

С.Б. Убізський, І.М. Сиворотка, А.О. Матковський, С.С. Мельник, І.І. Сиворотка
Національний університет “Львівська політехніка”,
Науково-виробниче підприємство “Карат”

ЕПІТАКСІЙНІ ГРАНАТОВІ СТРУКТУРИ ДЛЯ ТВЕРДОТІЛЬНИХ ЛАЗЕРІВ

© Убізський С.Б., Сиворотка І.М., Матковський А.О., Мельник С.С., Сиворотка І.І., 2004

S.B. Ubizskii, I.M. Syvorotka, A.O. Matkovskii, S.S. Melnyk, I.I. Syvorotka

EPITAXIAL GARNET STRUCTURES FOR SOLID-STATE LASERS

© Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Matkovskii A.O., Melnyk S.S., Syvorotka I.I., 2004

Описані дослідження в галузі розробки епітаксійних гранатових шарів для їх використання як активних середовищ твердотільних лазерів, що спільно проводяться групою Відділу фізики і технології монокристалічних матеріалів НВП “Карат” та Лабораторії фізики оксидних кристалів Центру “Кристал” Національного університету “Львівська політехніка” з 1997 р.. Описані особливості і перспективи використання мікрочіпових лазерів з пасивною модуляцією добротності та дискових лазерів, основні проблеми, що виникають у технології рідинно-фазної епітаксії активних середовищ для них, а також способи їх вирішення. Внаслідок досліджень були розроблені технології одержання епітаксійних структур $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd}:\text{YAG}$ і $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}/\text{Nd}:\text{GGG}$ для мікрочіпових лазерів та епітаксійних шарів $\text{Yb}:\text{YAG}$ для дискових лазерів, випробування яких показали повну відповідність вимогам застосування.

Investigation in the field of the epitaxial layers development for their use as active media of solid-state lasers are present in the work. The Department of Single Crystal Materials Physics and Technology of SRC «Carat» and Laboratory of the Oxide Crystal Physics of R&D Center «Crystal» of Lviv Polytechnic National University carry them out jointly since 1997. Peculiarities and application perspectives of the passively Q-switched microchip lasers and disk lasers are described as well as problems arising in the liquid-phase epitaxy technology of active media for them together with methods of their solutions. As a result of research the technologies are developed of the epitaxial structures fabrication of $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd}:\text{YAG}$ and $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}/\text{Nd}:\text{GGG}$ for microchip lasers and epitaxial layers $\text{Yb}:\text{YAG}$ for disk lasers. Their examination testified the full correspondence to application demands.

Вступ

Одна з найпомітніших загальних тенденцій у сучасній електроніці – мініатюризація компонент не минула і лазерну техніку, де вона проявилася у бурхливому прогресі у технології напівпровідникових інжекційних лазерів. Однак, незважаючи на домінуюче положення напівпровідникових лазерів на сучасному ринку мініатюрних лазерів і їх високу ефективність (коефіцієнт корисної дії досягає 70 %), вони не можуть задовольнити повною мірою зростаючі потреби техніки через принципові обмеження, які полягають у багатомодовому складі випромінювання, значній ширині смуги випромінювання (~ 20 МГц) великій розбіжності та асиметрії пучка випромінювання, суттєвій залежності довжини хвилі випромінювання від температури p - n переходу, практичній неможливості генерувати короткі нано- та субнаносекундні імпульси, а також незадовільній часовій стабільності [1–3]. Задовольнити увесь комплекс висунутих вимог можуть компактні твердотільні лазери з діодним збудженням, позбавлені більшості з

перерахованих обмежень [1, 4, 5]. Успіхи в технології напівпровідникових лазерів змінили й підходи у конструюванні твердотільних лазерів. Зокрема це виявилось у появі нових типів твердотільних лазерів з діодним збудженням – мікролазерів, мікрочіпових лазерів, хвилеводних лазерів, а також, так званих, дискових лазерів. Здебільшого такі лазери можна розглядати як пристрої, що конвертують “неякісне” випромінювання напівпровідникового лазера у “високоякісне” випромінювання твердотільного лазера. У всіх цих типах лазерів можуть бути використані плівкові середовища, зокрема епітаксійні плівки гранатів [6–9], оскільки монокристали гранатів є однією з найпоширеніших матриць для лазерних середовищ [2, 3, 10].

Ця робота має на меті подати дослідження, що проводилися авторами в останні роки (1997–2004 рр.) в галузі розробки технології епітаксійних структур гранатів для нових типів твердотільних лазерів та вивчення їх оптичних властивостей. У першому розділі розглянуті особливості мікролазерів, зокрема схема виготовлення монолітних мікрочіпових лазерів з пасивною модуляцією добротності (МЧЛ-ПМД) на основі епітаксійних структур гранатів, проблеми, що виникають у технології одержання епітаксійних структур для них і шляхи їх вирішення, а також коротко перспективи їх застосування. У другому розділі описані дискові лазери на основі ітрію-алюмінієвого гранату $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), активованого ітербієм (Yb:YAG), особливості їх конструкції та перші результати з виготовлення й апробації епітаксійних шарів Yb:YAG у таких лазерах. Показано, що епітаксійні шари як активні середовища для лазерів не лише можуть успішно замінити об’ємні кристалічні матеріали, але й мають деякі переваги над ними.

1. Епітаксійні структури для мікрочіпових лазерів з пасивною модуляцією добротності

У хвилеводних мікролазерах, які можна зарахувати до категорії мікролазерів, розповсюдження світла відбувається у тонкому шарі, що міститься між двома іншими, з меншим показником заломлення [2, 5, 11], а збудження здійснюється в поперечній геометрії через бокові поверхні хвилеводу або у повздовжній геометрії через вхідне дзеркало. Саме у таких лазерах були вперше застосовані епітаксійні структури ще у 1972 р. [6]. Типова конструкція хвилеводного лазера на основі двошарової епітаксійної структури з повздовжнім збудженням показана на рис. 1. Сучасний стан і проблеми потужних хвилеводних лазерів (з потужністю порядку 10 Вт у неперервному режимі генерації) відображені у недавньому огляді [12]. У цій роботі, однак, основна увага надається іншим мікролазерам, а саме мікрочіповим лазерам з повздовжнім збудженням. Конструкція такого твердотільного мікролазера показана на рис. 2. Він виготовляється з тонкого шару кристала активного генеруючого середовища, на поліровані поверхні якого наносяться дзеркала резонатора [1, 5, 13]. Довжина резонатора переважно задовольняє умови генерації однієї повздовжньої моди резонатора (~ 1 мм і менше). Завдяки малим розмірам резонатора забезпечується не лише одномодовий та одночастотний режим лазерної генерації мікролазерів, але й значно вища, порівняно з традиційними твердотільними лазерами, температурна і часова стабільність їх характеристик, практично ідеальний гауссівський дифракційно-обмежений розподіл інтенсивності у промені. Такі мікролазери можуть бути виготовлені методами групової технології, що є загальноприйняті у виготовленні мікроелектронних компонент, тому їх теж називають мікрочіповими лазерами.

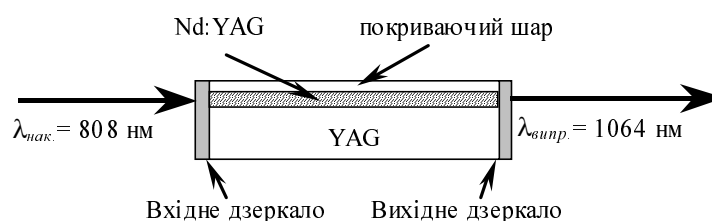


Рис. 1. Схема конструкції хвилеводного мікролазера з повздовжнім збудженням

Ідея реалізації мікрочіпового лазера з діодною накачкою і з пасивним модулятором добротності всередині лазерного резонатора, що виготовляється за груповою технологією була запропонована Дж. Зайховським з Lincoln Laboratory (США) у 1989 р. [4, 13–15]. Дещо пізніше фахівці наукового центру CEA LETI (Комісаріат з атомної енергії, Франція) запропонували монолітний МЧЛ-ПМД [6–7], який відрізняється технологічними підходами в реалізації. Схематично такий лазер на основі генеруючого середовища Nd:YAG (концентрація активатора $\sim 1\%$), генеруючого на довжині хвилі 1.064 мкм, та шару модулятора $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ показаний на рис. 3.

Товщина активного середовища становить $\sim 0.75\ldots 1.5$ мм. Збудження генеруючого середовища здійснюється лазерним діодом на основі гетероструктур GaAs–AlGaAs на довжині хвилі 0.808 мкм. Пасивним модулятором служить шар $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, в якому є певна концентрація чотиривалентних іонів хрому в тетраедричному аніонному оточенні. Характерною властивістю кристалів з тетраедрично-координованими катіонами Cr^{4+} є здатність до насичуваного поглинання випромінювання в області максимуму їх смуги поглинання (перехід ${}^3\text{A}_2 \rightarrow {}^3\text{E}({}^3\text{T}_2)$), тобто близько до 1.1 мкм [16–18]. Ця особливість, що отримала назву фототропії, приводить до просвітлення шару при високій густині потужності випромінювання. Залежність оптичного пропускання монокристалічної пластини $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ від густини потужності випромінювання на довжині хвилі 1.064 мкм зображена на рис. 4а, а схема енергетичних рівнів тетраедрично-координованого Cr^{4+} в структурі YAG, показана на рис. 4б. При малій потужності випромінювання активного середовища Nd:YAG з довжиною хвилі 1.064 мкм у фототропних центрах Cr^{4+} збуджуються електрони основного рівня з переходом ${}^3\text{A}_2 \rightarrow {}^3\text{E}({}^3\text{T}_2)$, які через короткий час переходять на рівень ${}^3\text{B}_2({}^3\text{T}_2)$ без випромінювання. Далі основна їх частина через довший час повертається на основний рівень знову без випромінювання. При малій густині потужності падаючого випромінювання поглинання з переходом ${}^3\text{B}_2({}^3\text{T}_2) \rightarrow {}^3\text{E}({}^3\text{T}_1)$ практично не відбувається через малий переріз поглинання зі збудженого рівня. Однак під час збільшення потужності випромінювання заселеність рівня ${}^3\text{B}_2({}^3\text{T}_2)$ досягає значної величини так, що електрони з основного рівня і збудженого рівня, поглинувши квант випромінювання, перерозподіляються між рівнями ${}^3\text{B}_2({}^3\text{T}_2)$ і ${}^3\text{E}({}^3\text{T}_1)$. Загальна кількість актів поглинання при цьому зменшується і, отже, настає просвітлення середовища $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$.

У конструкції, схема якої зображена на рис. 3, шар насичуваного поглинач $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ виконує роль пасивного модулятора добротності. Він розміщений разом з шаром генеруючого середовища між двома дзеркалами, що утворюють оптичний резонатор. Завдяки значному поглинанню в шарі модулятора у ненасиченому стані добротність резонатора недостатня для виникнення генерації. Поглинання світла в шарі $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ відбувається до тих пір, доки заселеність рівня ${}^3\text{B}_2({}^3\text{T}_2)$ не досягне певного критичного значення, а потім поглинання дуже швидко зменшується, добротність різко зростає, починається генерація, яка одразу ж змінює стан системи, повертаючи її в початкове положення з низькою добротністю. Таким чином властивість насичуваного поглинання

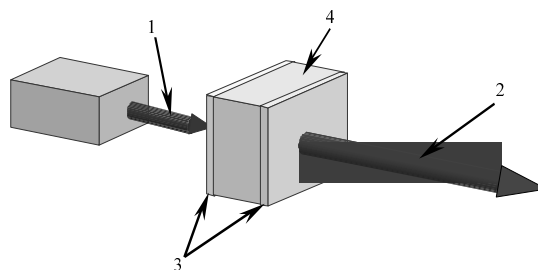


Рис. 2. Схема мікрочіпового лазера з повздовжнім збудженням: 1 – промінь збудження від напівпровідникового лазерного діода, 2 – генерований промінь, 3 – дзеркала резонатора, 4 – генеруюче середовище

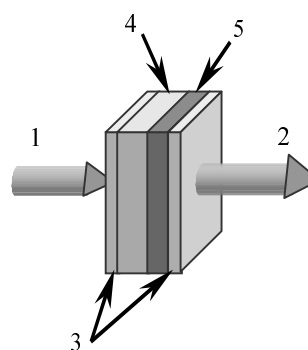


Рис. 3. Схема мікрочіпового лазера з пасивною модуляцією добротності [7]: 1 – промінь збудження, 2 – генерований промінь, 3 – дзеркала резонатора, 4 – генеруюче середовище, 5 – шар насичуваного поглинач – пасивний модулятор

шару $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ приводить до періодичної генерації коротких імпульсів випромінювання з енергією, що накопичується у період між лазерними імпульсами. Слід зазначити, що часові та енергетичні параметри імпульсу лазерного випромінювання МЧЛ-ПМД є дуже стабільними у часі і визначаються насамперед товщиною шару поглинача та концентрацією фототропних центрів у ньому. Докладно часові та енергетичні характеристики МЧЛ-ПМД аналізуються у роботах [21–24].

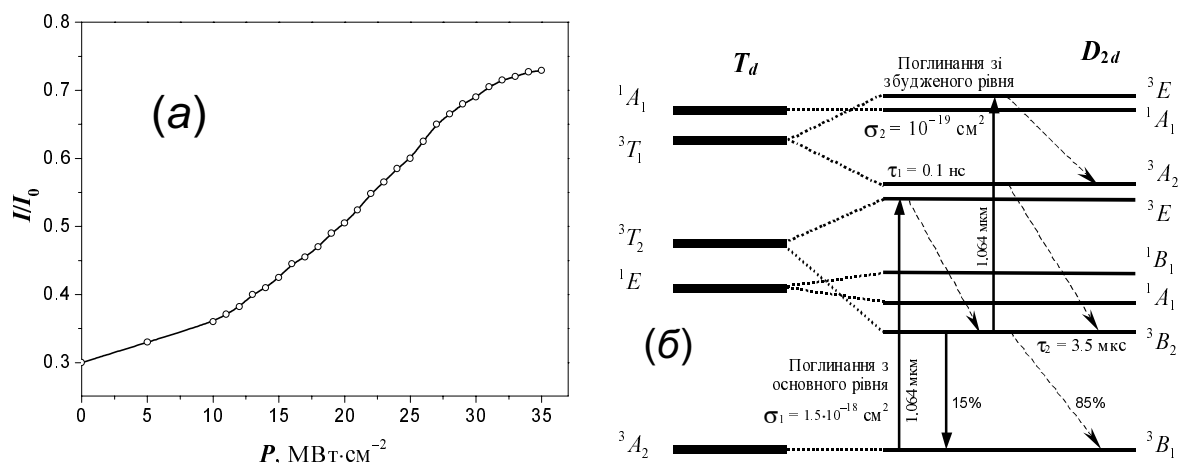


Рис. 4. Залежність оптичного пропускання монокристалічного шару $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ від густини потужності падаючого випромінювання на довжині хвилі 1.064 мкм [19] (а) та схема енергетичних рівнів тетраедрично-координованого Cr^{4+} в структурі YAG (б) [20]

Як відзначалося вище, для практичної реалізації розглянутої схеми мікрочіпового лазера з пасивною модуляцією добротності було запропоновано два підходи. Перший з них, запропонований в Lincoln Laboratory, використовував склеювання або дифузійне зрощування двох прецизійно оброблених поверхонь пластин генеруючого та модулюючого середовищ, наступне нанесення дзеркал і розрізання на окремі лазерні чіпи [25, 26]. Перевагою цієї технології є можливість незалежно використовувати різні генеруюче і модулююче середовища, наприклад, як генеруюче середовище поряд з найрозповсюдженішим $\text{Nd}:\text{YAG}$ використовують також кристали YVO_4 , YLiF_4 , Y_2SiO_5 , $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$, $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ або й стекла [10, 27], активовані відповідними іонами, а як модулятор – поглиначі з насичуваним поглинанням для відповідного діапазону генерації [20], наприклад окрім кристалів Cr^{4+} – середовища, активовані ванадієм для діапазону ~ 1.3 мкм та кобальтом для діапазону ~ 1.5 мкм. Так, для генерації на довжині хвилі, безпечної для ока (“eye-safe lasing”), було використано фосфатне скло, активоване Er і сенсibilізоване Yb , а для модуляції випромінювання на 1.54 мкм – пластини кристала $\text{Co}:\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ завтовшки 500 мкм [7, 28]. Однак сама технологія з’єднання двох середовищ не може вважатися простою і надійною. Окрім того, монокристали $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, вирощені методом Чохральського, з яких виготовляють переважно пластину модулятора для лазерів, що генерують на довжині хвилі поблизу 1 мкм, мають зазвичай не дуже високу концентрацію фототропних центрів ($\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) [19, 29, 30] і вимагають, отже, товщини шару модулятора аж до кількох мм, що зменшує переваги конструкції та погіршує характеристики МЧЛ-ПМД.

Повністю монолітну конструкцію МЧЛ-ПМД було запропоновано дослідниками з CEA-LETI. Вона базувалася на використанні епітаксійних структур, в яких генеруюче середовище $\text{Nd}:\text{YAG}$, одночасно виступає підкладкою для епітаксійного нарощування шару $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ [6, 7, 31]. Для епітаксійного нарощування шару модулятора практично безальтернативно використовують метод рідинно-фазної епітаксії (РФЕ) завдяки високій швидкості плівкоутворення (~ 1 мкм/хв.), можливості отримання шарів товщиною аж до кількох сотень мкм, кращим можливостям контролю хімічного складу, високій структурній досконалості та однорідності монокристалічного шару, а також хорошій відтворюваності властивостей епітаксійних шарів. Окрім того, концентрація фототропних центрів в епітаксійних шарах $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, як показали дослідження, зокрема й наші [8,

32], може сягати набагато більших значень, що дозволяє зменшити товщину модулюючого шару аж до ~ 30 мкм. Після нарощування епітаксійного шару епітаксійний шар з однієї з поверхонь епітаксійної структури усувають механічним шліфуванням і поліруванням, а з іншої – прецизійно полірують до необхідної товщини. Наступні операції з нанесення дзеркал та розрізання на лазерні чіпи є аналогічними до розглянутих вище. Схема технологічного процесу виготовлення МЧЛ-ПМД за СЕА-LETI зображена на рис. 5. Слід особливо відзначити, що ключовим елементом технології виготовлення монолітних МЧЛ-ПМД на думку фахівців з СЕА-LETI є отримання епітаксійного шару з необхідною концентрацією фототропних центрів та заданої товщини [31, 33–35].

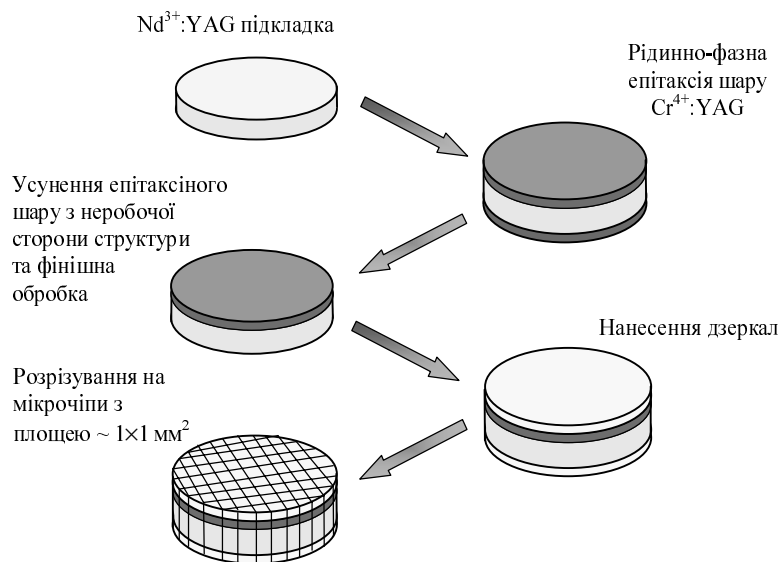


Рис. 5. Схема технологічного процесу виготовлення монолітних мікрочіпових лазерів з пасивною модуляцією добротності з епітаксійних структур [7, 33, 35, 36]

Переваги монолітної конструкції є достатньо очевидними – вона виключає операції склеювання або дифузійного зрощування, є технологічнішою в умовах серійного виробництва і дозволяє з однієї епітаксійної структури діаметром 50.8 мм отримати близько 1000 практично ідентичних за своїми параметрами лазерних чіпів розміром $\sim 1 \times 1 \times 1$ мм³. Врешті-решт використання саме цього технологічного підходу до реалізації МЧЛ-ПМД приводить до того, що вартість активного середовища перестає бути визначальною у вартості всієї лазерної системи і стає потенційно співвимірною з вартістю газових лазерів середньої потужності [7]. Остання обставина відкриває величезні перспективи для виникнення нових застосувань мікрочіпових лазерів. На сьогодні найперспективнішими застосуваннями МЧЛ-ПМД є використання їх у різноманітних далеко-вимірних системах, або робототехнічних системах та системах машинного бачення, що використовують вимірювання віддалей до об'єктів. Вже розроблені автомобільні віддалеміри для контролю дистанції та аварійного гальмування на транспортних засобах. Можна очікувати використання таких систем у будівництві та архітектурі для топографування фасадів будівель, а також для альтиметрів, навігації морських та повітряних суден. Завдяки високій піковій потужності і практично ідеальному просторовому розподілу інтенсивності в пучку МЧЛ-ПМД можуть використовуватись для емісійного спектрального аналізу хімічного складу речовин, маркування і мікрообробки деталей. А можливість вискоефективного перетворення випромінювання МЧЛ-ПМД у вищі гармоніки (до 70 % при подвоєнні частоти [25]) дозволяє розробляти системи моніторингу хімічного забруднення атмосфери. Докладніше існуючі та перспективні застосування МЧЛ-ПМД розглянуті в [4, 7, 8, 25, 33–40].

Переваги монолітної конструкції мікрочіпових лазерів з пасивною модуляцією добротності та багатообіцяючі перспективи їх використання стимулювали роботи з розробки технології отримання

епітаксійних структур для МЧЛ-ПМД та їх комплексного дослідження, які були започатковані зусиллями авторів у 1997 р. Львівському НДІ матеріалів НВП “Карат” та Лабораторії оксидних кристалів Центру “Кристал” Національного університету “Львівська політехніка” [8, 41–42]. Технологічні дослідження були спрямовані передусім на створення в Україні технології отримання епітаксійних шарів $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ на підкладках $\text{Nd}:\text{YAG}$. Слід зазначити, що особливості технології, що була створена в СЕА-ЛЕТІ, не публікувалися, а сама технологія не була запатентована в жодній країні, хоча використовувалися, в тому числі за ліцензійними угодами, як “know-how”. Успішна незалежна розробка технології отримання епітаксійних структур для МЧЛ-ПМД в Україні дозволила авторам отримати Патент України [43]. Окрім незалежного відтворення технології отримання епітаксійних структур $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd}:\text{YAG}$ орієнтації (111) вирішувалися завдання отримання аналогічних структур з орієнтацією (100), які згідно з [44] можуть мати переваги при використанні лазерних імпульсів з різною поляризацією, а також епітаксійних структур з іншим типом матриці – кристалом гадоліній-галієвого гранату $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG), тобто структур $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}/\text{Nd}:\text{GGG}$, що може мати деякі переваги. Головна з них полягає в тому, що насичення поглинання фототропних центрів Cr^{4+} в тетраедричних позиціях GGG відбувається при вищих рівнях густини потужності випромінювання, що дозволяє накопичити більшу енергію в імпульсах лазерної генерації. Крім того, монокристали GGG як підкладковий матеріал є набагато досконалішими і можна очікувати, що активовані кристали $\text{Nd}:\text{GGG}$ діаметром до 76.2 мм можна отримати вищої якості, ніж підкладки $\text{Nd}:\text{YAG}$ такого ж діаметра. Врешті-решт це обіцяє зниження вартості МЧЛ-ПМД.

Основні проблеми, що виникають при виготовленні епітаксійних структур для МЧЛ-ПМД полягають у необхідності задовольнити кілька обов’язкових вимог. По-перше, застосування епітаксійного шару накладає вимогу вирощування шару з високою концентрацією фототропних центрів – іонів Cr^{4+} в тетраедричних позиціях ґратки гранату. По-друге, товщина епітаксійного шару повинна бути порівняно великою і становити залежно від концентрації фототропних центрів від ~ 30 до ~ 300 мкм. Це в свою чергу накладає вимоги до корекції режимів РФЕ під час вирощування товстих шарів, а також необхідність збереження узгодженості параметрів ґратки підкладки та плівки дуже малою. Остання трудність зумовлена ще й тим, що параметр ґратки епітаксійно вирощеного шару гранату є дещо нижчим, ніж параметр ґратки підкладки, виготовленої з монокристала того ж складу, вирощеного методом Чохральського. Це пояснюється тим, що рівноважний стан гранату при температурі кристалізації дещо відрізняється від стехіометрії і передбачає незначний надлишок великих катіонів над малими, а також деяку кількість кисневих вакансій [45]. В умовах РФЕ, коли кристалізація відбувається при суттєво нижчій температурі ($\sim 1000^\circ\text{C}$), ніж при кристалізації за Чохральським при температурі плавлення (1930°C для YAG і 1740°C для GGG), відхилення від стехіометрії суттєво менше, що й призводить до зменшення параметра ґратки епітаксійного шару. Тому для компенсації зменшення параметра ґратки ми використовували додаткове заміщення ізовалентними катіонами. Оскільки усі катіони в YAG чи GGG є тривалентними сформувати чотиривалентний стан іонів хрому можна завдяки співлегуюванню катіонами зі стійкою валентністю $2+$. Для вирощування кристалів за методом Чохральського ефективними для стабілізації Cr^{4+} в тетраедричних позиціях виявилися іони Ca^{2+} та Mg^{2+} [19, 29, 30]. Нами був вибраний катіон магнію, оскільки він має іонний радіус ближчий до катіонів Al^{3+} в октаєдрах і переважно заповнює саме октаєдричні позиції, стимулюючи тим самим витіснення катіонів хрому до тетраедричних позицій. Слід відзначити, що іони хрому входять до структури гранату переважно в тривалентному стані, селективно заповнюючи октаєдричні позиції і лише дуже незначна частина їх (до кількох відсотків) може створити фототропні центри. Їх перезарядження до стану $4+$ може бути спровоковане або наявністю в оточенні іонів компенсатора заряду Mg^{2+} , або заповненням існуючих кисневих вакансій. Конкуренція у двох механізмах стабілізації валентного стану фототропних центрів створює додаткові труднощі в оптимізації технології вирощування епітаксійних структур для МЧЛ-ПМД і стимулювала дослідження процесів перезарядження хрому в кристалічних шарах гранатів [45, 46, 47].

Епітаксійне нарощування шарів $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ та $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}$ проводилося за схемою, типовою для РФЕ гранатів [41, 42, 43]. Гранатоутворюючі оксиди (Al_2O_3 та Y_2O_3 або Ga_2O_3 та Gd_2O_3), а також компоненти заміщення (Cr_2O_3 та MgO) і компенсуючі добавки, зважені у певному співвідношенні, наплавлялися у платиновому тиглі разом з флюсом-розчинником на основі системи $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$. Для повного розчинення компонент у розплав і гомогенізації розчин-розплаву вміст тигля витримувався у ростовій печі протягом кількох годин при температурі на $100\ldots150^\circ\text{C}$, вищій від температури насичення розчину по відношенню до фази гранату. Далі після повільного зниження температури розчин-розплаву до температури вирощування, що на $10\ldots30^\circ\text{C}$ нижча за температуру насичення розчину, у розчин-розплав на певний час занурювалась підготована підкладка з відповідного матеріалу. Підкладка під час вирощування оберталася у горизонтальному положенні з швидкістю 60 об./хв. Товщина отриманого епітаксійного шару пасивного модулятора визначається часом витримки підкладки у розчин-розплав, а концентрація активних іонів Cr^{4+} – загальною концентрацією хрому та компенсуючих і стабілізуючих компонент у розчині-розплав. Таким чином були отримані епітаксійні шари $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/(111)\text{Nd}:\text{YAG}$, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/(100)\text{Nd}:\text{YAG}$ та $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}/(111)\text{Nd}:\text{GGG}$ з товщиною до 250 мкм та контрольованою концентрацією фототропних центрів, що на дожині хвилі 1.064 мкм мали коефіцієнт оптичного поглинання аж до $\sim 40 \text{ cm}^{-1}$ [8, 32, 43]. Типові спектри поглинання отриманих епітаксійних шарів з різною концентрацією фототропних центрів зображені на рис. 6. Отримані епітаксійні структури тестувалися в лабораторному макеті, що моделював схему МЧЛ-ПМД, і показали свою працездатність в якості активних середовищ для мікродіодних лазерів з пасивною модуляцією добротності [8, 48].

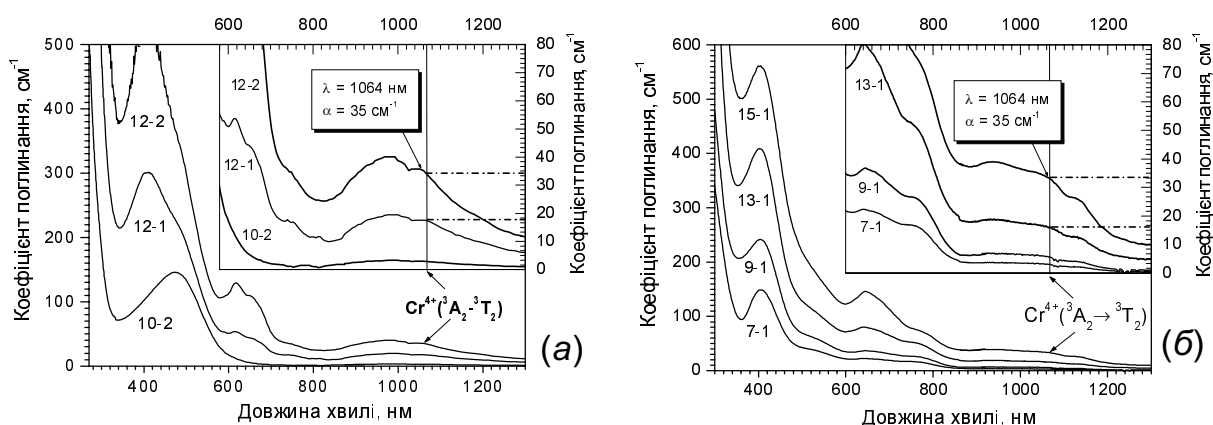


Рис. 6. Типові спектри поглинання епітаксійних шарів $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (а) та $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}$ (б) з різною концентрацією фототропних центрів. Номери біля кривих позначають номери зразків

Окрім досліджень можливості контрольованого керування концентрацією фототропних центрів під час вирощування проводилися дослідження впливу післяростового високотемпературного окисного відпалу на оптичне поглинання в області генерації МЧЛ-ПМД, а також процесів перезарядження іонів хрому при окисно-відновних реакціях [45, 46]. Було встановлено, що додатковий відпал епітаксійних шарів $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ на повітрі у діапазоні температур $1200\ldots1400^\circ\text{C}$ протягом двох годин підвищує концентрацію фототропних центрів, як це відбувається і в монокристалах $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, вирощених методом Чохральського [19], а в плівках $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}$ додатковий окислювальний відпал не приводить до зростання концентрації фототропних центрів. Причому було встановлено, що формування фототропних центрів завдяки післяростовому окисному відпалу відбувається у дві стадії – спочатку відбувається окислення хрому в октаедричних позиціях $\text{Cr}^{3+}_{[\text{oct}]} \rightarrow \text{Cr}^{4+}_{[\text{oct}]}$, а потім відбувається міграція $\text{Cr}^{4+}_{[\text{oct}]} \rightarrow \text{Cr}^{4+}_{[\text{tet}]}$ [46], що потім було підтверджено й іншими авторами [47].

Експериментальні дослідження в галузі технології та властивостей епітаксійних структур для МЧЛ-ПМД супроводжувалися низкою робіт з моделювання властивостей мікродіодних лазерів з пасивною модуляцією добротності [21–24], а також теплових процесів у них [49, 50]. При цьому

розв'язувалася задача оптимізації параметрів МЧЛ-ПМД з погляду досягнення максимальної енергії імпульсу лазерної генерації, а також порівняння досяжних характеристик оптимізованих МЧЛ-ПМД, виготовлених з різних активних середовищ. При роздільній оптимізації енергії лазерного імпульсу по товщині модулюючого шару та концентрації фототропних центрів на основі числового розв'язання системи швидкісних рівнянь, що описує роботу МЧЛ-ПМД, було показано [24], що використання шару модулятора з більшою концентрацією фототропних центрів має перевагу, оскільки при такому ж початковому оптичному пропусканні шару модулятора дозволяє підвищити енергію лазерних імпульсів. Аналіз можливості використання як генеруючого середовища в МЧЛ-ПМД монокристалів Yb:YAG показав, що їх ефективність може бути значно вищою при використанні достатньо потужного збудження [24]. Нещодавно про отримання епітаксійних структур Cr⁴⁺:YAG/Yb:YAG для МЧЛ-ПМД, здатних до генерації на довжині хвилі 1.03 мкм, було повідомлено у роботі, що виконувалась у співавторстві [51].

2. Епітаксійні структури для дискових лазерів

В останні роки монокристали, активовані ітербієм Yb³⁺, і насамперед монокристали ітрію-алюмінієвого гранату Y₃Al₅O₁₂ (YAG), привернули увагу дослідників як високоефективні матеріали для побудови потужних хвильоводних [52, 53] та т.з. дискових лазерів [54–56] з діодним збудженням. Іони ітербію як активатори для лазерної генерації відомі давно. Вони володіють простою схемою енергетичних рівнів (див. рис. 7а), яка виключає ефекти поглинання зі збудженого рівня, ап-конверсію та концентраційне гасіння. Тому з цього погляду вони є майже ідеальними, як активні центри для лазерної генерації на довжині хвилі 1.03 мкм. Однак квазітрирівнева схема генерації приводить до деякої термічно-активованої заселеності нижнього лазерного рівня, що підвищує поріг генерації та залежність генераційних характеристик від температури. Це, а також наявність поглинання лише у вузькій області ближнього ІЧ діапазону, практично виключало використання середовищ, активованих ітербієм, у твердотільних лазерах з ламповим збудженням і спричинило велику поширеність Nd-активованих лазерних середовищ, які генерують світло практично в тому ж діапазоні (1.06 мкм). Розвиток технології потужних напівпровідникових лазерів збудження спричинив значний інтерес до Yb-активованих середовищ, бо саме при високій густині потужності збудження вони виявляють свої переваги.

Основними перевагами іонів Yb³⁺ в лазерних активних середовищах порівняно з традиційними для того ж діапазону генерації іонами Nd³⁺ є малі стоксові втрати, що зменшує термічне навантаження та відповідні термічні ефекти – утворення термічної лінзи та термоіндукованого двозаломлення, і разом з перерахованими вище перевагами суттєво підвищує ефективність збудження. Приблизно у п'ять разів ширша смуга поглинання в області збудження (940 нм) порівняно з смугою поглинання Nd в області 808 нм є краще придатною для діодного збудження. Суттєво більший час життя на верхньому лазерному рівні дозволяє підвищити рівень інверсії і, тим самим, підвищити потужність генерації. Ширша смуга випромінювання Yb дозволяє отримувати перестроювану генерацію або надкороткі імпульси лазерного випромінювання. Спектр поглинання іонів Yb³⁺ в області збудження лазерної генерації та їх спектр випромінювання показані на рис. 7б. У кристалах YAG існує можливість збільшення концентрації ітербію аж до повного заміщення іонів ітрію, що за відсутності концентраційного гасіння, дозволяє підвищувати як ефективність лазерів, так і зменшувати їх габарити [57, 58]. Отже, кристали Yb:YAG становлять значну конкуренцію кристалам Nd:YAG, як середовище для генерації високопотужного лазерного випромінювання в області 1 мкм при діодному збудженні.

Одним з найперспективніших застосувань кристалів Yb:YAG стала поява конструкції, так званих, дискових лазерів, що в англійській літературі отримало назву thin-disk laser [54–56]. Схема конструкції такого лазера показана на рис. 8. Її особливістю є те, що використовується генеруюче середовище у формі тонкого диска, товщина якого становить ~ 200 мкм і діаметр ~ 10 мм. Це дозволяє уникнути ефекту термічної лінзи завдяки інтенсивному охолодженню диска з однієї з його поверхонь і підвищенню відношення площі охолодження до об'єму середовища. З іншого боку, для збільшення довжини шляху променя збудження в активному середовищі використовується багатократне його проходження (переважно від 16 до 32 проходів [59]), що забезпечується системою з

параболічними дзеркалами. Останнє також дозволяє підвищити рівномірність розподілу поглинутої енергії збудження в об'ємі генеруючого середовища і, отже, теж зменшити нерівномірність теплового поля в ньому, а також в значній мірі уникнути перепоглинання генерованого випромінювання в активному середовищі. Ці особливості дозволяють суттєво збільшити густину потужності збудження генеруючого середовища і, цим самим, досягти високих потужностей випромінювання дискового лазера (~ кВт в неперервному режимі випромінювання) та ефективності (до 60 %) при збереженні високої якості розподілу енергії в пучку. Причому в такій конструкції лазера генерація мало залежить від діаметра пучка збудження, що дозволяє говорити про масштабованість потужності лазера. Останнє ілюструє рис. 9. За станом на 2003 рік на одному лише диску в лабораторіях фірм Rofin-Sinar та Trumpf-Laser досягнуто потужності випромінювання дискового лазера в неперервному режимі до 1.5 і 2 кВт відповідно [60]. Масштабованість потужності дискових лазерів можна досягати також використанням модульних конструкцій з кількох дисків [59, 61] і слід очікувати подальшого підвищення потужності таких лазерних систем. Тому доволі очевидним є використання потужних дискових лазерів у промислових системах металообробки і зварювання. За даними [60] на 2003 рік ліцензію на використання конструкції дискових лазерів придбали 15 виробників промислових лазерів.

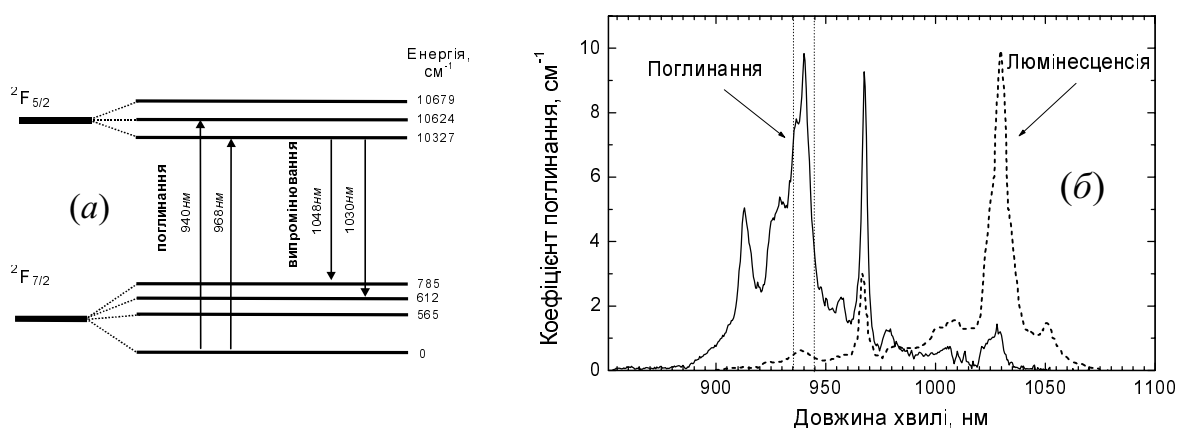


Рис. 7. Схема енергетичних рівнів (а) і спектри поглинання та люмінесценції (б) іонів Yb^{3+} в кристалі YAG [62, 63]

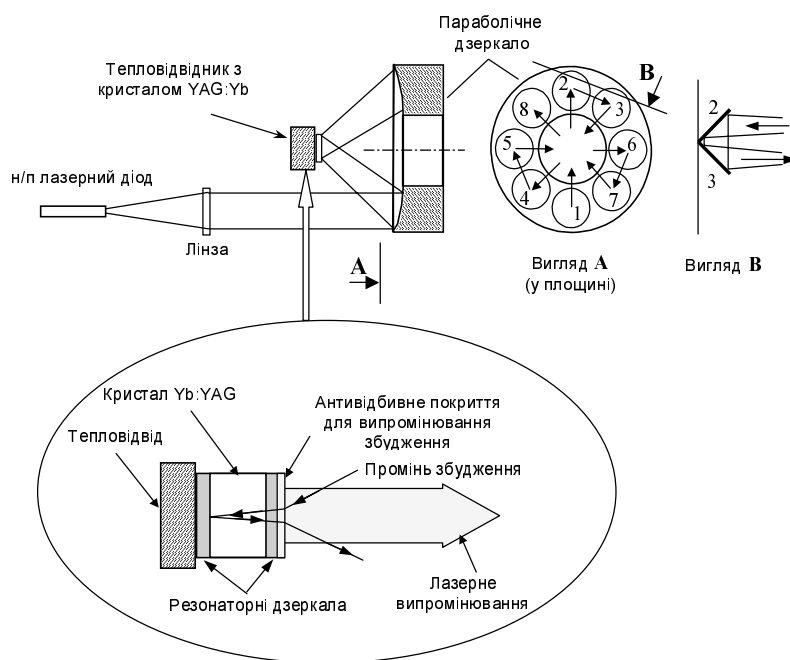


Рис. 8. Схема конструкції дискового лазера [59]

Активне середовище дискового лазера виготовляється переважно з монокристалів Yb:YAG, вирощених за методом Чохральського, які, однак, володіють деякими недоліками, передусім, наявністю неоднорідності розподілу активатора в об'ємі (див. напр. [64]), що спричинює погіршення якості генерованого променя та обмежує можливість зростання потужності через неоднорідність температурного поля в генеруючому кристалі. Тому використання в дискових лазерах епітаксійних плівок Yb:YAG, виготовлених методом рідинно-фазної епітаксії, може бути перспективним з огляду на те, що ця технологія дозволяє отримувати однорідні за складом структурно досконалі монокристалічні плівки необхідної товщини і складу. Метою досліджень, що проводилися в НВП "Карат" та Центрі "Кристал" упродовж 2001–2003 рр. було встановлення можливості використання епітаксійних плівок Yb:YAG в якості активних середовищ дискових лазерів. Для досягнення цієї мети проводилися технологічні експерименти з отримання епітаксійних структур, дослідження їх оптичних властивостей, зокрема й після високотемпературної обробки, а також випробування експериментальних зразків у макеті дискового лазера, які проводилися в Університеті Штутгарта.

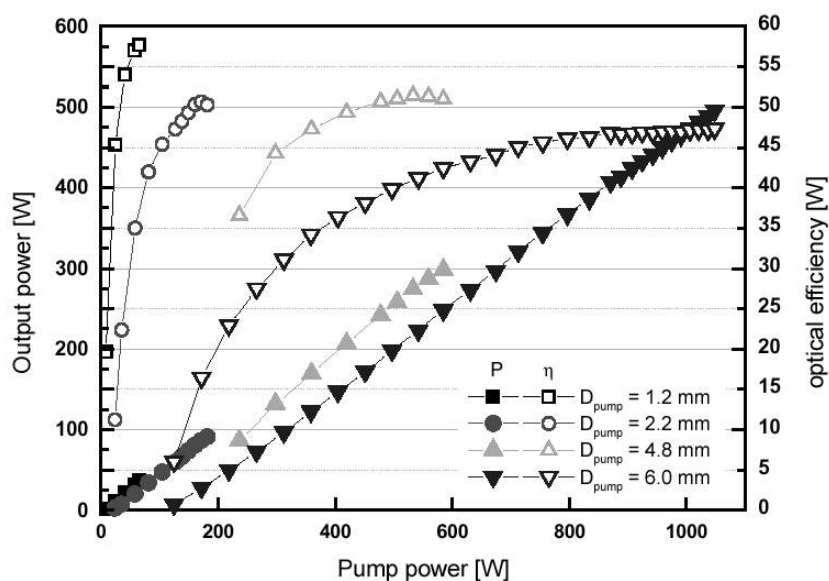


Рис. 9. Залежності вихідної потужності (P) та оптичної ефективності (η) дискового лазера від потужності збудження при різних діаметрах пучка збудження [59, 60], що ілюструють можливість масштабування потужності дискового лазера

Епітаксійні плівки Yb:YAG були вирощені методом ізотермічної рідинно-фазної епітаксії в атмосфері повітря. Підкладкою використовувались пластини з монокристала YAG орієнтації (111) товщиною 1...2 мм. Товщина нарощеного шару становила від 30 до 260 мкм. Під час технологічних експериментів склад шихти для вирощування епітаксійних шарів підбирався з метою отримання вмісту активатора від 10 до 15 %, та для забезпечення мінімальної різниці параметрів ґратки підкладки та плівки. Останнє було необхідно для уникнення механічних напружень при вирощуванні товстих плівок. Температура вирощування теж змінювалася для керування швидкістю росту.

В області від 900 до 1000 нм спектри поглинання усіх плівок були аналогічними і містили смуги поглинання іонів Yb^{3+} . На рис. 10 показано типовий спектр поглинання епітаксійної плівки Yb:YAG в області від 900 до 1000 нм порівняно з поглинанням монокристала Yb(10 %):YAG, вирощеного методом Чохральського. Спектри поглинання епітаксійних плівок містять ті самі характерні смуги поглинання іонів Yb^{3+} , зокрема смуги 940 та 968 нм, в яких може бути здійснено збудження лазера. Однак у видимій та ультрафіолетовій області спектри поглинання плівок відрізнялися від кристала і різнилися між собою залежно від режимів їх одержання. Зокрема частина зразків містила характерні смуги поглинання з максимумами близько 380 і 650 нм (рис. 11), які пов'язані з $4f-5d$ переходами іонів Yb^{2+} [9, 58, 65-68] і створюють голубувате забарвлення. Спектри люмінесценції Yb^{3+} в епітаксійних плівках YAG:Yb показані на рис. 12. Форма основних

ліній свічення (1030 та 1049 нм) практично збігалася в усіх зразків між собою, але спостерігаються певні відмінності в спектрах люмінесценції між епітаксійними плівками та об'ємним монокристалом. Зразки епітаксійних плівок з найвищою прозорістю у видимій та УФ області спектра мали найбільший час життя свічення на лазерному переході, близький до 1 мс. Зразки, що містили іони Yb^{2+} мали час свічення майже вдвічі менший. Після відпалу на повітрі при температурі 1300°C протягом чотирьох годин характерне поглинання Yb^{2+} в них зникало, а час свічення наближався до 1 мс. Докладніше про дослідження оптичних властивостей отриманих вперше епітаксійних шарів $\text{Yb}:\text{YAG}$ див. [9].

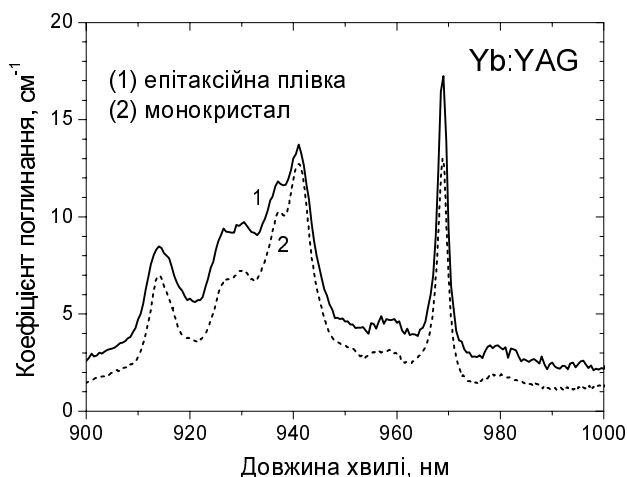


Рис. 10. Смузи поглинання Yb^{3+} в епітаксійній плівці (1) [9] та монокристалі 10 % $\text{Yb}:\text{YAG}$, вирощеному методом Чохральського (2)

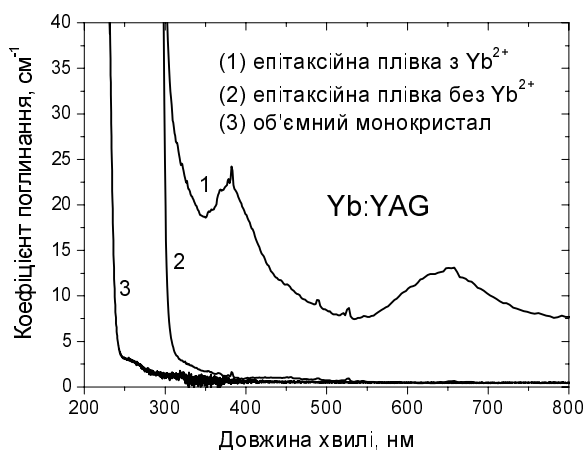


Рис. 11. Спектри поглинання у видимій та УФ області спектра експериментальних зразків епітаксійних плівок, вирощених в різних умовах [9], та монокристала $\text{Yb}:\text{YAG}$

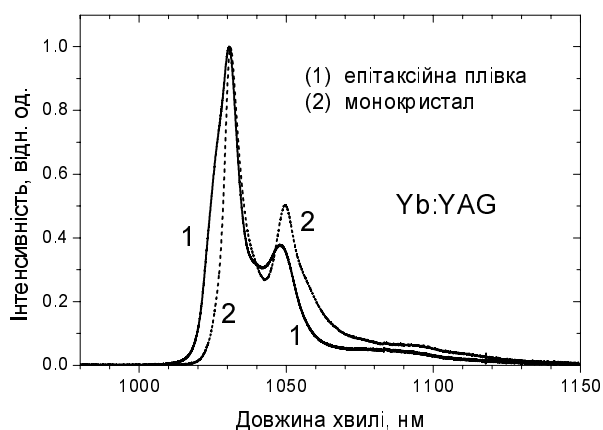


Рис. 12. Типовий спектр люмінесценції Yb^{3+} в епітаксійних плівках $\text{Yb}:\text{YAG}$ (1) порівняно зі спектром люмінесценції кристала, вирощеного методом Чохральського (2) [9]

У результаті виконання пошукових та дослідницьких робіт були виявлені основні проблеми, що виникають у зв'язку з вирощуванням епітаксійних шарів $\text{Yb}:\text{YAG}$ для дискових лазерів. Частина з них як і в разі епітаксійних плівок для МЧЛ-ПМД стосуються відмінностей YAG , кристалізованого під час епітаксії, від підкладкового матеріалу, кристалізованого за методом Чохральського, тобто відмінностей у параметрах ґратки підкладки і плівки. Це особливо актуально при вирощуванні товстих шарів, товщиною до ~ 250 мкм. Тому для забезпечення однорідності розподілу активатора і уникнення механічних напружень в епітаксійному шарі слід компенсувати різницю параметрів ґратки ізовалентним заміщенням. Іншою проблемою є уникнення формування двовалентного стану іонів ітербію, які знижують час життя на верхньому лазерному рівні.

Оскільки оптичні властивості отриманих на першому етапі дослідження епітаксійних плівок $\text{Yb}:\text{YAG}$ (поглинання в області збудження лазера, люмінесценція ітербію та час її життя) є

близькими до кристалів, вирощених методом Чохральського, з аналогічною концентрацією активатора (10–15 %), а також враховуючи, що товщина отриманих плівок становила до 260 мкм, були проведені експерименти з визначення генераційних характеристик епітаксійних плівок у макеті дискового лазера [9]. Використовувалися три зразки епітаксійних структур, що після вирощування не містили характерного поглинання Yb^{2+} . Була застосована схема дискового лазера з 24-кратним проходом променя збудження через активне середовище (див. напр. [55–56]). Зразок генеруючого середовища був змонтований за допомогою індію на тепловідвід з міді. Спеціальної оптимізації температурних режимів охолодження та збудження не проводилося, як і не проводилося нанесення просвітлюючих покриттів. Збудження лазера здійснювали на довжині хвилі 940 нм, а лазерна генерація відбувалася в режимі неперервної генерації на довжині хвилі 1.03 мкм. Усі зразки показали ефективність генерації близько 30 %. Максимальна потужність генерації була досягнута на одному зразку – близько 60 Вт в неперервному режимі (рис. 13). Про попередні результати дослідження доповідали на Європейській конференції з лазерів і оптоелектроніки [69].

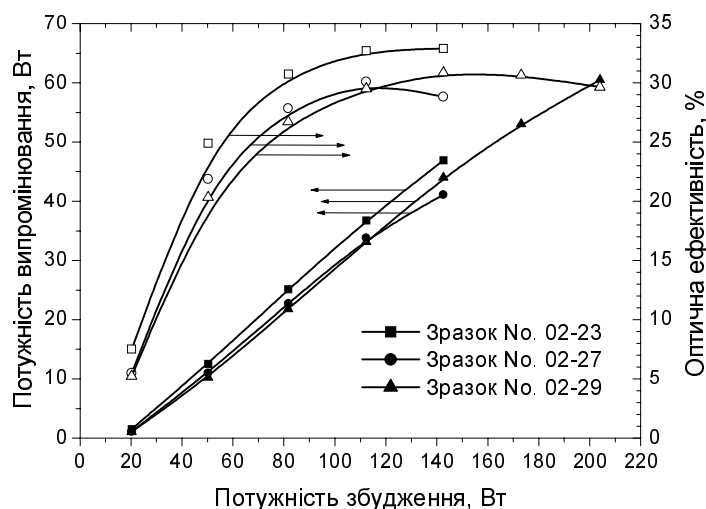


Рис. 13. Залежність потужності випромінювання макета дискового лазера та оптичної ефективності від потужності збудження для трьох зразків епітаксійних структур Yb:YAG

На сьогодні в НВП “Карат” продовжують дослідження в напрямку підвищення концентрації активатора до 20–50 %, оптимізації технологічних режимів одержання епітаксійних структур Yb:YAG з відтворюваними властивостями, високою структурною досконалістю і однорідністю. У НВП “Карат” розпочаті також роботи з виготовлення активних елементів дискових лазерів з епітаксійних структур.

Висновки

У роботі описані два напрямки досліджень, що спільно проводяться групою Відділу фізики і технології монокристалічних матеріалів НВП “Карат” та Лабораторії фізики оксидних кристалів Центру “Кристал” Національного університету “Львівська політехніка” з 1997 р. У галузі розробки і дослідження епітаксійних гранатових шарів для їх використання як активних середовищ твердотільних лазерів. Описані як особливості і перспективи використання тих типів лазерів, в яких можна використовувати епітаксійні структури, так і ті вимоги до активних середовищ, що з них випливають. Відзначені також основні проблеми, що виникають у технології рідинно-фазної епітаксії активних лазерних середовищ і вказані способи їх вирішення.

Внаслідок досліджень в одному з напрямків була розроблена технологія одержання епітаксійних структур $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}/\text{Nd:YAG}$ та $\text{Cr}^{4+}:\text{GGG}/\text{Nd:GGG}$ для мікросіплових лазерів з пасивною модуляцією добротності, отримані експериментальні зразки з товщиною шару модулятора до 250 мкм і коефіцієнтом оптичного поглинання на довжині хвилі 1.064 мкм до 40 cm^{-1} , що, як показали випробування в макеті лазера, задовольняє вимоги використання. Розроблена технологія захищена патентом. Результатом діяльності в іншому напрямку стало отримання і застосування вперше в дискових лазерах епітаксійних шарів Yb:YAG . Перші результати експериментів з лазерної генерації

на цих активних середовищах показали багатообіцяючі результати, що спонукає продовжити дослідження в напрямку оптимізації технології отримання епітаксійних структур Yb:YAG/ YAG.

Робота виконана частково за підтримки проекту ДБ “Катіон” Міністерства освіти і науки України.

1. Кравцов Н.В., Наний О.Е. // *Квантовая электроника*. – 1993. – Т. 20, № 4. – С. 322–344.
2. Kaminskii A.A. *Crystalline lasers: physical processes and operating schemes* // Boca Raton, CRC Press. – 1996.
3. Матковський А.О. *Матеріали квантової електроніки* // Львів. – Ліга-Пресс. – 2000.
4. Zayhowski J.J. // *Laser Focus World*. – 1996. – Vol. 32, № 4. – P. 73–78.
5. Jankiewicz Z., Kopczynski K. // *Opto-Electronics Review*. – 2001. – Vol. 9, No.1. – P. 19–33.
6. Ferrand B., Chambaz B., Couchaud M. // *Optical Materials*. – 1999. – Vol. 11, №1. – P. 101–114.
7. Molva E. // *Optical materials*. – 1999. – Vol. 11. – P. 289–299.
8. Матковский А.О., Сыворотка И.М., Убизский С.Б., Мельник С.С., Вакив Н.М., Ижнин И.И. // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2002, № 3. – С. 15–21.
9. Ubizskii S.B., Matkovskii A.O., Melnyk S.S., Syvorotka I.M., Müller V., Peters V., Petermann K., Beyertt A., Giesen A. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. – 2004. – Vol. 201, No. 4. – P. 791–797.
10. Kaminskii A.A. // *Phys. Stat. Sol. (a)* – 2003. – Vol. 200, No. 2. – P. 215–296.
11. Bonner C.L., Brown C.T., Shepherd D.P., Clarkson W., Tropper A., Hanna D.C., Ferrand B. // *Opt. Lett.* – 1998. – Vol. 23. – P. 942.
12. Shepherd D.P., Hettrick S.J., J I Mackenzie C.Li., Beach R.J., Mitchell C., Meissner H.E. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2001. – No. 34. – P. 2420–2432.
13. Zayhowski J.J. // *The Lincoln Lab. Journal*. – 1990. – Vol. 3, №3. – P. 427–554.
14. Zayhowski J.J., Dill C. // *Opt. Lett.* – 1994. – Vol. 19, №18. – P. 1427–1429.
15. Zayhowski J. // *Optical materials*. – 1999. – Vol. 11. – P. 255–267.
16. Зверев Г.М., Шестаков А.В. // *Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника*. – 1989. – Вып. 3(51). – С.15–17.
17. Zhavoronkov N.I., Mikhailov V.P., Kuleshov N.V., Minkov B.I., Avtikh A.S. // *Quantum Electronics*. – 1995. – Vol. 25, №1. – P. 31–33.
18. Daskalu T., Philipps G., Weber H. // *Optics and Laser Technology*. – 1997. – Vol. 29, N 3. – P. 145–149.
19. Frukacz Z., Łukasiewicz T., Malinowski M., Mierczyk Z. // *Proc. SPIE*. – 1995. – Vol. 2373. – P. 74–78.
20. Mierczyk Z. *Nieliniove absorbery* // Warszawa, WAT. – 2000.
21. Buryy O.A., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *Proc. of 3rd International Workshop on Laser and Fiber-Optical Network Modelling (LFNM'2001)*. – Kharkiv, 2001. – P. 126–129.
22. Бурій О.А., Мельник С.С., Убізський С.Б., Матковський А.О. // *Вісник Національного університету “Львівська політехніка”*, Сер. Електроніка. – 2001, № 430. – С. 26–31.
23. Buryy O., Melnyk S., Ubizskii S., Matkovskii A. // *Міжнародна конференція “Досвід проектування і застосування САПР в мікроелектроніці” CADSM'2003*. – Львів, 2003. – P. 47–49.
24. Buryy O.A., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *Applied Physics B – Lasers and Optics*. – 2004. – Vol. 78, No. 3-4. – P. 291–297.
25. Zayhowski J. // *J. Alloys and Compounds*. – 2000. – Vol. 303-304. – P. 393–400.
26. Zayhowski J.J. // *Opt. Lett.* – 1991. – Vol. 16. – P. 575–577.
27. Henderson B., Bartman R. // *University Press, Cambridge*. – 2000.
28. Thony P., Ferrand B., Molva E. // *TOPS Advanced Solid State Lasers*. – 1998. – Vol. 19. – P. 150–152.
29. Sugimoto A., Nobe Y., Yamagishi K. // *J. Cryst. Growth*. – 1994. – Vol. 140. – P. 349–354.
30. Markgraf S.A., Pangborn M.F., Dieckmann R. // *J. Crystal Growth*. – 1997. – Vol. 180. – P. 81–84.
31. Ferretti M. // *EuroPhotonics*. – 1997. – Iss. Dec./Jan. – P. 34–35.
32. Syvorotka I.M., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O., Kopczynski K., Mierczyk Z. // *Conference on Laser and Electro-Optics Europe, CLEO-2000*. – Nice, France – 2000. – P. CWF29.

33. *Microchip lasers* // CEA-Leti Booklet. – 1998.
34. Hill P. // *Opto&Laser Europe*. – 1998. – Iss. 57. – P. 27–30.
35. *NanoLasers Technology* // *Nanolase Technical Bulletin*. – 1998, Sept.
36. Szweda R. // *Opto&Laser Europe*. – 2000. – January. – P.39–41.
37. *Compact microlasers* // *Electrooptics*. – 1999. – Iss. July/August. – P. 9.
38. Aubert J.J. // *Laser Focus World*. – 1995. – Iss. June. – No. 35. – P.11–13.
39. Besesty P. // *Opto&Laser Europe*. – 1999. – Iss. 58. – P. 14.
40. Guillot D. // *Opto&Laser Europe*. – 1999. – Iss. 59. – P. 9.
41. Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Melnyk S.S., Matkovskii A.O., Kopczynski K., Mierczyk Z., Frukacz Z. // *Proc. of SPIE*. – 1998. – Vol. 3724. – P. 353–356.
42. Syvorotka I.M., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *Functional Materials*. – 1999. – Vol. 6, № 2. – P. 345–348.
43. Ваків М.М., Іжнін І.І., Матковський А.О., Мельник С.С., Сиворотка І.М., Убізський С.Б., Ларкін С.Ю., Доценко Ю.П. – Патент України № 59061 А. Опубл. 15.08.2003, Бюл. № 8. Пріоритет 11.12.2002.
44. Brunel M., Emilie O., Vallet M., Breternaker F., Le Floch A., Fulbert L., Marty J., Ferrand B., Molva E. // *Phys. Rev. A*. – 1999. – Vol. 60, № 5. – P. 4052–4058.
45. Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *Radiat. Effects & Defects in Solids*. – 1999. – V. 149. – P. 375–379.
46. Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Padlyak B.V., Matkovskii A.O., Jankowska-Frydel A., Frukacz Z. // *Proc. SPIE*. – 2001. – V. 4412. – P. 63–68.
47. Feldman R., Shimony Y., Burshtein Z. // *Optical Materials*. – 2003. – Vol. 245. – P. 333–344.
48. Kopczynski K., Sarnecki J., Mierczyk Z., Skwarcz J., Kwasny M., Syvorotka I.M., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkowski A.O. // *International Conference on Solid State Crystals (ICSSC'2002)*. – Zakopane, Poland, 2002. – P. 203.
49. Buryy O.A., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *Proc. of 5th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modelling*. – Alushta, Crimea, 2003. – P. 84–86.
50. Бурій О.А., Мельник С.С., Убізський С.Б., Матковський А.О. // *Вісник Національного університету “Львівська політехніка”*. Серія “Електроніка” – 2003, № 482. – С. 45-54.
51. Kopchynski K., Sarnecki J., Mierczyk Z., Skwarcz J., Kwasny M., Mlynczak J., Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. // *CLEO-Europe'2003/EQEC Conference, Munich, Germany, 2003*. – Abstracts, JS-10707.
52. Pelenc D., Chambaz B., Chartier I., Ferrand B., Wyon C., Shepherd D.P., Hanna D.C., Large A.C., Tropper A.C. // *Optics Communications*. – 1995. – Vol. 115. – P. 491–497.
53. Shimokozono M., Sugimoto N., Tate A., Katoh Y., Tanno M., Fukuda S., Ryuoh T. // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 68, No. 16. – P. 2177–2179.
54. Giesen A., Hügel H., Voß A., Wittig K., Brauch U., Opower H. // *Appl. Phys. B*. – 1994. – Vol. 58. – P. 365–372.
55. Karszewski M., Brauch U., Contag K., Erhard S., Giesen A., Johansen I., Stewen C., Voß A. // *Advanced Solid State Lasers*. – 1998. – Vol. 19. – P. 296–299.
56. Erhard S., Giesen A., Karszewski M., Rupp T., Stewen C., Johansen I., Contag K. *Advanced Solid State Lasers*. – 1999. – Vol. 26. – P. 38–44.
57. Patel F.D., Honea E.C., Speth J., Payne S.A., Hutcheson R., Equall R. // *IEEE J. Quantum Electronics*. – 2001. – Vol. 37, No. 1. – P. 135.
58. Müller V., Peters V., Heumann E., Henke M., Petermann K., Huber G. // *Advances in Solid State Lasers*. – 2002. – Vol. 68. – P. MD4.
59. Stewen C., Larionov M., Giesen A., Contag K. // *Advanced Solid State Lasers*. – 2000. – Vol. 34. – P. 25–41.
60. Giesen A. *Thin disk lasers. Recent results and future prospects*. – Stanford Photonics Research Center. – Annual Meeting Report. – Stanford University – 2003.
61. Erhard S., Karszewski M., Stewen C., Giesen A., Contag K., Voß A. // *Advanced Solid State Lasers Conference*. – 2000. – Vol. MB16. – P.78–84.
62. Taira T., Tuloch W.M., Byer R.L. // *Applied Optics*. – 1997. – Vol. 36. – P. 1867–1874.

63. Ter-Mikirtychev V.V., Fromzel V.A. // *Applied Optics*. – 2000. – Vol. 39. – P. 4964–4969.
64. Dong J., Deng P., Xu J. // *J. Crystal Growth*. – 1997. – Vol. 203. – P. 163–167.
65. Бутаева Т.И., Петросян А.Г., Петросян А.К. // *Неорганические материалы*. – 1988. – Т. 24, вып. 3. – С. 430–434.
66. Guerassimova N., Garnier N., Dujardin C., Petrosyan A.G., Pedrini C. // *Chemical Physics Letters*. – 2001. – Vol. 339 – P. 197–202.
67. Yang P., Deng P., Yin Z. // *J. Luminescence*. – 2002. – Vol. 97. – P. 51–54.
68. Henke M., Perßon J., Kück S. // *J. Luminescence*. – 2000. – Vol. 87–89. – P. 1049–1051.
69. Ubizskii S.B., Matkovskii A.O., Melnyk S.S., Syvorotka I.M., Müller V., Peters V., Petermann K., Beyertt A., Giesen A. // *CLEO-Europe '2003/EQEC Conference*. – Munich, Germany, 2003. – P. CG–10108.

УДК 621

С.Б. Убізський¹, О.А. Бурій¹, П. Потера², **А.О. Матковський**¹

¹Національний університет “Львівська політехніка”,

²Інститут фізики, Жешувський університет, Республіка Польща

МОДЕЛІ НАКОПИЧЕННЯ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ В ОКСИДНИХ КРИСТАЛАХ

© С.Б.Убізський, О.А.Бурій, П.Потера, **А.О.Матковський**, 2004

S.B. Ubizskii, O.A. Buryy, P. Potera, **A.O. Matkovskii**

MODELS OF THE RADIATION DEFECTS ACCUMULATION IN OXIDE CRYSTALS

© S.B. Ubizskii, O.A. Buryy, P. Potera, **A.O. Matkovskii**, 2004

Розглянуто задачу опису кінетики накопичення радіаційних дефектів у кристалах складних оксидів. Проаналізовано моделі, які описують основні процеси та явища, що існують при опроміненні кристала – зміну зарядового стану генетичних дефектів, обмеженість процесу перезарядки генетичних дефектів їх кількістю та процесом їх рекомбінації, утворення радіаційних дефектів зміщення та їх іонізацію, обмеженість утворення радіаційних дефектів та їх іонізації процесами рекомбінації, а також утворення комплексів аніонної і катіонної вакансій.

The description problem of the radiation defects accumulation kinetics is considered. The analysis is carried out for models describing the basic processes and phenomena taking place at the crystal irradiation, namely the genetic defects recharging, the limitation of the genetic defects recharging by their quantity and recombination, the displacement defects formation and ionization of them, the limitation of the radiation defects formation and their ionization by the recombination processes as well as formation of complexes of anion and cation vacancies.

*Краще притримуватися гіпотези,
яка згодом може виявитися
невірною, аніж ніякої.
Д.І. Менделєєв*

Вступ

Дослідження впливу іонізуючих випромінювань на властивості матеріалів електронної техніки, зокрема, оксидних кристалів, є важливою задачею матеріалознавства в електроніці, оскільки