

ОСОБЛИВОСТІ ІНТЕГРАЛЬНОЇ ЕМІСІЇ КОМПОНЕНТ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

І.І. Опачко

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54

У роботі мас-спектрометричним та зондовим методом досліджені особливості іонної емісії під дією УФ випромінювання

Ранні зондові і мас-спектрометричні дослідження лазерної плазми, створеної дією лазерного випромінювання помірної густини потужності $q > 10^9$ Вт/см² на поверхню твердого тіла показали, що імпульс інтегральної іонної 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.

Для детального дослідження динаміки емісії іонізованих та нейтральних компонент застосовувалась запропонована раніше [2] комплексна зондова та мас-спектрометрична методики визначення параметрів плазмового згустку на пізній стадії розльоту. Експериментальна установка складалась з лазера, часово-пролітного мас-спектрометра з електростатичним аналізатором, системи зондів, квантового підсилювача яскравості на базі активного елемента лазера на парах міді, системи реєстрації. Випаровування та іонізація поверхні мішені здійснювались сфокусованим випромінюванням ексимерного ХеСІ-лазера ($\lambda 308$ нм; $E = 0,25$ Дж; $\tau = 40$ нс; $q = 3 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см²). Нейтральні компоненти реєструвались методом їх іонізації електронним пучком перед зондом або входом мас-спектрометра. Таке поєднання реєструючої апаратури давало змогу до-сліджувати мас- та енергетичні спектри емітованих компонент і реконструювати форму інтегрального імпульса емісії. Нормуванням реконструйованого

імпульсу на сигнал з зонда були отримані абсолютні значення основних параметрів емісії. Як мішені застосовувались графіт, алюміній, крем-ній.

Розглянемо інтегральну емісію компонент при опроміненні алюмінієвої мішені випромінюванням густиною потужності $q = 3 \cdot 10^7$ Вт/см². На рис. 1а представлений сигнал з зонда на відстані $L = 80$ см, а також реконструйований імпульс, що відповідає ефективному показнику адиабати $\gamma = 3$ (одномірний режим випаровування). Повне співпадіння отриманого експериментально імпульса емісії іонізованих і нейтральних компонент з розрахованим в припущенні моделі локальної термодинамічної рівноваги дало змогу визначити температуру в фокальній плямі $T = 0,22$ еВ. Слід відмітити коректність обчисленої таким методом температури. Так, наприклад, для С і АІ плазми, отриманої дією неодимового лазера на поверхню, вимірні раніше методом поглиначів і зондовим методом значення температур співпадають з точністю 30% [3].

Як показали мас-спектрометричні дослідження, енергетичний спектр іонізованих АІ⁺ і нейтральних компонент знаходився в діапазоні $0,12 \div 2,8$ еВ з максимумом $E_0 = 0,54$ еВ. Вимірювання кількості емітованих часток (профілографія кратери), та інтегрального заряду в колі мішені дали можливість визначити, застосовуючи кінетичну модель, або модифіковану модель розвинутого випаровування, ряд параметрів плазми в фокальній

області (кількість випарених атомів N , концентрацію n , тиск біля поверхні p , степінь іонізації α , коефіцієнт трансформації енергії лазерного випромінювання в кінетичну енергію емітованих компонент η , оптичну товщину плазми $K_p l = K_p v_0 \tau_L$, де $v_0 = \sqrt{2E_0/m}$ середня швидкість компонент, τ_L - тривалість лазерного імпульсу). Параметри плазми біля поверхні мішені для різних густин потужності приведені в табл. 1.

Підвищення густини потужності лазерного випромінювання до $q = 1 \cdot 10^9$ Вт/см² приводить до збільшення мінімальної, максимальної і найбільш імовірної (середньої) енергії (4, 160 і 40 еВ відповідно). Реально отриманий сигнал з зонда (рис.1б) в загальному описується теоретичною залежністю, хоча на передньому фронті імпульса іонної емісії помітний додатковий максимум, а спад заднього фронту затриманий наявністю плато. Маспектрометричний аналіз емітованих компонент дає змогу віднести максимум до емісії іонів Al^{2+} , а наявність плато віднести до низькоенергетичних іонів і нейтральних атомів з енергією ~ 4 еВ «двохгорбого» розподілу емітованих компонент по енергіям (рис. -2).

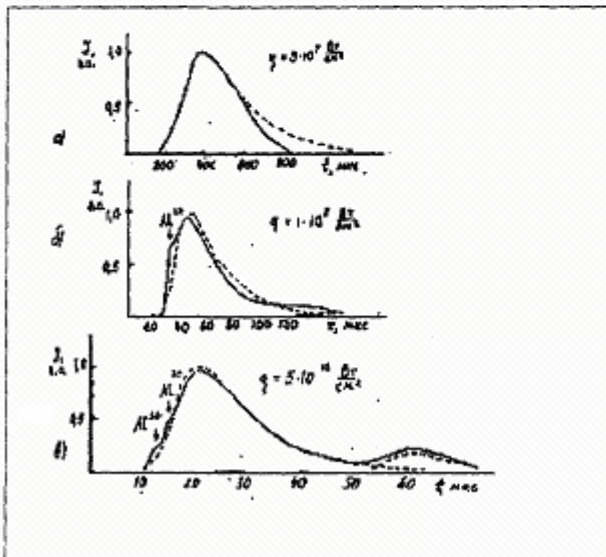


Рис.1. Осцилограми інтегральної іонної емісії під дією випромінювання ХеСІ лазера

Температура ядра, що відповідає даній формі імпульса складає 2,12 еВ при ефективному показнику адиабати $\gamma=1,52$. Значення коефіцієнта трансформації енергії $\eta=0,77$ еВ характерне для моделі розвинутого випаровування, коректність застосування якої підтверджується вимірним значенням $\Delta h = 0,5$ мкм, і зробленими оцінками $n = 7,1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $p = 4,5 \cdot 10^8$ Па.

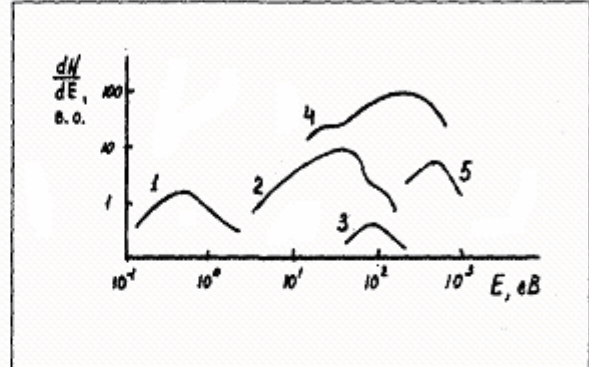


Рис.2. Енергетичні спектри, отримані при опроміненні алюмінієвої мішені випромінюванням ХеСІ лазера:

- 1 – Al^+ , $3 \cdot 10^7$ Вт/см²; 2 – Al^+ , $1 \cdot 10^9$ Вт/см²;
- 3 – Al^{2+} , $1 \cdot 10^9$ Вт/см²; 4 – Al^+ , $5 \cdot 10^{10}$ Вт/см²;
- 5 – Al^{2+} , $5 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

Подальше збільшення q до $q = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см² приводить до появи «двохгорбого» характеру інтегральної іонної емісії (рис.1в). В цьому випадку I максимум інтенсивності корпускулярного потоку можна описати залежністю [4]:

$$I = \frac{A}{t^5} \exp\left[-\frac{(\gamma-1)^2 L^2 m}{8\gamma k T t^2}\right],$$

де g - ефективний показник адиабати, L - відстань мішень-зонд, m - маса атома, T - ефективна температура плазмового згустку, t - час, з температурою ядра 10,7 еВ, а II-й - з температурою 1,23 еВ. При цьому степінь іонізації зростає до $\alpha = 0,15$, а коефіцієнт трансформації лазерного випромінювання зменшується до $\eta = 0,46$. Для опису процесу емісії в моделі розвинутого випаровування необхідно враховувати іонізацію і перевищення лазерного випромінювання, що впливає на баланс енергії в плазмі. Два максимуми на передньому фронті

(рис.1 в) відповідають іонам Al^{3+} і Al^{2+} з «одногогорбими» енергетичними спектрами, а II максимум відповідає емісії Al і Al^+

з «двохгорбими» енергетичними спектрами (рис.2-4). Кластерних компонент не зареєстровано.

Таблица 1.

Густина потужності випромінювання	Площа фокальної плями	Товщина випареного шару	Кількість випарених атомів	Концентрація біля поверхні	Кількість випарених атомів на 1 Дж лазерної енергії	Положення максимуму енергії розсіяння	Мінімальна енергія	Максимальна енергія	Температура апарату	Тиск пари	Степінь іонізації	Коефіцієнт трансформації енергії лазера	Оптична товщина
$q, \text{Вт/см}^2$	$S, \text{см}^2$	$\Delta h, \text{мкм}$	N	$n, \text{см}^{-3}$		$E_0, \text{еВ}$	$E_{\text{min}}, \text{еВ}$	$E_{\text{max}}, \text{еВ}$	$T, \text{еВ}$	$p, \text{Па}$	α	η	K_d
$3 \cdot 10^7$	0,33	0,01	$2 \cdot 10^{16}$	$1,2 \cdot 10^{19}$	$8 \cdot 10^{16}$	0,54	0,12	2,8	0,22	$6,5 \cdot 10^5$	0,02	0,07	$2 \cdot 10^{-6}$
$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{-2}$	0,5	$3 \cdot 10^{16}$	$7,1 \cdot 10^{19}$	$1,2 \cdot 10^{17}$	40	4	160	2,12	$4,5 \cdot 10^8$	0,07	0,77	$6,5 \cdot 10^{-3}$
$5 \cdot 10^{10}$ I пік	$2 \cdot 10^{-4}$	3	$3,6 \cdot 10^{15}$	$1,9 \cdot 10^{20}$	$1,4 \cdot 10^{16}$	200	50	900	10,7	$6,1 \cdot 10^9$	0,15	0,46	0,5
$5 \cdot 10^{10}$ II пік	$2 \cdot 10^{-4}$	0,05	$6 \cdot 10^{13}$	$9,4 \cdot 10^{18}$		23	16	33	1,23	$3,5 \cdot 10^7$	0,01		10^{-4}

Аналіз форми імпульсів іонної емісії з допомогою мас-рефлектронів показав, що їхня тривалість при $q = 10^9 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ складає $100 \div 150 \text{ нс}$, за такий же час змінюється відбивна властивість фокальної області, виміряна з допомогою квантового підсилювача яскравості (КПЯ) [2].

Аналогічні дослідження були проведені для графітової та кремнієвої мішеней. У діапазоні густин потужності $3 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ значення температури для С – мішені на $10 \div 15\%$ вищі, а для Si – мішені на $10 \div 15\%$ нижчі, ніж для алюмінієвої. У такому ж співвідношенні знаходяться значення величини зареєстрованих енергій для компонент, емітованих з С та Si мішеней. Хоча для кремнієвої мішені II пік в інтегральній емісії виражений більш слабо, а в II пік для С – мішені значний вклад вносять кластерні компоненти C_n^+ ,

що вносить деяку невизначеність в інтерпретацію результатів. У загальному висновки, зроблені для Al мішені, справедливі і для С та Si мішеней.

Слід відмітити деякі особливості емісії іонів:

1. Енергетичні спектри Al^+ і Al^+ при $q = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ практично не відрізняється, що підтверджує відсутність механізму прискорення в електричних полях на границі плазмового згустку. В той же час при $q = 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ наявність рекомбінаційних піків, що відповідають Al^{3+} , Al^{2+} а також різницю в енергіях іонів Al^{3+} , Al^{2+} , Al^+ і Al показує на електричну природу формування швидких компонент.

2. Характерною особливістю емісії є її ефективність, що виражається $N_{\text{вип}}/E_{\text{лаз}} = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ Дж}^{-1}$ (табл.1) кількістю випарених часток на 1 Дж енергії лазерного ви-

промінювання. Максимальна ефективність досягається при $q \approx 10 \text{ Вт/см}^2$ і більш, ніж в 10 разів переважає ефективність лазерів ІЧ, видимого діапазонів.

3. Особливість емісії полягає в тому, що при $q = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ емісійний спектр не «засмічений» високоенергетичними $\geq 200 \text{ еВ}$, і багатозарядними іонами, а сама емісія проходить без оплавлення та бризкових ефектів завдяки великим значенням коефіцієнту поглинання поверхні $\alpha > 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$. Все це надає переваги в застосуванні лазерів УФ діапазону для потреб технології і аналітичної техніки.

Залежність температури ядра згустку від q можна апроксимувати $T \sim q^{0,41}$, що непогано узгоджується з газодинамічною теорією [5], $T \sim q^{0,5}$. Екстраполяція отриманих при $q = 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ значень T в область $q = 5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ дає величину $T \sim 70 \div 80 \text{ еВ}$, що в $1,5 \div 2$ рази нижче, ніж у випадку нагрівання неодимовим лазером при цих же q . Враховуючи співвідношення приведені в [6], $T \sim K_y^{1/4} \sim (\lambda^2)^{1/4} \sim \lambda^{1/2}$ значення температур при однакових q для неодимового ($\lambda 1060 \text{ нм}$) і XeCl ($\lambda 308 \text{ нм}$) мають відрізнятись в $(1060/308)^{1/2} = 1,86$ разів, що додатково підтверджує коректність визначення температур.

Розглянемо процеси, які можуть відповідати за складний «багатогорбий» характер емісії:

1. При $q = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ спостерігається структура в емісії Al^+ з часовим інтервалом $\sim 150 \text{ нс}$, що перевищує τ_n , хоча імпульс інтегральної емісії одnogорбий.

2. Часова структура емісії Al^+ може бути пояснена радіаційним нагрівом поверхні плазмовим згустком [7]. Ефект може посилюватись завдяки резонансному поглинанню.

3. Для C і Si мішеней часова структура в емісії C^+ і Si^+ і в відбивних властивостях плазмового згустку досліджених з допомогою КПЯ за методикою [2] не виявлена.

4. Поява «двохгорбої» структури в інтегральній іонній емісії при $q \geq 10^{10}$

Вт/см^2 для мішеней з C , Al , Si можна пояснити ударними процесами, викликаними реакцією «швидкої» частини плазмового згустку. Цьому сприяє той факт, що при вказаних q оптична товщина зростає до $\sim 0,5$ (Al , табл.1), що приводить до часткового екранування мішені, додаткового нагріву «швидкої» частини плазмового згустку, збільшення його реакції на мішень. Слід відмітити, що при вказаних (табл.1) параметрах плазмового згустку оптична товщина (що підтверджується вимірами з допомогою КПЯ змінюється за час $\sim 10^{-8} \text{ с}$, в той час, як при резонансно-му поглинанні вона змінюється за $\sim 10^{-7} \text{ с}$ [8]. Підтвердженням зростання оптичної товщини протягом лазерного імпульса є зменшення коефіцієнта трансформації лазерного випромінювання до $\eta = 0,46$ при збільшенні q до $q = 5 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ (при цьому збільшується частка енергії перетвореної в ударну хвилю, яка може скласти 30% [6]).

5. Підтвердженням «ударного» механізму при $q \geq 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ є наявність двохгорбої структури крім Al ще й для C і Si мішеней, для яких відсутнє резонансне поглинання, а також слабка залежність енергії повільних піків від q .

6. При розгляді як можливого альтернативного механізму (або його вкладу) в формування «двохгорбої» структури інтегральної емісії внаслідок резонансного поглинання з перевипромінюванням (тільки для Al) слід врахувати, що хоча тривалість емісії Al^+ в фокальній області $\sim 150 \div 200 \text{ нс}$, але іони, що утворились в цьому інтервалі колективно прискорюються, і очевидно не формують таку «двохгорбу» структуру. Підтвердженням того є відсутність «двохгорбої» структури в інтегральній емісії і в енергетичних розподілах при $q \leq 10^9 \text{ Вт/см}^2$, коли ефект резонансного поглинання максимальний [8].

7. У роботах [9, 10] методом резонансної флуоресценції виявлений «двохгорбий» розподіл Ba^+ , Ba , емітованих під дією випромінювання K_2F ($\lambda 248 \text{ нм}$) лазера починаючи з $q \geq 1,5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$.

Механізм утворення структури авторами пояснюється утворенням низькоенергетичної $\sim 4 \div 7$ еВ іонної компоненти, з послідовним її прискоренням в електричних полях і утворенням швидкого піку $\sim 30 \div 100$ еВ. Але не виключаючи повністю вкладу такого механізму в формування емісійної структури слід зауважити, що температурам $kT = 1 \div 1,5$ еВ, які досягаються при $q \sim (1 \div 2) \cdot 10^8$ Вт/см² відповідають енергії газодинамічно при-

скорених компонент $E = kT \frac{10\gamma}{3(\gamma - 1)^2} = 19 \div 28$ еВ. Більш вірогідно допустити, що ці компоненти формують швидкий пік, а не повільний. Хоча при недосягненні розвинутого режиму випаровування $\gamma = 3$ і відсутності газодинамічного прискорення $E = 2,5kT = 2,5 \div 3,75$ еВ. Але в такому випадку важко пояснити $30 \div 100$ еВ енергії компонент швидкого піка.

1. Ehler W., Linlor W.I. Origin of "energetic" ions from laser produced plasmas // J.Appl.Phys. - 1973. - v.44. - No9. - pp.4229-4231.
2. Опачко І.І., Шимон Л.Л., Хом'як Б.Я. Журнал фізичних досліджень. - 1996. - т.1. - №1. - с.46-51.
3. Запесочный И.П., Поп С.С., Опачко И.И. Корреляция между максимально наблюдаемой кратностью заряда многозарядных ионов лазерной плазмы и ее непрерывным рентгеновским излучением // Сб."Прикладная спектроскопия". - Москва. - 1977.
4. Опачко І.І. Фізика утворення заряджених і нейтральних компонент лазерної плазми та їх взаємодія з поверхнею твердого тіла. // Дисертація д.ф.-м.н. ІФ НАН України, Київ. – 1998.
5. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Высокотемпературные и плазменные явления, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом // В кн. Физика высоких плотностей энергии. - Москва. - "Мир". - 1974. - с.311-353.
6. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения // Москва. - Наука. - 1991. - С.312.
7. Мажукин В.И., Самохин А.А. Математическое моделирование фазо-вых переходов и образование плазмы при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики // Москва. - Наука. - 1987. - С.191-244.
8. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я., Якубайлик О.Э. Образование плазмы при взаимодействии резонансного лазерного излучения с поверхностью. I.Алюминий // Квантовая электроника. 1993. - т.20. - №8. - с.828-832.
9. Буримов В.Н., Жерихин А.Н., Попков В.Л. Скоростное распределение ионов Ва в плазме, возникающей при лазерной абляции высокотемпературной сверхпроводящей мишени // Квантовая электроника. - 1995. - т.22. - №11. - с.1096-1098.
10. Буримов В.Н., Жерихин А.Н., Попков В.Л. Исследование населенно-стей возбужденных состояний бария в лазерной плазме // Квантовая электроника. - 1995. - т.22. - №2. - с.153-156.

PECULIARITIES OF INTERNAL EMISSION OF LASER PLASMA COMPONENTS

I.I.Opachko

Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod, Voloshina str., 54

With the use of time - of - flight mass-spectrometry emission of ionized components at the action of nanosecond Laser irradiation on the surface was investigated. The "two-peaked" structure of integral emission that is explained by blowing processes on the surface is found.