22.3.181
P36

FOURTH INTERNATIONAL WORKSHOP

RELAXED, NONLINEAR AND ACOUSTIC OPTICAL PROCESSES; MATERIALS – GROWTH AND OPTICAL PROPERTIES

RNAOPM'2008

PROCEEDINGS

Lutsk – Shatsk Lakes, June 01– 05, 2008

FOURTH INTERNATIONAL WORKSHOP

"RELAXED, NONLINEAR AND ACOUSTIC OPTICAL PROCESSES; MATERIALS – GROWTH AND OPTICAL PROPERTIES"

RNAOPM'2008

Lutsk – Shatsk Lakes, June 01 – 05, 2008

PROCEEDINGS

РЕЛАКСАЦІЙНІ, НЕЛІНІЙНІ Й АКУСТООПТИЧНІ ПРОЦЕСИ ТА МАТЕРІАЛИ

РНАОПМ'2008

МАТЕРІАЛИ
ЧЕТВЕРТОЇ МІЖНАРОДНОЇ НАУКОВОЇ КОНФЕРЕНЦІЇ

LUTSK
Volyn' University Press "Vezha"
2008

УДК 535+544
ББК 22.34+4.5
R36

Рекомендовано до друку вченою радою Волинського національного університету імені Лесі Українки (протокол №9 від 23 квітня 2008 року)

Proceedings of 4–th International Workshop "Relaxed, nonlinear and acoustic optical processes; materials – growth and optical properties" – RNAOPM'2008 are represented. These results were reported on this conference.

Edition of materials are made from author texts and prepared to printing the Program Committee and Editorial Board of conference.

R36 **Релаксаційні, нелінійні** й акустооптичні процеси та матеріали: Матеріали Четвертої міжнар. конф.– Луцьк: РВВ "Вежа" Волин. нац. ун–ту ім. Лесі Українки, 2008.– 170 с.

Подано матеріали 4-ї Міжнародної наукової конференції "Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали" – РНАОПМ'2008. Ці результати були заслухані на конференції.

Видання матеріалів здійснено на основі авторських текстів та підготовлено до друку програмним та видавничим комітетами конференції.

ISBN 978-966-600-343-3

ORGANIZERS:
Ukrainian Society for Optical Engineering, Lesya Ukrayinka Volyn State University, Department of Education and Science of Volyn' regional State Administration, Ukrainian and European Physical Society, Ukrainian Local Section of Optical Society of America.

INTERNATIONAL PROGRAM COMMITTEE: S.Kostyukevich co-chair, Ukraine; P.Trokhimchuck co-chair, Ukraine; O.Yurchenko scientific secretary, Ukraine; Marlan O.Scully, USA; V. Makin, Russia; M.Pereira Great Britain; G.Davydyuck, Ukraine; I.Sukhoivanov, Mexico;
M.Marciniak, Poland; I.Tiginyanu, Moldova; L.Kremins'ka, USA; A.Golovin, USA; S.Mel'nychuk, Ukraine; A.Medvids, Latvia; O.Vlokh, Ukraine; Yu.Grin', Germany; C.Tiseanu, Romania; I.Gulay, Ukraine-Germany; A.Vorobyov, USA; I.Vakarchuk, Ukraine; M.Barabanenkov, Russia; R.Vlokh, Ukraine; V.Kažukauskas, Lithuania; I.Dzedolik, Ukraine; I.Ardelean, Romania; E.Demidov, Russia; V.I Hivrych., Ukraine; V.Stafeev, Russia; O.Yu.Khyzhun, Ukraine; H. Ünver, Turkey; V.Bayankin, Russia; A.Elmali, Turkey; B.Ostafiychuk, Ukraine; Simeon S.Sainov, Bulgaria; A.Voloshynovskii, Ukraine; Stoycho Stoychev, Bulgaria; I Polovynko, Ukraine; V.Atuchin, Russia; L.Muravskii, Ukraine; M.Makoviychuck, Russia; P.Milyan, Ukraine; I.Manak, Belorussia; A.V.Svidzinskii, Ukraine; A.Chapkevich, Russia; I.Studenyak, Ukraine; V.Cheltsov, Russia; M.Shovgenyuk, Ukraine; V.Golovatskii, Ukraine

ORGANIZING COMMITTEE: N.Golovina, chair, Ukraine; G.Davydyuck, vice-chair, Ukraine;
P.Trokhimchuck, vice-chair, Ukraine; G.Myronchuk scientific secretary, Ukraine; V. Halyan scientific secretary, Ukraine; P.Shygorin scientific secretary, Ukraine; I.Olexeyuck, Ukraine; G.Kozak, Ukraine; A.Fedosov, Ukraine; A.Fedonyuk Ukraine; V.Doscach, Ukraine; M.Bogdanyuk, Ukraine; V.Bożko, Ukraine; O.Parasyuck, Ukraine; P.Nazarchuk, Ukraine; S.Fedosov, Ukraine; L.Bulatetska, Ukraine; O.Martynyuk, Ukraine; V.Sakhnyuk, Ukraine; O.Biruk, Ukraine; V.Kuporov, Ukraine; S.Pankevych, Ukraine; I.Marcenyuk, Ukraine; Z.Kormosh, Ukraine, O.Nagirnych, Ukraine; R.Chelyada, Ukraine; A.Tretyak, Ukraine; Zh. Tyshkovets', Ukraine; O.Paramonov, Ukraine

EDITORIAL BOARD: G.Davydyuck, chair, Ukraine; N.Golovina, Ukraine; S.Kostyukevich, Ukraine; P.Trokhimchuck, Ukraine; V. Bozhko, Ukraine; O.Yurchenko, Ukraine

ISBN 978-966-600-343-3

УДК 535+544
ББК 22.34+4.5
© Волинський національний університет імені Лесі Українки, 2008

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ КІНЕТИКИ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ В НАПІВПРОВІДНИКАХ ПРИ ДІЇ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Сергій Острей
кафедра прикладної математики ВНУ імені Лесі Українки,
dobeck@ukr.net

Структурні властивості напівпровідників мають велике значення в їх електрофізичних та експлуатаційних характеристиках. При цьому важливим є питання створення нових твердих тіл та зміни їх властивостей з допомогою різного виду радіаційних обробок. Дослідження показали, що радіаційні ефекти в «припороговій» області енергій характеризуються новими закономірностями. Перебудова атомних конфігурацій визначається в цих умовах станом електронної підсистеми кристала і, в значній мірі, електрон-фононною взаємодією. В першу чергу тут виявляється новий тип активаційних процесів в кристалічних гратках, коли причиною елементарного акту є зміна стану електронної підсистеми. Цей напрям в радіаційній фізиці твердого тіла, вийшов за рамки класичного сприйняття.

Ключові слова: напівпровідник, випромінювання, дефекти, релаксація, незворотній процес, експерименти, математична модель.

Вивчення дефектів, створених радіаційною дією, змусило вчених переглянути традиційні моделі активаційних процесів в кристалах. Модель термофлуктуаційного подолання потенційного бар'єру виявилася нездатною пояснити нові експериментальні факти. Оцінки дають дуже низькі енергії активації для міграції точкових дефектів в напівпровідниках та для створення і переорієнтації їх комплексів. Ці дані суперечать результатам, отриманим з традиційних високотемпературних експериментів.

Дослідження цієї проблеми ведуться по двох напрямках: експериментальний та теоретичний. Кожен з напрямів досліджень є достатньо обгрунтованими і певною мірою доповнюють один одного.

1. Експериментальні дослідження, методика проведення експерименту.

Ряд експериментальних результатів, які були отримані на напівпровідникових кристалах антимоніду та арсеніду індію, а також *КРТ* та $Pb_xSn_{1-x}Te$ призвели до перегляду окремих положень, як фізики твердого тіла, так і класичної радіаційної фізики.

Вивчена дія різного виду випромінювань: електронів [1,3], іонів [4,5], протонів [6], нейтронів [7,10] на властивості *InSb*. Показано, що опромінювання низькоенергетичними ($E < 8 \cdot 10^{-19}$ *Дж*) електронами при кімнатній температурі приводить, до появи в матеріалі простих радіаційних дефектів в підгратці *In* і їх комплексів з атомами кисню, що володіють акцепторними властивостями. Це спричиняє інверсії *n* та *p* типу провідності, а опромінювання нейтронами, протонами, іонами і високо енергетичними електронами створює складніші радіаційні дефекти, так звані розупорядковані області і кластери дефектів з середнім радіусом $1{,}5 \sim 2 \cdot 10^{-8}$ *м*, що викликають інверсію *p* та *n* типу провідності. Відпал складних радіаційних дефектів продовжується аж до температури плавлення.

Результатом лазерної обробки може бути рекристалізація приповерхневого шару, відпал дефектів, інверсія типу провідності, підпорогове дефектоутворення, тощо. Часто результат впливу на зразок носить незворотній характер. Такі явища не можна описувати класичними підходами фізики, бо в результаті опромінення в зразку може виникати декілька фаз.

Лабораторні дослідження проводились з метою вивчення зміни концентрації донорних та акцепторних центрів протягом часу релаксації напівпровідника. Зокрема, індуковані лазером донорні центри в *p-InSb* вивчались за допомогою магнітно-концентраційного ефекту [12]. Встановлено, що розподіл донорних центрів в зонах нерівноважних температур пов'язаний з перерозподілом на атомах *In* вакансій під дією лазерного випромінювання $I = 1{,}5 \cdot 10^{10}\ Вт/м^2$. Початкова концентрація донорних центрів приблизно $10^{18}\ м^{-3}$. Зміна температур забезпечувалась неодимовим лазером з довжиною хвилі $\lambda = 0{,}53 мкм, \tau = 15 нс$, де τ – час релаксації лазера. Було отримано два типи донорних центрів [12]: перший – нестабільний, зникав при кімнатній температурі протягом $5c$, другий, стабільніший, зникає

при температурі 670*K* . Отримана енергія активації стабільних донорних центрів $1{,}8\cdot10^{-19}$ *Дж* .

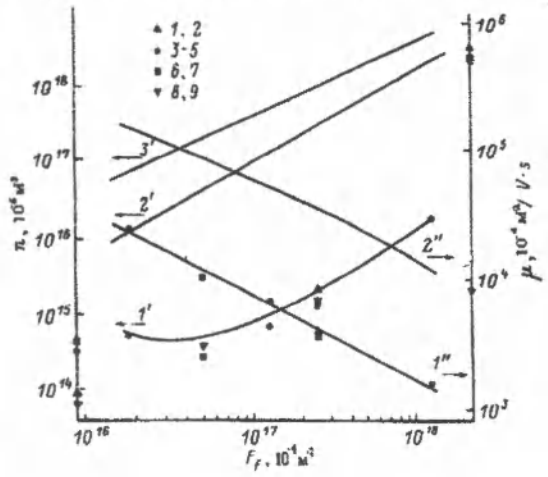

Рис.1.а

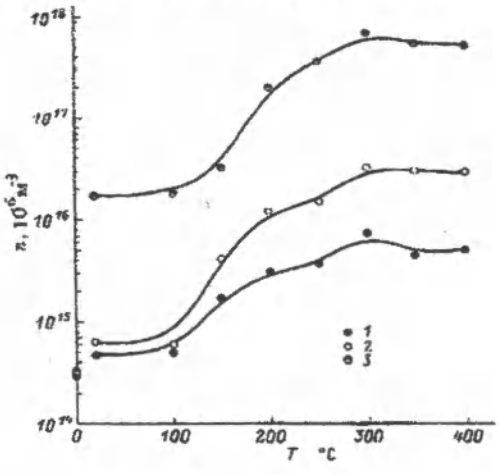

Рис.1.б

а. Концентрація (n, криві $1'-2'$) та рухливість (μ, криві $1''-2''$) носіїв заряду в зразках *InSb*, в залежності від флюенса швидких нейтронів $1'$, $1''$ –після опромінення; $2'$, $2''$ – після опромінення та термообробки при $T = 400 - 450\ ^{o}C$; $3'$ - після опромінення повним спектром реакторних нейтронів (без *Cd*-екранів) та термообробки.

б. Залежність концентрації носіїв заряду (n) від температури ізохорного відпалу для зразків *InSb*, після опромінення флюенсами швидких нейтронів F_f; 10^2 *м*$^{-2}$: [11].

В роботі Трохимчука П.П. [13] описаний дослід, в якому використовувались пластини *n*- та *p-InSb* (кристалографічна орієнтація {110} та {111}, іонно-імплантовані шари $Mg^+ / InSb$; енергія іонів $E = 1{,}6\cdot10^{-14}$ *Дж*; доза впроваджуваної домішки $\Phi = 6\cdot10^{18}$ *м*$^{-2}$) та іонно-імплантовані шари $S^+ / InAs$ ($E = 6{,}4\cdot10^{-15}$ *Дж*, $\Phi = 10^{19}$ *м*$^{-2}$). Опромінення проводилось імпульсами рубінового лазера (тривалість імпульсу $\tau_i = 20$*нс*; довжина хвилі випромінювання $\lambda = 0{,}69$*мкм*; густина енергії в імпульсі $I_0 = (0{,}01-0{,}5)\cdot10^4$ *Дж*/ *м*^{2}); випромінювання неперервного CO_2 – лазера ($\lambda = 10{,}6$*мкм*; густина потоку енергії $I_0 = 1{,}5\cdot10^3$ *Вт* / *м*^{2}; час опромінювання $\tau_i = 0{,}1-0{,}6$*с*); а також імпульсами лазера ($\lambda = 10{,}6$*мкм*; густина потоку енергії $I_0 = (0{,}4-10)\cdot10^4$ *Дж* / *м*^{2}; час опромінювання $\tau_i = 1$*мкс*).

Визначення дефектності проводилось із спектрів обернено розсіяних протонів у режимі каналювання з енергією $2.88\cdot10^{-13}$ *Дж*. Відносна зміна дефектності спостерігалась у приповерхневому шарі зі співвідношення $\chi_D = (H_0 - H_h)/(H_r - H_h)$, де H_0 та H_h - вихід обернено розсіяних іонів від опроміненого та неопроміненого кристалів відповідно, H_r - вихід обернено розсіяних іонів від невпорядкованого кристала. χ_D вираховувалась на глибині,
що перевищує глибину іонно імплантованого шару.

Для точкових холлівських контактів і відносних розмірів зразка $0.85 < a/b < \infty$ Курт і Ліпман запропонували наближену формулу для поправочного коефіцієнта, справедливу для малих кутів Холла:

$$K_{a/b} = 1 - \frac{16}{\pi^2} e^{-\pi\frac{a}{b}} \left(1 - \frac{8}{9} e^{-\pi\frac{a}{b}}\right)\left(1 - \frac{\theta^2}{3}\right). \qquad (1)$$

В випадку хрестоподібного зразка $a/b = 1$, тому неважко порахувати $K_{a/b} = 0{,}683$, а похибка, яка виникає без урахування поправочного коефіцієнта $\delta = 31{,}7\%$.

Холлівські вимірювання (рис.2,а) показали, що при опромінені $p-InSb$ та $p-InAs$

концентрованими потоками оптичного випромінювання, які лежать у смузі власного поглинання ($h\nu > E_g$), проходить генерація n – центрів. При цьому форма і розташування концентраційного профілю носіїв заряду в інверсійному шарі залежить від густини енергії в імпульсі [13].

Для малих I_o ($I_o \le 10^3$ *Дж/м²* для *InSb* та $I_o \le 1.6*10^3$ *Дж/м²* для *InAs*) профілі відповідають закону Бугера-Ламберта. Для більш високих значень I_o спостерігається перерозподіл n – центрів по глибині та утворення більш глибоких інверсійних шарів.

Енергетична залежність для розподілу *n*-центрів в приповерхневому шарі представлена на рис.2.б кривою 1. При теплообробці кількість носіїв в шарі зменшується, однак частина *n*-центрів зберігає свою стійкість при температурі *T=400°C* в *InSb* та *T=800°C* в *InAs;* при цьому концентраційний профіль залежить від кристалографічної орієнтації. Відносна зміна дефектності χ_D зображена кривою 2 на рис.2.б. Найкраще залежність відносної зміни дефектності від густини енергії характеризує крива 3 на рис.2.б, яка показує, що при I_0 близькому до *200Дж/м²* в шарі досягається мінімальний рівень дефектності, що реєструється методикою.

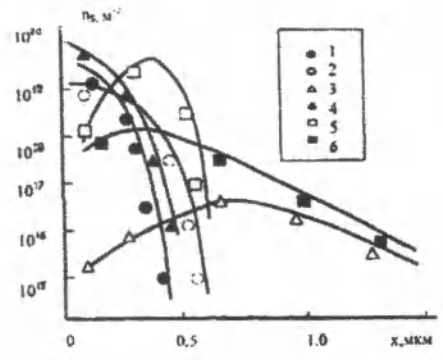

Рис.2.а.

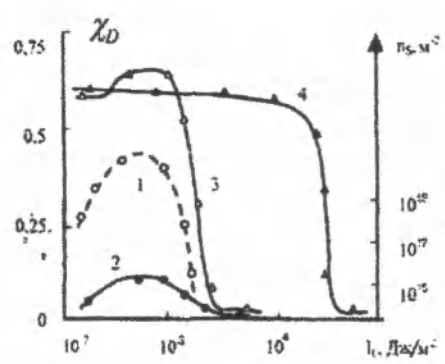

Рис.2.б.

а. Профілі розподілу шарової концентрації донорних центрів у інверсійних шарах *InSb* та *InAs*, отриманих після лазерного опромінення з різною густиною енергії в імпульсі: 7000(1); 9600(2); 1600(3); 1600(4); 2500(5); 5000 *Дж/м²*(6). 1-3 –*InSb*, 4-6 – *InAs*

б. Лазерний ефект в *InSb* та $Mg^+ / InSb$: 1-енергетична залежність утворення донорних центрів в *InSb* (точки – експериментальні дані); $2 - \chi_D = f(I_0)$ у *InSb*; 3,4 - $\chi_D = f(I_0)$ *у* $Mg^+ / InSb$ після опромінення імпульсами рубінового /3/ та CO_2 лазера /4/

Співставляючи $\chi_D = f_d(I_0)$ та $n_s = f_n(I_0)$, де n_s - пошарова концентрація, відмітимо, що генерація n – центрів обумовлена дефектоутворенням під дією лазерного випромінювання з області власного поглинання. Дані температурної залежності холівської рухливості ($\sim\sqrt{T}$) в області температур $77 - 300K$ дають змогу припустити, що головний вплив на процес переносу заряду в інверсійних шарах мають вакансії та лінійні дефекти.

Ще один механізм дефектоутворення був запропонований Палмером та Пабстом. Вони показали, що дефектоутворення може відбуватися і за рахунок іонізації двох сусідніх атомів: кулонівське відштовхування є достатнім для того, щоб спричинити зміщення одного, або кількох атомів.

Відомі також дослідження [14-17] впливу механізмів поглинання оптичного випромінювання на процеси руйнування та плавлення напівпровідників. З експериментальних фактів слід відмітити наступне: співвідношення порогових енергій руйнування та плавлення кристалів *InSb* випромінюванням неодимового лазера складає *10:1* а CO_2 -лазера - *3:1*. Це свідчить про те, що при опроміненні з $h\nu > E_g$ процеси йдуть по ланцюжку: підпорогове дефектоутворення - відпалювання підпорогових дефектів - плавлення – руйнування, а при опроміненні з

$h\nu < E_g$ по ланцюжку: фото стимульований відпал дефектів – нагрів – плавлення – руйнування [13].

2. Механізми протікання процесів в напівпровідниках.

Процеси поглинання світла класифікують за витратою енергії поглинутих фотонів. Можна виділити наступні механізми:

1) Граткове поглинання: електромагнітна хвиля безпосередньо створює коливання гратки.
2) Поглинання вільними носіями заряду: енергія витрачається на створення струму високої (оптичної) частоти і переходить в теплову енергію.
3) Домішкове поглинання: енергія поглинається носіями заряду, локалізованими на домішкових або інших структурних дефектах гратки.
4) Міжзонне поглинання: енергія фотона витрачається на створення пари «електрон провідності + дірка». У відсутність сильного електричного поля та/або великої концентрації домішки ω_m близької до $E_g/\hbar$. При $\omega < \omega_m$ поглинання цього типу відсутнє. Слід відзначити, що вид спектру поглинання поблизу частоти $\omega = \omega_m$ в різних матеріалах виявляється різним.
5) Екситонне поглинання: енергія фотона витрачається на створення екситона;.

В матеріалах першого типу экситонному поглинанню відповідають вузькі піки γ при частотах, дещо менших ω_m; в матеріалах другого типу замість піків спостерігаються «сходинки» [18]. При $\omega = \omega_m$ маємо $\hbar\omega_m = E_g = 1.06*10^{-19}$ *Дж*, при кімнатній температурі) хід коефіцієнта поглинання світла в германії відносно малий (матеріали першого типу); він стає порівнянним з тим, що спостерігається в арсеніді галію, лише при $\hbar\omega \cong E_g + 0.16\cdot10^{-19}$ *Дж*. Схожа картина, в іншому масштабі частот, спостерігається в кремнії, фосфіді галію і інших матеріалах (матеріали другого типу). Ця відмінність має глибоку фізичну природу: вона обумовлена тим, що в матеріалах першого типу екстремуми зон провідності і валентної лежать в одній точці зони Бріллюена, а в матеріалах другого типу — в різних [16].

Навіть для, так званого, наносекундного лазерного відпалювання кремнію, вже не всі результати пояснюються на основі плазмової чи теплової моделі лазерного відпалювання. Наприклад, ні одна з цих моделей не враховує спектральну природу взаємодії. Крім того, всі динамічні підходи в основному використовують адіабатичне наближення, тоді як в твердому тілі проходить цілий ряд фазових перетворень, тому і доцільно на кожній його ділянці задавати відповідну задачу та розв'язувати її.

Лазерне відпалювання дефектів, за визначенням, зводиться до дії на невпорядкований напівпровідник потужного імпульсного випромінювання. Поглинута енергія світлового пучка практично миттєво передається електронній підсистемі напівпровідника в вигляді розігріву вільних носіїв і генерації надлишкових електронно-діркових пар та наступного їх розігріву. Ефективність процесу перекачки енергії оцінюється двома величинами: коефіцієнтом поглинання і коефіцієнтом відбивання. Після цього енергія гарячих носіїв релаксує (термалізується) в таких процесах: електрон-електронна взаємодія, генерація плазмонів, емісія фононів і генерація нових електронно-діркових пар шляхом ударної іонізації (процес обернений до оже-рекомбінації). Час такого розсіяння енергії є дуже малим: 10^{-13} - 10^{-14}*с* [18]. Електронний газ може, також, досягати деякого рівноважного стану. Після термалізації гарячих електронів і дірок, коли їх температури вирівнюються T_e=T_d, починаються процеси передачі енергії з електронної підсистеми в решітку (через механізм електрон-фононної взаємодії та безвипромінювальну рекомбінацію).

3. Математичні моделі, що описують взаємодію напівпровідника з оптичним випромінюванням.

Формалізуємо наслідки взаємодії оптичного випромінювання з кристалом, його вплив на концентрацію носіїв заряду, їх рухливість в кристалі та зміну температури зразка.

Оскільки E_g - мінімальна енергія електронного переходу з валентної зони в зону провідності, то при $\hbar\nu = E_g$ спектр поглинання характеризується дуже "крутим" ростом коефіцієнта поглинання. Деталі зонної структури поблизу екстремумів характеризуються формою та положенням цього "краю полоси поглинання", а також по його залежності від температури, магнітного поля, тиску, концентрації домішок

та інших факторів.

Коли обидва екстремуми коефіцієнта поглинання потрапляють на одну і ту ж точку зони Бріллюена, то стають можливими прямі переходи (з наближеним збереженням хвильового вектора електрона). Останні поділяються на "дозволені" та "заборонені" переходи в залежності від того, яке чисельне значення набуває в першому наближенні дипольний матричний елемент, котрий визначає ймовірність переходу. Стала поглинання

$$K \sim (t\omega - \Delta E)^{\nu} \qquad (2)$$

де ΔE - мінімальна різниця енергії між початковим та кінцевими станами, а показник ν - приймає значення в випадку дозволених переходів та 3/2 – коли переходи заборонені.

Думке [19] показав, що непрямі переходи можуть мати місце також і між зонними екстремумами з однаковими хвильовими векторами. Цей процес набуває значення тоді, коли поглинається оптичний фотон, так як в цьому випадку відповідні непрямі переходи експериментально дозволені по відношенню до неявних прямих переходів. Сильну залежність поглинання можна приписати прямим переходам. Дані про ширину забороненої зони коливаються між $0.27 \cdot 10^{-19}$ *Дж* та $0.3 \cdot 10^{-19}$ *Дж*. Температурний коефіцієнт рівний приблизно $4.5 \cdot 10^{-23}$ *Дж / К*. Кейн [20] проаналізував криві поглинання отримані Фанем і Гобеллі [23] з допомогою розвинутої ним *(k-p)*- теорії і прийшов до висновку, що теорія кількісно співпадає з даними досліду, коли припустити, що ефективна маса електронів на дні непараболічної зони провідності має значення *0.013m*.

Блаут, Колевей, Коен, Думке та Філіппс [21] змогли кількісно описати хід кривої поглинання при кімнатній температурі поклавши, що дане явище зумовлене двома типами непрямих переходів за участю фонона.

Найбільш точний аналіз форми краю полоси поглинання в *InSb* належить Діксону та Еллісу [22]. Вони отримали результати вимірювань на трьох зразках *n*-типу з різним вмістом домішок. В той час як в чистому зразку стала поглинання падає дуже швидко, відповідний хід в двох інших зразках значно менш крутий і зміщений в сторону великих енергій (зміщення Барстейна).

Гобеллі та Фань [28] провели дослідження по вимірюванню коефіцієнта поглинання в виродженому зразку $p-InSb$ при *5K*. Хід кривих поглинання якісно підтверджує сказані вище припущення. Ріст коефіцієнта поглинання в області низьких енергій обумовлений міжзонними переходами в межах валентної зони. Розміщення краю полоси поглинання майже не залежить від концентрації дірок, проте, вмикання переходів проходить поступово.

Всі вказані вище результати вдалось пояснити без врахування спінового розщеплення валентних зон, що вказує на незначність цього ефекту в *InSb*. Поряд з перходами між максимальними заповненими станами зони провідності, які визначають край полоси власного поглинаня, можливі і характеристичні переходи.

Власну математичну модель процесу взаємодії запропонував Петро Трохимчук [24]. Рівняння дифузії, що описує процеси підпорогового дефектоутворення та теплового відпалу дефектів в антимоніді індія представлено у вигляді.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + a\frac{\partial N}{\partial x} - D\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = A(\Theta(t) - \Theta(t-\tau_i))e^{-\alpha x} \qquad (4)$$

де N - концентрація відповідних донорних центрів (дефектів, чи зв'язаних з ними носіїв заряду, які виникають при опромінені в $м^3$); a - коефіцієнт зносу; D - коефіцієнт дифузії; x,t - просторова та часова координати відповідно; α - коефіцієнт поглинання оптичного випромінювання; I_0 - густина світлового потоку; R - коефіцієнт відбивання оптичного випромінювання напівпровідником.

Час релаксації системи визначається із залежності $T(x,t)$ для кожного шару, а відповідний коефіцієнт дифузії по співвідношенню:

$$D = D_0 e^{-\frac{E_a}{kT}} \qquad (5)$$

Доповнивши дані рівняння рівнянням теплопровідності можна врахувати вплив теплових факторів на процес дефектоутворення:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\alpha(1-R)I_0}{k\tau_i}e^{-\alpha x} \qquad (6)$$

З допомогою цих моделей можна врахувати залежність від температури коефіцієнта поглинання оптичного випромінювання, коефіцієнта зносу та коефіцієнта дифузії.

Схожа модель була взята за основу роботи [25]. Група дослідників в якості базової використали нестаціонарне рівняння дифузії:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[D_0 e^{-Ea/kT}\left(\frac{\partial N}{\partial x} - NF\right)\right] \qquad (7)$$

В цьому рівнянні F - описує силу, що діє на вакансії індію і змінюється з температурним градієнтом: $F = -\frac{Q^*}{T}\cdot\frac{\partial T}{\partial x}$, де Q^* - температура активації дефектів в індії. На основі цієї моделі проаналізовано особливості стимульованих опроміненням процесів масопереносу, хімічних реакцій, утворення нових фаз у контактних структурах різної природи та встановлено їх зв'язок із параметрами поверхнево-бар'єрних структур. Значне місце приділено релаксації пружних напружень, зумовленій впливом НВЧ випромінювання, залежно від вихідного домішково-дефектного стану матеріалів, морфології їх поверхні та умов опромінення. Автори суттєво спираються на власний досвід у цій галузі та акцентують увагу на використанні НВЧ і лазерних обробок для поліпшення структурної досконалості напівпровідникових матеріалів і контактів із поліпшеними параметрами.

Як бачимо, в класичних дослідженнях взаємодії оптичного випромінювання немає єдиного підходу до опису явищ, що відбуваються в твердих тілах. Тим актуальнішою є проблема опису такої взаємодії, оскільки тут маємо розширення можливостей формування кристалів напівпровідника за заданим наперед типом та створення методики "відновлення" кристалу

Література

1. *Е.П. Скіпетров, В.В. Дмитрієв, Ф.А. Заїтов, Г.І. Кольцов, Е.А. Ладиги.* ФТП, **20**(10), 1787 (1986).
2. *Г.А. Віхлій, А.Я. Карпенко, І.Г. Мегела, Л.І. Тараброва.* Неорг. материалы., **21**(8), 1279 (1985).
3. *Н.А. Вітовський, Т.В. Машовец, О.В. Оганесян, Н.Х. Памбухчян.* ФТП, **12**(9), 1861 (1978).
4. *А.Н. Блаут-Блачев, Н.Н. Герасименко, Л.В. Лежейко, Е.В. Любопитова, В.І. Стельмахів.* ФТП, **14**(2), 306 (1980).
5. *А.Б. Шулік, Г.М. Ковалів, А.Г. Макаров, В.В. Оленін, И.В. Пісникус.* ФТП, **12**(5), 938 (1978).
6. *В.А. Богатирьов, Г.А. Качурін.* ФТП, **11**(7), 1360 (1977).
7. *J.W. Cleland, J.H. Crawford.* Phys. Rev., **95**(5), 1177 (1954).
8. *Н.І. Курдіані.* ФТП, **3**(11), 1683 (1969).
9. *Н.А. Вітовський, А.П. Долголенко, Т.В. Машовец, О.В. Оганесян.* ФТП, **13**(10), 1958 (1979).
10. *В.Н. Брудний, Н.В. Каменська, Н.Г. Колін.* В зб.: Електричні властивості сильно опроміненого InSb (Павлодар Ан СРСР, 1989) ч. 2, з. 140.
11. *Н.Г.Колин, Д.И.Меркулов, С.П.Соловьев*, Электрофизические свойства InSb, облученного быстрыми нейтронами реактора. Обнинск (1999)
12. *I.Y.Mada, N.Jnoue.* P-n junction formation using laser induced donors in *Si*. //App.Phys.Lett.,48, pp.1205-1207 (1986)
13. *Трохимчук П.П.* Поліметричне моделювання інформаційних та фізичних процесів. – Луцьк: Вежа, 1999. – 344с.
14. *Вавилов В.С., Кекелидзе Н.П. Смирнов А.С.* Действие излучений на полупроводники. – М.:Наука, 1988.
15. *Вавилов В.С., Ухин Н.А.,* Радиационные дефекты в полупроводниках и полупроводниковых р-х приборах. – М.: Атомиздат, 1969.
16. *Копаэв В., Копаэв Ю., Молотков С.* Нетепловой механизм лазерного отжига полупроводников и образование сверхструктуры. – Микроэлектроника. – 1983. – Т.12. – В.6. – С.499-511.
17. *Кияк С.Г., Савицкий Г.В., Василькова В.В., Попков А.М., Кеворков М.М.* Формирование *p-n* переходов на *InSb* импульсным лазерным излучением //ФТП. – 1982. – Т.16. – В.11. –

С.2046-2048.
18. *В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников* Физика полупроводников
19. *Dumke W.P.,* Phys. Rev.,108,1419.
20. *Kane E.O.,* Journ. Phys. Chem. Solids, 1, 249.
21. *Blount E., Callaway J., Cohen M., Dumke W., Philips J.C.,* Phys. Rev., 123, 1560.
22. *Dixon J.R., Ellis J.M.,* Phys. Rev., 123, 1560.
23. *Gobeli G.W., Fan H.Y.,* Phis. Rev., 119, 613.
24. *Трохимчук П.П.* Радіаційна фізика твердого тіла. – Луцьк: Вежа, 2003. – 244с.
25. *Belyaev A.E., Venger E.F., Ermolovich I.B., Konakova R.V., Lytvyn P.M., Milenin V.V, Prokopenko I.V., Svechnikov G.S., Soloviev E.A., Fedorenko L.L.* Effect of microwave and laser radiations on the parameters of semiconductor structures. –Kyiv: Intas, 2002. -192p.

СИМПЛЕКТИЧНА СТРУКТУРА ФАЗОВОГО ПРОСТОРУ ЗІ СЛАБКИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Шваліковський Д.М.
Волинський національний університет ім. Лесі Українки
Кафедра теоретичної і математичної фізики
Просп. Волі 13, м. Луцьк, Україна
shvaliko@gmail.com

Рух в сталому слабкому електромагнітному полі характеризується потенціалами

$$A_\beta = \frac{1}{2} x^\alpha F_{\alpha\beta},$$

де тензор поля $F_{\alpha\beta}$ в топологічному сенсі є зв'язністю. Рівняння руху, як добре відомо з класичної електродинаміки, продукується рівнянням Лагранжа з подовженням похідних:

$$\frac{d}{ds}\left(p_\alpha + \frac{e}{2} F_{\alpha\beta} x^\beta \right) = 0.$$

Спрощуючи задачу, ввівши зручну координатну систему, можемо отримати гамільтоніан частинки. Він розбивається на дві частини, що залежать від різних змінних:

$$H = H_B + H_E, \text{ де } H_B = H(B, y, z), \; H_E = H(E, t, x).$$

Докладно досліджено частину, що залежить від магнітного поля. Крім вже добре відомого ефекту Лармора, гамільтоніан H_B продукує ще один цікавий ефект: незбереження x–компоненти кутового моменту $L_x = yp_z - zp_y$. Втім, це видно вже з того, що гамільтоніан не інваріантний відносно поворотів по осі Ox (наявність магнітного поля викликає виділений напрям, і ізотропність простору порушується). Незбережність, в свою чергу, обумовлює аномальні дужки Пуассона:

$$\{y, z\} = -\frac{1}{eB}.$$

Це, однак, не є парадоксом, адже з фізичної точки зору спостережні (тобто збережні) величини описує тотожність Якобі, а вона, як неважко переконатись, виконується.

Некомутативність двох координат змінює симплектичну структуру фазового простору

$$\omega = \sum_i dq_i \wedge dp_i .$$

Назарчук П.Ф., Доскоч В.П. Ідентичність дії рівноважних та нерівноважних носіїв струму при формуванні ВДО S-типу в напівпровідниках 82
Доскоч В.П., Назарчук П.Ф. Залежність частоти осциліторних коливань твердотільної плазми від рівня оптичної інжекції 83
Пирога С.А. Диполь-дипольна взаємодія в динаміці гратки шаруватих монокристалів PbJ_2 (2H) 85
А.Семенюк, С. Місюк, П. Назарчук, А.Коровицький, Р. Семенченко, М. Хвищун. Вплив сильних одновісних пружних деформацій на положення рівня A - центра в забороненій зоні твердих розчинів кремній-германій 89
Давидюк Г.Є., Парасюк О.В., Панкевич В.З., Галян В.В., Кевшин А.Г., Головіна Н.А., Федонюк А.А. Оптичні та термоелектричні властивості монокристалу $AgGa_{0,9}Er_{0,1}Ge_3Se_8$ 91
Глух О.С., Барчій І.Є., Сабов М.Ю., Цигика В.В., Галаговець І.В., Беца В.В. Термоелектричні властивості монокристалів твердих розчинів у системі Tl_4GeSe_4–Tl_4SnSe_4 93
В. Купоров. Теорія збурень в колективній динаміці простих та багатокомпонентних рідин 95
Юрій Ляшук, Павло Шигорін. Динаміка конденсованого бозе-газу при відмінних від нуля температурах 96
Володимир Головій. Квантова механіка в алгоритмах зворотньої задачі 99
Давидюк Г.Є., Божко В.В. Булатецька Л.В., Парасюк. О.В., Новосад О.В. Вплив дефектних центрів на фотоелектричні та оптичні властивості монокристалічних сполук $AgCd_2GaS_4$ 100
Мирончук Г.Л., Давидюк Г.Є., Божко В.В., Головіна Н.А., Татарин Б.А. Вплив термодефектів на спектри фотопровідності легованих міддю монокристалів CdS 102
Г.Л.Мирончук, Г.Є.Давидюк, В.В.Божко, Г.П.Шаварова, Р.Челяда. Особливості впливу опромінення рентгенівськими променями на спектральний розподіл фотопровідності нелегованих і легованих міддю монокристалів CdS 106
Ю.А.Цьось, Г.Л.Мирончук. Особливості зміни параметрів повільних центрів рекомбінації в монокристалах CdS під впливом опромінення рентгенівськими променями 108
Кевшин А.Г., Давидюк Г.Є., Галян В.В. Вплив нейтронної радіації на електричні і фотоелектричні параметри монокристалів сульфіду кадмію 109
Сергій Острей. Математична модель кінетики точкових дефектів в напівпровідниках при дії оптичного випромінювання 112
Шваліковський Д.М. Симплектична структура фазового простору зі слабким магнітним полем 118
Тишковець Ж.І., Хижун О.Ю. Електричні властивості полікристалічних структур $Cu_2B^{II}Tl_2S_8$ (B^{II}-Cr, Mn, Fe, Co, Ni) 119
А.П.Третяк, В.В. Божко, Г.Є. Давидюк, Л.В. Булатецька, В.П.Сачанюк, О.В. Новосад, В.В. Булатецький.Температурна залежність електропровідності та фотопровідність зразків системи $AgCd_{2-x}Mn_xGaSe_4$ 120
В.В. Божко, О.В. Новосад, В.Р. Козер, О.В. Парасюк, А.П. Третяк. Електричні властивості твердих розчинів $CuInSe_2$-$ZnIn_2Se_4$ та $CuInS_2$-$ZnIn_2S_4$ 122
С.А.Семенюк, Г.Є. Давидюк, О.В. Парасюк Залежність електричних і оптичних властивостей монокристалічних сполук Cu_2CdSiS_4 від концентрації структурних дефектів технологічного походження. 123
Yu.A. Semerenko, V.D. Natsik. Analysis of low-temperature thermal-activated relaxation in materials containing defects 126
Ж.А.Кормош, И.П.Гунька, Я.Р.Базель, Й.С.Балог. Экстракционно-фотометрическое определение пироксикама и кетопрофена 130
Ж.А.Кормош, И.В.Мазуренко, Я.Р.Базель, Й.С.Балог. Амизон-селективный сенсор 131
Ж.А.Кормош, А.В.Лагановский, Т.А.Татарин, О.В.Парасюк. Сложные сульфиды как электродоактивные вещества в ионометрии 132
Jana Blaškovă, Viera Vojteková, Daniela Mackových, Jarmila Novăková, Zholt Kormosh. Conventional and ultrasonic extraction procedure of the mobile and mobilizable element forms of the interesting environmental samples 133
Кормош Ж.О, Корольчук С.І. Ред-окс фотометричне визначення рутенію (VI) 134
Кормош Ж.О, Савчук Т.І., Балог Й.С., Базель Я.Р. I_3^- - іон-селективний електрод 135
Makin V.S. Universality in periodic nanostructuring of semiconductors and dielectrics by femtosecond laser radiation 136