарне по всіх еквівалентних долинах випромінювання гарячих електронів може як залежати, так і не залежати від кутів. Поляризаційна залежність сумарного (по всіх долинах) випромінювання гарячих електронів має місце за умови, що розігрівуюче електроні поле направлено в не-симетричному відносно долин напрямку так, що температура електронів не буде однаковою в усіх долинах [1–5]. Така сама ситуація з поляризацією виникає, коли концентрація електронів в різних долинах стає різною під дією прикладеного до зразка одного тиску [3, 5].

За певних умов (низьких температурах, відносно сильних полях) поляризаційні залежності випромінювання гарячих носіїв в  $n$ -Ge з'являються також і у випадку орієнтації розігрівуючого еле-

ктроні поля вздовж симетричного відносно долин напрямку [4, 5]. Поява поляризаційної залежності – інтенсивності випромінювання гарячих електронів в цьому випадку пояснено нами [4] як наслідок деформації електричним полем функції розподілу електронів за швидкостями. Щоб було зрозуміло, про яку саме деформацію функції розподілу електронів полем йде мова, ми розглянемо тут модель ізотропного закону дисперсії енергії носіїв заряду  $\varepsilon = \varepsilon(p)$  (де  $\varepsilon$  – енергія, а  $p$  – імпульс носіїв). Така модель відповідає ситуації в InSb, якій присвячена ця стаття, а крім того, вона дає зрозуміти чому подібний механізм стає можливим в  $n$ -Ge при симетричній орієнтації електричного поля відносно долин.

Отже, нехай до напівпровідника прикладене постійне електричне поле  $\mathbf{F}$ . Функція розподілу носіїв за швидкостями (чи імпульсами) тепер відрізняється від рівноважної максвелівської і повинна визначатися із розв'язку кінетичного рівняння Больцмана. Якщо механізми розсіяння вільних носіїв заряду являються квазіпружними, то (як показано, наприклад, [6]) функцію розподілу в полі  $\mathbf{F}$  можна записати у вигляді розкладу в ряд:

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon)P_1(\cos\theta) + f_2(\varepsilon)P_2(\cos\theta) + f_3(\varepsilon)P_3(\cos\theta) + \dots, \quad (1)$$

де  $P_n(\cos\theta)$  – поліноми Лежандра,  $\theta$  – кут між  $\mathbf{p}$  і  $\mathbf{F}$ .

Крім того (див., наприклад, [6]),

$$f_1(\varepsilon) \approx eF\tau(p) \frac{df_0}{dp};$$

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2016. Т. 61, № 2

$$f_2(\varepsilon) \approx \frac{2}{3} (eF)^2 \tau(p) \frac{d}{dp} \left( \frac{\tau(p)}{p} \frac{df_0}{dp} \right), \dots \quad (2)$$

$\tau(p)$  – час релаксації.

У переважній більшості робіт в розкладі (1) обмежуються першими двома членами. Це наближення має назву в літературі як “дифузійне наближення”. В загальному випадку при підстановці розкладу (1) в кінетичне рівняння для знаходження функцій  $f_n(\varepsilon)$  отримуємо ланцюжок рівнянь, в яких функції  $f_n(\varepsilon)$  з різним індексом  $n$  (сусідні) зачіпляються. Наближено для функцій з  $n = 1; 2$  отримується розв’язок (2), а для функції з  $n = 0$  отримуємо рівняння, яке або вирішують, або в ролі  $f_0(\varepsilon)$  приймають наближено максвелівську функцію з ефективною електронною температурою [6].

Проте існують напівпровідники, і серед них InSb, для яких дифузійне наближення виявляється за певних умов недостатнім [7]. Зокрема, в кінетичні коефіцієнти дає внесок не тільки функція  $f_1(\varepsilon)$ , а і  $f_3(\varepsilon)$ .

Зауважимо ще, що кінетичні коефіцієнти визначаються функціями  $f_n(\varepsilon)$  з непарними значеннями  $n$  ( $n = 1, 3, \dots$ ), в той же час, як поляризація описується  $f_n(\varepsilon)$  з парними індексами  $n$  (починаючи з  $n = 2$  і вище).

Розклад (1) і наближений розв’язок (2) ефективно “працює”, коли дрейфова швидкість залишається меншою за середню (теплову) швидкість. Але зустрічаються ситуації (сильні поля, низькі температури), коли дрейфова швидкість стає більшою за середню теплову. У цьому випадку часто використовують так звану апроксимацію Бараффа [8] (витагнутої “голки”):

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon) + \varphi(\varepsilon) \delta(1 - \cos \theta). \quad (3)$$

При такій апроксимації

$$f_2(\varepsilon) = \frac{5}{2} f_1(\varepsilon). \quad (4)$$

Схема розрахунку поляризаційних залежностей спонтанного випромінювання гарячих електронів детально викладена в [2, 9]. Суть методу коротко можна викласти таким чином. Вихідним служить інтеграл зіткнень носіїв заряду з домішками чи коливаннями ґратки, в якому враховано вплив заданого електромагнітного поля хвилі на акт розсіяння. Так, в найпростішому випадку ізотропного

розсіяння електронів на іонізованих домішках такий інтеграл зіткнень має вигляд [2]:

$$\left( \frac{df}{dt} \right)_{st} = \frac{4e^4}{\varepsilon_0^2} n_i \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{p}' \frac{f(\mathbf{p}') - f(\mathbf{p})}{\{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + (\hbar/r_D)^2\}^2} \times \\ \times J_\ell \left( \frac{e}{m\hbar\omega c} \mathbf{A}^{(0)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \right) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'} - \ell\hbar\omega), \quad (5)$$

де  $e$  – заряд електрона,  $m$  – його маса,  $n_i$  – концентрація іонізованих домішок,  $r_D$  – радіус екранування,  $J_\ell(x)$  – функція Бесселя,  $\omega$  – частота електромагнітної хвилі,  $A^{(0)}$  – амплітуда вектор-потенціалу хвилі.

Далі за допомогою такого інтеграла зіткнень можна знайти енергію, яку електрони віддають (чи поглинають) в одиницю часу в результаті зіткнень:

$$Q = \int d\mathbf{p} \varepsilon_{\mathbf{p}} \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st}. \quad (6)$$

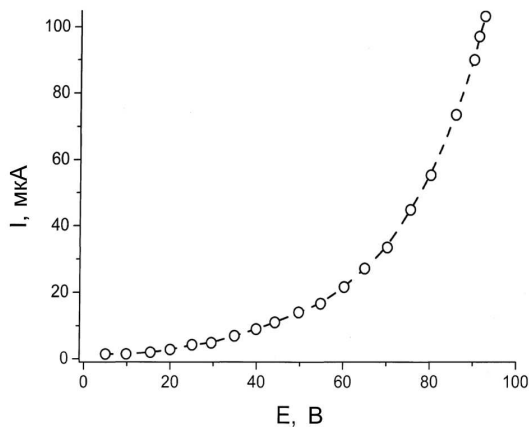
Із (6) можна знайти індуковане полем електромагнітної хвилі випромінювання (поглинання). А далі, знаючи індуковане полем електромагнітної хвилі випромінювання і використовуючи співвідношення Ейнштейна між ймовірностями індукованого і спонтанного випромінювання, можна знайти інтенсивність спонтанного випромінювання гарячих носіїв. За деталями відсилаємо читача до [2, 9].

Використовуючи такий метод (і функцію  $f_2(\varepsilon)$  у вигляді (2)) для випадку класичної області частот і домінуючої ролі акустичного розсіяння, енергію спонтанного випромінювання гарячих електронів в одиницю часу; в одиничний діапазон частот; в одиницю об’єму і в тілесний кут  $d\Omega$  було отримано в [4] у вигляді:

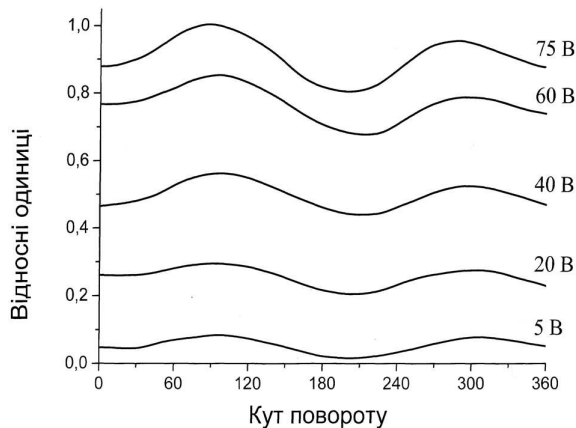
$$W = \frac{4}{3\pi^{5/2}} \frac{e^2 n_i (T_e)^{3/2}}{c^3 T^{1/2}} \frac{1}{m\tau^{(0)}} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{eF\tau^{(0)}}{6mT_e^2} P(\cos \theta_0) \right\} d\Omega, \quad (7)$$

де  $T_e$  і  $T$  – відповідно температура електронів і ґратки,  $\tau^{(0)}$  – час релаксації при  $\varepsilon_p = T$  (температура в енергетичних одиницях),  $\theta_0$  – кут між ортом поляризації і розігрівачим електроні полем  $\mathbf{F}$ .

При домінуючій ролі домішкового розсіяння кутова залежність випромінювання також задається поліномом Лежандра  $P_2(\cos \theta)$ , але з іншими коефіцієнтами при ньому.



**Рис. 1.** Вольт-амперна характеристика зразка *p*-InSb при 4,2 К. Концентрація дірок при кімнатній температурі  $p \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$



**Рис. 2.** Хід поляризаційних залежностей інтенсивності ТГц-випромінювання зразка *p*-InSb в допробійному режимі. Поряд з кривими указані величини розігрівуючих полів. Довжина імпульсу 0,8 нс, частота повторення 6 Гц. Температура  $T = 4,2 \text{ К}$

Варто наголосити, що для напівпровідників з ізотропним законом дисперсії заряду кутова залежність випромінювання типу  $g(T_e, T, \omega) P_2(\cos \theta)$  має майже універсальний характер. Від типу механізму розсіяння, від діапазону частот і типу носіїв заряду буде змінюватись вигляд коефіцієнта  $g(T_e, T, \omega)$ , а кутова залежність типу  $P_2(\cos \theta)$  залишиться незмінною.

Але, якщо дрейфова швидкість стає більшою теплової, то в кутовій залежності можуть з'явитись вищі парні поліноми Лежандра. Для появи кутової залежності типу  $g(T_e, T, \omega) P_2(\cos \theta)$  в ізотропних напівпровідниках необхідні дві умови, а саме: на-

явність гарячих носіїв заряду і відхилення парної частини функції розподілу (під дією електричного поля) від сферично-симетричного вигляду.

Раніше ми досліджували поляризаційні залежності випромінювання гарячих носіїв в *n*-Ge [1–5]. Зокрема вивчали поляризаційні залежності, які виникали при орієнтації розігрівуючого електронного поля в симетричному (відносно розташування долин) напрямку і були зумовлені деформацією парної частини функції розподілу [4]. Проте, в багатодолинних напівпровідниках існують і інші причини виникнення поляризаційних залежностей (такі як анізотропія закону дисперсії, анізотропія механізмів розсіяння, багатодолинність).

Тому цікаво дослідити поляризаційні залежності випромінювання гарячих носіїв заряду в напівпровідниках, в яких інших факторів для появи поляризаційних залежностей, окрім порушення симетрії функції розподілу полем, не видно.

До таких матеріалів, в яких ізотропний закон дисперсії носіїв заряду і в яких легко отримуються гарячі носії, належить напівпровідник InSb. Його дослідженню і присвячена ця робота.

## 2. Постановка експерименту

Ця робота присвячена вивченню поляризаційних залежностей випромінювання гарячих носіїв в InSb, як *n*-, так *p*-типу. Для напівпровідника InSb характерні високі рухливості носіїв, тому їх розігрів настає вже у відносно слабких електричних полях. Ця обставина, а крім того, ізотропний закон дисперсії носіїв заряду в InSb роблять цей матеріал зручним об'єктом для вивчення деформації функції розподілу електричним полем і пов'язаних з цим поляризаційних залежностей. Методика дослідження поляризаційних залежностей випромінювання детально описана нами в [3].

Було проведено дослідження двох типів зразків:

1. *p*-InSb,  $p \approx 1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu \approx 2,6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{С})$ , домішка – Ge, відстань від валентної зони – 106 меВ.

2. *n*-InSb,  $n \approx 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{С})$ , домішка Te (дуже мілкий донор, повністю іонізований при 77 К. Опір зразка при цій температурі порядку 5 Ом. Опір зразка при 4,2 К – 10 Ом.

Орієнтовні розміри зразків однакові 1–14 мм, переріз  $2 \times 0,8 \text{ мм}$ . Зразки виготовлялись з пластини InSb *p*-типу; кристалографічний напрямок орієн-

тації її поверхні (III). Поверхня пластини товщиною  $\sim 1,1$  мм оброблялась механічним шліфуванням та поліруванням до товщини  $\sim 0,85$  мм. Зняття порушеного шару з поверхні здійснювалось методом хіміко-динамічного полірування з використанням поліруючого протравлювача складу 2%  $\text{Br}_2$  в  $\text{HBr}$  [10].

$\text{InSb}$  має своєрідні характеристики, які варто відзначити.

Вольт-амперна характеристика, знята на чистому  $p\text{-InSb}$  при гелієвій температурі (рис. 1), починається від  $nA$  при  $4,2\text{ K}$  і дозволяє підняти постійну напругу до  $96\text{ V}$ , де струм становить доли  $mA$ , що дозволяє уникнути помітного термічного розігріву зразка і позбутися вступу в дію додаткових механізмів розсіювання. Нам було важливо переконатися, що в області температур  $\sim 4,2\text{ K}$  вольт-амперна характеристика не має якихось особливостей, що викликали б запитання. До  $93\text{ V}$  таких особливостей ми не виявили, а після  $\sim 100\text{ V}$ , в нашому зразку  $p\text{-InSb}$  починався лавинний пробій (нагадаємо, що  $4,2\text{ K}$  – це робоча температура) і струм через зразок зростає від долей  $mA$  до ампер.

Відзначимо також те, що характеристикам поляризаційних залежностей до пробою на  $p\text{-InSb}$  притаманна стабільність і добра повторюваність, чого не можна сказати про ці ж характеристики після початку пробою, коли в більшій чи меншій мірі втрачається чіткість “фази”.

На рис. 2 і 3 показано у відносних одиницях періодичні залежності інтенсивності випромінювання гарячих носіїв відповідно в зразках  $p\text{-InSb}$  і  $n\text{-InSb}$  від кута повороту поляризатора відносно напрямку розігрівуючого носії електричного поля (тобто від кута між напрямком штрихів поляризатора і напрямком розігрівуючого носії поля).

Характерна особливість ходу поляризаційних залежностей для  $n$ - і  $p$ -типу  $\text{InSb}$  – різний хід кривих, що в якійсь мірі нагадують “синусоїду” і “косинусоїду” (рис. 2 і рис. 3).

Різне кутове розміщення максимумів і мінімумів в зразках  $p$ - і  $n$ -типу може бути пов’язане з різними домінуючими в них механізмами розсіювання (а також дещо різними законами дисперсії). Як бачимо із (2), у виразі для функції  $f_2(\epsilon)$ , яка визначає кутову залежність (тобто визначає коефіцієнт при  $P_2(\cos\theta_0)$ ), входить похідна по імпульсу від часу релаксації. Ця похідна має різний знак для акустичного і домішкового розсіювання. Ця обставина

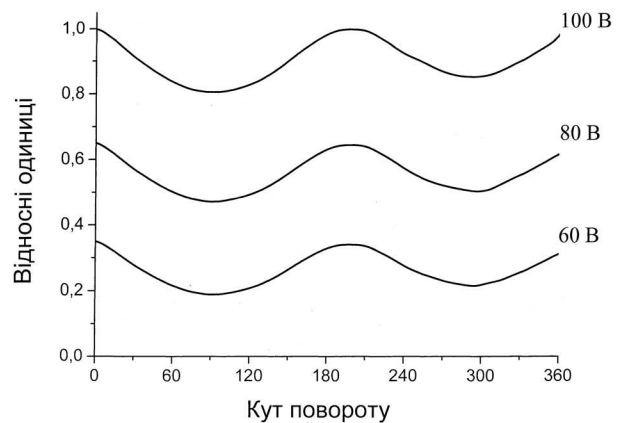


Рис. 3. Хід поляризаційних залежностей інтенсивності ТГЦ-випромінювання зразка  $n\text{-InSb}$  в післяпробійному режимі

на може визначати фазовий зсув в поляризаційній залежності інтенсивності випромінювання гарячих носіїв.

Зауважимо, що хоча сам факт виникнення поляризаційних залежностей у випромінюванні гарячими носіями в  $\text{InSb}$  як  $p$ - так  $n$ -типу установлений, питання це потребує подальшого вивчення.

### 3. Висновки

Експериментально встановлено і теоретично обґрунтовано появу періодичної залежності інтенсивності випромінювання гарячих носіїв зразках  $p$ - і  $n\text{-InSb}$  від кута повороту поляризатора відносно напрямку розігрівуючого носії електричного поля.

Причина появи поляризаційної залежності спонтанного випромінювання гарячих носіїв пов’язана з відхиленням (під дією електричного поля) парної частини функції розподілу носіїв за швидкостями від сферичної форми. Непровідник  $\text{InSb}$  тим зручний для дослідження таких поляризаційних закономірностей, що для нього характерні високі рухливості носіїв і тому вже відносно слабкі електричні поля приводять до розігріву носіїв і деформації форми функції розподілу.

На завершення висловлюємо глибоку вдячність співробітникам Інституту напівпровідників НАН України: А.В. Сукачу – за благодійну акцію – виготовлення цілого ряду зразків і надання консультацій по роботі з ними; В.В. Тетьор-

кіню – за сприяння цієї акції; Л.Ф. Ліннику та І.Г. Луцишин – за підтримку наших зусиль на початковому етапі цієї роботи.

1. В.М. Бондар, О.Г. Сарбей, П.М. Томчук, ФТТ **9**, 1540 (2002).
2. П.М. Томчук, УФЖ **49**, 681 (2004).
3. В.М. Бондар, Н.Ф. Чорноморець, УФЖ **48** 51 (2003).
4. П.М. Томчук, В.М. Бондар, УФЖ **53** 668 (2008).
5. П.М. Томчук, В.М. Бондар, О.Є. Левшин, УФЖ **59** 507 (2014).
6. И.М. Дыкман, П.М. Томчук, *Явления переноса и флуктуации в полупроводниках* (Наукова думка, Киев, 1981).
7. G. Vok and C. Guthman, Phys. Status Solidi **6**, 853 (1964).
8. G.A. Baraff, Phys. Rev. A **133**, 26 (1964).
9. P.M. Tomchuk, arXiv: 0811.2952 [quant-ph].
10. Л.П. Павлов, *Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов* (Высшая школа, 1975).

Одержано 15.07.15

В.М. Бондарь, П.М. Томчук

#### ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ В InSb

#### Резюме

Экспериментально установлены и теоретически объяснены поляризационные зависимости спонтанного излучения го-

рячих носителей в *p*- и *n*-InSb. Установлена периодическая зависимость интенсивности спонтанного излучения от угла поворота поляризатора относительно направления электрического поля, разогревающего носители. Эта зависимость обусловлена отклонением под действием поля парной части функции распределения горячих носителей от сферической формы (отклонение от диффузного приближения).

V.M. Bondar, P.M. Tomchuk

#### POLARIZATION DEPENDENCES OF RADIATION EMISSION BY HOT CARRIERS IN InSb

#### Summary

Polarization dependences of the spontaneous radiation emitted by hot carriers in *p*- and *n*-InSb have been measured experimentally and explained theoretically. A periodic dependence of the spontaneous radiation intensity on the polarizer rotation angle with respect to the direction of the heating electric field is found. This dependence is associated with a field-induced deviation of the even component in the distribution function of hot carriers from the spherical shape (a deviation from the diffusion approximation).