

О.С. Завойко

Динаміка використання властивостей лазерних променів для поверхневого зміцнення металів та збагачення уранових і трансуранових елементів (Огляд)

*Чернівецьке відділення Національний технічний університет «ХПИ»,
вул. Головна, 204, Чернівці, Україна*

У статті розглядаються наслідки прикладних і теоретичних досліджень по лазерній технології, які проводилися і проводяться в останній час та являються актуальними у зв'язку із розвитком електронної обробки матеріалів, аналізуються основні положення теплових моделей випаровування і конденсації плівок, пошарових утворень. Обговорюються ролі масоперенесення і атомних впливів на радіаційні матеріали по збагаченню і відновленню матеріалів.

Аналізуються проблеми проходження хвиль випромінювання, взаємодії і поглинання у певних енергетичних імпульсних станах, потужних впливах на емісійні характеристики концентрованими джерелами їх багатофотонну іонізацію та комплексний зв'язок із всіма технологічними режимами та критеріями лазерної обробки.

Ключові слова: багатофотонна іонізація, когерентне випромінювання, резонансна іонізація, тунельний ефект лазерного випромінювання.

Стаття постуила до редакції 17.11.2014; прийнята до друку 15.12.2014.

Зміст

Вступ

1. *Теоретичний розгляд*
 - 1.1. *Багатофотонна іонізація у лазерних збудженнях*
 2. *Експериментальна частина*
 - 2.1. *Технологія збагачення урану методами газової дифузії і газового центрифугування*
 - 2.2. *Моделювання технологічних процесів*
 - 2.3. *Співвідношення каскадної теорії і експерименту в процесах іонної імплантації*
 3. *Аналіз сучасних проблем фізико-технічної обробки і наукового матеріалознавства*
- Література*

Вступ

Створення оптичних квантових генераторів (лазерів) рахується одним із великих досягнень другої половини ХХ століття. Це відкриття привело до виникнення нового розділу технічної фізики – квантової електроніки. Оскільки лазерне випромінювання володіє унікальними властивостями, що відрізняє його від традиційних, класичних джерел світла, виникає необхідність у дослідженні і виявленні особливостей його взаємодії із матеріальними об'єктами [1].

Перший квантовий генератор був створений на пучку молекул аміаку і давав випромінювання у діапазоні міліметрових довжин хвиль, таке

випромінювання відноситься до діапазону пристроїв, які були названі мазерами. Лазери, що випромінювали у оптичному і близькому до нього інфрачервоному і ультрафіолетовому діапазонах були створені пізніше. Існують різні види лазерів, які по частоті перекривають весь оптичний, а також ближні інфрачервоний і ультрафіолетовий діапазони.

Свічіння природних джерел світла і ламп накалювання визначається тільки температурою джерела – чим вище температура, тим більша випромінюється енергія у короткохвильовій області спектру і тим більша ширина цього спектру [2].

У сучасних твердотільних лазерах, що працюють у імпульсному режимі генерації, ширина спектру випромінювання складає приблизно 10 ГГц (це

відповідає енергетичній ширині спектру в межах 40 мкеВ), а спеціальні установки, що використовуються для отримання стандартів довжин хвиль оптичного діапазону, володіють шириною спектру усього 10 Гц [3].

Отримані лазерні імпульси із частотою у декілька десятків фемтосекунд (1 фс = 10x15 с), це означає, що на протязі одного імпульсу встигає пройти всього коло десятка електромагнітних коливань світлової хвилі.

Аналізуючи дослідження, слід врахувати, що при скороченні частоти лазерного імпульсу збільшується ширина усього спектру випромінювання, саме погіршується монохроматичність, згідно квантовомеханічному співвідношенню невизначеності, при часі впливу лазерного імпульсу енергетична ширина спектру випромінювання не може бути менше $h/(2\pi t)$, де h – постійна Планка [8].

Однією із важливих властивостей лазерного випромінювання являється його когерентність. Це означає, що всі фотони лазерного випромінювання знаходяться у одній і тій же фазі, на відмінність від фотонів, що випромінюються тепловими джерелами. При цьому кожен атом, або молекула випромінюють кванти світла незалежно один від одного. Внаслідок цього у загальному світловому потоці фази фотонів розподілені хаотично, у лазерному ж джерелі атоми, або молекули випромінюють кванти світла одночасно, тому їх фази не співпадають [7].

Одним із наслідків когерентності являється мала кутова розбіжність лазерного випромінювання (у газових лазерів, що працюють у безперервному режимі, менше 1 мрад).

Щоб скласти певне теоретичне уявлення проходження і взаємодії лазерного випромінювання із речовинами, потрібно вяснити такі його особливості, як фотойонізація, пряма і резонансна йонізація, багатифотонне збудження та тунельні ефекти у лазерному полі, а також: закони зовнішнього фотоелефекту (теорія Фаулера), квантовий вихід, внутрішній фотоелефект, вентильний фотоелефект, фотовольтаїчний ефект, сенсibiliзований фотоелефект, фотопьезоелектричний ефект, ядерний фотоелефект, багатифотонний фото-ефект, вибухова іскрова емісія, світлогідравлічний ефект.

I. Теоретичний розгляд

1.1. Багатифотонна йонізація у лазерних збудженнях

Основні закони фотойонізації були виявлені на кінці XIX початку XX століття. Теоретична інтерпретація законів фотоелефекту була дана А. Ейнштейном поряд із відкриттями Планка, що і послужило основою для створення квантової механіки.

Явище вибивання електронів речовини під дією світла називають йонізацією, а число електронів N , що вибиті під дією світла пропорційне інтенсивності світлового потоку J ; $N \sim J$.

Фотоелектрони не утворюються, якщо довжина

хвилі випромінювання більше деякого критичного значення (червоної границі фотоелефекту), яке характерне для кожної конкретної речовини [9].

Лазерний промінь – це електромагнітне випромінювання, яке генерується у певній ширині довжин хвиль рис. 1 електромагнітних коливань :

$$\lambda = c/v, \quad (1)$$

λ – довжина хвилі; c – швидкість світла у вакуумі ; v – частота.

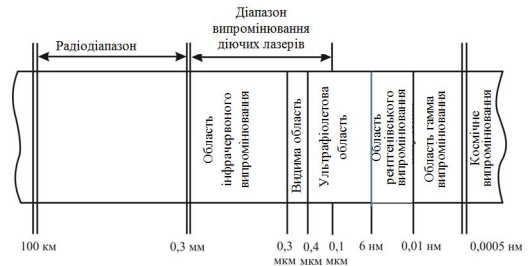


Рис. 1. Діапазон хвиль ,які використовуються у лазерному випромінюванні.

Умовне зображення процесів (а) поглинання, (б) спонтанного випромінювання, (с) вимушеного випромінювання кванту рис. 2.

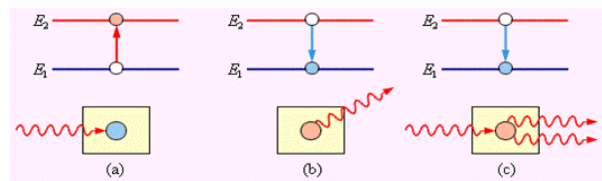


Рис. 2. Умовне зображення процесів (поглинання, випромінювання) вимушено-го хвильового випромінювання.

Енергія поглинання або випромінювання фотону дорівнює різниці енергій рівнів атому, між якими відбувся перехід :

$$h\nu = E_2 - E_1,$$

де ν – частота випромінювання; h – постійна Планка.

Основні принципи за якими формується лазерне випромінювання рис. 3.

До основних способів збудження активного середовища відносяться:

- оптичний при якому робоче тіло піддається впливу потоком світла, що випромінюється імпульсною або неперервнодіючою газорозрядною лампою;
- газорозрядний – частинки робочого тіла піддаються взаємодії, що підтримуються в ньому електричним розрядом;
- газодинамічний – збудження частинок проходить за рахунок різького розширення каналу робочого тіла в процесі нагріву;
- хімічний – збудження активних частинок середовища проходить внаслідок нерівноважних хімічних реакцій;

Наявність червоної границі фотоелефекту означає, що речовина характеризується мінімальною енергією (потенціалом йонізації), яку необхідно витратити, щоб вивільнити із речовини один електрон. Енергія

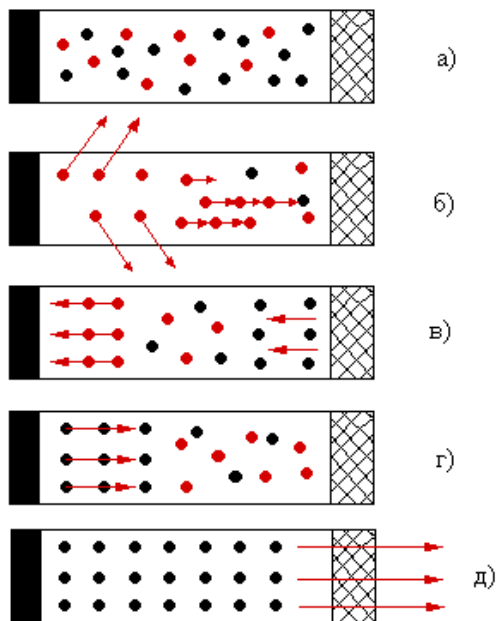


Рис. 3. Принципи формування лазерного випромінювання: а) частинки (чорні точки) знаходяться у основному стані, а саме на нижньому енергетичному рівні; б) виникнення самостійного (спонтанного) випромінювання; в) відображення випромінювання від напівпрозорого зеркала; г) відображення випромінювання від непрозорого зеркала і впровадження в процес випромінювання збуджених частинок, що залишилися; д) всі, що раніше збуджені частинки віддали свою залишкову енергію;

кожного фотона визначається його довжиною хвилі (1) за допомогою формули

$$E = hc/\lambda \quad (2)$$

Потенціали йонізації довільних речовин сильно відрізняються, наприклад, для оксиду срібла він має величину в межах 1 еВ, а для платини – 5,32 еВ. Потенціали йонізації газів перевищують, як правило, потенціали йонізації твердих тіл. Максимальний потенціал йонізації у гелія (24,6 еВ), а мінімальний (серед нерадіоактивних атомів у атома цезія – 3,89 еВ), тому оптичне випромінювання не може приводити до йонізації атомів [10,11].

Однак, такий висновок слідує із класичних законів фотоэффекту, якщо ж оптичне випромінювання являється достатньо сильним, то йонізація може пройти внаслідок одночасного поглинання декількох фотонів. Іншими словами, велика потужність світла відмінює закон про наявність червоного кордону фотоэффекту: йонізація може пройти під дією випромінювання із великою довжиною хвилі, якщо потужність цього випромінювання достатньо велика. Дане явище отримало назву багатофотонної йонізації.

Теорія його вперше була розвинена Л.В. Келдишем у 1964 р., а вперше експериментальне спостереження здійснено у 1965 р. Г.С. Вороновим і Н.Б. Делоне у атомів благородних газів. Оскільки

при багатофотонній йонізації для вибивання одного електрону вимагається декілька квантів, то фотострум перестав лінійно залежити від інтенсивності світла, таким чином відмінюється і другий закон класичного фотоэффекту [12,13].

Напочатку досліджень багатофотонної йонізації рахувалось, що залежність фотоструму від інтенсивності повинна бути степенною :

$$N \sim Iq^a \quad (3)$$

тому, показник степеня (а) у (q) визначає мінімальне число квантів, що необхідні для йонізації.

Згідно квантової механіки, електрони в атомах можуть знаходитися лише у станах із деякими певними значеннями енергетичних рівнів [15,16].

Аналізуючи викладене, слід врахувати, що енергетичне положення цього стану само залежить від інтенсивності лазерного випромінювання. У результаті положення атомних рівнів починають змінюватися із зміною лазерної інтенсивності і проста степенева залежність (3), замінюється більш складною.

Було замічено, що у процесі поглинання фотонів один із них може наблизитись достатньо близько до вищого атомного рівня. Після створення лазерів із змінною частотою випромінювання почали створюватися багатофотонні збудження вищих атомних рівнів. Внаслідок залежності нелінійного фотоструму від частоти, багатофотонне збудження проявляється у вигляді резонансу. Тому багатофотонну йонізацію із проміжним збудженням реальних атомних станів називають резонансною, тоді як йонізацію із відсутніми проміжними резонансами називають прямою [17,18].

Багатофотонне збудження виявилось дуже корисним для атомної спектроскопії, оскільки вдалося спостерігати багато нових атомних станів, які для звичайної, нелазерної спектроскопії були недоступними. Ці обставини привели до явища багатофотонного збудження. Одно із принципів відмінностей багатофотонної йонізації від однофотонної розглядається у роботі [14].

Як відомо, польова йонізація описується квантовою механікою, як тунелювання електрону під потенціальним бар'єром (аналогічним чином Г. Гамовим був описаний ядерний α – розпад), що явилось одним із триумфів квантової механіки. Іншими словами, йонізацію атому у постійному полі можна розглядати, як багатофотонне поглинання, коли енергія кожного окремого фотону прямує до нуля, а число поглинутих фотонів стає безмежним [19,20,21].

Вперше тунельний ефект у змінному полі теоретично був описаний у тій же роботі Л.В. Келдиша, очевидно, що умову виникнення тунельного ефекту у змінному полі можна якісно зрозуміти наступним чином. В силу когерентності лазерне випромінювання можливо представити, як класичну електромагнітну хвилю, але магнітною складовою можна знехтувати. Тоді на електрон діє електричне поле, періодично змінюючись в часі лазерного випромінювання. У випадку, якщо електрон встигне протунелювати із атомної

потенціальної ями глибиною U за один півперіод поля, він опиниться йонізованим у відповідності із законами тунельного ефекту, що описується формулою [2].

В іншому випадку, буде реалізований багатотонний режим, який описується формулою у [3], що узгоджується із експериментальними результатами по спостереженню тунельної йонізації атомів лазерним випромінюванням, які були отримані вперше канадським фізиком Чином (S.Chin), а пізніше спостерігалося у багатьох лабораторіях.

Прикладною метою досліджень є створення фотонної логіки. У системах, де окремі фотони можуть взаємодіяти один з одним, ми можемо створити однофотонні перемикачі, або фотонні транзистори.

Одна із конкретних задач полягає в тому, щоб підійти до створення квантового повторювача – пристрою, який дозволяє передати квантову інформацію, не порушуючи її квантової природи [22-26].

Що таке квантовий повторювач? Поки що ми знаємо про квантову криптографію, в якій інформація передається за допомогою одинкових фотонів, що знаходяться в суперпозиції двох станів. Теоретично, передача ключа за допомогою одинкових фотонів являється абсолютно надійною технологією шифрування, тому що довільна спроба вмішатися у систему і перехопити повідомлення буде помітна. Цим то квантова криптографія і цікава. Однак у довільних каналах існують витрати, тому тепер існує квантовий зв'язок за яким обмежується відстань, на якій більша частина фотонів втрачається – це десятки, максимум – сотні кілометрів [22].

За цими вимогами, квантовий повторювач повинен виконати дві базові речі: по-перше, він повинен зберегти квантову інформацію, яка передається фотонами. Щоб добитися цього, працюється над тим, що називають «зупинкою світла», в чому і є практична мотивація роботи – спробувати зупинити імпульс, записавши його інформацію в атомне збудження; по-друге, щоб створити такий повторювач, необхідно відпрацювати технологію логічних перемикачів для фотонів, у фотонну логіку [23,25].

II. Експериментальна частина

2.1. Технологія збагачення урану методами газової дифузії і газового центрифугування

Лазерна технологія збагачення урану методами газової дифузії і газовим центрифугуванням є головними формами промислового збагачення на сьогоднішній день. В ній напряму використовується різниця в масі між ізотопами неподільного урану 238 і розщепленого урану 235. Основані на лазерному збудженні методи розраховані на різницю у регулюванні цих ізотопів, на електромагнітні збудження. Лазери можна використовувати для

створення різних електричних зарядів у ізотопах, щоб потім розділяти їх і збирати, пропускаючи через електричне поле [33,37-40].

Тепер General Electric і Hitachi створили установку по розділенню ізотопів шляхом лазерного збудження (Global Laser Enrichment). Ефективність такої установки у 10 разів вища ніж у діючих центрифуг, вона значно менше потребує енергії [28, 29-30].

Традиційно американські підприємства по збагаченню використовували технологію газової дифузії, яка менш ефективна, ніж центрифуги які використовують у Єврозоні і СНД. Технологія збагачення нового покоління може привести до підвищення конкурентноздатності США на міжнародному рівні. При використанні лазерних збагачувальних потужностей відпадає необхідність у демаскуючих об'єктах забезпечення, які потрібні при використанні газової дифузії і центрифугування, а також у електромагнітних випромінювачах [31-33].

Але не всі методи розділення ізотопів шляхом лазерного збудження являються однаковими. Ці технології можуть знайти своє застосування не тільки в атомній енергетиці, але й у створенні радіоактивних ізотопів для медицини. Експерт SILEX, якому було доручено провести аналіз досліджень, написав у своєму заключенні: «Единственное серьезное препятствие на пути распространения данной технологии – это намного более существенные технологические трудности в ее реализации по сравнению с обогащением в центрифугах» [38-40].

Якщо обговорювати ці проблеми, з однієї сторони – ніяких особливих міроприємств по захисту не потребується. З другого боку – виділення 235 урану центрифугами – це продовжувана передфінальна стадія процесу. Бо перед цим вимагається всю породу перемолоти, потім виробити газоподібний напівфабрикат, який вже можна лазером опромінити. Фінальна операція – виготовлення таблеток із послідовним їх набиванням у цирконієві трубки (спеціальна технологія виготовлення топливних зборок) і формування їх у пакети.

Лазерне розділення ізотопів було і залишається одним із перших запропонованих промисловим підприємствам застосувань лазерів – як за рахунок вибіркової йонізації, так і наприклад, вибіркової дисоціації. У дисоціації вибірність простіше забезпечити, бо частоти коливальних переходів прямо залежать від маси атомів молекули (бо заряди ядер у ізотопів однакові), тому ця тематика вже до 55 років знаходиться приблизно на одному рівні [34,35].

Необхідно відмітити, що під дією монохроматичного лазерного випромінювання можлива селективна взаємодія на хімічні зв'язки молекул, що дозволяє вибірково втручатися у хімічні реакції синтезу, дисоціації і процеси каталізу. Багато хімічних реакцій зводяться до руйнування одних хімічних зв'язків у молекулах і створенню інших, бо зв'язки між атомами обумовлюють коливальний спектр молекул. Частоти ліній цього спектру

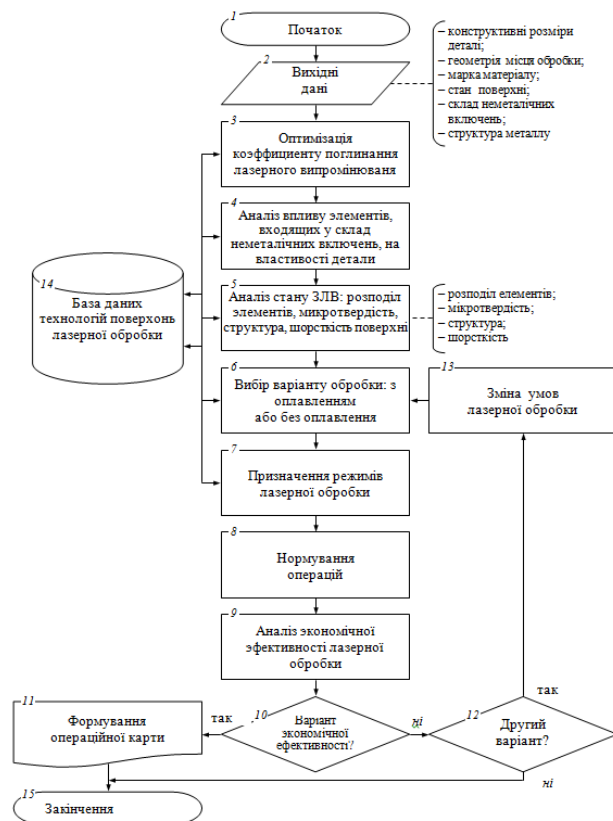


Рис. 4. Блок-схема автоматизованого формування технологічного процесу збагачення урану (238,235) методами газової дифузії, газового центрифугування та лазерної обробки деталей із залізвуглецевих сталей.

залежать від енергії зв'язку і маси атомів. Під дією монохроматичного лазерного випромінювання резонансної частоти окремі зв'язки можуть бути «розгойдані». Такий зв'язок може бути зруйнований і замінений іншим, тому коливально збуджені молекули опиняються хімічно більш активними [36,37].

За допомогою лазерного випромінювання можна здійснити розділення молекул із різним ізотопним станом (рис. 4). Ця можливість пов'язана із залежністю частоти коливань атомів, що складають молекулу від маси атомів. Монохроматичність і висока потужність лазерного випромінювання дозволяють вибірково збуджувати на переддисоціаційний рівень молекули тільки одного ізотопного складу і отримувати в продуктах дисоціації хімічні з'єднання моноізотопічного складу. Оскільки число дисоційованих молекул даного ізотопного складу дорівнює числу поглинутих квантів, то ефективність метода у порівнянні з іншими методами ізотопів розділення може бути високою [41-45].

На етапі аналізу економічної ефективності застосування вибраної технології лазерної обробки (блок 9), рис. 4, виконується оцінка ймовірності застосування отриманого технологічного рішення, як у сфері виробництва, так і у сфері експлуатації оброблюваної продукції (матеріалів). При позитивних висновках формується необхідна технологічна

документація (блок 11), в протилежному випадку спеціалісту надається можливість внести зміни в умови обробки (блок 13), або вернутися до одного із раніше відхилених варіантів (блок 6), рис. 4 [38,39].

2.2. Моделювання технологічних процесів

Запропонований алгоритм вибору режимів лазерної обробки реалізований програмно і методично. Практичне використання відповідної автоматизованої системи здійснено до функціональних поверхонь металоріжучого рис. 4, 5 і штампового інструменту, ковшів ґрунтової машини, зубил, роликів, направляючих підвісних конвеєрів [40,41].

Окрім зносостійкості до параметрів, що визначають експлуатаційні властивості металорізального інструменту, слідє віднести високу міцність і малий коефіцієнт тертя у парі із деталлю яку обробляють. Міцність визначається властивостями матеріалу. Зниження коефіцієнту тертя можна отримати при утворенні на поверхні оксидної плівки, для цього лазерну обробку можна провести на відкритому повітрі, без захисного середовища [42,43].

В наш час лазерна абляція використовується для мікровідбору твердих речовин з метою послідовного мас-спектрометричного аналізу з йонізацією в індуктивно-зв'язаній плазмі. Сутність пробовідбору за допомогою лазерної абляції (ЛА) складається у

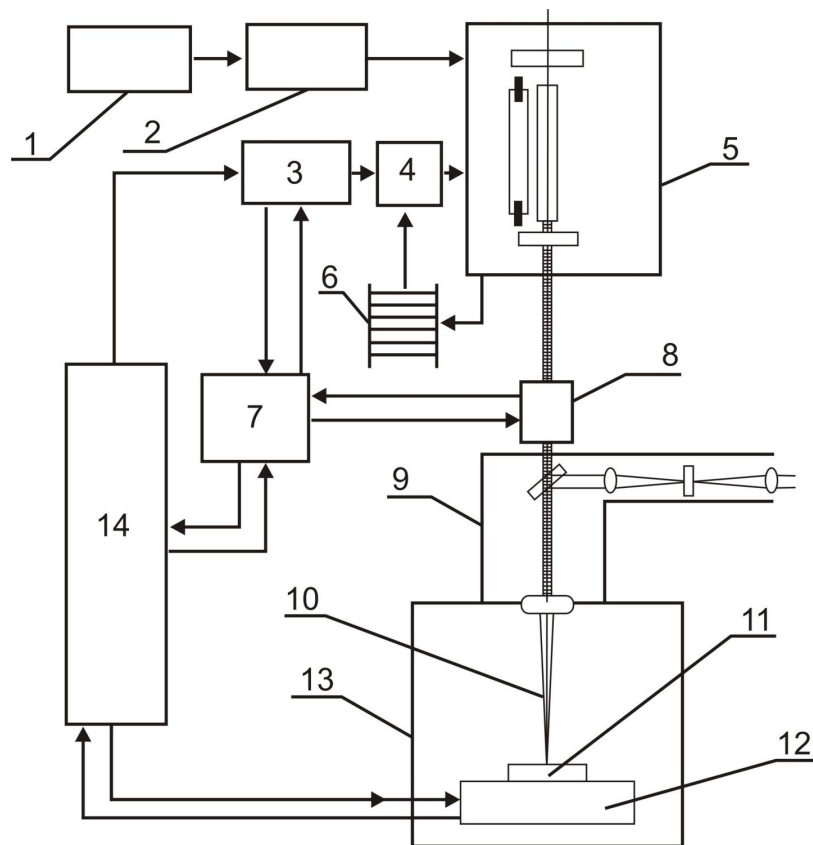


Рис. 5. Блок-схема лазерної технологічної установки з твердотільним лазером та реакційною вакуумкамерою: 1 – зарядний пристрій; 2 – ємнісний накопичувач; 3 – система управління та контролю; 4 – блок підпалу; 5 – лазерна головка; 6 – система охолодження; 7 – система стабілізації енергії випромінювання; 8 – датчик енергії випромінювання з підналагодженням променів; 9 – оптична система з фокусуванням променів; 10 – сфокусований промінь; 11 – підкладка (деталь, зразок); 12 – координатно-механічна система управління підкладкою; 13 – реакційно-вакуумна камера; 14 – система програмного управління і контролю за технологічним режимом.

слідуючому: поверхню досліджуваного твердого зразка піддають впливу лазерного імпульсу із густиною потужності 1000^3 Вт/см², в результаті чого утворюється твердий аерозоль, який транспортується потоком газу (Ag, He) у індуктивну зв'язану плазму [46,47]. Поелементне фракціонування є сумою взаємодій усіх дискримінаційних ефектів, що виникають у процесі абляції проби, транспорту аерозоля, а також його атомізації і йонізації у індуктивно-зв'язаній плазмі. Процеси, що проходять при відборі проби методом (ЛІА), а також механізм утворення аерозоля до сих пір залишаються не докінця зрозумілими. Автори робіт виділяють п'ять основних механізмів аерозолю при (ЛІА), також варто відмітити роботу у якій описується принципові зміни процесів при переході до фемтосекундним лазерним імпульсам[48,49].

Суттєвий вплив на (ЛІА) і результати аналізу вказують параметри лазерного пробовідбору – довжина хвилі лазера, продовжуваність імпульса, густина потужності лазера, потік газу, характер і швидкість потоку транспортуючого газу. Серія височастотних лазерних імпульсів забезпечує представництво пробовідбору зразка, а найбільш важливим обмеженням застосування мас-спектрометрії із індуктивнозв'язаною плазмою в

узгодженістю із лазерною абляцією, рахується елементне фракціонування, під котрим зазвичай розуміють зміну коефіцієнтів відносної чутливості елементів при кількісному аналізі.

На рис. 5 представлена розроблена, випробована схема лазерної технологічної установки, яка у складі із робото-технологічним комплексом працює по нанесенню покриттів, легуванню поверхневих шарів підкладки різноманітними матеріалами та планується впроваджуватися по збагаченню трансуранових елементів (в тому числі U238) за допомогою твердотільних лазерів у реакційній вакуумній камері [49]. За допомогою лазерного випромінювання можна здійснювати розділення молекул із різним ізотопним складом. Ця можливість пов'язана із залежністю частоти коливань атомів, що складає молекулу від маси атомів.

Монохроматичність і висока потужність лазерного випромінювання дозволяють вибірково збуджувати на переддисоціаційний рівень молекули тільки одного ізотопного складу і отримувати в продуктах дисоціації хімічні з'єднання моноізотопічного складу або сам ізотоп. Так як число дисоційованих молекул даного ізотопного складу дорівнює числу поглинутих квантів, то ефективність методу у порівнянні з іншими методами ізотопів

розділення може бути високою [43].

Якщо розглянути хімію резонансно-збуджених молекул, то під дією монохроматичного лазерного випромінювання можливий селективний вплив на хімічні зв'язки молекул, що дозволяє вибірково вмішуватися у хімічні реакції синтезу, дисоціації і процеси каталізу. Багато хімічних реакцій зводяться до руйнування одних хімічних зв'язків в молекулах і створенню інших. Зв'язки між атомами обумовлюють коливальні спектри молекули. Частоти ліній цих спектрів залежать від енергії зв'язку і маси атомів. Під дією монохроматичного випромінювання резонансної частоти окремі зв'язки можуть бути «розгойдані», легко можуть бути зруйновані і замінені іншими. Тому коливально-збуджені молекули опиняються хімічно більш активними [24,23].

Промисловістю випущено ряд типових лазерних технологічних установок довільного призначення із лазерами на склі з неодимом, алюмо-ітрієвому гранаті, вуглекислому газі і на інших активних середовищах.

Подальший розвиток лазерних технологій пов'язано із зростанням потужностей лазерів та забезпеченням більш високої точності, якості і спроможності обробки матеріалів, а також розробка ефективних методів управління параметрами випромінювання, покращенням рівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по перерізу пучка променя, підвищення стабільності вихідних параметрів лазерів, а також вивченню фізико-хімічних явищ, процесів взаємодії лазерного випромінювання із матеріалами на довільних режимах їх застосування, у різних середовищах, взаємодії лазерного випромінювання із домішками та спотворення решіток матеріалів, яке пов'язане з кристалізацією, текстуроутворенням та досконалістю покриттів.

Розглянемо коротко дію лазерного випромінювання на речовини довільного складу на основі теорії компенсаційного ізоморфізму [49,50].

Висока потужність лазерного випромінювання у сполученні з високою направленістю і концентрованістю дозволяє отримати зфокусовані світлові потоки величезної інтенсивності, особливо за допомогою твердотільних лазерів, на склі з домішками Nd з довжиною хвиль випромінювання $\lambda = 0,5-1,06$ мкм та газових – CO₂ – лазерах з $\lambda = 10,6-8,0$ мкм.

У табл. 1 при дії лазерів на метали, наприклад імпульсів неодимового лазера, тривалістю декілька мс із густиною потоку $10^6 - 10^8$ вт/см². Метал у зоні випромінювання руйнується і на поверхні підкладки виникає характерний кратер, а поблизу поверхні підкладки спостерігається яскравий спалах плазмового факелу, що уявляє собою рухаючі пари нагрітого йонізованого лазерного випромінювання [49].

Випаровування проходить з поверхні тонкого шару зрідженого металу, нагрітого до температури у декілька тис. градусів, такий процес називають розвинутим випаровуванням. Тиск у парі визначається силою віддачі пари у випадку сформованої газодинамічної течії від підкладки і складає 1/2 тиску насиченого пару при температурі поверхні [17,20].

Отже, зріджений шар є перегрітим і стає метастабільним. Це дозволяє нам досліджувати умови граничного перегріву металів при досягненні яких проходить швидкоплинне об'ємне закипання рідини критичної температури та стрибкоподібне зменшення електропровідності, він набуває властивостей діелектрика (надпровідника для неметалів та напівпровідникових матеріалів) [47,48].

При цьому спостерігається зменшення коефіцієнту відбиття світла, а при випромінюванні практично всіх твердих підкладок мілісекундними імпульсами, густиною потоку $\sim 10^7-10^9$ вт/см², у потоку парів утворюється плазма, температура якої $\sim 10^4-10^5$ К.

Таким методом можливе отримання значної кількості хімічно чистої густої низькотемпературної плазми для різного роду технологічних процесів (магнітних уловлювачів, плазмотронів, газових осаджень і т.д.), при цьому енергія використовується на нагрівання плазми, руху фронту руйнування та йонізацію у глибину підкладки, утворення багатозарядних йонів

Перечислені ефекти не вичерпують усіх фізично досліджених явищ, обумовлених дією лазерного випромінювання на речовини. Так, наприклад, прозорі діелектрики руйнуються під дією лазерного випромінювання; при опромінюванні деяких феромагнітних плівок спостерігається локальні зміни їх магнітного стану, що використовується при швидкодіючих перемикаючих пристроях і елементів пам'яті ЕВМ.

При фокусуванні лазерного випромінювання

Таблиця 1.

Залежність інтенсивності випромінювання від активності середовища

Лазер	Продовжуваність імпульсу, С	Енергія імпульсу, Дж	Потужність, Вт	max густина потоку випромінювання, вт/см ²
CO ₂	Неперервний	-	10 ³	до 10 ⁷
Nd+скло	10 ⁻³	10 ⁴	10 ⁷	10 ⁷ -10 ¹¹
CO ₂	6·10 ⁻⁸	3·10 ²	5·10 ¹⁰	10 ¹³
Nd+скло	10 ⁻⁹	3·10 ²	3·10 ¹¹	10 ¹⁶
Nd+скло	0,3·10 ⁻¹¹	10-20	10 ¹³	10 ¹⁵ -10 ¹⁶

всередині рідини, має місце так званий світогідралічний ефект, що дозволяє створювати в рідині високі імпульсні тиски [25].

При густинах потоків випромінювання – 10^{22} Вт/см² можливе прискорення електронів до релятивістських енергій, що пов'язане із цілим рядом нових ефектів, наприклад породження електронно-позитронних пар. У тих областях де кварки зв'язані слабо, відповідні процеси вдається розрахувати у рамках квантової хромодинаміки. Прикладом такої розрахованої реакції служить передбачення анігіляції електрон-позитронної пари, кварк-антикварк, при високих енергіях [49].

Як показує квантова електродинаміка, кожен електрон оточений хмарою віртуальних частинок – фотонів і електрон-позитронних пар, із-за електростатичної взаємодії між зарядами, така хмарка частково екранує «голий» заряд реального електрону. Експериментально спостережувальний електричний заряд уявляє собою різницю між «голим» зарядом і екрануючим зарядом віртуальних позитронів, при цьому електрично нейтральні віртуальні фотони не впливають на величину заряду реального електрону.

У публікаціях [34,39]. висвітлюється технологічний комплекс для лазерного розділення ізотопів вуглецю, однак, там не без центрифуг і при цьому, що для даних ізотопів добре склалися як природні, так і технічні умови використання. При цьому основну роль складає оцінка вартості збагачення, які можуть відрізнитися на порядок, порівняння можуть складатися із діючими центрифугами та проблемами із масштабуванням процесів

Основне технологічне застосування лазерних променів, їх класифікація, збагачення і розділення ізотопів та трансуранових елементів описано в роботі [49,39].

2.3. Співвідношення каскадної теорії і експерименту в процесах йонної імплантації

При використанні каскадної теорії необхідно чітко розрізнити усереднене розподілення по глибині енергії, виділеної у пружних зіткненнях $v(E,x)$, яке визначається числом каскадів і розмежування зміщень у індивідуальних каскадах, що створюються окремими йонами при йонній імплантації.

Просторове розподілення порушень всередині окремого каскаду може бути отримано тільки моделюванням на ЕВМ методом Монте-Карло. Проблема часового розвитку і затухання щільних і індивідуальних каскадів атомних зіткнень у твердих тілах успішно вирішується за допомогою методів молекулярної динаміки [30,32].

Моделювання показує, що початкова кінетична енергія йону і ПВА розподіляється через зіткнення з атомами мішені за $-1/10^a$ с ($a = 13$). Складаючи каскадну область із високою густиною, у більшості своїй, нестабільних дефектів, напротязі цієї «зіткнутої фази», середня кінетична енергія атомів у каскаді суттєво перевищує їх потенціальну енергію. У подальшому, частина дефектів ліквідується

шляхом спонтанної рекомбінації вакансій міжвузельних атомів, цей ефект виражений у металів, так як для них характерний об'єм для спонтанної рекомбінації може перевищувати 100 атомних об'ємів [33].

В результаті атомних зіткнень поблизу траєкторії йона частина атомів мішені виштовхується на периферію і утворюється ядро збагачене вакансіями, навкруг якого формується зовнішня оболонка із міжвузельних атомів. Ці області називають збідненою або збагаченою зонами; відповідно, збіднені зони спостерігаються безпосередньо методами автоемісійною і електронною мікроскопією [30,32].

За допомогою методу оберненого резерфордовського розсіяння в узгодженні із каналюванням частинок встановлено, що при бомбардуванні, наприклад, кремнію важкими йонами число зміщень, досліджених експериментально, суттєво перевищує значення їх N , розраховане в рамках лінійної каскадної теорії. Навіть для опромінення кристалів при кімнатній температурі, коли ефективно йде відпал дефектів. Наприклад, для йонів Sb із $E = 40$ кЕв; $N_d = 3000$, при більш високих температурах рекомбінація і перебудова дефектів, анігіляція їх на витоках можуть значно зменшити величину N_d . При збільшенні дози опромінення такі області перекриваються і утворюється суцільний аморфний шар [33].

Дещо інша точка зору на утворення аморфних зон, що створюються окремими йонами, обговорюється в інших роботах, пропонується, що висока локальна густина дефектів у індивідуальних піках, автоматично призводить до колапсування зони в аморфний стан, при якому не рекристалізується при послідовчій міграції дефектів і перебудові атомів [50].

При низьких дозах випромінювання легкими у порівнянні з атомами мішені йонами, в основному, генеруються точкові дефекти; ефективним методом для їх обстеження являється метод ЕПР-електронного парамагнітного резонансу. При більш високих дозах виникають складні дефекти і аморфні стани (зони), які поступово перекриваються і утворюють накінець суцільний аморфний спектр. Важкі йони вже при низьких дозах створюють складні дефекти (кластери).

Імплантуємі йони, як і високоенергетичні атоми віддачі, при певних умовах складать розвітлені каскади. Така ситуація характерна для середніх мас, близьких до маси атомів кремнію (наприклад, Al, P, Ar, Si) [33,23].

Загальна схема зфокусованого пучка важких йонів низьких енергій в пристроях показано на рис. 6. На цій схемі показані основні принципи створення зфокусованого пучка, аналогічні системі фокусування електронних пучків, при цьому основною відмінністю є застосування пучка галія (Ga) замість електронного пучка. Йонний пучок створюється за допомогою рідкометалічного джерела (LMIS), де прикладання високого електричного поля викликає емісію додатньо заряджених йонів із

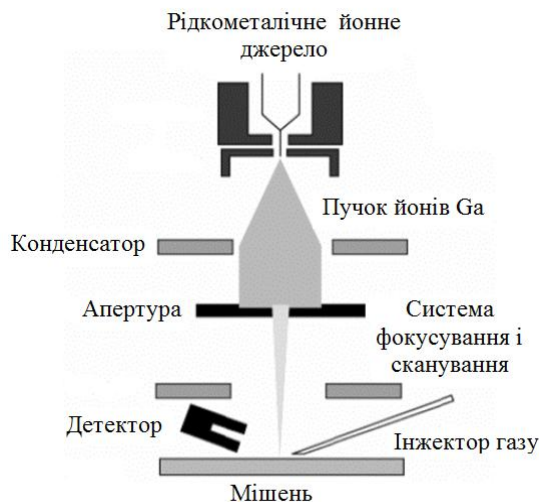


Рис. 6. Схема формування зфокусованого пучка важких йонів низьких енергій в пристроях FIB.



Рис. 7. Схема формування зфокусованого пучка легких іонів середніх енергій у ядерному скануючому мікрозонді для цілей технології P-beam writing.

конічного електроду рідкого галлія [6].

Набір апертур використовується для того, щоб вибрати необхідний струм пучка і забезпечити необхідний розмір зфокусованого променя. Типічна енергія променя від 30 до 50 кеВ; найкраще вирішення, яке може бути отримане, оцінюється величиною 5 – 7 нм. Промінь сканується по зразку, який встановлений у вакуумній камері із тиском на рівні 10 Мбар. У процесі зіткнення із поверхнею зразка емітуються електрони і розсіяні атомарні і молекулярні утворення. Детектування вторинних електронів дозволяє отримати зображення поверхні зразка при растровому скануванні [7].

Більш повне описання принципів роботи і застосувань можна знайти в роботах [47,50], як і у випадку пристрою електронно-променевої літографії спеціалізований скануючий мікрозонд, призначений для цілей йонно-променевої літографії складається із йонної пушки, зондоформуючої системи і мішені камери рис. 7. В ній у якості йонної пушки виступає

електростатичний прискорювач із аналізуючим магнітом на виході із якого створюється промінь прискорених легких іонів (H, He) до енергій декількох МеВ.

Далі проходить його формування за допомогою системи об'єктного і кутового коліматорів.

У наш час найкращі результати отримані на установці Центру Йонно-пучкових досліджень Національного Університету Сінгапура, у якості прискорювача застосовується електростатичний прискорювач Singletron, голандської компанії NVEE [48] із максимальним напруженням на кондукторі 3,5 Мв, який забезпечує високу монохроматичність пучка $\Delta E/E = 10^3$, ($\alpha = -5$) і густину в межах 70 mA / (мкм²рад² МеВ).

Фокусуєча система складається із триплету магнітних квадрупольних лінз із коефіцієнтами зменшення 228x60 і має довжину 7 м (від об'єктного коліматора до мішені). Сканування пучка здійснюється феромагнітною скануючою системою,

яка забезпечує растр сканування $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$ із частотою до 10 кГц [6].

Метрологічні аспекти оприділення розмірів пучка на мішені у пристроях, де використовуються зфокусовані електронні пучки достатньо якісно відпрацьовані. У зв'язку з тим, що вихід вторинних електронів при взаємодії легких йонів із речовиною значно нижче та існує принципова відмінність їх проходження всередині самої речовини, у порівнянні з електронами. Тому в наш час дуже гостро стоїть проблема розробки стандартів по визначенню розмірів пучка $< 30 \text{ нм}$.

Проведені теоретичні і експериментальні дослідження вцілому підтверджують обґрунтованість (прийнятого у літературі) розділення йонів по масам, враховуючого ефективність дефектоутворення при йонній імплантації – легких, середніх, важких мас. Картина явищ, що пов'язані із процесом накопичення дефектів і аморфізації при імплантації важких йонів дещо простіша. Залежність степені інтегральної пошкодженості від дози підчиняється, як правило, лінійному закону, майже до суцільної аморфізації [50].

Необхідною умовою аморфізації вибраної області кристалів по довільному із перелічених механізмів являється просторове розділення в цій області вакансій і міжвузлових атомів. Це оцінюється так званим енергетичним критерієм аморфізації. Згідно цьому аморфізація локального об'єму кристалу проходить при виділенні у ньому певної енергії у пружних зіткненнях [7,49,50].

Багаточисельні експериментальні дані, в тому числі і отриманні із безпосередніх спостережень, межа розділу кристал-аморфний шар свідчить про те, що перехід в аморфний стан є стрибкоподібним, фазовим переходом першого роду [50].

Дислокаційні петлі і лінії утворюються, або в результаті агломерації простих дефектів, або під дією механічних напружень, що виникають навкруг неототожнених радіаційних дефектів. При групуванні вакансій або міжвузлових атомів вздовж кристалографічних площин утворюються площинні (протяжні) включення, які при накопиченні дислокацій або міжвузлових атомів, або ростуть, або насичуються примісними атомами; таким чином площинні включення і дислокаційні петлі сприяють геттеруванню атомів. Геттеруючі властивості для домішок і простих дефектів забезпечуються напруженнями, що створюються дислокаціями, протяжними дефектами, виділеннями інших фаз (силіцидів перехідних металів) і ін. [46,47,48].

III. Аналіз сучасних проблем фізико-технічної обробки і наукового матеріалознавства

При дослідженні енергій йонізованих електронів було виявлено, що вони не завжди дорівнюють найменшій енергії, яка необхідна для покидання атома. Природа цього ефекту, що отримав назву

надпорогової йонізації, також продовжує активно дискутуватися.

Слідє відмітити, що вивчення явищ багатифотонної йонізації привело до виникнення цілого напрямлення у фізиці: фізики багатифотонних процесів при взаємодії лазерного випромінювання із речовинами [1,9,47,48].

При аналізі досліджень виявилось, що нарівні із відривом одного електрону у лазерному полі від атома можуть відриватися одночасно декілька електронів, внаслідок цього утворюються багатозарядні йони. Вперше це явище спостерігалось І.П. Запісочним і В.В. Сураном на атомах лужноземельних елементів, цей факт не був дивним, якщо б не одна обставина – ймовірність відриву декількох електронів досить велика і іноді порівняна із ймовірністю відриву одного електрону, що пояснюється аномальними ефектами [11,16].

Багатифотонна йонізація атомів продовжує активно вивчатися і тепер, як експериментально, так і теоретично, тому представляється передчасним аналізувати тут інші, хоча і вельми цікаві особливості цих явищ. Тим не менш необхідно називати деякі факти, що дослідженні порівняно недавно і які ще не отримали повного наукового обґрунтування [10,11,46].

Створення потужних джерел когерентного монохроматичного випромінювання - лазерів послужило поштовхом до вивчення фізико-хімічних явищ, що виникають при взаємодії потужного світлового променя із атомами. Ілюстрацією можуть служити такі явища, як багатифотонні збудження, йонізація, тунельний ефект, кратність випромінювання при модифікуванні, абляція при аналізі з йонізацією у індуктивно-зв'язаній плазмі, газова дифузія і газове центрифугування, а також у новій технології збагачення урану і розділенні трансуранових ізотопів шляхом лазерного збудження [7,49].

Поглиблюю вихою багатьох досліджень у майбутньому буде належати пересіченню понять квантової електродинаміки і хромодинаміки, вивченню фейнмановських діаграм та перерізів реакцій збудження, народження віртуальних частинок (пар мюонів, кварк-антикварк, колірних моделей адронів, мюонів, Y -мезонних розпадів), явищ «конфайнменту» та деяким фазовим переходам 2,5 роду [49,50]. Далі буде поширюватися вивчення понять про ізотопічну інваріантність, ізотопічні методи розділення елементів та збагачення трансуранових елементів.

Отримають подальший розвиток, викликані останнім часом проявленні інтереси дослідників до субмікро- і наноструктурних і квазіструктурних станів, які викликані існуючим в таких структурах унікальним співвідношенням міцнісних та пластичних властивостей, в т.ч. напівпровідних і надпровідних. Використання високих та надвисоких тисків для реалізації великих пластичних деформацій, внаслідок яких розміри структурних елементів суттєво зменшуються, є актуальним напрямком досліджень, вони також пов'язані з

атомними перетвореннями і зміною властивостей твердих тіл [44,49].

Подальші дослідження процесів термоядерного синтезу лазерного випромінювання надасть основу вивченню теорії переносу енергії у між'ядерних силах і системах, продовжить теорії розпочаті дослідниками (М.Гелл-Маном, Цвейгом, Б.Ріхтером, С.Тінгом, Л.Лейдерманом) по відкриттю нових особливостей частинок (Ψ - мезонів, u , d , s , c - кварків), яким надають поняття – дивність, чарівний, красивий, верхній, нижній, із різними значеннями квантових чисел [2].

Приабливім із точки зору квантової електроніки

є застосування когерентного антистоксового розсіювання світла для локального дослідження концентрації і типу газів у металах. Нелінійної залежності величини сигналу КАРС від інтенсивності накачки, що при сильному фокусуванні більшої частини розсіяного випромінювання генерується фокальною областю малих розмірів, дозволяє проводити діагностику газових домішок у металах або потоків із високим просторовим вирішенням [2,49].

- [1] N.B. Delone, V.P. Krajnov. *Osnovi nelinejnoj optiki atomnyh gazov* (Nauka, Moskva, 1986).
- [2] Rapport L.P., Zon B.A., Manakov N.L. *Teorija mnogofotonnyh processov v atomah rgoizdat* (Moskva, 1978).
- [3] Balykin V.I., Letokov V.S., Minogin V.G. *Ohlazhdenie atomov pod davleniem lazernogo izluchenija*, *Uspehi fiz.nauk*, t.147 (1985).
- [4] Delone N.B., Zon B.A., Fedorov M.V. *Poljarizacija jader pri rezonansnoj ionizacii atomov*, *Zhurnal jeksperim.i teoret. fiziki* t.76 (1979).
- [5] Zon.B.A., Karpetsin F.F. *Uskorenie raspada jadra 235 mU v pole lazernogo izluchenija*, *Tam zhe* T.96 (1990).
- [6] Delone N.B. *Mnogofotonnye processy*, *Sorososkij Obrazovatel'nyj Zhurnal*, (1996).
- [7] Rajzer Ju.P. *Proboj i nagrevanie gazov pod dejstviem lazernogo lucha*, *Uspehi fizicheskikh nauk*, T. 87 (1965).
- [8] Basov N.G. [i dr.], *Lazery v himii, Priroda*, №5 (1973).
- [9] Zavojko O.S. *Doslidzhennja poverhni zmichenoi elektroiskrovim leguvannjam ta piddanoi obrobci promenevimi potokami koncentrovanih dzherel energii*, *Fizika i himija tverdogo tila*, №2, T.15 (2014).
- [10] Zavojko O.S. *Fizika i himija tverdogo tila*, 15(3) (2014).
- [11] Kuklin, N.G. *Detali mashin / N.G. Kuklin, G.S. Kuklina, V.K. Zhitkov, Vissh. shkola*, (2008).
- [12] Kostromin, S.V. *Lazernoe legirovanie sredneuglerodistoj konstrukcionnoj stali s ispol'zovaniem nanoporoshkovykh obmazok / S.V. Kostromin, E.S. Beljaev, Avtomatizacija i energozberezhenie mashinostroitel'nogo i metallurgicheskogo proizvodstv,tehnologija i nadezhnost' mashin.priborov i oborudovaniya: materialy 8-j Mezhdunarodnoj nauchno-tehnicheskoi konferencii, Izd-vo GTU, Vologda* (2013).
- [13] Kostromin, S.V. *Vlijanie ishodnoj struktury stali na nesushhuju sposobnost' poverhnostnyh sloev posle lazernoj obrabotki*, *Sovremennye napravlenija teoreticheskikh i prikladnih issledovanij*, sb. nauchnih trudov SWorld, Vyp.1, T.6, Odessa (2013).
- [14] Prjanichnikov, V.A. *Razrabotka i vnedrenie vysokoprochnoj teplostojkoj stali dlja azotiruemyh i cementuemyh vysokonagruzhennyh detalej mashin,diss. ... kand. tehn. nauk*, Novgorod (2009).
- [15] Zavojko O.S. *Doslidzhennja poverhni zmichenoi elektroiskrovim leguvannjam ta piddanoi promenevimi potokami koncentrovanih dzherel energii.*, *Fizika i himija tverdogo tila*, T.15, №2 (2014).
- [16] D'juli U. *Lazernaja tehnologija i analiz materialov*, Mir, Moskva (1986).
- [17] *Materialovedenie: Uchebnik dlja vuzov / B.N. Arzamasov, V.I. Makarova, G.G. Muhin i dr. (Izdatel'stvo MGTU im. Baumana, Moskva* (2001).
- [18] Redi Dzh. *Promyshlennye primenenija lazerov*, Per. s angl. (Mir, Moskva, 1981).
- [19] *Tehnologicheskie lazery: Spravochnik v 2 t. T 1: Raschet, proektirovanie i jekspluatacija*, Mashinostroenie, Moskva (1991).
- [20] *Tehnologicheskie lazery: Spravochnik v 2 t. T 2: Sistemy avtomatizacii.Opticheskie sistemy*, Mashinostroenie, Moskva (1991).
- [21] *Lazernaja i jelektronno-luchevaja obrabotka materialov*, Spravochnik, Mashinostroenie, Moskva, (1989).
- [22] Kovalenko B.C. *Lazernaja tehnologija: Uchebnik*. Kiev: Vysshaja shkola. Golovnoe izdatel'stvo (1989).
- [23] Kovalenko B.C., Verhoturov A.D., Golovko L.F., Podchernjaeva I-A. *Lazernoe i jelektroroerzionnoe uprochnenie materialov*, Nauka, Moskva (1986).
- [24] *Promyshlennoe primenenie lazerov*, Pod red. G. Kebnera. Per. s angl., A.L. Smirnova, Mashinostroenie, Moskva(1988).
- [25] Vinogradov B.A., Gavrilenko V.N., Libenson M.N. *Teoreticheskie osnovy vozdejstvija lazernogo izluchenija na materialy*, Uchebn. posobie dlja vuzov, Blagoveshhensk, (1993).
- [26] Andrijahin V.M. *Processy lazernoj svarki i termoobrabotki*, Nauka, M. (1988).
- [27] Zuev I.V. *Obrabotka materialov koncentrirovannymi potokami jenerгии*, Izdatel'stvo MEI, Moskva (1988).
- [28] Rahmanov B.N., Chistov E.D. *Bezopasnost' pri jekspluatcii lazernyh ustanovok*, Mashinostroenie, Moskva (1981).
- [29] Vedenov A.A., Gladush G.G. *Fizicheskie processy pri lazernoj obrabotke materialov*, Jenergoatomizdat, Moskva (1985).

- [30] Svarka. Reзка. Kontrol': Spravochnik. V 2 t. Pod obshh. red. N.P. Aleshina, G.G. Chernysheva, Mashinostroenie, T. 2, Moskva (1982).
- [31] Komp'yuternoe proektirovanie i podgotovka proizvodstva svarynykh konstrukcij, Uchebnoe posobie dlja vuzov, Izd. MG TU im. Bauman (2002).
- [32] Erofeev V.A. Prognozirovanie kachestva jelektronno-luchevoj i lazernoj svarki na osnove komp'yuternogo modelirovanija, Tul'skij GU, Tula (2002).
- [33] Gureev D.M., Jamshhikov S.V. Osnovy fiziki lazerov i lazernoj obrabotki materialov, Uchebn. posobie, Izdatel'stvo «Samar'skij Universitet», Samara (2001).
- [34] Vinokurov V.A., Grigor'janc A.G. Teorija svarochnykh deformacij i naprjazhenij, Izd. Mashinostroenie (1984).
- [35] Moshhnye gazozrazjadnye SO 2 -lazery i ih primenenie v tehnologii, Izd. Mashinostroenie, Moskva (1984).
- [36] Grigor'janc A.G. Osnovy lazernoj obrabotki materialov, Izd. Mashinostroenie, (1989).
- [37] Vinogradov B.A., Kostjukov N.S., Haricheva D.L. Germetichnye metallokeramicheskie soedinenija, Nauka (2004).
- [38] Vejko V.P., Metev S.M. Lazernye tehnologii v mikrojelektronike, Izd. Bolgarskoj AN, Sofija (1991).
- [39] Avraamov Ju.S., Shiganov I.N., Shljapin A.D. Svarka i modifikacija poverhnosti metallicheskih kompozicionnykh materialov, GINFO (2002).
- [40] Lazernaja tehnika i tehnologija. V 7 kn. Kn. 1. L17 // Fizicheskie osnovy tehnologicheskikh lazerov, Uchebn. posobie dlja vuzov, Izd. Vysshaja shkola, Moskva (1987).
- [41] Lazernaja tehnika i tehnologija. V 7 kn. Kn. 2 L17. Inzhenernye osnovy sozdanija tehnologicheskikh lazerov: Uchebn. posobie dlja vuzov, Izd. Vysshaja shkola (1988).
- [42] Lazernaja tehnika i tehnologija. V 7 kn. Kn. 3. L17. Metody poverhnostnoj lazernoj obrabotki: Uchebn. posobie dlja vuzov, Izd. Vysshaja shkola, Moskva (1987).
- [43] Lazernaja tehnika i tehnologija. V 7 kn. Kn. 4. L17. Lazernaja obrabotka nemetallicheskih materialov: Uchebn. posobie dlja vuzov, Izd. Vysshaja shkola, Moskva (1987).
- [44] Lazernaja tehnika i tehnologija. V 7 kn. Kn. 5. L17. Lazernaja svarka metallov, Uchebn. posobie dlja vuzov, Vysshaja shkola, Moskva (1988).
- [45] Zavoiko O.S. Doslidzhennja lazernogo zmicnennja kolinchatih valiv ta mehanotermichnoï obrobki pri rujnuvanni na vtomu ta znos, Fizika i himija tverdogo tila, T.15.№4 (2014).
- [46] Reyntiens S., Puers R.A review of focused ion beam applications in microsystems technology, Micromeeh. Microend (2001).
- [47] Mous D.J.W., Haitisma R.G., Butz T. et al. The novel ultrastable HVEE 3,5 Mv singletron accelerator for nanoprobe application, Nucl. Instr. and Meth, Vol. B (1997).
- [48] Zavoiko O.S. Teorija mizhatomnih peretvoren' pokrittiv, metaliv i splaviv fizichnogo materialoznavstva. T.3., «Ruta», Chernivci (2009).
- [49] Zavoiko O.S. Teoretichne materialoznavstvo v teorijah mizhatomnih peretvoren' pokrittiv metaliv, splaviv, T.4, «Ruta», Chernivci (2012).

A.S. Zavoiko

Dynamics of Properties of Laser Beams for Surface Hardening of Metals and Enrichment of Uranium and Transuranic Elements (*Review*)

Chernivtsi Department of National Technical University "KPI" Chernivtsi, Ukraine

In this article considered consequence scientific achievement in laser technology which carry out in last time, and actual in development electron treat equipment material analysis basic position warmth model evaporation and condensation film, sphere be form.

Discuss and analysis problem pass wave interaction and absorb energetic impuls situation, powerful condition on emission characteristics concentration source in they manyfoton ionisation and complex connection for the technology regim, and kreterial laser obtaind. This problem developed practical making gas, solution dipping with obtaind new composite tipe will continue of protective coating based on metals with new mechanical and physical-chemical process of need in laser technology.

Keywords: research experymental laser, condensation film, technology emission, efect manyfoton ionization.