

## ОСОБЛИВОСТІ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЕДІНКИ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ ТА ПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ZnSe

У комплекс досліджень входили вимірювання спектрів фото- і рентгенолюмінесценції (XRL); спектрів збудження люмінесценції; рентгенопровідності (XRC); дослідження термостимульованої люмінесценції та провідності; темної, фото-та рентгенівських вольт-амперних і люкс-амперних характеристик; впливу зовнішнього електричного поля на люмінесценцію; дослідження фосфоресценції і релаксації струму провідності при різних температурах. Вимірювання люмінесценції та провідності проводилися одночасно, що істотно підвищує достовірність результатів для проведення їх порівнянь. Для збудження фотолюмінесценції та фотопровідності використовувався імпульсний азотний лазер (337 нм) або 7 однакових світлодіодів з максимумом випромінювання при 390 нм. Рентгенівське збудження здійснювалося інтегральним випромінюванням рентгенівської трубки BXV-Re (20 кВ, 25 мА, 130 мм).

В досліджених монокристалах ZnSe при всіх використаних видах зон-зонного збудження спектри свічення ідентичні. Домінуючою є широка смуга самоактиваційної люмінесценції з максимумом при 630 нм (1.9 eV), яка авторами [1] приписується комплексному центру, що складається з вакансії цинку та домішкового мілконого донора (VZn + D). При рентгенівському збудженні і при кімнатній, і при азотній температурі в області до 1200 нм в усіх зразках спостерігалася смуга з максимумом при 960 нм, яка з'являється при надлишку цинку [2] і вважається обумовленою вакансіями селену (VSe) [1].

Для цих двох смуг XRL і XRC проводилися подальші дослідження. Для смуги 960 нм на температурній залежності (рис. 1) в низькотемпературній області спостерігалася горизонтальна ділянка. Рентгенівське випромінювання збуджує в зразку велику кількість "гарячих" електронів і дірок, які досить швидко термалізуються. Тим не менш, частина їх потрапляє на центри свічення викликаючи люмінесценцію, якій на експериментальній кривій відповідає вищезгадана горизонтальна ділянка. На цій же температурній залежності при 170-250 К спостерігається пік, в той час як для смуги 630 нм інтенсивність люмінесценції в цій області зменшується. Можливе таке пояснення даних температурних залежностей. Обидві смуги пов'язані з рекомбінаційними центрами різної природи, на яких реалізується однаковий механізм рекомбінації: рекомбінація вільного електрона з локалізованою на центрі діркою. Про це свідчать криві TSL на яких спостерігаються ті ж піки при реєстрації в цих смугах свічення. Смугу з максимумом при 960 нм можна пов'язати з центрами, які мають бар'єр для локалізації вільних електронів.

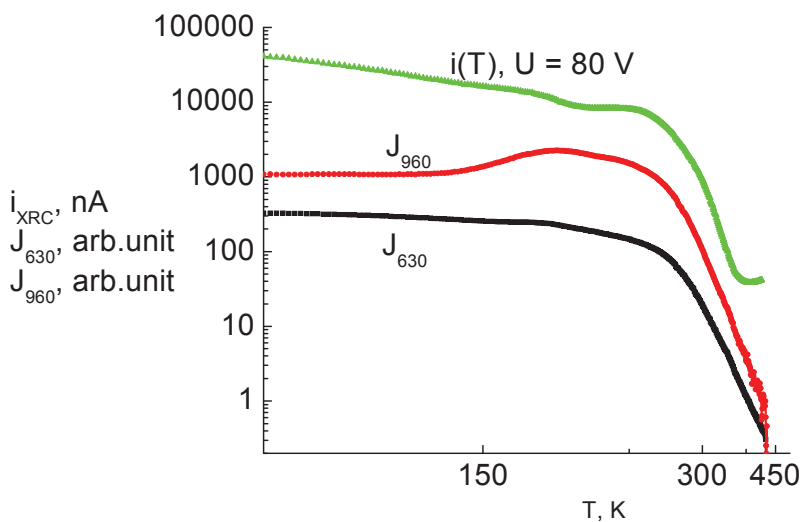


Рис. 1. Температурні залежності смуг XRL і XRC кристала ZnSe

Із зростанням температури відбувається перерозподіл носіїв заряду між цими центрами за рахунок зміни перерізу рекомбінації. З підвищенням температури кількість носіїв, що долають бар'єр зростає, відносна кількість носіїв на центрах, з якими пов'язана смуга 960 нм, збільшується. Внаслідок цього інтенсивність люмінесценції смуги 960 нм зростає, а смуги 630 нм - зменшується. При подальшому нагріванні спостерігається температурне загасання люмінесценції (добре описується формулою Мота з енергією загасання  $E_T \approx 0.4$  eV). Враховуючи конкуренцію двох типів центрів з кінетичних рівнянь можна отримати наступні температурні залежності люмінесценції для цих смуг:

$$\frac{J_{630}}{J_0} = \frac{1 - C_1 \cdot D}{1 + A_1 \exp\left(-\frac{E_T(630)}{kT}\right)}; \quad \frac{J_{960}}{J_0} = \frac{1 + C_2 \cdot D}{1 + A_2 \exp\left(-\frac{E_T(960)}{kT}\right)}, \quad (1)$$

де  $D$  – прозорість потенціального бар'єру, коефіцієнти  $C_1$  та  $C_2$  визначаються концентраціями центрів двох типів.

Був проведений квантово-механічний розрахунок прозорості бар'єра для локалізації електронів зони провідності. Використовували модель трапецеїдального бар'єру для локалізації електронів, прозорість якого розраховувалася шляхом чисельного розв'язку рівняння Шредінгера. Порівняння отриманих теоретичної та експериментальної залежностей відносної інтенсивності люмінесценції від температури підтвердило можливість використання запропонованої моделі.

На залежності відносної зміни інтенсивності смуг 630 і 960 нм від прикладеної до електричних контактів різниці потенціалів при кімнатній температурі спостерігається зменшення інтенсивності XRL майже лінійно із збільшенням поля. При цьому відносна зміни інтенсивності XRL практично не залежить від інтенсивності рентгенівського збудження. В деяких зразках ZnSe зовнішнім електричним полем (~1000 В / см) можна зменшити інтенсивність люмінесценції в 3 рази, при цьому форма смуг свічення залишається незмінною. Зменшення XRL в напівпровідниках і діелектриках при наявності зовнішнього електричного поля зазвичай пояснюється відходом вільних згенерованих носіїв заряду на електричні контакти. Ситуація кардинально змінюється при низьких температурах (85 К). З ростом напруженості зовнішнього поля інтенсивність смуги 630 нм при низьких температурах продовжує зменшуватися, а для смуги 960 нм спостерігається збільшення інтенсивності свічення. Пояснити збільшення інтенсивності IR-смуги (960 нм), для центрів свічення якої існує бар'єр для локалізації вільних електронів, можна з використанням ефекту нахилу зон і бар'єрів у зовнішньому полі. За рахунок нахилу зони провідності зменшується висота бар'єра для локалізації електронів, які рухаються в напрямку поля і, отже, зростає

імовірність їх локалізації на центрі свічення. Залежність інтенсивності XRL  $J_{960}(U_0)$  від інтенсивності рентгенівського опромінення ймовірно обумовлена величиною поля всередині зразка. Оскільки вольт-амперні характеристики ZnSe є надлінійними, то можна стверджувати, що в зразку утворюються об'ємні заряди, які зменшують поле в самому зразку. Причому ця відмінність буде зростати зі збільшенням концентрації вільних носіїв, які генеруються рентгенівським випромінюванням. Можна розрахувати величину напруженості поля при якій залежність повинна наблизитися до перегину. При цьому бар'єр уздовж електричного поля буде зникати. Для обраних параметрів бар'єру виходить, що величина прикладеного поля повинна бути більше 2 кВ / см, що значно перевищує наші експериментальні можливості при низькій температурі.

Спостерігається цікава закономірність XRC для всіх високоомних монокристалів ZnSe при  $T > 380$  К - збільшення струму XRC при нагріванні зразка. Слід зазначити, що при цьому величина струму XRC значно перевищує темновий струм провідності кристалів ZnSe. Величина зовнішнього електричного поля впливає і на величину провідності і на форму кривих. Слід зазначити, що вольт-амперні характеристики зразків ZnSe при температурах 8, 85 і 295 К є надлінійними, причому з пониженням температури збільшується надлінійність. Аналіз всіх відомих фізичних процесів показує, що збільшення струму XRC з температурою можна пояснити тільки зовнішнім загасанням центрів рекомбінації. Ми припускаємо, що при  $T > 380$  К стає помітною делокалізація дірок з центрів рекомбінації. На користь цього припущення свідчить те, що для домінуючої смуги свічення 630 нм глибина локалізації дірки в забороненій зоні не

$$E_h = E_g - \left( h\nu_{630} - \frac{\Delta E_c}{2} \right) - E_e \approx 0.6 \text{ eV}$$

перевищує . А згідно з даними TSL та TSC при  $T \approx 380$  К починається термічна делокалізація носіїв заряду з цієї глибини. Це означає, що при таких температурах зменшується концентрація перезарядження центрів рекомбінації і повинен збільшуватися час життя вільних електронів. А це, в свою чергу, призводить до збільшення концентрації вільних електронів і, відповідно, до збільшення струму XRC.

Проведений аналіз отриманих експериментальних результатів дозволив запропонувати енергетичну модель центру свічення з максимумом випромінювання при 960 нм, яка пояснює температурну залежність XRL. Дано пояснення відносної зміни інтенсивності люмінесценції від прикладеного електричного поля. Також пояснено зростання струму рентгенопровідності при високих температурах, причому не за рахунок збільшення темної провідності. Така температурна поведінка рентгенопровідності високоомних монокристалів селеніду цинку дозволяє використовувати їх в якості високотемпературних детекторів іонізуючого випромінювання.

#### Використана література:

1. Недеогло Д. Д., Симашикевич А. В. Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. – Кишенев: Штиинца, 1984. – 150 с.
2. Морозова Н. К., Гавришук Е. М., Голованова О. Р. //ЖПС. – 1996. – Т. 63. – С. 731.

### Аннотация

В работе проведен анализ экспериментальных результатов температурного поведения люминесценции и проводимости специально легированных высокоомных монокристаллов селенида цинка. Предложена энергетическая модель центра свечения с максимумом излучения при 960 нм, объясняющая температурное поведение люминесценции доминирующих полос (630 та 960 нм) и рост тока рентгенопроводимости при высоких температурах.

### Annotation

The paper analyzes the experimental results of the temperature behavior of luminescence and conductivity of the specially undoped high-ohmic zinc selenide crystals. An energy model of the luminescence center with an emission peak at 960 nm, explaining the temperature behavior luminescence dominant bands (630 and 960 nm) and an increase in the X-ray conductivity at the high temperatures is proposed.

УДК 378.147: 512.8

Требенко Д. Я., Требенко О. О.

## ПРО ВВЕДЕНИЯ ПОНЯТИЯ МНОГОЧЛЕНА ВІД БАГАТЬОХ ЗМІННИХ В КУРСІ “АЛГЕБРА І ТЕОРІЯ ЧИСЕЛ”

Аналіз сучасної навчальної літератури з алгебри дозволяє виділити 3 основні підходи до введення поняття многочлена від багатьох змінних: функціональний, формальний і сучасний алгебраїчний.

Відповідно до функціонального підходу многочлен від багатьох змінних над кільцем  $K$  – це функція дійсних (комплексних) змінних  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , яка може бути представлена у вигляді

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{i=0}^s A_i x_1^{\alpha_{1i}} x_2^{\alpha_{2i}} \dots x_n^{\alpha_{ni}}$$

, де  $A_i \in K$ . Така “функціональна” точка зору на многочлен характерна для математичного аналізу, часто використовується в природничих науках. Однак в алгебрі вона не завжди є коректною (див. [1]).

Формальний підхід тлумачить многочлен від багатьох змінних над кільцем  $K$  як формальний вираз

$$\sum_{i=0}^s A_i x_1^{\alpha_{1i}} x_2^{\alpha_{2i}} \dots x_n^{\alpha_{ni}}$$

виду, де  $A_i \in K$ ,  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – деякі символи, букви, “картинки” з певними формальними правилами дій над ними. Таке означення активно використовується в тих областях математики, для яких природа об’єктів-символів значення не має, а важлива лише форма запису. Але виникає питання, що розуміти під символами  $x_1, x_2, \dots, x_n$ . Далі, якщо  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – символи, то треба і вирази  $A_i x_1^{\alpha_{1i}} x_2^{\alpha_{2i}} \dots x_n^{\alpha_{ni}}$  і знак + також вважати символами і домовлятися про певні правила дій на множині всіх цих символів. При першому ознайомленні із поняттям такі громіздкі записи сприймаються студентами надзвичайно складно. Але не сказати про ці символи нічого, не вводити правила дій – значить не досить науково викласти матеріал.

Сучасний алгебраїчний підхід полягає в означенні многочлена як елемента певної алгебраїчної структури (кільця, векторного простору, лінійної алгебри). За такого підходу розгляд починається із побудови цієї структури, її елементи називають многочленами. А потім встановлюється загальний вигляд цих елементів. За такого підходу проблеми виникають вже на етапі відтворення студентом означення. Адже, щоб сформулювати означення многочлена, студенту спочатку необхідно описати процес побудови структури, і лише потім означити многочлен як елемент даної структури. В результаті, як показує досвід, студенти формулюють те означення, до якого звикли в шкільному курсі: многочлен – це сума одночленів (формальне означення, недоліки якого було описано вище). Досить громіздка побудова стає абсолютно даремною тратою часу. В результаті такого підходу не формується чітке “бачення” поняття, суть його не розкривається, вивчення матеріалу стає формальним.

Відмітимо також один досить важливий нюанс, який чомусь в підручниках, що беруть за основу сучасний алгебраїчний підхід, не знаходить відображення: при індуктивній побудові кільця многочленів від багатьох змінних слід показати “рівноправність” всіх змінних. Цей факт використовується, але не обґрунтовується.

В навчальному посібнику авторів [2] пропонується новий підхід до введення поняття многочлена від багатьох змінних в курсі “Алгебра і теорія чисел” педагогічного університету. Даний підхід є строго науковим і водночас не громіздким, доступним для студентів. Він є узагальненням підходу до введення поняття многочлена від однієї змінної, запропонованого в [1]. Експериментальні дослідження, проведені в