

ОСОБЛИВОСТІ ЛАЗЕРНОЇ ОЧИСТКИ ІЛЮМІНАТОРІВ

І.І. Опачко

Ужгородський державний університет, 88000, м.Ужгород, вул.Підгірна, 46

Досліджений процес очистки ілюмінаторів під дією випромінювання імпульсних лазерів ІЧ, видимого та УФ діапазонів. Виявлений нетепловий характер екстракції забруднень. Запропонована модель процесу.

Для вирішення наукових і практичних задач необхідно очищувати (екстрагувати) осажені на поверхню прозорих (в певному оптичному діапазоні) матеріалів непрозорі плівки. При цьому допускається дія лазерного випромінювання на напилений на поверхню шар тільки з тильної сторони після проходження ним товщі прозорого матеріалу. Завдання такого роду необхідно вирішувати зокрема для очистки ілюмінаторів пілотованих космічних апаратів, що забруднюються під час входу в атмосферу ерозійними продуктами розпилення корпусу, а також віконцеві плазмових технологічних камер, хімічних реакторів та ін., коли відсутня можливість прямого доступу з боку напиленого шару.

Для розв'язання цієї проблеми нами була запропонована очистка з допомогою лазерного випромінювання [1].

Розглянемо процеси, що протікають при дії лазерного випромінювання на плівку з тильної сторони. На початковій фазі випромінювання поглинається непрозорою внутрішньою поверхнею плівки, а далі незначна частина через випромінювання в приповерхневому шарі теплопровідність передається прозорій поверхні ілюмінатора, нагріваючи її, а більша частина внаслідок того, що температуропровідності матеріалів плівки та ілюмінатора відрізняються на 2 ÷ 3 порядки йде на нагрівання плівки.

Опис процесів, що проходять при цьому можна розбити на дві частини.

1) Нагрівання прозорої підкладки (вікна ілюмінатора) формально

застосовувавши закономірності поглинання склом довгохвильового $\lambda_{10,6}$ мкм випромінювання CO_2 лазера [2].

2) Нагрівання, випаровування внутрішньої поверхні непрозорої плівки.

Як показали проведені дослідження процес випаровування (екстракції) плівок С, Ті, АІ починається при досягненні значення $q = q_{кр} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$, що практично співпадає з величиною для випаровування масивних зразків. При $q = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ товщина екстрагованої за імпульс плівки досягає $h \approx 10 \div 15 \text{ мкм}$, що значно перевищує товщину випаровуваного шару при опроміненні мішені з фронтальної сторони. Як матеріал ілюмінатора досліджувались пластинки з кварцевого скла С5-1 товщиною 25 мм з напиленими на них плівками С, АІ, Ті товщиною $h = 1 \div 15 \text{ мкм}$. При зростанні q до значень $q \geq 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$ проходило сколювання поверхні скла з утворенням мікрокаверн та тріщин з остаточними напруженнями, які в умовах перепаду тисків між поверхнями ілюмінатора $\Delta p \sim 10^5 \text{ Па}$ можуть привести до його руйнування. Для очистки ілюмінаторів застосовувались неодимовий лазер ($\lambda_{1,06} \text{ мкм}$; $E = 1 \text{ Дж}$; $\tau = 25 \text{ нс}$), лазер на парах міді (ЛПМ) ($\lambda_{0,5106} \text{ мкм}$; $E = 2 \text{ мДж}$; $\tau = 20 \text{ нс}$) та ексимерний ХеСІ лазер ($\lambda_{0,308} \text{ мкм}$; $E = 0,25 \text{ Дж}$; $\tau = 30 \text{ нс}$). Фокусування лазерного випромінювання на плівки здійснювалось через товщу ілюмінатора з тильної сторони. Процес руйнування плівки фіксувався візуальним спостереженням поверхні в оптичний

мікроскоп після дії лазера, а динаміка процесу досліджувалась з допомогою КПЯ. Разом з тим з допомогою часово-пролітного мас-спектрометра за методикою [3] досліджувалась емісія іонів з тильної сторони виникаючих при руйнуванні плівок. При значеннях $q = 1 \cdot 10^9$ Вт/см² в мас-спектрах присутні іони Ti^+ , C^+ , C_3^+ з енергіями $1 \div 1,5$ еВ. Практична відсутність в емісії компонент матеріалу скла вказує на відсутність руйнування останнього. Підвищення імпульсної густини потужності до $q = 5 \cdot 10^9$ Вт/см² для ХеСІ лазера і $1 \cdot 10^{10}$ Вт/см² - для неодимового та ЛПМ приводить до появи на поверхні скла мікрокаверн, а в мас-спектрах при цьому з'являються компоненти Si^+ , O^+ , що відповідають його хімічному складу. Дослідження мікрокаверн в поляризаційному мікроскопі вказують на наявність остаточних напружень на очищеній поверхні ілюмінатора, які під впливом різниці тисків можуть привести до його руйнування. На рис. 1, 2 представлені залежності товщин екстрагованих плівок від густини потужності лазерного випромінювання для різних лазерів. При сталому значенні q максимальна товщина плівки $h \sim d$, де d - діаметр плями фокусування і складає $h = (0,05 \div 0,07)d$. Просвітлення опроміненої ділянки плівки в залежності від її товщини ($1 \div 10$ мкм) відбувається з затримкою $20 \div 50$ нс по відношенню до максимуму лазерного імпульса. В залежності від діаметра фокальної плями ефективність видалення матеріалу плівки з поверхні $\frac{N_N}{E_d}$ (N_N - число атомів, E_d - енергія лазера) в $5 \div 20$ разів перевищує ефективність випаровування компонент при опроміненні поверхні з фронту. Ці дані дають змогу вважати запропонований і описаний нижче механізм, відповідальним за видалення поверхні плівки.

Розглянемо процеси, що проходять при опроміненні плівки з тильної сторони.

Можливим механізмом її руйнування, а також поверхні скла можуть бути: 1) температурні напруження; 2) напірні тиски пари, що утворюється при випаровуванні внутрішньої поверхні плівки; 3) оптичний пробій на поверхні та всередині скла.

1) Температурні напруження виникають при різкому локальному нагріванні і максимально допустиму величину ΔT можна визначити [2]

$$\Delta T = 3\sigma_{розр} \frac{(1-\gamma)}{\beta E} = 3700K, \quad (1)$$

де $\sigma_{розр}$ - межа міцності на розрив, γ - коефіцієнт Пуассона, E - модуль Юнга, β - коефіцієнт лінійного розширення. В даному випадку ΔT набагато перевищує температуру розм'якчення скла $t = 1300$ С°, значення якої прийемо за вихідне при оцінці параметрів нагрівання.

2) Межу міцності скла на стиск [4] $\sigma = 6,5 \cdot 10^8$ Па, прийемо за верхнє значення напірного тиску плазми, утвореної між склом і плівкою. Як показують результати мас-спектрометричних досліджень при $q \leq 10^9$ Вт/см² ці тиски не перевищують значення $p \leq (3 \div 5) \cdot 10^8$ Па.

3) Оптична міцність поверхні діелектрика залежить від багатьох факторів (довжини хвилі, чистоти, однорідності) і для кварцевого скла складає $q \leq (2 \div 5) \cdot 10^9$ Вт/см². Крім того при застосуванні лазерів з високою частотою слідування (наприклад ЛПМ) температура поверхні не встигає релаксувати в міжімпульсний період. В цьому випадку існує обмеження на середню потужність лазера p [2]:

$$\Delta T = \frac{p}{\pi k d} e^{-\frac{vd}{4k}}, \quad (2)$$

де k і k коефіцієнти тепло- і температуропровідності, d - діаметр фокальної плями, v - швидкість її переміщення, $\Delta T \approx 1300$ С° - максимально допустима температура нагрівання скла.

Для розмірів $d = 10$ см, необхідних для досягнення випромінюванням ЛПМ $q = 10^9$ Вт/см², маємо

$$v = -\frac{4\kappa}{d} \ln \frac{\pi k d \Delta T}{p} \approx 10 \frac{\text{см}}{\text{с}}, \quad (3)$$

а це при міжімпульсному інтервалі $t_{\text{п}} = 10^{-4}$ с, дає змогу в область, що відповідає

розмірам плями фокусування d накладати з частковим перекриванням $N = \frac{d}{vt} = 10$ імпульсів. При цьому буде реалізуватись суто імпульсний характер дії лазерного випромінювання.

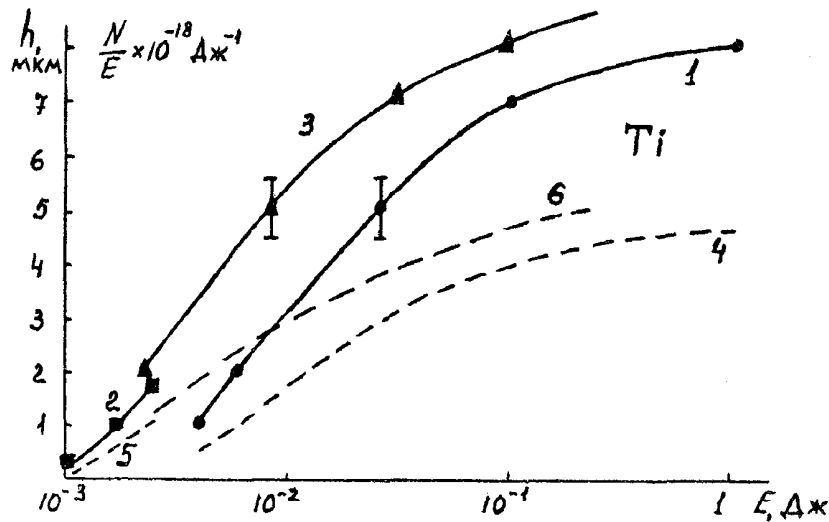


Рис.1. Залежність максимальної товщини екстрагованих Ті-плівки (1, 2, 3) та енергетичної ефективності екстракції (4, 5, 6) від енергії лазерного випромінювання, отримані при $q = 10^9$ Вт/см²: 1, 4 – неодимовий лазер; 2, 5 – ЛПМ; 3, 6 – Хе-Сі-лазер.

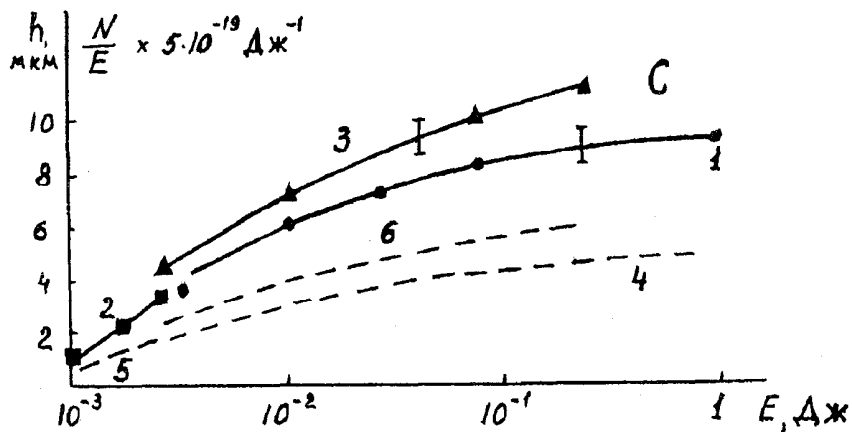


Рис.2. Залежність максимальної товщини екстрагованої С-плівки (1, 2, 3) та енергетичної ефективності екстракції (4, 5, 6) від енергії лазерного випромінювання, отримані при $q = 1 \cdot 10^9$ Вт/см²: 1, 4 – неодимовий лазер; 2, 5 – ЛПМ; 3, 6 – ХеСі-лазер.

Розглянемо найбільш імовірні процеси відповідальні за екстракцію плівок з поверхні скла при їх опроміненні з тильної сторони.

1. На початку лазерного імпульса проходить поглинання і нагрів кругової ділянки поверхні діаметром $2R$, з холодною межею, жорстко закріпленою на поверхні скла. Внаслідок теплового розширення лінійні розміри плівки (круг) збільшуються та проходить її відшарування від скла. Об'єм V , що утворився між плівкою і склом складає

$$V = \pi R^3 \sqrt{\frac{3\eta\Delta T}{8}}, \quad (4)$$

а максимальний прогин h_m

$$h_m = R \sqrt{\frac{3\eta\Delta T}{2}}. \quad (5)$$

де η - коефіцієнт лінійного розширення.

Процес термічного відшарування і випаровування всередину об'єму починається при дотриманні одночасно наступних умов:

$$\Delta h < h_m, \quad h \leq \sqrt{k\tau_d},$$

де Δh - товщина випаровуваного за імпульс шару, h - загальна товщина плівки. При опроміненні з фронтальної сторони проходить розвиток процесу випаровування. Зростає тиск пари, що приводить до додаткового прогину поверхні відшарованої плівки і збільшені об'єму під нею. Тиск досягає свого значення, характерного для випаровування без перешкод. Умова (5), для $\eta \approx 10^{-5}$, $\Delta T = 1300$ К запишеться $h_m = 0,15R$, і на початковій стадії лазерного імпульса ($q = 3 \cdot 10^7$ Вт/см², $\Delta h = 0,01$ мкм) мінімальний радіус фокальної плями, що

відповідає розвинутому випаровуванню: $R > \frac{h}{0,15} = 7 \div 1,5$ мкм.

В плямі таких розмірів (в центрі) починається випаровування, яке завершується прогином відшарованої плівки з кінцевим тиском p , який визначається параметрами пари між вигнутою плівкою і підкладкою. Характерний час наростання тиску

$$t_p = \frac{\Delta h}{v} \geq 10^{-8} \text{ с, де } v \sim 10^2 \text{ см/с - типова}$$

швидкість випаровування поверхні. Неважко показати, що в деформованій плівці товщиною h виникають напруження σ_n , які можна оцінити

$$\sigma_n = K \cdot \frac{pR^2}{h^2}. \quad (6)$$

За умови $\sigma_n > \sigma_p$, де σ_p - межа міцності плівки, проходить її розрив і виліт осколків.

Розглянемо загальні закономірності видалення плівок. З газодинамічної теорії [5] тиск плазми

$$p \sim \rho \epsilon \sim q^{\frac{2\beta+1}{3\alpha-2\beta-1}} \cdot q^{\frac{2\alpha}{3\alpha-2\beta-1}} \sim \sim q^p \sim \frac{E^p}{R^{2p}}, \quad (7)$$

$$\text{де } p = \frac{2\alpha - 2\beta - 1}{3\alpha - 2\beta - 1} = 0,50 \div 0,75$$

в залежності від степені іонізації газу $\alpha = 0 \div 1$.

Максимальна товщина екстрагованої плівки

$$h \sim (pR^2)^{1/2} \sigma^{-1/2} \sim E^{p/2} R^{1-p} \sigma_p^{-1/2}. \quad (8)$$

З другого боку при варіаціях E і R має забезпечуватись оптимальне значення $q \geq q_{\min}$, або

$$q \sim \frac{E}{R^2} = \text{const} \quad (9)$$

Комбінуючи (8) і (9), маємо

$$h \sim E^{1/2} \sigma_p^{-1/2}. \quad (10)$$

Кількість випарених атомів

$$N \sim h \cdot R^2 \sim h \cdot E \sim E^{3/2}, \quad (11)$$

а ефективність випаровування

$$\frac{N}{E} \sim E^{1/2}. \quad (12)$$

В результаті проведених досліджень в підтвердження запропонованої моделі можна зробити наступні висновки.

1. Існує вузький інтервал густин потужності $q \approx 5 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^9$ Вт/см², в якому є ефективною очистка поверхні ілюмінаторів, при її опроміненні з тильної сторони без порушення поверхні.

2. Максимальна товщина екстрагованої плівки досягає 10 ÷ 15 мкм і при зменшенні енергії наносекундного лазерного випромінювання $\sim \sqrt{E}$.

3. Максимальна товщина екстрагованої плівки зростає із зменшенням довжини хвилі.

4. В діапазоні енергій лазерного випромінювання $E_{\text{л}} = 2 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-1}$ Дж при $q = 10^9$ Вт/см² (що відповідає $R = 0,06 \div 0,4$ мм) максимальна товщина екстрагованої плівки $h = KR$ ($K = 0,02 \div 0,03$) до значень $h \leq \sqrt{kt_{\text{л}}}$.

5. Мінімальні пошкодження ілюмінатора відбуваються при застосуванні короткохвильового ексимерного лазера в робочому інтервалі значень q .

6. В досліджуваному інтервалі q і $h = 1 \div 15$ мкм ефективність видалення компонент $\frac{N}{E} \sim E$ і в 15 ÷ 20 разів

перевищує ефективність при лазерно-плазмовому випаровуванні [6].

7. Величина $\left(\frac{N}{E}\right)^{-1}$, що характеризує

середню енергію необхідну для екстракції одного атома складає 1,3 ÷ 3 еВ для Ti і 0,5 ÷ 1,5 еВ для C, що менше відповідних енергій випаровування (4,2 еВ для Ti і 7,2; 4,0; 2,6 еВ/атом при випаровуванні фрагментів C, C₂, C₃ відповідно). Це свідчить про нетепловий характер екстракції.

8. Хоча енергія зв'язку атома вуглецю в ґратці більша, ніж атома титану, ефективність екстракції графіту вища.

9. Енергії слабоіонізованих компонент ($\alpha \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$) складають 1 ÷ 1,5 еВ, а сам процес емісії затримується по відношенню до лазерного імпульса на 20 ÷ 50 нс.

10. Процес екстракції плівки проходить стадії: нагрівання - терморозширення - початкове відшарування - часткове випаровування з тильної сторони - зростання тиску - розрив відшарованої плівки - відліт фрагментів.

1. Опачко И.И., Шимон Л.Л. и др. Разработка методики и проведение экспериментальных исследований процесса очистки иллюминаторов // Итоговый отчет по х/д 39-89. – 1990. – УжГУ.
2. . Мачулка Г.А. Лазерная обработка стекла // Советское радио. – Москва. – 1979. – с.136.
3. . Опачко І.І., Шимон Л.Л., Хом'як Б.Я. Журнал фізичних досліджень. - 1996. - т.1. - №1. - с.46-51.
4. Физические величины. Справочник под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. – Москва. – 1991. – с.1232.

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. . Анисимов С.И., Имас Я.Н., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы // Москва. – «Наука». – 1970. – С.272.

PECULIARITIES OF LASER PURIFICATION OF ILLUMINATORS

I. I. Opachko

Uzhgorod State University, 88000, Uzhgorod, Pidgirna str., 46.

The process of illuminators purification under irradiation of pulse IR laser of visible and UV range has investigated/ Non-heating character of pollution extraction has found/ The model of the process has proposed/