ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 5 , № 1 (2001) с. 75–79

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 5, No. 1 (2001) p. 75–79

БРОМИД ІНДІЮ: ОПТИЧНІ СПЕКТРИ В ДІЛЯНЦІ 2–30 еВ

М. І. Колінько[1], О. В. Бовгира[1], І. В. Кітик[2], М. Пясецкі[2]
[1] *Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра експериментальної фізики, вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів–5, 79005, Україна*
[2] *Педагогічний університет у Ченстохові, вул. Армії Крайової, 13/15, Ченстохова, 42–200, Польща*

(Отримано 27 червня 2000 р.)

Спектри відбивання монокристалів InBr при температурі рідкого гелію були виміряні в ділянці до 30 еВ з використанням синхротронного випромінювання. Виявлено поляризаційну залежність спектрів для різних кристалографічних напрямків. Ділянка до 15 еВ сформована переходами 4*p*Br, 5*s*- та 5*p*In валентних електронів. У подальшій ділянці їх доповнюють 4*s*-електрони галогену. Поблизу 19 еВ спостерігається різка дублетна структура кістякових *d*-рівнів металу. На основі вивчення розподілів зарядової густини $\rho(\mathbf{r})$ і зонно-енерґетичних діяграм ізоструктурних сполук та із застосуванням результатів теоретико-групового аналізу проведена **k**-просторова ідентифікація основних структур з визначенням можливих зона-зонних переходів та їх орбітального характеру.

Ключові слова: бромид індію, спектри відбивання, екситони.

PACS numbers: 78.40.Fy, 71.35.–y

ВСТУП

Монобромид індію належить до родини галогенідів металів третьої групи, які активно досліджують в останні два десятиріччя у зв'язку з їх застосуванням у лазерній та ІЧ техніці, волоконній оптиці [1]. Останні кілька років відзначаються також їх промисловим упровадженням як матеріялів фотодетекторів для сцинтиляційної спектроскопії ядерного випромінювання [2]. Однак властивості шаруватих галогенідів металів третьої групи неможливо пояснити, не знаючи їхньої енерґетичної структури та внеску окремих йонних термів у формування оптичних спектрів. Оскільки зонно-енерґетична діяграма бромиду індію ще не встановлена, то найбільш інформативним та ефективним для розуміння фізичних механізмів є визначення оптичних спектрів відбивання в глибині фундаментального поглинання, які відображають структуру валентної зони та зони провідности.

Кристалічна структура бромиду індію була визначена [3] як структура TlI-типу з просторовою групою $Cmcm$ (D_{2h}^{17}). На результатах цієї праці базувались згодом усі розрахунки та оцінки. Перевизначення [4] показало відмінні (часом більш ніж 5%) параметри ґратки та відстані між йонами.

Оптичні спектри в околі довгохвильового краю поглинання вивчали в багатьох працях [5–11]. У перших публікаціях було зроблено оцінку електричної провідности, виявлено помітну анізотропію в ділянці краю фундаментального поглинання для обох поляризацій $\mathbf{E}||\mathbf{a}$ та $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ [5], визначено дисперсію показників заломлення й коефіцієнтів поглинання [6], причому ширина забороненої щілини для $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ зменшувалась із підвищенням температури. У праці [8] підтверджено існування непрямого переходу для $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ поляризації, натомість температурна поведінка забороненої щілини для обох поляризацій визначена як нормальна для $\mathrm{A}^N\mathrm{B}^{10-N}$ сполук. Дослідження фотоелектронних спектрів (He(I)/He(II) [12]; AlK_α [13]) дозволили визначити структуру валентних та кістякових зон. Однак інтерпретація цих результатів здійснена на помилковому припущенні про валентний комплекс із п'яти зон, про що вже вказувалось [14]. У праці [10] уперше були отримані оптичні спектри для $\mathbf{E}||\mathbf{b}$ поляризації та здійснена спроба ідентифікації найнижчих переходів бромиду індію на основі зонної схеми TlI [15], яка, зрештою, не справдилась для самого йодиду талію [16]. Значення ширини забороненої щілини було визначене [11] як 2.3425 еВ. При опроміненні бромиду індію в ділянці краю фундаментального поглинання було виявлено [17] явище багатофононного резонансного комбінаційного розсіювання світла. Особливості динаміки ґратки, досліджені [18] засобами ІЧ- та раманівської спектроскопії, демонструють натомість поляризаційну незалежність, хоча матеріял анізотропний.

Із цих праць складається враження, що оптичні спектри бромиду індію, які підлягають впливу сильної електрон-діркової взаємодії, можуть бути інтерпретовані, засновуючись на добре встановлених оптичних властивостях інших бінарних сполук з десятиелектронного валентного ряду, зокрема галогенідів талію та сполук A_4B_6. Неоднозначність такої "екстраполяції" вже обговорювали на прикладі ізоелектронних та ізоструктурних йодидів талію [16] та індію [14,19].

I. ЕКСПЕРИМЕНТ

Як джерело синхротронного випромінювання використано прискорювач з енерґією 600 МеВ. Робочий тиск залишався в межах $1.3{\cdot}10^{-6}$ Па. Падаюче та відбите випромінювання аналізували за допомогою силіцилату натрію. Як монохроматор використовували вакуумний спектрометр Seya Numioka. Вимірювання проводили для трьох кутів падіння 8°, 12°, 16°, після чого отримані дані обробляли за допомогою спеціяльної програми. До 10 еВ як поляризатор використовували LiF-стопу, загалом ступінь поляризації синхротронного випромінювання становив не менше ніж 87%. Спектральне розділення складало 0.7 нм/мм. Абсолютні значення відбивної здатности були отримані із застосуванням монокристала ґерманію. У діяпазоні енерґій 2–6 еВ абсолютні значення коефіцієнта відбивання вимірювали також на установці, змонтованій на базі спектрофотометра СФ-4.

Вихідна сировина була синтезована у вакуумі в хемічній реакції високочистого металічного індію "ИН-000" та рідкого брому "ос.ч." у запаяній ампулі. Синтез проводили при оптимальній температурі 250°C [20] з надлишком металу для запобігання утворення трибромиду. Отриманий InBr після дистилювання кілька десятків годин підлягав зонній очистці. Вирощені методом Бріджмена булі монокристалів розколювались лише в одному визначеному напрямку, причому отримані поверхні мали характерний дзеркальний блиск і не потребували подальшої обробки. Рентґенівський аналіз підтвердив, що бромид індію кристалізується [3,4] в шаруватій структурі TlI-типу з просторовою групою D_{2h}^{17}, а також показав, що монокристали розділяються перпендикулярно до b-оси, а площини сколів містять два кристалографічних напрямки a і c. Орієнтацію зразків щодо кристалографічних осей проводили за площинами спайности й контролювали за допомогою рентґенівського дифрактометра ДРОН-5.

Спектри вимірювали при двох температурах: кімнатній та рідкого гелію. Зразки охолоджували провідністю через мідний блок. Оскільки оптичні спектри шаруватих моногалогенідів індію дуже залежать від напружень у зразках, для їх уникнення використовували спеціяльний тримач, а вплив гігроскопічности кристалічних зразків усували їх обробкою в атмосфері хемічно чистого азоту.

II. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 зображені спектри відбивання $R(E)$ для двох поляризацій світла $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ та $\mathbf{E}||\mathbf{a}$, отримані при температурі рідкого гелію. Відносна похибка визначення $R(E)$ не перевищувала 2%. Виміряні абсолютні значення відбивної здатности дуже відрізняються від наведених у [7], де $R_a(2.05\,\text{eB}) = 0.26$ для $\mathbf{E}||\mathbf{a}$ поляризації і $R_c(2.05\,\text{eB}) = 0.43$ для $\mathbf{E}||\mathbf{c}$, хоч автори стверджують, що абсолютні значення вони отримали на шляху перерахунку R за даними для дисперсії показника заломлення n з праці [6]. Наша оцінка за даними з того ж джерела для цих поляризацій у ділянці $k = 0$ дає величини 0.21 ($\mathbf{E}||\mathbf{a}$) і 0.26 ($\mathbf{E}||\mathbf{c}$), що добре узгоджується з експериментальними значеннями на рис. 1, де абсолютні величини R встановлені щодо монокристалів ґерманію. Оскільки автори [7] стверджують, що коефіцієнт поглинання дорівнює нулеві вже при $E < 2.3\,\text{eB}$, імовірно, що з цим і пов'язана помилка в оцінці R. Насправді ж абсорбція відсутня при довжинах хвиль, більших за 582 нм ($E < 2.13\,\text{eB}$).

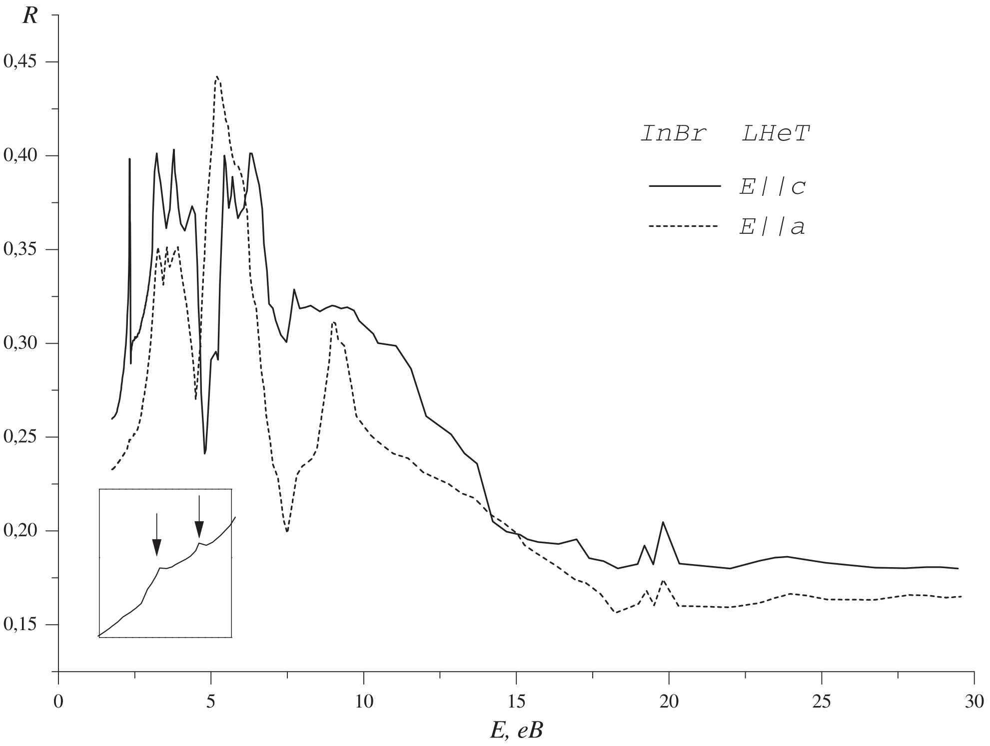

Рис. 1. Поляризаційні спектри відбивання InBr при гелієвій температурі. На виносці показано ділянку екситонних збуджень для $\mathbf{E}||\mathbf{a}$ поляризації, які обговорюються в тексті.

Екситонна структура спектрів на рис. 1 нагадує спектри лужногалоїдних кристалів, проте InBr відрізняється великою діелектричною константою, краєм поглинання в ділянці менших довжин хвиль та меншими параметрами кристалічної ґратки, внаслідок чого екситонний характер спектрів усе ж менш виразний.

Водночас спектри відбивання броміду індію суттєво відрізняються від спектрів InI навіть у ділянці низьких енерґій; так, якщо для йодиду індію спостерігаємо прямий край [10], то InBr демонструє характерну східчасту структуру в спектрах поглинання [8].

Загалом спектри на рис. 1 візуально розбиваються на чотири відмінні за характером та поведінкою кривої відбивної здатности частини: до ≈4.7 еВ, від 4.7 до 7.5 еВ, від 7.5 до 16 еВ і після 16 еВ. Зазначимо також, що в усьому діяпазоні енерґій відбивання для **E**||**c** поляризації є більшим, аніж для **E**||**a**, за винятком двох вузьких ділянок 4.7–6 еВ та 14–15 еВ. Якщо для шаруватих сполук притаманний дихроїзм оптичних властивостей між напрямками в площині сколу і перпендикулярному до цієї площини, то, як видно з рисунка, для броміду індію анізотропна природа кристала відображається і в площині шару.

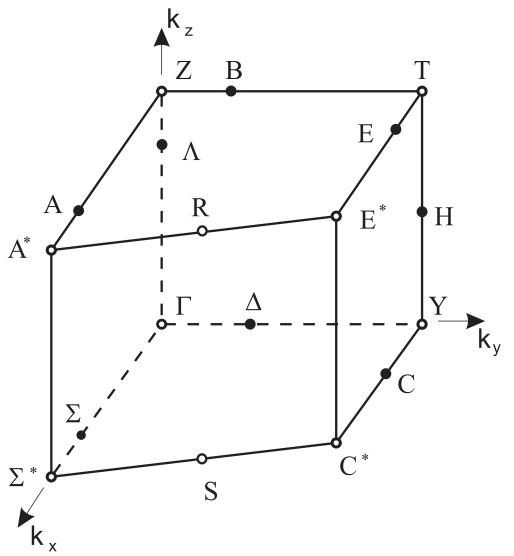

Рис. 2. 1/8 зони Бріллюена базоцентрованої ромбічної ґратки. Високосиметричні точки (за винятком Σ^*, C^*, A^*, E^* і B) позначено згідно з Ковальовим [23].

У першій ділянці особливо виразний дихроїзм спостерігаємо поблизу мітки 2.33 еВ для найнижчих енерґетичних піків. Для поляризації **E**||**c** гострий пік прямого екситона при 2.331 еВ супроводжується слабким при 2.340 еВ. Останній приписується екситонному станові $n = 2$. У наближенні гідрогеноподібної серії енерґія зв'язку екситона оцінюється як ≈12 меВ. Аналіз зонно-енерґетичних діяграм і розподілів зарядової густини для актуальних станів ізоелектронних та ізоструктурних TlI [16] та InI [19] показує, що найнижчі за енерґією переходи є внутрішньокатіонними. Вивчення [21] спектрів змішаних кристалів $InBr_{1-x}I_x$ підтверджує, що цей екситонний перехід належить до спільного типу, оскільки помітних змін при дозуванні галогену не спостерігаємо. Оскільки найнижчі переходи формуються на металевій підґратці, то основний внесок у температурні зсуви в цій енерґетичній ділянці дає розширення комірки.

Для **E**||**a** поляризації слабкий пік, показаний у збільшеному масштабі на виносці до рис. 1 і відзначений стрілкою, спостерігаємо при 2.328 еВ. У праці [10] на полірованих зразках виявлено, що цей екситон сильніше відображається для **E**||**b** і має повторення $n = 2$ при 2.337 еВ. Слабкий пік (відзначений другою стрілкою на виносці до рис. 1) при 2.479 еВ (**E**||**a**) теж спостерігали інтенсивнішим для **E**||**b** поляризації і також він супроводжувався слабким повторенням, однак для **E**||**c** ми не бачимо тут жодної структури.

Загалом валентний комплекс орторомбічних моногалогенідів A_3 металів, унаслідок двох формульних одиниць у примітивній комірці, складається з десяти валентних зон. Багато експериментальних досліджень [7,9,13] ґрунтується на помилковому припущенні, що в цих кристалах, за аналогією з кубічними фазами деяких з них, є п'ять зон.

Відомі зонно-енерґетичні діяграми InI [19] та TlI [15,22] дозволяють стверджувати, що валентний комплекс цих сполук структурований і може бути зображений (від вершини валентної зони в порядку збільшення енерґії зв'язку) такою послідовністю в'язок зон: 2–4–2–2. На базі цих діяграм та відображених у таблиці 1 правил відбору для зона-зонних переходів [19] у різних точках і лініях зони Бріллюена можна дати ймовірний порядок переходів у прикрайовій ділянці фундаментального поглинання. Ми не подаємо в таблиці переходів для точки Γ, оскільки в усіх сполуках з родини A_3B_7 найменші міжзонні інтервали розташовані віддалік від центра зони Бріллюена, зображеної на рис. 2. Ця характерна особливість розташування щілин біля краю зони Бріллюена випливає головним чином безпосередньо з електронної конфіґурації десятиелектронних сполук з їх надлишковою s-електронною парою катіона. Ми виключаємо з розгляду також точку Y та цілу лінію Δ, оскільки енерґетичні інтервали тут дуже широкі й не актуальні в ділянці краю поглинання.

Найменша пряма щілина в [10,15] пов'язується з точкою T зони Бріллюена, однак розрахунки [19,22] показують, що найменші інтервали локалізовані поблизу точок Σ^* (і еквівалентної їй C^*), S і на лінії H. Крім того, перехід у точці T не може пояснити поляризаційної залежности першого прямого екситона, який мав би бути з ним пов'язаним. Слабкі зображення [10] цього екситона, які спостерігаємо для **E**||**a** і **E**||**b**, зумовлені обмінною взаємодією (спін-орбітальна взаємодія не приводить до розщеплення зонних станів на межах зони Бріллюена). Але згідно з таблицею обидва можливих переходи в точці T для **E**||**c** поляризації є дипольно дозволеними і для **E**||**b**. Таким чином, цей перехід може відбуватись лише на лініях Σ ($\Sigma_{4,v} \to \Sigma_{2,c}$) та H ($H_{3,v} \to H_{3,c}$).

Точки лінії	$E \parallel x$	$E \parallel y$	$E \parallel z$
$Z\ (T)$	$Z_1 \to Z_2$ $Z_2 \to Z_1$	$Z_1 \to Z_1$ $Z_2 \to Z_2$	$Z_1 \to Z_1$ $Z_2 \to Z_2$
S	$S_1^+ \to S_2^-$ $S_1^- \to S_2^+$ $S_2^+ \to S_1^-$ $S_2^- \to S_1^+$	$S_1^+ \to S_2^-$ $S_1^- \to S_2^+$ $S_2^+ \to S_1^-$ $S_2^- \to S_1^+$	$S_1^+ \to S_1^-$ $S_1^- \to S_1^+$ $S_2^+ \to S_2^-$ $S_2^- \to S_2^+$
Σ	$\Sigma_1 \to \Sigma_1$ $\Sigma_2 \to \Sigma_2$ $\Sigma_3 \to \Sigma_3$ $\Sigma_4 \to \Sigma_4$	$\Sigma_1 \to \Sigma_4$ $\Sigma_2 \to \Sigma_3$ $\Sigma_3 \to \Sigma_2$ $\Sigma_4 \to \Sigma_1$	$\Sigma_1 \to \Sigma_3$ $\Sigma_2 \to \Sigma_4$ $\Sigma_3 \to \Sigma_1$ $\Sigma_4 \to \Sigma_2$
$H\ (\Lambda)$	$H_1 \to H_4$ $H_2 \to H_3$ $H_3 \to H_2$ $H_4 \to H_1$	$H_1 \to H_3$ $H_2 \to H_4$ $H_3 \to H_1$ $H_4 \to H_2$	$H_1 \to H_1$ $H_2 \to H_2$ $H_3 \to H_3$ $H_4 \to H_4$

Таблиця 1. Дозволені оптичні зона-зонні переходи в точках і на лініях високої симетрії зони Бріллюена для структур типу D_{2h}^{17} [19].

Непрямий перехід у [10] теж пов'язується з дипольним переходом у точці T і наступним розсіюванням дірки чи електрона до точки S за участю фононів, які зберігають імпульс. Але така схема неможлива, оскільки щілина в цих сполуках у точці T є більшою, ніж у точці S, та й зона провідности розміщена вище, а валентна зона — нижче. Згідно з таблицею та результатами [19,22] ймовірніша інша схема, за якою такого типу перехід відбуватиметься або на лінії між еквівалентними точками Σ^* та C^*, на якій розміщена й точка S, або ж у точці T з наступним розсіюванням електрона в напрямку ліній Σ або H.

Важливо підкреслити, що головні структури спектрів відбивання будуть визначатись переходами власне на ділянці майже бездисперсних зон між цими еквівалентними точками: Σ^* та C^*, де ефективні маси носіїв і матричні елементи переходів є найбільшими.

Наступні сильні піки спостерігаємо при значеннях енерґій 3.22, 3.56, 4.12 еВ для $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ поляризації та при 3.22, 3.48, 3.92 еВ для $\mathbf{E}||\mathbf{a}$. Усі ці піки знаходяться в ділянці інтенсивного власного поглинання і сформовані переходами з двох найвищих валентних зон.

Прояв глибинних екситонів поруч із сильним розмиттям спектрів при підвищенні температури до кімнатної свідчать про присутність сильної електрон–фононної взаємодії та вплив фононної підсистеми на міжзонні переходи в ділянці фундаментального поглинання. Повторне сколювання поверхонь зразків загалом не змінювало спектральної картини, що вказує на достатню стійкість даних, знятих з поверхні, до навколишнього середовища.

Після різкої втрати відбивної здатности поблизу 4.7 еВ розпочинається друга ділянка. Відразу зазначимо, що, згідно з результатами зонно-енерґетичного аналізу та вивчення абрисів електронної густини, головний внесок в її структури роблять переходи з чотирьох валентних зон, які сформовані p_x-, p_y- та p_z-електронами брому. Участь електронів металу в її формуванні є мізерною. Тому при заміщенні брому іншим галогеном ця ділянка повинна зазнавати найвідчутніших змін. Однак це твердження потребує експериментального підтвердження, оскільки низькотемпературні спектри відбивання в широкій енерґетичній ділянці для InI чи InCl ще не опубліковані.

Мінімум $R(E)$ поблизу мітки 7.5 еВ відзначає завершення переходів з наступних двох зон, які енерґетично розділені з попередніми незначним проміжком і утворені p_x- та p_y-орбіталями брому з участю s-орбіталей індію. Оскільки останні дві валентні зони відділені значним енерґетичним проміжком (≈8 еВ), то різке падіння відбивної здатности в цій ділянці може вказувати на можливість колективного π-типу збудження p-електронів із попередніх шести зон.

Наступні дві ділянки характеризуються загалом багатьма невиразними максимумами, що, ймовірно, свідчить про слабше розділення в цій ділянці і знову ж таки про сильне збудження плазмонів. Зауважимо, що у двох останніх високоенергетичних ділянках роздільна здатність (при спектральній ширині щілини 0.7 нм/мм) понижується до ≈1 еВ, що утруднює інтерпретацію спостережуваних тут структур. Однак слід зазначити, що спектри в ділянці енерґій до 10 еВ розділились значно ліпше, ніж це було при використанні газорозрядних джерел [9], що дозволило ліпше опрацювати структуру спектрів.

Будова спектра в діяпазоні енерґій від 7.5 еВ до 16 еВ зумовлена переходами з розглянутих восьми зон на вищі зони провідности. Після 16 еВ дихроїчний мотив в оптичних спектрах перестає бути домінуючим, тобто з вичерпуванням переходів з верхніх валентних зон, тоді як глибокі рівні меншою мірою підлягають впливу анізотропного кристалічного поля.

Імовірно, що тут є вплив основного типу σ-плазмона, сформованого колективним збудженням s-електронів брому, які формують дві останні, найглибші, квазікістякові валентні зони в шаруватих моногалогенідах A_3-металів. У спектрі відбивання їх переходи відображені структурою поблизу 16 еВ.

Тим часом можна зупинитись на можливості ідентифікувати, засновуючись на результатах фотоелектронного експерименту [13], піки, розміщені за межами ділянки можливого прояву основних плазмонів, як переходи з глибших кістякових зон. Дублетна структура екситонного типу, що походить від кістякових $4d$-станів індію, локалізована поблизу енерґії в 19 еВ. Слабкі максимуми для енерґії в 24 еВ зумовлені вже переходами з d-рівнів галогену.

ВИСНОВКИ

Із використанням синхротронного джерела визначено спектри відбивної здатности монокристалів броміду індію. Спектри демонструють виразну поляризаційну залежність у площині шару. Використовуючи абриси зарядової густини $\rho(\mathbf{r})$, зонно-енерґетичні діяграми та фотоелектронні спектри ізоструктурних сполук і застосовуючи правила відбору для сполук просторової симетрії D_{2h}^{17}, визначили ймовірну локалізацію головних переходів у межах зони Брілюена та встановлено орбітальний характер основних структур спектрів $R(E)$. Інтенсивні дихроїчні структури в ділянці енерґій до 4.7 еВ сформовані переходами з двох найвищих валентних зон, що походять від $4p$Br та $5s$In-орбіталей. Після різкої втрати відбивної здатности поблизу 4.7 еВ розпочинається друга ділянка, зумовлена переходами з чотирьох практично аніонного p-характеру валентних зон. Остання структура в цій ділянці походить від переходів із двох зон змішаного типу, з характером, подібним, як у двох найвищих валентних зон. Монотонна ділянка у спектрі $R(E)$ в діяпазоні енерґій від 7.5 еВ до 16 еВ зумовлена переходами на вищі зони провідности. Поблизу 16 еВ проявляються піки $4s$-електронів галогену, а біля 19 еВ — різкі дублетні структури кістякових d-рівнів металу. Отримані результати можуть слугувати засновком для глибшого розуміння електронної будови та фізичних механізмів у сильно анізотропних, шаруватих структурах.

[1] N. C. Fernelius, Appl. Spectrosc. **32**, 554 (1978).
[2] K. S. Shah, L. R. Moy, J. Zhang, S. Medrick, F. Olschner, M. R. Squillante, Proc. SPIE **1734**, 161 (1992); K. S. Shah, P. Bennett, L. P. Moy, M. M. Misra, W. W. Moses, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section A, **380** 215 (1996).
[3] N. C. Stephenson, D. P. Mellor, Aust. J. Sci. Res. A **3**, 581 (1950).
[4] T. Staffel, G. Meyer, Z. Anorg. Allg. Chem. **552**, 113 (1987).
[5] F.Lévy, E. Mooser, Helv. Phys. Acta **45**, 69 (1972).
[6] M. J. Gelten, P. Hoenderdos, J. Phys. Chem. Solids **35**, 653 (1974).
[7] E. Grilli, M. Guzzi, F. Lévy, Solid State Commun **44**, 755 (1982).
[8] M. Yoshida, N. Ohno, K. Nakamura, Y. Nakai, Phys. Status Solidi B **109**, 503 (1982).
[9] A. Borghesi, G. Guizzetti, L. Nosenzo, E. Reguzzoni, A. Stella, F. Lévy, Solid State Commun. **48**, 345 (1983).
[10] M. Yoshida, N. Ohno, H. Watanabe, Y. Nakai, J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 408 (1984).
[11] N. Ohno, M. Yoshida, K. Nakamura, Ju. Nakahara, K. Kobayashi, J. Phys. Soc. Jpn. **53**, 1548 (1984).
[12] R. G. Egdell, A. F. Orchard, J. Chem. Soc. Faraday Trans. Part II. **7**, 1179 (1978).
[13] L. Porte, Solid State Commun. **42**, 85 (1982).
[14] M. I. Kolinko, Phys. Rev. B **55**, 4007 (1997).
[15] J. P. Van Dyke, G. A. Samara, Phys. Rev. B **11**, 4935 (1975).
[16] M. I. Kolinko, R. Y. Bibikov, Z. Phys. B **95**, 167 (1994).
[17] M. Yoshida, N. Ohno, H. Mitsutake, K. Nakamura, Y. Nakai, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 2754 (1985).
[18] B. P. Clayman, R. J. Nemanich, J. C. Mikkelsen, G. Lucovsky, Phys. Rev. B **26**, 2011 (1982).
[19] M. I. Kolinko, J. Phys.: Cond. Matt. **6**, 183 (1994).
[20] С. В. Волков, В. Ф. Козин, И. А. Шека, Н. И. Буряк, Укр. хим. журн., **49**, 1123 (1983).
[21] M. Yoshida, N. Ohno, K. Nakamura, Y. Nakai, J. Phys. Soc. Jpn. **52**, 1108 (1983).
[22] M. I. Kolinko, I. V. Kityk, A. S. Krochuk, J. Phys. Chem. Solids **53**, 1315 (1992).
[23] О. В. Ковалев, *Неприводимые и индуцированные представления и копредставления федоровских груп* (Наука, Москва, 1986).

INDIUM BROMIDE: OPTICAL SPECTRA IN THE 2–30 eV REGION

M. I. Kolinko[1], O. V. Bovgyra[1], I. V. Kityk[2], M. Piasecki[2]

[1]*Ivan Franko National University of Lviv, Chair of Experimental Physics, 8 Kyrylo and Mefodij Str., Lviv, UA–79005, Ukraine*

[2]*Pedagogical University of Częstochova, Physics Institute, Al. Armii Krajovej 13/15, 42-200 Częstochova, Poland*

Reflection spectra of the InBr monocrystals were measured at the liquid helium temperature in the region up to 30 eV using synchrotron radiation. The polarization dependence of spectra has been found for different crystallographic directions. The region up to 15 eV is assigned to the transitions from the valence bands of Br $4p$ and In $5s$, $5p$. In the farther region the transitions from the halogen $4s$ band exist as well. At about 19 eV the sharp doublet structure was observed due to the metal core d-states. The **k**-space identification of the substantial structures has been accomplished on the basis of a study of the electron density distribution $\rho(\mathbf{r})$, the energy band diagram of isostructural compounds and using group theory analysis as well. Possible interband transitions were determined and their orbital origin has been proposed.