ДИНАМІКА ЙОННОЇ ЕМІСІЇ ПРИ РЕЗОНАНСНОМУ І НЕРЕЗОНАНСНОМУ ПОГЛИНАННІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ПЛАЗМОЮ НА ПОВЕРХНІ ТВЕРДОГО ТІЛА

І. І. Опачко, Л. Л. Шимон, Б. Я. Хом'як
Ужгородський державний університет, Україна, 294000, Ужгород, вул. Підгірна, 46
(Отримано 23 жовтня 1995)

Методом часопролітної мас–спектрометрії з роздільною здатністю в часі ~ 50 нс досліджена динаміка йонної емісії під дією випромінювання ексимерного XeCl лазера на поверхню.

Під час дії випромінювання на ґрафітову та алюмінієву мішені (масивні та плівки), для яких процес поглинання лазерного випромінювання мав нерезонансний і резонансний характер, досліджені мас–енергетичні спектри емітованих компонент. Виявлена двогорба структура йонної емісії Al^+, зумовлена резонансним характером поглинання лазерного випромінювання $\lambda = 308$ нм парою алюмінію, а також двогорба структура C_n^+, зумовлена ударними хвилями в ґрафітовій мішені при нерезонанасному поглинанні, які відповідають за утворення складних молекул C_n.

Експериментально доведена можливість спостереження в оптичному діапазоні з $\lambda = 510.6$ нм дії ексимерного лазера на поверхню за допомогою квантового підсилювача яскравості (КПЯ) на базі активного елемента лазера на парах міді з роздільною здатністю ~ 25 нс.

Ключові слова: лазерна плазма, мас–спектрометрія, квантовий підсилювач, ударні хвилі, лазерна мас–спектрометрія, йонізація.

PACS number(s): 52.50Jm; 52.25Jm; 2.80Ms

I. ВСТУП

Ранні зондові і мас–спектричні дослідження лазерної плазми, утвореної дією випромінювання помірної густини потужністю $q \geq 10^8$ Вт/см^2 на поверхню твердого тіла, свідчать, що імпульс інтеґральної йонної емісії може мати багатогорбу структуру. Швидкий пік може відповідати як поверхневим забрудненням, що легко випаровуються для випадку тугоплавкої мішені [1], так і самому матеріалу мішені. Застосування традиційних часопролітних мас–спектрометрів з електростатичними аналізаторами не дало змоги виявити динаміку утворення груп йонів у фокальній плямі (ядрі плазмового згустка), оскільки роздільна здатність у часі такого мас–спектрометра становила одиниці мікросекунд. Винятком були випадки, коли часовий інтервал між піками інтеґральної емісії становив $\leq 10^3$. Перші експерименти із застосуванням системи зондів на різних відстанях від поверхні мішені дали змогу методом апроксимування відстані зонд–мішень до розмірів фокальної плями виявити для випадку "важкої" мішені $Bi_{12}GeO_{20}$ [2], що швидкий імпульс отримується практично синхронно з лазерним, а "повільні" низькоенергетичні імпульси, що містять складні молекули з $m \approx 1500$–2900, — після закінчення лазерного імпульсу. Це дало підставу припустити, що механізм їх утворення зумовлений ударними процесами, які відбуваються під час взаємодії пари з поверхнею. На користь цього механізму свідчить наявність у плівках, напилених з компонент лазерної плазми, мікрокрапель, які спостерігали під час електронно–мікроскопічного вивчення конденсатів "на просвіт". За допомогою часопролітних мас–спектрометрів типу мас–рефлектрона [3] досліджували динаміку утворення йонів з часовою роздільною здатністю 50 нс. Перші експериментальні дослідження з застосуванням такого типу мас–спектрометрів [4] дали змогу виявити локалізацію та піковий режим емісії йонів з лазерної плазми.

Унаслідок дії на поверхню твердого тіла лазерного випромінювання наносекундної тривалості густиною потужності $q \leq 10^9$ Вт/см^2, яка є найбільш типовою для технологічних процесів і яку можна застосовувати в лазерній мас–спектрометрії, процес випаровування залежно від теплофізичних властивостей мішені можна описувати як ґазодинамічними рівняннями з неперервними рівняннями стану [5], так і рівняннями, які враховують різку межу поділу фаз [6]. У другому випадку процес випаровування можна описувати як однофазний варіант задачі Стефана [7]. У цій моделі з урахуванням екранування поверхні і радіаційного потоку лазерної плазми на алюмінієву мішень числовий розрахунок, виконаний для випромінювання неодимового лазера густиною потужності $5 \cdot 10^8$ Вт/см^2 ($\lambda = 1060$ нм), свідчить про двогорбий характер випаровування з інтервалом 100–300 нс.

Прості оцінки свідчать, що при вище згаданих густинах потужності для вуглецю реалізується режим сублімації, що дає змогу допускати одногорбий режим випаровування.

Ефект екранування і пов'язана з ним двогорбість емісії підсилюється у випадку резонансного поглинання лазерного випромінювання компонентами лазерної плазми. Такі умови можуть бути, наприклад, під час випромінювання ексимерного XeCl–лазера з довжиною хвилі $\lambda = 308$ нм, близькою до довжини хвилі переходу в атомі алюмінію $3P_{1/2}$–$3D_{3/2}$ ($\lambda = 308.2$ нм). У праці [8] описано числовий експеримент, який охоплював задачу Стефана, умови Найта, що пов'язують характеристики насиченої пари з ґазодинамічними характеристиками, задачу про кінетику атомної пари під дією випромінювання. Результатом розрахунків є двогорбий характер концентрації електронів і атомів лазерної плазми.

За допомогою перелічених вище ефектів можна з'ясувати фізику процесів під час дії лазерного випромінювання помірної густини на мішені, виявити принципові обмеження роздільної здатності часопролітної мас–спектрометрії, а також отримати додаткову інформацію про склад поверхні твердого тіла. Для вивчення процесів, які відбуваються під час дії лазерного випромінювання густиною потужності 10^7–10^{10} Вт/см^2 на поверхню, сконструйована установка, яка має:

ексимерний XeCl–лазер (енергія 0.1 Дж, $\tau = 35$ нс, $\lambda = 308$ нм) [9];

вакуумну камеру взаємодії лазерного випромінювання з поверхнею з віконцем з кварцового скла КУ2, з'єднану з дрейфовою трубкою часопролітного мас–спектрометра 3, який працював у режимі часового фокусування;

систему зондів для реєстрації йонного сигналу на різних відстанях від мішені;

систему реєстрації йонного сигналу на базі цифрового осцилографа з накопичувачем інформації;

квантовий підсилювач яскравості на базі активного елемента лазера на парах міді для спостереження з часовим розділенням ~ 25 нс за поверхнею мішені [10].

Як мішені вибрали спектрально чистий ґрафіт та алюміній (99.999%) з таких міркувань:

по-перше, вуглець і алюміній, як легкі мішені, спричинюють запізнення появи йонних пакетів щодо лазерного імпульсу на 20–30 нс [4];

по-друге, ці елементи не мають довгоживучих ізотопів (C_{13} можна нехтувати), тому в спектрограмах нема ізотропного розщеплення ліній;

по-третє, для цих матеріалів близькі критичні густини потужності, що відповідають початку інтенсивного випаровування ($q \approx 1$–$2{\cdot}10^7$ Вт/см^2);

по-четверте, під час нагрівання вуглець сублімує, а алюміній випаровується через плавлення, що дає змогу дослідити якісно різні механізми емісії;

по-п'яте, для алюмінію можливе резонансне поглинання лазерного випромінювання, крім того, виконані числові розрахунки, які передбачають двогорбий характер емісії компонент плазми з інтервалом між піками > 100 нс, який можна зареєструвати, одночасно перевіривши коректність вимірювань експериментальною апаратурою динаміки емісії.

У мас–спектрах йонної емісії з поверхні ґрафіту є молекулярні йони C_n, часові характеристики появи яких щодо лазерного імпульсу ще недостатньо вивчені.

II. ОСОБЛИВОСТІ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Створений експериментальний комплекс (рис. 1) дає змогу досліджувати основні параметри емісії йонів і нейтральних компонент під дією лазерного випромінювання на поверхню в діапазоні густин потужності 10^7–10^{10} Вт/см^2. Як мішені застосовували масивні зразки з ґрафіту й алюмінію (опромінювали з фронтального боку), а також їхні плівки товщиною 0.3–2.0 мкм, напилені на кварцову підкладку (опромінювання могли виконувати як з фронтального, так і з тильного боку). Випромінювання ексимерного XeCl–лазера ($\lambda = 308$ нм) за допомогою лінз з $f \approx 8$ см фокусували у пляму $\alpha \sim 0.2$ мм. Густину потужності на мішені регулювали зміною рівня накачування ексимерного лазера, а також уведенням послаблювальних світлофільтрів.

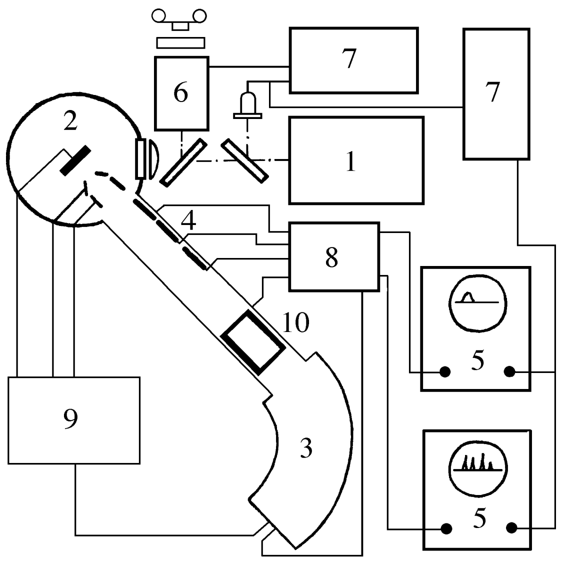

Рис. 1. Схема експериментального комплексу: 1 — ексимерний XeCl лазер; 2 — вакуумна камера взаємодії лазерного випромінювання з мішенню; 3 — часопролітний мас–спектрометр; 6 — зонди; 5 — система реєстрації йонного сигналу; 6 — квантовий підсилювач яскравості; 7 — регульована лінія затримки; 8 — блок комутації; 9 — блок живлення; 10 — пересувний електростатичний аналізатор.

Емітовані з поверхні йони, якщо потрібно, можна було прискорювати витягуючим і фокусуючим електродами (потенціал ~ 300–400 В) і направляти у дрейфову трубку часопролітного мас–спектрометра, у кінці якого був електростатичний аналізатор (селектор). Аналізатор давав змогу працювати і без прискорювального потенціалу. В аналізаторі завдяки введенню додаткових електродів поле відрізнялося від циліндричного, що дало змогу працювати в режимі часового фокусування з роздільною здатністю $M/\Delta M \approx 500$ при відносній енергетичній смузі пропускання $\Delta E/E \sim 0.1$.

КПЯ являв собою активний елемент лазера на парах міді з довжиною активного середовища $l = 70$ см і діаметром розрядного каналу $\oslash = 2$ см, який працював у саморозігрітому режимі з частотою повторення імпульсів $f = 8$ кГц на $\lambda = 510.6$ нм. Нагрівальний ексимерний лазер працював у режимі однократних імпульсів. Під час оптичних вимірювань попередньо нагрітий КПЯ короткочасно переводили в режим однократних імпульсів і синхронізували з запуском XeCl–лазера через регульовану лінію затримки. Таким чином з часовою роздільною здатністю 20–25 нс (тривалість інверсії в КПЯ) на фотоплівку могло фіксуватися зображення фокальної області в різні моменти часу.

Біля поверхні мішені поміщали термокатод з імпульсним струмом ~ 1. А для йонізації нейтральних компонент плазми і визначення основних параметрів емісії цих компонент. У дрейфовій трубці поміщали три зонди і могли розміщувати малогабаритний пересувний електростатичний аналізатор з параболічною траєкторією ($M/\Delta M \approx 20$) для визначення параметрів плазми на різних відстанях від мішені. Роздільна здатність системи реєстрації йонного сигналу (ВЕП — підсилювач, осцилограф) $\tau \sim 50$ нс, що давало змогу реалізувати роздільну здатність мас–спектрометра і виявити можливу пікову структуру йонної емісії.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Під час опромінення з фронтального боку масивних (товщиною ~ 5 мм) ґрафітової та алюмінієвої мішеней поява C^+, C_2^+ фіксується, починаючи з густини потужності $q = 2 \cdot 10^6$ Вт/см^2, а Al^+ — при $6 \cdot 10^6$ Вт/см^2, якщо нема візуального руйнування поверхні, і впродовж 20–30 лазерних імпульсів супроводжується лазерно–стимульованою десорбцією йонів поверхневих забруднень H^+, O^+, N^+. У цьому випадку енергії емітованих йонів не перевищують значень $E \leq 10$ еВ, порівняних з роботою виходу з поверхні. Під час опромінення з тильного боку ґрафітових та алюмінієвих плівок товщиною $l_H > 0.5$ мкм поріг появи емісії удвічі вищий. Починаючи з $q \geq 5 \cdot 10^8$ Вт/см^2, біля поверхні мішені з'являється плазмовий згусток, що супроводжується світінням. Межа енергетичних спектрів імітованих йонів зсувається в область десятків–сотень електрон–вольт. Вимірювання, виконані за допомогою зондів і пересувного аналізатора виявили залежність концентрації компонент плазми від відстані $n \sim I/L^3$, що відповідає "заморожуванню" йонізаційного стану [11] на пізній стадії розльоту (для наших вимірювань $L > 10$).

Як свідчать оцінки, виконані в межах гідродинамічної моделі нагрівання і розльоту лазерної плазми при $q \approx 4 \cdot 10^9$ Вт/см^2, тиск плазми на фронті абляції [12] становить $p = (2–3) \cdot 10^4$ Бар при температурі плазмової корони $T = 0.5–0.7$ еВ. Скачок тиску спричинює в мішені ударну хвилю з ефективністю перетворення енергії лазерного випромінювання в енергію ударної хвилі $\eta \sim \lambda^{-1}$ (для $\lambda = 308$ нм $\eta \approx 10\%$). Одночасно під час швидкої зміни тиску процес випаровування може гальмуватися за рахунок реакції з боку випарованої речовини. У праці [7] випаровування алюмінію під дією випромінювання неодимового лазера $\lambda = 1060$ нм розглядали в межах однофазної задачі Стефана з ізометричним скачком і з застосуванням моделі кнудсепівського шару. Отримані розв'язки свідчать про наявність двох імпульсів емісії з поверхні з інтервалом 100–300 нс.

Цей ефект двогорбості емісії має посилюватися під час сильного резонансного поглинання випромінювання XeCl–лазера, що буває в Al плазмі [8, 13], яке спричинює ще більший додатковий протитиск плазми, а також випаровування мішені, зумовлене випромінюванням з лазерної плазми (1-й імпульс, зумовлений лазерним випромінюванням, а 2-й — радіаційним потоком з лазерної плазми).

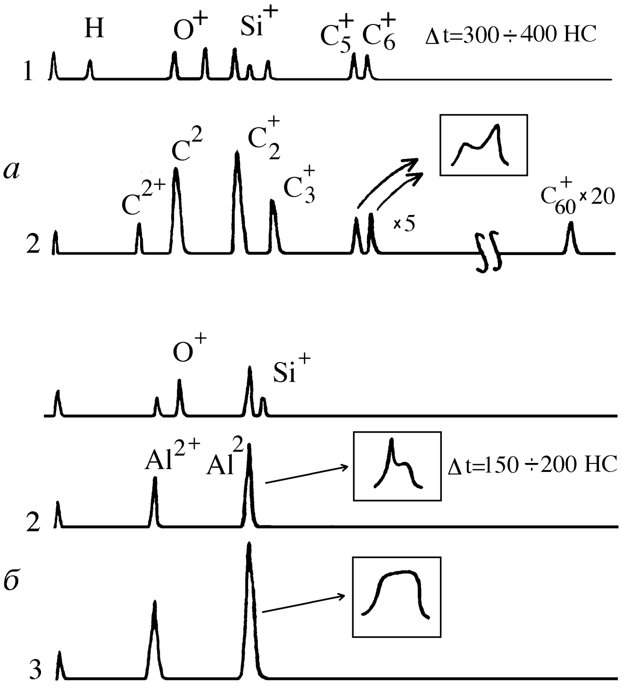

Рис. 2. Мас–спектри емітованих компонент при $q = 10^9$ Вт/см^2. а). Ґрафітова мішень: 1 — 1.5 мкм плівка, тильний бік, 2 — масивна мішень (товста плівка). б). Алюмінієва мішень: 1 — 0.5 мкм плівка, тильний бік, 2 — масивна мішень (товста плівка), 3 — масивна мішень (товста плівка), додаткова йонізація електронним пучком.

Для перевірки цієї гіпотези досліджували емісію йонів і нейтральних компонент з отриманих лазерним напиленням на кварцову підкладку алюмінієвих плівок різних товщин l_H під час їхнього опромінення як з тильного, так і з фронтального боку. Ці експерименти виконували в межах програми лазерного очищення ілюмінаторів космічних апаратів. Досліджували напилені плівки товщиною від часток (декілька десятих) до декількох значень $l_H = \sigma\tau_л \sim 10^4$ см, (l_H — глибина проникнення теплової хвилі в мішень).

Так само для порівняння з масивною мішенню застосовували ґрафітові плівки, напилені лазерним методом на підкладку з кварцового скла. Температуропровідність кварцової підкладки $\sigma_п$ на два порядки нижча, ніж плівок, і у випадку товстих плівок $d > l_H$ вони поводяться як масивні мішені (критерій "товстоти" контролювали на просвітлення опроміненої ділянки мішені). Результати вимірювань дали змогу зробити такі висновки:

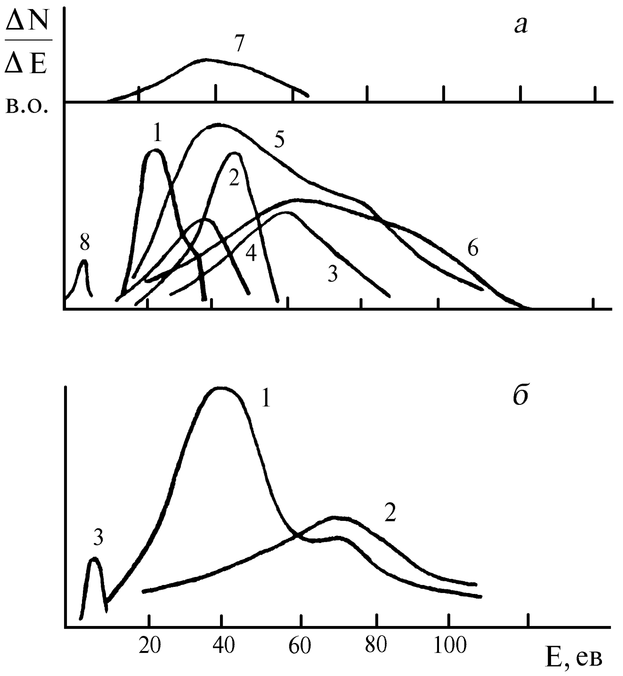

Рис. 3. Енергетичні спектри йонів при $q = 10^9$ Вт/см^2. а). Ґрафітова мішень: 1, 2, 3 — C^+, C^{2+}, C^{3+}, масивна мішень (товста плівка), 4 — C_2^+, 5, 6 — C^+, C^{2+}, ґрафіт з домішкою Al, 7 — C_5^+ і C_6^+, 8 — C^+, 1.5 мкм плівка, тильний бік. б). Алюмінієва мішень: 1 — Al^+, 2 — Al^{2+}, 3 — Al^+, 2 мкм плівка, тильний бік.

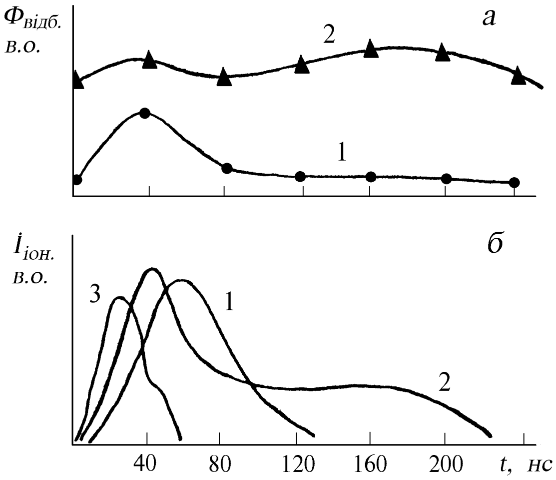

Рис. 4. Залежність відбитого в апертуру КПЯ випромінювання ($\lambda = 510.6$ нм) від часу затримки щодо до лазерного імпульсу 3 (а). Суміщені з імпульсом ґенерації 3 XeCl лазера імпульси йонного струму 1 — C^+, 2 — Al^+ (б).

1. Опромінення масивних мішеней Al і товстих Al плівок з фронтального боку при густинах потужності $2\cdot 10^8$–10^9 Вт/см^2 емісія Al^+ і нейтральних атомів має слабовиражений двогорбий у часі характер (рис. 2б, рис. 4б) (відносний ступінь йонізації другого піка в п'ять–сім разів нижчий, ніж основного, що підтверджується мас–спектром нейтральних компонент), а Al^{2+} — одногорбий, що свідчить про таке: радіаційний потік з лазерної плазми недостатній для утворення Al^{2+}. При $q > 10^9$ Вт/см^2 другий пік Al^+ на фоні інтенсивного основного піка не розрізняється.

2. При опроміненні з тильного боку товстих Al плівок $1.5l_H \leq d \leq 3l_H$ емісія йонів (тільки Al^+) і нейтралей має одногорбий характер з енергіями йонів $E_i \leq 5$–7 еВ (рис. 3б).

3. При опроміненні тонких Al плівок $d < 1.5l_H$ у мас–спектрах наявні Al^+, Si^+, O^+, H^+, емісія має одногорбий (у часі) характер з енергіями йонів 15–20 еВ (рис. 2б, крива 1).

4. При опроміненні масивної ґрафітової мішені, починаючи з $q = 2\cdot 10^6$ Вт/см^2, у мас–спектрах одночасно з'являються йони C^+, C_2^+, C_3^+ а при $q > 10^8$ Вт/см^2 реєструється йонна компонента C^+, а також молекулярні йони C_5^+–C_{10}^+, з монотонно коливним $C_n^+ (n = 5$–$10)$ спаданням амплітуди зі збільшенням n і відносно інтенсивними піками C_5^+, C_6^+ та молекулярним йоном C_{60}^+.

5. Піки C_5^+, C_6^+ мають слабо виражену двогорбу структуру з інтервалами між піками 300–400 нс (рис. 2а, крива 2). На відміну від двогорбих піків Al^+ інтенсивність другого піка C_5^+ і C_6^+ перевищує слабоінтенсивний перший пік, а додаткове збудження нейтральних компонент помітно не змінює співвідношення між піками. Роздільна здатність мас–спектрометра не дала змоги розділити в часі структуру C_{60}^+.

6. При опроміненні з тильного боку товстих $d > 1.5l_H$ плівок ґрафіту в мас–спектрах зафіксовані низькоенергетичні йони C^+, C_2^+, C_3^+ з енергіями $E \leq 7 \div 10$ еВ. Більш складні комплекси не зареєстровані в діапазоні 10^7–10^9 Вт/см^2.

7. При опроміненні тонких ґрафітових плівок $d < 1.5l_H$ зафіксовані C^+, C_2^+, C_3^+, а також C^{2+} з енергіями $E \leq 20$–70 еВ (енергія йонів пропорційна до маси) — енергетичні розподіли в шкалі швидкостей збігаються. Вихід складних комплексів C_5^+, C_6^+ у п'ять–десять разів нижчий, ніж при опроміненні з фронтального боку, а C_{60}^+ не зареєстрований (рис. 2а, крива 1).

8. При опроміненні ґрафітової мішені з домішкою ~ 10 % об'ємних Al вихід йонів C^+, C^{2+}, C_2^+ збільшується в три–п'ять разів, а вихід C_5^+, C_6^+ та C_{60}^+ — практично не змінюється, хоча двогорбий характер йонної емісії не помітний (рис. 3а, криві 5, 6).

9. Спостереження області взаємодії випромінювання за допомогою КПЯ з роздільною здатністю ~ 25 нс, синхронізованим з нагрівальним лазерним імпульсом через регульовану лінію затримки дало змогу виявити такі особливості:

для ґрафітової мішені відбивна здатність збільшується практично синхронно з нагрівальним випромінюванням (рис. 4б). У цьому випадку в області взаємодії простежуються локальні сильно відбивні неоднорідності розмірами 5–10 мкм.

для алюмінієвої мішені простежувалося монотонне збільшення коефіцієнта відбивання протягом часу 100–150 нс з наступною релаксацією до початкового стану через ~ 50 нс (рис. 4а). У цьому випадку протягом ~ 50 нс після початку нагрівання область взаємодії має неоднорідну структуру, яка нівелюється у процесі збільшення коефіцієнта відбивання.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Завдяки контрольним експериментам і застосуванню мас–спектрометричного комплексу з роздільною здатністю $R \leq 500$ виявлений двогорбий характер йонної емісії Al^+, C_5^+, C_6^+.

Двогорбість емісії Al^+ спричинена сильним радіаційним нагріванням поверхні плазмовим згустком, що відповідає за другий пік (менший від першого), ефект підсилюється внаслідок резонансного [8, 13] поглинання Al лазерного випромінювання з $\lambda = 308$ нм. Підтвердженням резонансного поглинання є збільшення виходу йонів вуглецю внаслідок домішки в мішень алюмінієвої присадки, а також різні часові залежності відбивної здатності фокальної плями для алюмінієвої та ґрафітової мішеней (рис. 4).

Відсутність структури в емісії Al^+ при опроміненні з тильного боку пояснюється тим, що внаслідок низької температуропровідності підкладки випаровується спочатку плівка по всій товщині, а далі можливий радіаційний підігрів з боку Al плазми діє тільки на підкладку, спричинюючи емісію Si^+, O^+, H^+. Це є додатковим підтвердженням коректності моделі [8, 13]. Якщо плівки товсті, то емісія спричинена нагріванням внутрішнього боку плівки (з боку підкладки), а також поширенню теплової хвилі в Al плівці (внаслідок малої температуропровідності підкладки теплова хвиля поширюється переважно в Al плівці), її проплавленню й емісії йонних і нейтральних компонент з енергіями ~ 5–7 еВ (порядку роботи виходу атома з поверхні).

При опромінюванні масивної ґрафітової мішені і товстих плівок (з фронту) простежується емісія йонів C^+, C_2^+, C_3^+ з найбільш інтенсивним C_2^+, навіть при інтенсивностях $q = 10^9$ Вт/см^2, коли в мас–спектрах є йон C_2^+, що свідчить про переважний характер випаровування ґрафіту у вигляді C_2. Це підтверджують дані залежностей тисків насичених парів C_1, C_2, C_3 від температури [14], згідно з якими енергії зв'язку в перерахунку на один атом становлять відповідно 7.2, 4.0, 2.6 еВ. Додатковим підтвердженням цього є експериментальне визначення енергії лазерної сублімації ґрафіту ~ 32 кДж/г (~ 4 еВ/Атом) [15], а також наявність значної частини C_2^+ у мас–спектрах при імпульсно–періодичному нагріванні ґрафітової мішені випромінюванням лазера на парах міді [16].

Як свідчать оцінки, згідно з моделлю [7] під час дії лазерного випромінювання на ґрафіт ізотермічний скачок у межах однофазної задачі Стефана виражений слабше, що підтверджується відсутністю двогорбої структури емісії C^+, C_2^+, C_3^+.

Очевидно, багатогорба структура емісії C_5^+, C_6^+, а також, можливо, і C_{60}^+ (роздільна здатність апаратури не дала змоги це зафіксувати) зумовлена ударними процесами, спричиненими хвилею розвантаження в мішені під дією плазми, що розширюється. Підтвердженням цього є такі факти:

двогорбість емісії C_5^+, C_6^+ з інтервалом 300–400 нс, який згідно з [4] не можна пояснити піковим характером йонної емісії;

відсутність двогорбого характеру в емісії C^+, C^{2+}, C_2^+, C_3^+;

пороговий характер виникнення двогорбості (поріг виникнення ударної хвилі) $q > 5 \cdot 10^8$ Вт/см^2;

різке зменшення емісії C_5^+, C_6^+, C_{60}^+ при опроміненні тонкої плівки як з тильного, так і з фронтального боку (ударна хвиля після випаровування плівки по всій товщині потрапляє в очищену підкладку).

При опроміненні масивних мішеней і товстих плівок з фронту $q > 10^8$ Вт/см^2 енергії нейтральних компонент ~ 10 еВ в п'ять–десять разів нижчі від йонних, що пояснюється прискоренням йонів у подвійному електричному шарі на границі згустка плазми.

V. ВИСНОВКИ

Експериментально показана можливість застосування КПЯ на базі активного елемента лазера на парах міді для спостереження за областю дії лазерного випромінювання на поверхню з розділенням у часі ~ 25 нс.

Виявлений складний механізм йонної емісії, спричинений радіаційним нагріванням мішені з боку плазмового згустка, а також ударними процесами в мішені.

Ці процеси разом з ефектами, виявленими в праці [4], реально обмежують роздільну здатність лазерного часопролітної мас–спектрометра.

Іонну емісію під дією ударних хвиль можна застостосувати як додаткове джерело інформації про міжатомні зв'язки в структурі поверхні.

[1] W. Ehler, W. I. Lindor, J. Appl. Phys. **44**, 4229 (1973).
[2] И. И. Опачко, И. П. Запесочный, О. В. Лукша, *В кн.: Струрктура и физические свойства тонких пленок* Матер. конф. (ППП Патент, Ужгород, 1977), с. 120.
[3] Б. А. Мамырин, В. И. Каратаев, Д. В. Шмикк, В. А. Загулин, ЖЭТФ **64**, 82 (1973).
[4] Н. Т. Находкин, Г. А. Зыков, В. Т. Матвеев, Укр. физ. журн. **31**, 1017 (1986).
[5] Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин, *в кн.: Физика высоких плотностей энергии* (Мир, Москва, 1974), с. 311.
[6] С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы* (Наука, Москва, 1970).
[7] В. И. Манжукин, А. А. Самохин, *Математическое моделирование* (Наука, Москва, 1987).
[8] А. П. Гаврилюк, Н. Я. Шапарев, О. Э. Якубайлик, Квантовая электроника **20**, 828 (1993).
[9] А. Н. Малинин, Л. Л. Шимон, И. И. Опачко, В. М. Добош, Б. Я. Хомяк, Квантовая электроника **21**, 1174 (1994).
[10] И. И. Опачко, Теплофизика высоких температур **5**, 1020 (1989).
[11] Я. Б. Зальдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных явлений* (Наука, Москва, 1966).
[12] Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай, *Физика мощного лазерного излучения* (Наука, Москва, 1991).
[13] А. П. Гаврилюк, Н. Я. Шапарев, ЖТФ **6**, 1 (1993).
[14] А. Н. Несмеянов. *Давление пара химических элементов* (Изд-во АН СССР, Москва, 1961).
[15] C. A. Klein, *EQEC 89*, Proc. J27 (Dresden, 1989).
[16] I. I. Opachko, L. L. Shimon, SPIE **2110**, 250 (1993).

DYNAMICS OF ION EMISSION AT RESONANT AND UNRESONANT ABSORPTION OF LASER RADIATION BY PLASMA ON THE SOLID SURFACE

I. I. Opachko, L. L. Shimon, B. Ya. Khomyak
Uzhgorod State University, 46 Drugetiv Str., Uzhgorod UA–294000, Ukraine

In the article the dynamics of the ion emission under the action of XeCl eximer laser radiation onto the surface has been studied by the time–of–flight mass–spectrometry method with the time resolution of ~ 50 ns.

While irradiating grafite and aluminium targets (both the bulk and the film ones) for which the process of laser radiation absorption was of unresonant and resonant character the mass–energy spectra of emitted components have been studied. A “two–hilled” structure of Al^+ ion emission conditioned by a resonant character of laser radiation absorption ($\lambda = 308$ nm) by aluminium vapour as well as “two–hilled” structure of C_n^+ conditioned by the shock waves in the grafite target at unresonant absorption have been revealed to be responsible for the formation of compound molecules of C_n.

The possibility to observe the action of excimer laser onto the surface in the optical range of $\lambda = 510.6$ nm with the help of quantum luminance amplifier based on the active element of Cu vapour laser with the resolution of ~ 25 ns has been proved by the experiment.

The correlation between the reflecting properties of the interaction region and the dynamics of ion emission has also been revealed.