

## ТЕРМІЧНА ДЕСОРБЦІЯ МОЛЕКУЛ З ПОВЕРХНІ МЕТАЛІВ ПІД ДІЄЮ ПОСЛІДОВНОСТІ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ

М.І. КАПІТОНОВА, Л.Й. РОБУР

УДК 535.016  
© 2012

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет  
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601; e-mail: robur@univ.kiev.ua)

---

Розглянуто кінетику термічної десорбції адсорбованих шарів молекул з поверхні масивних металів та металевих плівок під дією послідовності коротких лазерних імпульсів. Отримано аналітичні вирази для обчислення енергій активації десорбції молекул для обох типів зразків. Проведено експериментальні дослідження генерації другої гармоніки при відбитті імпульсів лазерного випромінювання від поверхні плівок срібла і золота та масивних зразків міді й алюмінію з адсорбованими шарами молекул піридину у процесі лазерно-термічної десорбції. Визначено значення величини енергії активації десорбції молекул піридину на поверхні благородних металів та алюмінію.

---

### 1. Вступ

Відкриття поверхневого підсилення генерації другої гармоніки (ГДГ) моношаром молекул піридину ( $C_5H_5N$ ) при відбиванні лазерного випромінювання від срібла [1, 2] стимулювало інтенсивні дослідження адсорбованих шарів на межах поділу та поверхні твердих тіл методами нелінійного відбиття [3]. У результаті нелінійно-оптична спектроскопія поверхні стала найбільш ефективним оптичним методом дослідження адсорбованих моношарів, особливо при наявності поверхневого підсилення [4]. Це пов'язано з тим, що корисний нелінійно-оптичний сигнал, що реєструється, з'являється лише за наявності адсорбованих молекул (у випадку комбінаційного розсіяння) або відрізняється від сигналу від чистої поверхні (у випадку ГДГ). Можливість отримання сигналу другої гармоніки (ДГ) тільки від адсорбованого на поверхні металів моношару молекул вперше показана у роботі [5].

Вплив адсорбованих молекул (повітря) на ГДГ при відбиванні від поверхні металів (срібло) вперше спостерігали автори у роботі [6]. Можливість детектування молекулярних моношарів за допомогою ГДГ вперше показали автори у [1, 2]. Ці та подальші дослідження методом ГДГ шарів молекул піридину, бензолу, води, метанолу та азоту на поверхнях срібла й міді [7–10] показали, що за величиною сигналу ДГ можна визначати поверхневу густину молекул в адсорбованому шарі. Абсолютна величина інтенсивності ГДГ, у тому числі і внесок адсорбованих молекул у сигнал ДГ, сильно залежить від характеристик поверхні зразків. Сигнал ДГ, що генерується шаром молекул піридину, адсорбованих на поверхні срібла, залежить як від шорсткості поверхні зразків [1, 2, 7], так і від кристалографічної орієнтації поверхні срібла [11]. Але завжди можна вважати, що інтенсивність ДГ, яка генерується адсорбованим шаром молекул прямо пропорційна величині  $|n\alpha^{(2)}|^2$ , де  $n$  – поверхнева густина адсорбованих молекул;  $\alpha^{(2)}$  – середня нелінійна поляризованість молекул другого порядку.

### 2. Методика експерименту

У результаті дії потужного лазерного випромінювання відбувається десорбція молекул з поверхні зразків. Ще в роботах [1, 2, 7] відзначалось, що при зміні потужності лазерного випромінювання інтенсивність ГДГ молекулами піридину швидко релаксує до нового рівноважного значення, яке відповідає рівноважній густині адсорбованих молекул, що встановилася на поверхні срібла. Автори [12] пропонують оцінювати тривалість процесу десорбції за часом, який необхідний для досягнення сталої величини сигналу ДГ.

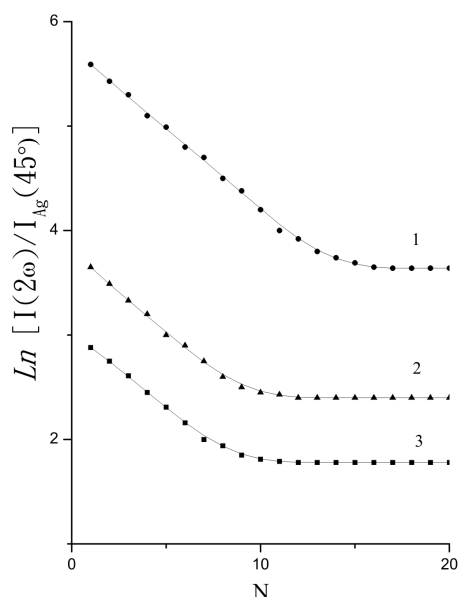


Рис. 1. Кінетика десорбції молекул з поверхні срібла (1), золота (2), алюмінію (3)

У роботі [5] спостерігались зміни поверхневої густини молекул піридину у процесі десорбції з поверхні міді та алюмінію під час дії лазерних імпульсів. З метою вивчення закономірностей кінетики десорбції під дією послідовності лазерних імпульсів виконано експериментальні дослідження десорбції піридину з поверхні плівок срібла і золота та більш детальні дослідження на масивних зразках міді і алюмінію. Проведено теоретичний аналіз результатів, отриманих для плівок та масивних зразків.

Для досліджень використовували непрозорі плівки срібла та золота, товщиною 500 нм, отримані шляхом термічного напильня у високому вакуумі ( $<10^{-4}$  Па) металів на гладко поліровані скляні підкладки та масивні гладко поліровані дзеркала міді та алюмінію. Чистота металів була не гірша 99,99%. Для запобігання окислення поверхні мідні дзеркала містили незначні (0,37%) домішки цирконію. Випромінювання твердотільного YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера (1,064 мкм) з активною модуляцією добротністю падало на зразки під кутом 70°. Енергія гігантського лазерного імпульсу становила 12–16 мДж, тривалість – 12 нс, частота повторення – 0,1 Гц. Вимірювання сигналу ДГ проводили на двоканальній установці [13], яка дозволяла реєструвати кожний імпульс генерації гармоніки.

Для отримання адсорбованих шарів на поверхню металевих зразків наносили спиртовий розчин піридину (0,01 М). Вимірювання починали після повного випаровування розчинника. Адсорбований шар пі-

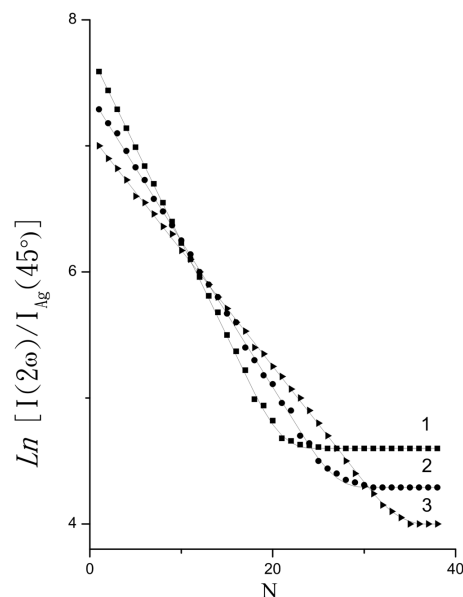


Рис. 2. Кінетика десорбції молекул з поверхні міді для різних значень густини енергії падаючого випромінювання: 1 – 350, 2 – 300, 3 – 260 Дж/м<sup>2</sup>

ридину, що залишався на поверхні зразків, приводив до різкого зростання сигналу ДГ. Нанесений таким же чином шар чистого спирту не давав збільшення сигналу ДГ, тому підсилення ГДГ у даному випадку викликане тільки адсорбованими молекулами піридину. Після кожного зондуючого імпульсу (починаючи з першого) сигнал ДГ зменшувався, та після 10–35 імпульсів інтенсивність ДГ  $I(2\omega)$  відновлюється до значення, характерного для поверхні чистого металу (рис. 1, 2). Після повторних нанесень шару піридину на поверхню металів залежність  $I(2\omega)$  від кількості лазерних імпульсів повторюється, причому величина інтенсивності ДГ для чистої поверхні (після 10–35 лазерних імпульсів) завжди залишалась сталою. Це свідчить про те, що лазерне опромінення в даних експериментах не приводить до зміни стану поверхні зразків, а тільки “очищає” метал від адсорбованих молекул піридину. Хоча параметри отриманих таким способом адсорбованих шарів паралельно не контролювались незалежними прямими методами, повторюваність результатів була досить хороша, максимальні значення сигналу підсиленої ДГ (відповідають першому імпульсу збудження) відрізнялись від дослідів до дослідів не більше ніж 30%. Відзначимо, що сама величина сигналу ДГ є ефективним способом контролю поверхневої густини адсорбованих молекул. Кількість серій вимірювань вибирали з умови забезпечення величини випадкової похибки менше

5% та становила 20–30 дослідів. Із результатів роботи [14] стосовно термічної десорбції піридину з поверхні срібла можна передбачити, що ступінь покриття поверхні металів адсорбованими молекулами у наших експериментах при кімнатній температурі не перевищує одного моношару, який завжди і дає основний внесок в інтенсивність відбитої ДГ [1, 2, 5, 7]. Тому, далі будемо вести мову про моношар адсорбованих молекул, що утворився у результаті досягнення термодинамічної рівноваги з оточуючим середовищем – повітрям.

Адсорбований на поверхні металів моношар піридину приводить до значного збільшення інтенсивності ДГ при відбиванні лазерного випромінювання. Величину підсилення будемо визначати за відношенням інтенсивності першого імпульсу ДГ після нанесення моношару до інтенсивності гармоніки від чистої поверхні металу. Для *p*-поляризованого падаючого лазерного збудження отримано такі значення коефіцієнтів підсилення ГДГ адсорбованим моношаром піридину на поверхні: срібла – 7,0; золота – 3,5; міді – 20; алюмінію – 3,0 (табл. 1, 2).

### 3. Результати та їх обговорення

Під дією послідовності лазерних імпульсів відбувається десорбція молекул, адсорбованих на поверхні, що приводить до зменшення інтенсивності ГДГ, відбитої від поверхні зразків з адсорбованим шаром молекул. У випадку молекул піридину та наносекундних імпульсів відбувається лазерно-термічна десорбція, викликана нагріванням поверхні металів зондуєчими лазерними імпульсами, оскільки світлове прискорення десорбції в полі лазерного пучка може проявлятися лише при дуже великих потоках випромінювання ( $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) [15], що характерно для фемтосекундних лазерів [16], а фотодесорбція, пов'язана із резонансним збудженням електронних чи ко-

ливальних енергетичних рівнів адсорбованих молекул, не може спостерігатися, оскільки в області частоти генерації лазера відсутні полоси резонансного поглинання [17].

Термічну десорбцію молекул з поверхні твердих тіл описують рівнянням Поляні–Вігнера [18]:

$$\frac{-dn}{dt} = n^m s \exp\left[\frac{-u}{kT(t)}\right], \quad (1)$$

де *n* – поверхнева густина молекул; *u* – енергія активації десорбції; *T(t)* – залежність температури поверхні від часу; *m* – порядок десорбції; *s* – ентропійний коефіцієнт.

З теорії абсолютних швидкостей реакцій випливає, що завжди  $s \cong 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Якщо у процесі десорбції не відбувається розпад чи з'єднання молекул, то наявна неасоціативна десорбція та *m* = 1. Далі буде показано, що в наших випадках *m* = 1 (у загальному випадку *m* = 0–2, якщо додатково є також асоціативна чи дисоціативна десорбція).

Розглянемо тепер десорбцію молекул з поверхні під дією послідовності лазерних імпульсів. Оскільки під дією короткого (12 нс) лазерного моноімпульсу відбувається швидкий перегрів поверхні зразка, яка потім швидко охолоджується за рахунок теплопровідності до початкової температури, то вважатимемо, що десорбція молекул відбувається тільки під час дії температурного викиду, а тому зменшення кількості молекул у проміжку часу між імпульсами можна знехтувати. Дане припущення підтверджується такими експериментальними фактами: по-перше, кінетика десорбції не залежить від періоду повторення лазерних імпульсів, зменшення густини адсорбованих молекул визначається тільки кількістю лазерних імпульсів, що опромінили поверхню зразка до моменту розгляду; та, по-друге, амплітуда першого імпульсу ДГ, який відповідає початковій густині адсорбованих

**Т а б л и ц я 1.** Результати досліджень кінетики лазерно-термічної десорбції з поверхні міді

Метал	Cu		
Густина енергії, Дж/м <sup>2</sup>	350	300	260
Максимальна температура, T <sub>max</sub> , °C	63	52	48
Коефіцієнт підсилення	20		
Нахил прямої десорбції	0,150	0,116	0,092
Діелектрична проникність 1,064 мкм	-26,9–i5,31		
Енергія активації, <i>u</i> , eV	0,95	0,93	0,90
Тип зразка	масивний		

**Т а б л и ц я 2.** Результати досліджень кінетики лазерно-термічної десорбції з поверхні алюмінію, срібла та золота

Метал	Al	Ag	Au
Густина енергії, Дж/м <sup>2</sup>	300	330	330
Максимальна температура, T <sub>max</sub> , °C	109	165	218
Коефіцієнт підсилення	3,0	7,0	3,5
Нахил прямої десорбції	0,126	0,145	0,170
Діелектрична проникність 1,064 мкм	-23,7+i11,0	-45,9–i1,21	-35,3–i2,63
Енергія активації, <i>u</i> , eV	0,29	0,16	0,21
Тип зразка	масивний	плівка	

молекул, не залежить від часу, що пройшов з моменту утворення адсорбованого шару. У такому випадку розв'язок рівняння (1), що описує кінетику десорбції для послідовності коротких (у порівнянні з характерними часами теплопровідності) теплових імпульсів, можна записати у такому вигляді:

$$n_{N+1} = n_N \exp \left\{ -s \int_0^{\infty} \exp \left[ \frac{-u}{kT(t)} dt \right] \right\}, \quad (2)$$

де  $n_N$  – густина молекул до моменту приходу  $N$ -го імпульсу;  $n_{N+1}$  – густина молекул після дії  $N$ -го імпульсу або до приходу  $N + 1$ -го. Оскільки функція  $T(t)$  є коротким тепловим імпульсом, то в інтегралі межі інтегрування можна вибрати від 0 до  $\infty$ .

Відзначимо, що, зазвичай, в літературі розглядають часовий розподіл потоку молекул під час дії лазерного імпульсу. У такому випадку інтеграл у (2) розглядається в межах від 0 до  $t$ , і тоді необхідно враховувати часову форму лазерного випромінювання. Це унеможливило аналітичне обчислення такого інтеграла, тому, при необхідності, інтегрування проводять чисельними методами. Оскільки нас цікавить тільки сумарний потік молекул за час дії теплового імпульсу, то часова форма лазерного імпульсу стає несуттєвою внаслідок того, що тривалість теплового імпульсу завжди набагато більша за довжину лазерних імпульсів, але набагато менша за час між  $N$  та  $N + 1$  імпульсами. Можна вважати, що в момент приходу лазерного імпульсу  $t = 0$  відбувається миттєве виділення тепла, пропорційне поглинутій енергії.

Оскільки кінетику десорбції під дією послідовності коротких теплових імпульсів не розглядали в літературі, зупинимось на цьому більш детально. Розглянемо залежність  $T(t)$  для двох граничних випадків: масивне напівнескінченне середовище ( $L^2 \gg 4a\tau$ ) та термічно тонка плівка ( $L^2 \ll 4a\tau$ ), де  $L$  – товщина зразка;  $a$  – коефіцієнт теплопровідності;  $\tau$  – тривалість теплового імпульсу. Для несфокусованого гаусового лазерного пучка миттєве значення температури поверхні зразка після виділення тепла дається для масивних зразків та плівок такими виразами [19]:

$$T_M = \frac{IA d^2}{\rho c (4at + d^2) (\pi at)^{1/2}}, \quad (3)$$

$$T_{II} = \frac{IAa}{qL} \exp \left[ \frac{-aht}{qL} \right], \quad (4)$$

де  $T_M$  – температура поверхні масивного зразка;  $T_{II}$  – температура плівки;  $I$  – густина енергії лазера;  $A$  –

коефіцієнт поглинання зразка;  $\rho$ ,  $c$ ,  $q$  – питомі густина, теплоємність та теплопровідність матеріалу зразка;  $d$  – діаметр пучка;  $h$  – коефіцієнт теплообміну поверхні зразка з оточуючим середовищем (для всіх металів при вертикальному положенні поверхні у повітрі  $h \cong 5 \text{ м}^2/\text{Дж}$ ).

З метою обчислення інтеграла в (2) зробимо в (3), (4) деякі спрощення. Оскільки функції  $T_M(t)$  і  $T_{II}(t)$  швидко затухають у реальному масштабі часу через високу температуропровідність металів, а  $\exp[-u/kT(t)]$  дає основний внесок в інтеграл тільки при великих значеннях температури, то при малих  $t$  із достатніми підставами можна вважати, що у (3)  $4at \ll d^2$ ; а у (4)  $\exp(-aht/qL) \approx (1 - aht/qL)$ . Тоді, після підстановки (3), (4) у (2) та інтегрування отримуємо вирази, які описують кінетику десорбції адсорбованих молекул з поверхні масивних зразків та плівок під дією послідовності лазерних імпульсів:

$$n_{N+1} = n_N \exp \left[ -\frac{s}{u^2} \frac{2k^2 A^2 I^2 a}{\pi q^2} \right], \quad (5)$$

$$n_{N+1} = n_N \exp \left[ -\frac{s}{u} \frac{kAI}{h} \exp \left( \frac{-uqL}{kAIa} \right) \right]. \quad (6)$$

Як було відзначено, інтенсивність ДГ, що генерується адсорбованими шарами молекул, квадратично залежить від поверхневої густини молекул, тобто  $I(2\omega) \sim n^2$  [1–5, 7–11]. Оскільки довжина лазерного імпульсу менша за довжину температурного імпульсу і максимум теплового імпульсу зміщений за часом відносно імпульсу лазера, а також максимальна температура поверхні  $T_{\max}$  досягається уже на спаді лазерного імпульсу наносекундної тривалості [19], то величина сигналу ДГ, що генерується  $N$ -м зондуємим імпульсом, буде пропорційна  $(n_N)^2$ , тобто відповідає густині молекул, яка існує до приходу  $N$ -го імпульса або після закінчення  $(N - 1)$ -го. Тому залежність інтенсивності ДГ від кількості лазерних імпульсів  $N$  з урахуванням (5), (6) буде описуватися такими виразами:

$$\begin{aligned} [I_N(2\omega)]^{1/2} &= C n_{N-1} = C n_{N-2} e^B = \\ &= \dots = C n_0 e^{-(N-1)B}, \end{aligned} \quad (7)$$

де  $N = 1, 2, 3, \dots$ ;  $C$  – константа, що враховує коефіцієнт перетворення лазерного випромінювання в сигнал гармоніки (апертура та чутливість вимірювальної апаратури);  $B$  – показник експоненти у виразах (5) та (6);  $n_0$  – початкова концентрація адсорбованих молекул перед першим зондуємим імпульсом.

Тоді отримаємо

$$\ln([I_N(2\omega)]^{1/2}) = -(N - 1)B + \ln(Cn_0), \quad (8)$$

тобто для неасоціативної десорбції залежність  $\ln\{[I(2\omega)]\}$  від кількості зондуєчих лазерних імпульсів  $N$  буде лінійною.

Як вже відзначалось, нами були виконані експериментальні дослідження кінетики лазерно-термічної десорбції молекул піридину з поверхні масивних зразків міді і алюмінію та термічно тонких (але, оптично товстих) непрозорих плівок срібла і золота для  $p$ -поляризованого падаючого лазерного випромінювання. Результати експериментів подано у вигляді залежностей  $\ln[I(2\omega)/I_{Ag}(45)]$  нормованого сигналу ДГ, відбитої від поверхні зразків з адсорбованим шаром молекул від кількості зондуєчих лазерних імпульсів  $N$  на рис. 1, 2. Нормування проводили на величину інтенсивності ДГ ( $I_{Ag}(45)$ ), що генерується при відбиванні  $p$ -поляризованого лазерного випромінювання від чистої поверхні срібла при куті падіння  $45^\circ$ . Для уникнення можливості міграції адсорбованих молекул із неосвітлених зон у зону дії лазерного пучка опромінювалась вся поверхня зразків. Середні значення густини енергії імпульсів падаючого лазерного випромінювання становили 260–350 Дж/м<sup>2</sup>. Для міді дослідження кінетики десорбції проводили для трьох різних значень густини енергії зондуєчих лазерних імпульсів. Відповідні дані наведено на рис. 2.

Лінійна початкова ділянка цієї залежності при малих значеннях  $N$ , де внесок адсорбованого моношару в інтенсивність ДГ значно перевищує внесок поверхні металу, підтверджує раніше зроблене припущення про неасоціативний характер десорбції, тобто у виразі (1) треба вибирати перший порядок десорбції, тобто  $m = 1$ . Це найбільш поширений випадок явища десорбції.

За нахилом лінійних ділянок експериментальних залежностей  $\ln[I(2\omega)] = f(N)$  за формулою (8) легко визначаються показники експонент  $B$  у виразах (5), (6), а потім і енергії активації десорбції  $u$ . Для масивних зразків (5) енергія активації визначається із простого виразу

$$B_M = \frac{s}{u^2} \frac{2k^2 A^2 I^2 a}{\pi q^2}. \quad (9)$$

Для плівок із формули (4):

$$B_{II} = \frac{s}{u} \frac{kAI}{h} \exp\left[\frac{-uqL}{kAIa}\right], \quad (10)$$

тому для обчислення енергії активації десорбції  $u$  необхідно чисельними методами розв'язати просте

трансцендентне рівняння вигляду:  $ax = \exp(-bx)$ . Отримані нами із виразів (9), (10) експериментальні значення енергій активації десорбції молекул піридину з поверхні благородних металів та алюмінію наведено в табл. 1, 2. Для наочності, там також вказано максимальні пікові температури поверхні зразків, які можуть бути досягнені у процесі дії на зразки лазерного імпульсу. Величини  $T_{\max}$  визначали за номограмами, розрахованими в [19] для залежностей  $T(t)$  для незфокусованого гігантського лазерного імпульсу гаусової форми у просторі та стандартної асиметричної форми у часі. Коефіцієнти поглинання зразків  $A$  обчислювали для кута падіння  $70^\circ$  за формулами Френеля для  $p$ -поляризованого падаючого лазерного випромінювання. Для розрахунків використовували експериментально виміряні еліпсометричним методом значення оптичних констант зразків, які використовували в дослідженнях. Відповідні значення величини комплексної діелектричної проникності ( $\varepsilon = \text{Re}\varepsilon + i\text{Im}\varepsilon$ ) досліджуваних зразків наведено в табл. 1, 2.

Кінетику термічної десорбції піридину під час лінійного нагрівання поверхні монокристала срібла (110) інфрачервоним лазерним випромінюванням досліджено в [14]. З поданих результатів можна отримати величину енергії активації десорбції  $u \approx 0,2$  еВ, яка добре узгоджується з нашими результатами. Таким чином, бачимо, що кінетика лазерно-термічної десорбції під дією послідовності лазерних імпульсів добре описується отриманими теоретичними формулами (5), (6) та (8).

#### 4. Висновки

Таким чином, використання послідовності коротких лазерних імпульсів для активації десорбції молекул з поверхні металів (твердих тіл) та одночасне вимірювання інтенсивності генерації відбитої ДГ для кожного імпульсу дозволяє здійснювати поточний контроль поверхневої густини адсорбованих молекул та обчислити величину енергії активації десорбції для масивних зразків та тонких плівок. Це дозволяє досліджувати адсорбційно-десорбційні процеси на поверхні та різноманітних межах поділу без використання вакуумної техніки, яка традиційно застосовується в таких дослідженнях.

1. C.K. Chen, T.F. Heinz, D. Ricard, and Y.R. Shen, Phys. Rev. Lett. **46**, 1010 (1981).
2. T.F. Heinz, C.K. Chen, D. Ricard, and Y.R. Shen, Chem. Rev. Lett. **83**, 180 (1981).

3. И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики* (Физматлит, Москва, 1989).
4. V.G. Bordo and H.-G. Rubahn, *Optics and Spectroscopy at Surfaces and Interfaces* (Wiley-VCH, Weinheim, 2005).
5. М.У. Белый, Л.И. Робур, А.М. Сушко, И.А. Шайкевич, *Поверхность. Физика, химия, механика* **8**, 54 (1986).
6. F. Brown and M. Matsuoka, *Phys. Rev.* **185**, 985 (1969).
7. О.А. Акципетров, В.Я. Бартнев, Е.Д. Мишина, А.В. Петухов, *Квантовая электрон.* **10**, 1113 (1983).
8. H. Ishida, R. Mizoguchi, and K. Onda, *Surf. Sci.* **526**, 201 (2003).
9. S.M. Dounce, M. Yang, and H.-L. Dai, *Surf. Sci.* **565**, 27 (2004).
10. H. Sano, M. Miyaoka, and T. Iimori, *Appl. Surf. Sci.* **225**, 3289 (2008).
11. M. Yang and H.-L. Dai, *Langmuir* **20**, 37, 2004.
12. D. Bejan, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* **6**, 359 (2004).
13. М.У. Белый, Л.И. Робур, А.В. Храпко, И.А. Шайкевич, *Квантовая электрон.* **30**, 77 (1986).
14. T.J. Chuang, *J. Electron. Spectrosc. and Relat. Phenom.* **29**, 125 (1983).
15. C. Jędrzejek, K.F. Fred, S. Efrima, and H. Metiu, *Surface Sci.* **109**, 191 (1981).
16. J.A. Prybyla, H.W. Tom, and G.D. Aumiller, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 503 (1992).
17. T.J. Chuang, *J. Vac. Shi. Technol. B* **3**, 1408 (1985).
18. В.Н. Агеев, *Поверхность. Физика, химия, механика* **3**, 5 (1984).
19. Дж. Реди, *Действие мощного лазерного излучения* (Мир, Москва, 1974).

Одержано 18.07.11

## ТЕРМИЧЕСКАЯ ДЕСОРБЦИЯ МОЛЕКУЛ С ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

М.И. Капитонова, Л.И. Робур

### Резюме

Рассмотрена кинетика термической десорбции адсорбированных слоев молекул с поверхности массивных металлов и металлических пленок под действием последовательности коротких лазерных импульсов. Получены аналитические выражения для вычисления энергии активации десорбции молекул для этих типов образцов. Проведены экспериментальные исследования генерации второй гармоники при отражении импульсов лазерного излучения от поверхностей пленок серебра и золота и массивных образцов меди и алюминия с адсорбированными слоями молекул пиридина в процессе лазерно-термической десорбции. Определены значения величин энергии активации десорбции молекул пиридина на поверхности благородных металлов и алюминия.

## THERMAL DESORPTION OF MOLECULES FROM METAL SURFACES INDUCED BY THE SEQUENCE OF LASER PULSES

M. Kapitonova, L. Robur

Taras Shevchenko National University of Kyiv,  
Faculty of Physics  
(64, Volodymyrska Str., Kyiv 01601, Ukraine;  
e-mail: robur@univ.kiev.ua)

### Summary

The thermal desorption kinetics of adsorbed molecular layers from the surface of bulk metals and metal films under the sequence of short laser pulses is considered. Analytical expressions for the activation energy of desorption of molecules for both types of samples are obtained. We carried out the experimental investigation in the reflection geometry of the second harmonic generation by silver and gold films, as well as bulk samples of copper and aluminum with adsorbed layers of pyridine molecules during the laser-induced thermal desorption. The values of energy of desorption activation of pyridine molecules on the surface of noble metals and aluminum are calculated.