

PACS numbers: 42.25.Fx, 42.25.Gy, 68.35.Ct, 78.66.Jg, 78.68.+m, 81.65.Cf, 82.50.Hp

Аналіза умов ефективного фотохімічного субнанополірування поверхні кварцу з використанням ефекту цілковитого внутрішнього відбивання

В. І. Канєвський¹, С. О. Колоєнов²

¹*Інститут хімії поверхні ім. О. О. Чуйка НАН України,
вул. Генерала Наумова, 17,
03164 Київ, Україна*

²*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 60,
01033 Київ, Україна*

Представлено спосіб фотохімічного субнанополірування поверхні кварцу при освітленні її з боку кварцу під кутом, що реалізує цілковите внутрішнє відбивання світла. Розглянуто електродинамічні умови створення оптимального електричного поля над поверхнею кварцу з синусоїдальним профілем, що забезпечує ефективне щавлення виступів поверхні та відсутність такого щавлення у западинах. Показано, що найефективнішим є освітлення поверхні кварцу під критичним кутом цілковитого внутрішнього відбивання. При цьому для поверхні кварцу з синусоїдальним профілем висота виступів має не перевищувати 30 нм. В той же час, контрастність електричного поля в області виступів і западин такої поверхні практично не залежить від довжини хвилі падного випромінення та зменшується при збільшенні довжини кореляції профілю поверхні. Також встановлено, що для випадкового профілю з Гаусовою кореляційною функцією спочатку найінтенсивніше відбувається щавлення складових просторового спектру поверхні, для яких зміна амплітуди з просторовою частотою є максимальною. Після початку щавлення зі збільшенням довжини кореляції поверхні максимальна інтенсивність щавлення цих спектральних складових поверхні зменшується, зміщуючись у бік низьких просторових частот.

The method of photochemical subnanopolishing of the quartz surface, when it is illuminated from the side of the quartz at an angle realizing total internal reflection of light, is presented. The electrodynamic conditions for forming an optimal electric field over a quartz surface with a sinusoidal profile, which ensure effective etching of surface protrusions and the absence of such etching in troughs, are considered. As shown, the most effective is the illumination of the quartz surface at the critical angle of total internal reflection.

tion. Moreover, for a quartz surface with a sinusoidal profile, the height of the protrusions should not exceed 30 nm. At the same time, the contrast of the electric field in the region of the protrusions and troughs of such a surface is practically independent on the wavelength of the incident radiation and decreases with an increase in the correlation length of the surface profile. As revealed for a random profile with a Gaussian correlation function, the components of the surface spatial spectrum, for which maximum change in the amplitude with the spatial frequency occurs, are etched most intensely at the beginning. After etching beginning, with an increase in the length of the surface correlation, the maximum etching intensity of these spectral components decreases, shifting toward lower spatial frequencies.

Ключові слова: розсіяння плоских електромагнетних хвиль, Гельмгольцове векторне рівняння, шерсткість поверхні, фотохімічне субнанополірування.

Key words: scattering of plane electromagnetic waves, vector Helmholtz equation, surface roughness, photochemical subnanopolishing.

(Отримано 25 травня 2020 р.)

1. ВСТУП

Поява та розвиток нових напрямів в оптиці, таких як волоконна оптика, голографія, інтегральна оптика та фотоніка, приводить до постійного підвищення вимог як до якості матеріалів, так і до точності виготовлення оптичних елементів. Донедавна допуски, що забезпечували наявні методи обробки, були більш ніж достатні для формування зображень високої якості згідно з Релейовим критерієм. Проте сьогодні нові оптичні технології вимагають, щоб відхилення форми поверхні від математично точної були набагато менші за довжину хвилі випромінювання [1]. В такому випадку важливою характеристикою багатьох оптичних елементів постає рівень шерсткості їхньої поверхні. На даний час для зменшення шерсткості поверхні застосовують хеміко-механічні способи полірування [2] та вакуумне плазмохімічне [3] цавлення. Специфіка цих процесів оброблення визначається фізико-хімічними властивостями оптичних матеріалів, які відрізняються крихкістю, широким діапазоном твердості, різною хемічною стійкістю та іншим. Йде постійний пошук нових, більш ефективних способів оброблення оптичних поверхонь, серед яких можна виділити методу використання оптимального ближнього поля [4], яку застосовують для нанополірування, наприклад, кварцу. В загальному випадку ця метода полягає у зануренні шерсткої поверхні кварцу у середовище, що містить молекулярний хлор, і створенні надцією поверхнею еванесцентного поля, шляхом її прямого опромінювання світлом з певною потужністю та довжиною падаючої хвилі. Еванесцентне поле, що утворюється при опромінюванні поблизу поверх-

ні, буде неоднорідним через наявність на поверхні виступів і западин. Біля виступів електрична складова електромагнетного поля локалізується та має підвищену напруженість порівняно з плоскими ділянками поверхні. В областях підвищеної напруженості електричного поля при правильному виборі довжини хвилі та потужності випромінювання [5] відбувається фотодисоціація молекулярного хлору з утворенням атомарного Хлору та його йонів, які, поляризуючись у зовнішньому полі, притягуються до виступів поверхні та взаємодіють з ними. Це приводить до локального щавлення виступів поверхні кварцу, що зменшує її шерсткість. В роботах [6, 7] було показано, що конфігурація еванесцентного поля біля поверхні кварцу істотно залежить від напрямку поширення випромінювання та показника заломлення середовища над поверхнею кварцу. Це відповідно впливає на ефективність процесу нанополірування.

Інший підхід, що представлений в даній роботі і в [7] як альтернатива розглянутому вище, полягає у створенні еванесцентного поля над поверхнею кварцу за допомогою використання ефекту цілковитого внутрішнього відбивання. В цьому випадку освітлення шерсткої поверхні кварцу відбувається з боку кварцу. Реалізація даного підходу передбачає, що кварцову пластинку з нанометровим рівнем шерсткості поверхні розташовують на горизонтальній поверхні трикутної призми також із кварцу. При опромінюванні бокової грані призми лазерний промінь проходить крізь призму, потрапляє в пластинку та частково відбивається від її верхньої сторони. У випадку, коли процес відбивання відбувається під кутом, більшим ніж кут цілковитого внутрішнього відбивання, над верхньою поверхнею пластинки утворюється еванесцентне поле, яке спричинене як ефектом вістря, так і явищем цілковитого внутрішнього відбивання, що істотно відрізняє даний підхід від попереднього варіанту.

В роботах [6–8] визначено оптимальні електродинамічні умови, при виконанні яких щавлення виступів поверхні здійснюється оптимальним чином. Зокрема, для реалізації цих умов у схемі з прямим освітленням поверхні кварцу світло має падати на поверхню під кутом у 0° . У схемі з використанням цілковитого внутрішнього відбивання оптимальний кут падіння світла дорівнює критичному куту цілковитого внутрішнього відбивання.

Для того щоб здійснити оптимальне субнанополірування шерсткої поверхні кварцу, необхідно, щоб області підвищеної напруженості еванесцентного поля, де можлива фотодисоціація хлору, локалізувалися, насамперед, над виступами поверхні. При цьому, вочевидь, інтенсивність процесу фотодисоціації хлору буде залежати від ступеня перевищення рівня напруженості еванесцентного поля над пороговим значенням, при якому має місце фотодисоціація, а отже, важливим параметром буде також контрастність електрично-

го поля над виступами та западинами поверхні, при якій напруженість поля в області западин залишається нижче порогового значення i , відповідно, фотодисоціація хлору там не відбувається. Для визначення умов, які забезпечують таку конфігурацію електричного поля біля поверхні кварцу, насамперед, потрібно провести електродинамічний розрахунок параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей поверхні кварцу.

Таким чином, метою даної роботи є розрахунок конфігурації електричної складової електромагнетного випромінювання вздовж роздільної межі «кварц-вакуум» і визначення умов, що з електродинамічної точки зору забезпечують необхідну контрастність електричного поля над поверхнею зразка, а також ефективне щавлення кварцу в областях виступів поверхні кварцу та відсутність такого щавлення в областях западин. Ці умови, вочевидь, пов'язані з формою поверхні зразка, параметрами її шерсткості та довжиною хвилі електромагнетного випромінювання. Для визначення зв'язку параметрів поля з просторовим спектром функції профілю поверхні найкращим кроком для даного дослідження є вибір синусоїдальної форми профілю, оскільки будь-яку поверхню можна представити сукупністю синусоїдальних профілів різної просторової частоти.

Для виконання розрахунків було розроблено власне програмне забезпечення, що реалізує розв'язок системи Максвеллових рівнянь з використанням методи скінченних елементів.

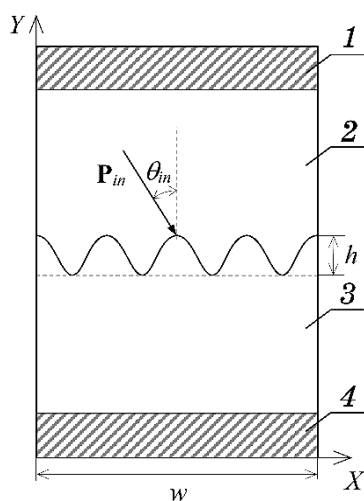


Рис. 1. Двовимірна комірка для розрахунку параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей поверхні кварцу. Ділянки 1–4 є, відповідно, ділянкою верхнього поглинального шару, шаром кварцу, вакуумом, ділянкою нижнього поглинального шару.¹

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ ЧИСЛОВОГО РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ ЕВАНЕСЦЕНТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ ПОВЕРХНІ КВАРЦУ ПРИ ОСВІТЛЕННІ З БОКУ КВАРЦУ

Розподіл модуля напруженості електричного поля та Пойнтингово-го вектора уздовж роздільчих меж «кварц–вакуум» можна одержати чисельно за допомогою розрахункового моделю, який подібний моделю, розглянутим у роботах [6, 7].

Даний модель описується за допомогою двовимірної розрахункової комірки, яку показано на рис. 1. Области 2 та 3 будемо розглядати як області кварцу та вакууму відповідно. Области 1 та 4 на рис. 3 позначено як поглинальні шари, які моделюють умови випромінювання на нескінченності [9, 10]. На межах розрахункової комірки, що розташовані праворуч і ліворуч, накладено умови періодичності. Для того щоб виключити можливість відбивання хвиль від меж розрахункової комірки, товщина цих поглинальних шарів має бути більшою за половину довжини хвилі. Об'ємний кварц у ділянці 2 має коефіцієнт заломлення $n = 1,5168$. Товщину ділянок кварцу та вакууму вибираємо з таким розрахунком, щоб у них вкладалося принаймні дві довжини хвилі у вільному просторі. Втратами нехтуємо. Шерстка поверхні кварцу має профіль синусоїдальної форми, що уможлиблює, якщо задати відстані h та w , — відповідно, висоту профілю поверхні кварцу та ширину розрахункової комірки, — з'ясувати вплив окремих просторових гармонік профілю на контрастність електричного поля над поверхнею зразка. Джерелом світла є пласка хвиля, яка поляризована в площині падіння та розсіюється на роздільчій межі «кварц–вакуум». Її напрямок руху на рис. 2 представлений Пойнтинговим вектором \mathbf{P}_{in} , що направлений під кутом θ_{in} відносно осі Y , причому на вказану роздільчу межу хвиля падає з боку кварцу.

Профіль синусоїдальної поверхні кварцу можна охарактеризувати параметрами шерсткості δ та σ , де δ — середньоквадратичне відхилення профілю, σ — довжина кореляції. Для випадку профілю поверхні, що має форму синусоїди, середнє квадратичне відхилення δ дорівнює $h/2\sqrt{2}$. Є безпосередній зв'язок між енергетичним просторовим спектром шерсткої поверхні $|S(\nu)|^2$ та параметрами шерсткості δ і σ цієї поверхні. Якщо випадкова функція форми поверхні має форму синусоїдальної поверхні, то цей зв'язок в одновимірному випадку можна записати у вигляді [11]

$$|S_1(\nu)|^2 = (h/4)^2 |\tilde{\delta}(\nu - g) + \tilde{\delta}(\nu + g)|, \quad (1)$$

де $\tilde{\delta}$ — дельта-функція, а параметер $g = 1/T$ відповідає просторовій частоті синусоїдального профілю поверхні із заданим періодом T . Таким чином, якщо розвинути випадкову функцію шерсткої поверхні, що має кореляційну функцію з Гаусовим розподілом, у ряд

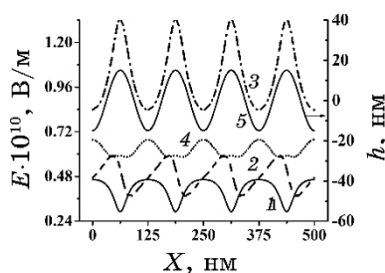


Рис. 2. Розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж роздільчої межі «кварц–вакуум» (шкала ліворуч) за різних значень кута падіння: $\theta_{in} = 0^\circ$ (крива 1), $\theta_{in} = 30^\circ$ (крива 2), $\theta_{in} = 42^\circ$ (крива 3), $\theta_{in} = 70^\circ$ (крива 4). Розподіл висоти профілю уздовж згаданої межі (шкала праворуч, крива 5).²

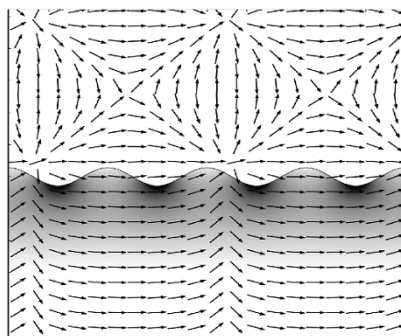


Рис. 3. Двовимірний розподіл амплітуди електричної складової електромагнетного поля (сірий фон) і потоків Пойнтингового вектора (стрілки) у ближній зоні роздільчої межі «кварц–вакуум» при куті падіння світла $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$.³

Фур'є, то можна змодельувати цю шерстку поверхню за допомогою сукупності синусоїдальних поверхонь із заданими просторовими частотами g , для яких висоти h визначаються зі співвідношення (1) за умови, що $|S_1(g)| = |S(g)|$, тобто $h(v) = 4|S(v)|$. При цьому період виступів синусоїдальної поверхні також можна пов'язати з довжиною кореляції σ , значення якої відповідає значенню аргументу кореляційної функції шерсткої поверхні кварцу, за якого кореляційна функція зменшується в e разів.

Для розрахунку контрастності K еванесцентного поля, що утворюється над виступами та западинами уздовж роздільчої межі «кварц–вакуум», будемо застосовувати співвідношення:

$$K = |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2),$$

де E_1 , E_2 — амплітуди еванесцентного поля у ділянках виступів і за-

падин, розташування яких визначається по відношенню до середньої лінії згаданої межі.

Розподіл напруженості електричного поля \mathbf{E} в областях 2–3 (рис. 2) розраховується на основі розв’язку однорідного Гельмгольцового векторного рівняння [12]:

$$\nabla (\mu_r^{-1} \nabla \cdot \mathbf{E}_m) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E}_m = \mathbf{0}, \quad (2)$$

де ε_r, μ_r — тензори другого порядку відносної комплексної діелектричної та магнетної проникностей; \mathbf{E}_m — комплексні амплітуди векторів електричного поля монохроматичної хвилі; k_0 — хвильове число у вільному просторі. Вважаємо, що об’єкти, які охоплює розрахункова комірка, не мають магнетних властивостей ($\mu_r = 1$). Розв’язавши рівняння (2), можна також одержати просторовий розподіл комплексних амплітуд магнетного вектора монохроматичної хвилі в стаціонарному електромагнетному полі \mathbf{H}_m .

Пойнтингів вектор можемо представити як

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{av} + \mathbf{P}_{var}, \quad \mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E}_m \times \mathbf{H}_m^*], \quad \mathbf{P}_{var} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E}_m \times \mathbf{H}_m e^{i2\varphi(t)}], \quad (3)$$

де $\varphi(t) = \omega t$ — фаза падної хвилі, ω — циклічна частота, t — час, \mathbf{P}_{av} — постійна складова Пойнтингового вектора (активна потужність), \mathbf{P}_{var} — змінна складова Пойнтингового вектора (реактивна потужність). Зауважимо, що співвідношення (3) дають можливість однозначно описати хвильовий процес поширення енергії, яка розповсюджується в розрахунковій комірці.

Для розв’язку рівняння (2) виберемо скінченноелементний підхід, який складається з методи Гальоркіна та, власне, з методи скінченних елементів [9, 10]. Як векторні скінченні елементи використовувалися трикутники. Числова реалізація умов випромінювання на нескінченості в областях 1 та 4 здійснюється шляхом застосування методи абсолютно поглинальних шарів [13, 14].

Верифікацію побудованого числового моделю було проведено за допомогою моделювання процесу поширення пласкої електромагнетної хвилі через пласку роздільчу межу «кварц–вакуум» за різних кутів падіння світла та порівняння одержаних результатів з розрахунками, зробленими з використанням аналітичних виразів [8].

3. АНАЛІЗА ОДЕРЖАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Щоб проаналізувати внесок окремих гармонік просторового спектру роздільчої межі «кварц–вакуум» у контрастність електричного поля над поверхнею зразка, спочатку необхідно здійснити розрахунок конфігурації електричної складової електромагнетного випромінювання вздовж згаданої роздільчої межі та визначити умови, які

забезпечують ефективне щавлення кварцу в областях виступів поверхні та відсутність такого щавлення в областях западин.

Раніше у роботі [7] вже було досліджено умови, за яких можливе ефективне субнанополірування поверхні кварцу, профіль якої описується випадковою функцією із заданими характеристиками, у схемі, коли освітлення роздільної межі «кварц–вакуум» здійснюється з боку кварцу. Проте це не означає, що визначені умови можуть бути поширені на випадок синусоїдального профілю поверхні, оскільки відомо, що поширення світла у середовищах з періодичною зміною властивостей має певні особливості, пов'язані з резонансними ефектами [15]. Тому для визначення оптимальних електродинамічних умов ефективного полірування поверхні кварцу необхідно провести дослідження, аналогічні [7].

Розглянемо розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум», що має синусоїдальний профіль з періодом $T = 125$ нм, при різних значеннях кута падіння для довжини падаючої хвилі у вакуумі $\lambda = 500$ нм і висоти виступів поверхні кварцу $h = 28,2$ нм (рис. 1). У даному випадку, коли $\theta_{in} = 42^\circ$, просторовий профіль (рис. 2, крива 5) і розподіл поля (рис. 2, крива 3) в цілому будуть повторювати одне одного, а отже, фотодисоціація молекул хлору буде здійснюватися в області виступів шерсткої поверхні кварцу та щавлення кварцу буде здійснюватися переважно в областях виступів, а не западин. Освітлення зразка під іншими кутами, як показує порівняння просторового профілю зразка з відповідними розподілами напруженості електричного поля уздовж згаданої роздільної межі, є неприйнятним з точки зору ефективного нанополірування шерсткої поверхні кварцу, оскільки максимуми та мінімуми поля вже не будуть збігатися з максимумами та мінімумами профілю. Отже, форма функції, що описує напруженість електричного поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум», повторює форму профілю

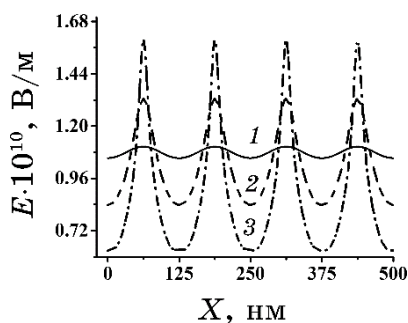


Рис. 4. Розподіл напруженості електричного поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум» при різних значеннях висоти виступів поверхні кварцу: $h = 2,82$ нм (крива 1), $h = 28,2$ нм (крива 2), $h = 84,6$ нм (крива 3).⁴

цієї межі тільки за умови, що кут падіння світла буде дорівнювати критичному куту ($\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$). На рисунку 3 показано двовимірний розподіл амплітуди модуля напруженості електричної складової електромагнетного поля (сірий фон) і потоків Пойнтингового вектора (стрілки) у ближній зоні роздільної межі «кварц–вакуум» при куті падіння світла $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$, що яскраво ілюструє факт повторення модулем напруженості поля форми профілю поверхні кварцу.

Знаючи кут падіння променя, під дією якого необхідно виконувати нанолокальне щавлення кварцу, необхідно з'ясувати, в якому діапазоні параметра h доцільно виконувати нанополірування. Висота нерівностей поверхні має істотний вплив на формування еванесцентного поля. На рисунку 4 показано розподіл напруженості електричного поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум» за різних значень виступів поверхні кварцу h та кута падіння плоскої хвилі $\theta_{in} = 42^\circ$. Згідно з цим рисунком, за різних значень параметра h розподіл максимумів і мінімумів модуля напруженості електричного поля уздовж роздільної межі не змінюється і в цілому повторює форму профілю шерсткої поверхні кварцу. Однак із збільшенням висоти профілю максимальні амплітуди поля концентруються ближче до верхівок виступів, і поле на бічних поверхнях виступів починає змінюватися з висотою все більш непропорційно (див. криву 3 на рис. 4 для $h = 84,6$ нм). Це призводить до того, що фотодисоціація хлору та щавлення поверхні кварцу відбуватиметься тільки в обмеженій області безпосередньо біля верхівок виступів. При цьому бічні поверхні виступів можуть щавитися або дуже слабо, або взагалі не щавитися. В цьому випадку ефективність процесу щавлення буде понижуватися.

Рисунок 5 дає змогу визначити діапазон зміни висоти поверхні, за якого поле вздовж поверхні виступу буде розподілятися пропорційно висоті поверхні. Згаданий рисунок показує, що в діапазоні зміни висоти профілю поверхні приблизно до 30 нм контрастність поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум» має майже лінійну залеж-

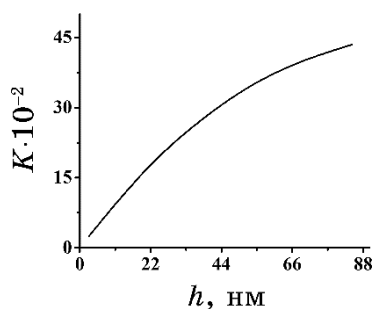


Рис. 5. Контрастність K електричної складової електромагнетного поля на роздільній межі «кварц–вакуум» в залежності від висоти профілю h .⁵

ність від h . У випадку, коли контраст поля змінюється лінійно з висотою профілю поверхні, амплітуда поля у западинах і безпосередньо над виступами також буде лінійно залежати від висоти. В такому разі зміна напруженості електричного поля вздовж профілю поверхні кварцу буде значно точніше повторювати форму цього профілю.

Отже, лінійна зміна напруженості електричного поля з висотою виступу поверхні уможливорює створити умови для ефективного ща-

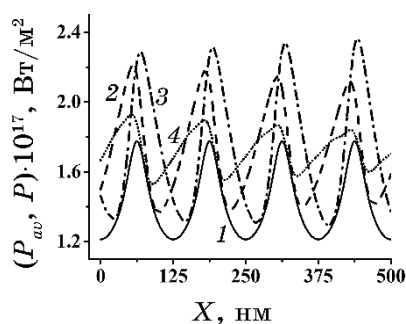


Рис. 6. Розподіл модуля активної складової P_{av} Пойнтингового вектора (крива 1) та модуля Пойнтингового вектора P уздовж роздільної межі «кварц-вакуум» в залежності від фази падної хвилі: $\varphi = 0$ (крива 2), $\varphi = \pi/4$ (крива 3) та $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4). Довжина падної хвилі в вакуумі $\lambda = 500$ нм, висота виступів поверхні кварцу $h = 28,2$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42^\circ$, довжина кореляції поверхні кварцової платівки $\sigma = 23,7$ нм.⁶

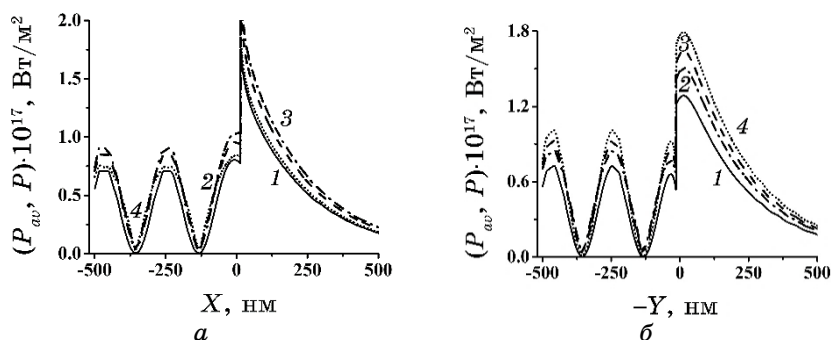


Рис. 7. Розподіл модуля активної складової P_{av} Пойнтингового вектора (крива 1) та модуля Пойнтингового вектора P у перпендикулярному напрямку до роздільної межі «кварц-вакуум» в залежності від фази падної хвилі: $\varphi = 0$ (крива 2), $\varphi = \pi/4$ (крива 3) та $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4); причому перпендикулярний напрямок проходить крізь: виступ (а), западину (б). Довжина падної хвилі в вакуумі $\lambda = 500$ нм, висота виступів поверхні кварцу $h = 28,2$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42^\circ$, довжина кореляції поверхні кварцової платівки $\sigma = 23,7$ нм.⁷

влення усієї площі виступу, а не тільки його верхівки.

Таким чином, для синусоїдального профілю кварцу з точки зору формування оптимального поля над його поверхнею фотохімічне щавлення цієї поверхні матиме максимальну ефективність, якщо висота профілю поверхні не перевищує 30 нм.

На рисунку 6 зображено розподіли модуля активної складової P_{av} Пойнтингового вектора та модуля Пойнтингового вектора P уздовж роздільчої межі «кварц–вакуум», одержані для різних фаз падної хвилі при довжині падної хвилі у вакуумі $\lambda = 500$ нм та куті падіння світла $\theta_{in} = 42^\circ$. Зауважимо, що характер розподілу активної складової Пойнтингового вектора P_{av} уздовж роздільчої межі «кварц–вакуум» є аналогічним характеру розподілу модуля вектора E і при освітленні зразка під критичним кутом повторює форму просторового профілю за умови, що $h \leq 30$ нм. З іншого боку, враховуючи той факт, що Пойнтингові вектор P складається з векторної суми векторів P_{av} і P_{var} , тобто залежить від фази ϕ , можемо стверджувати, що зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення (гребінь вектора P) дрейфує уздовж роздільчої межі «кварц–вакуум», створюючи оптимальні умови для субнанополірування даної поверхні.

У зв'язку з тим, що енергія поля (вектор P) має змінну складову, амплітуда якої змінюється з фазою падної хвилі, в роботі [7] було додатково показано, як змінюється поле в напрямку, перпендикулярному межі поділу, щоб уточнити можливість щавлення саме виступів. Через іншу форму профілю, що розглядається у даній роботі, одержаний раніше факт можливості такого наноцвавлення поверхні потребує уточнення. Рисунок 7 уможливило показати, що для синусоїдального профілю поверхні наноцвавлення більш ефективно на ділянках виступів, ніж западин. Порівняємо розподіли модуля активної складової Пойнтингового вектора P_{av} та модуля Пойнтингового вектора P у перпендикулярному напрямку до роздільчій межі «кварц–вакуум» на ділянках виступу та западини, яких показано на рис. 7, для випадку довжини падної хвилі у вакуумі $\lambda = 500$ нм та кута падіння $\theta_{in} = 42^\circ$. Таким чином, можна зробити висновок: ефективність наноцвавлення (з точки зору значень векторів P_{av} та P на ділянках виступів по відношенню до ділянок западин шерсткої поверхні кварцу) більш вагома на ділянці виступів, аніж западин за умови, що кут падіння дорівнює критичному куту.

Розглядаючи рис. 6 і рис. 7, можемо стверджувати, що за умови цілковитого внутрішнього відбивання перенесення енергії відбувається переважно уздовж горизонтальної координати (спостерігаємо хвилі, що біжать), уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії (спостерігаємо стоячі хвилі), а відбита хвиля частково заходить у вакуум, затухаючи по експоненті при віддалянні від роздільчої межі.

Як було зазначено в [6, 7], з точки зору ефективності здійснення

наношавлення шерсткої поверхні кварцу важливою характеристикою є контрастність поля на згаданій поверхні. Оскільки довільний профіль поверхні може бути представлений сукупністю синусоїдальних профілів поверхні різної амплітуди та частоти, важливо дослідити як контрастність поля, що утворюється біля такої поверхні, пов'язана з параметрами окремого синусоїдального профілю.

На рисунку 8, а показано графік контрастності K еванесцентного поля на роздільчій межі «кварц–вакуум» в залежності від довжини кореляції σ поверхні кварцової платівки з синусоїдальним профілем за умови, що середнє квадратичне відхилення $\delta = 0,7$ нм (відповідає висоті виступів (западин) поверхні кварцу $h = 2$ нм), кут падіння $\theta_{in} = 42^\circ$ для довжин падної хвилі $\lambda = 400$ нм (крива 1), $\lambda = 500$ нм (крива 2) та $\lambda = 600$ нм (крива 3). Зауважимо, що при збільшенні довжини кореляції контрастність падає, оскільки в цьому випадку поверхня кварцу стає більш пласкою, коливання контрастності практично відсутні. В цілому криві 1–3 збігаються, тобто контрастність практично не залежить від довжини падної хвилі за умови, що середнє квадратичне відхилення δ незначне. На рисунку 8, б показано графік контрастності K еванесцентного поля на роздільчій межі «кварц–вакуум» в залежності від довжини падної хвилі λ за умови, що середнє квадратичне відхилення $\delta = 0,7$ нм (відповідає висоті виступів (западин) поверхні кварцу $h = 2$ нм), кут падіння $\theta_{in} = 42^\circ$ для довжин кореляції поверхні кварцової платівки $\sigma = 14,2$ нм (крива 1), $\sigma = 23,7$ нм (крива 2) та $\sigma = 33,1$ нм (крива 3). Криві 1–3 практично не залежать від довжини падної хвилі за умови, що середнє квадратичне відхилення δ незначне. Це підтвер-

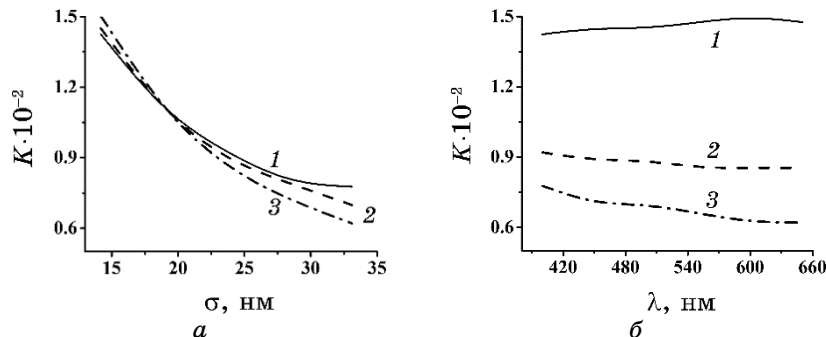


Рис. 8. Контрастність K еванесцентного поля, що утворюється при куті падіння плоскої електромагнетної хвилі $\theta_{in} = 42^\circ$ на роздільчій межі «кварц–вакуум», в залежності від довжини кореляції σ поверхні кварцової платівки (а) за умови, що довжина падної хвилі $\lambda = 400$ нм (крива 1), $\lambda = 500$ нм (крива 2), $\lambda = 600$ нм (крива 3), а також в залежності від довжини падної хвилі (б) за умови, що довжина кореляції поверхні кварцової платівки $\sigma = 14,2$ нм (крива 1), $\sigma = 23,7$ нм (крива 2), $\sigma = 33,1$ нм (крива 3).⁸

джує висновок, одержаний при розгляді рис. 8, *a*: контрастність практично не залежить від довжини падної хвилі.

На основі результатів попередніх розрахунків можна досліджувати вплив на контрастність параметрів поверхні більш складної форми, тобто від параметрів синусоїдальної поверхні, оскільки будь-яку функцію поверхні можна представили сукупністю синусоїдальних поверхонь з різною висотою профілю та просторовою частотою. Наприклад, можна розглянути вплив на контрастність окремих складових просторового спектру випадкової шерсткої поверхні, що характеризується Гаусовою кореляційною функцією із заданою довжиною кореляції та середньоквадратичним відхиленням профілю поверхні. Для цього з просторового спектру такої поверхні вибираються окремі гармоніки, які задають синусоїдальний профіль поверхні з відповідною частотою та висотою, що визначається у відповідності з виразом (1). Далі, для кожного такого профілю визначається контрастність еванесцентного поля. При цьому висота усіх синусоїдальних профілів, що досліджуються, має не перевищувати 30 нм, що, згідно з рис. 5, дає змогу залишатися в межах лінійної ділянки залежності контрастності від висоти синусоїдального профілю.

Розглянемо випадкову форму профілю поверхні кварцу, кореляційна функція якої має Гаусову залежність (4). Модулі функцій просторового спектру даної поверхні в залежності від її просторової частоти представлено на рис. 9; параметрами їх є: $\delta = 1$ нм, $\delta = 14,2$ нм (крива 1), $\delta = 23,7$ нм (крива 2), $\delta = 33,1$ нм (крива 3). Для кожної із згаданих функцій, відповідно, одержано криві контрастності K також в залежності від її просторової частоти даного профілю (рис. 10), причому довжина хвилі випромінювання $\lambda = 500$ нм, кут падіння даної хвилі на поверхню кварцу $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$. Таким чином, залежності, представлені на рис. 10, дають можливість побачити внесок різних просторових частот профілю поверхні кварцу в інтегральний параметр K .

Для випадкової шерсткої поверхні, що має Гаусову кореляційну

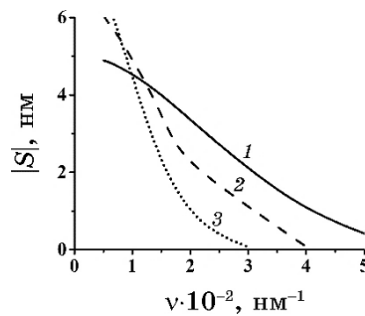


Рис. 9. Модуль функції просторового спектру випадкового профілю поверхні кварцу, що має Гаусову кореляційну функцію з різними довжинами кореляції: $\sigma = 14,2$ нм (крива 1), $\sigma = 23,7$ нм (крива 2), $\sigma = 33,1$ нм (крива 3).⁹

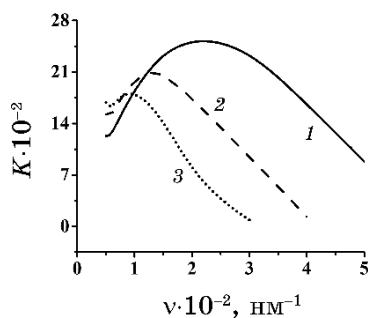


Рис. 10. Контрастність K еванесцентного поля на роздільчій межі «кварц–вакуум» в залежності від просторової частоти ν випадкового профілю поверхні кварцу, що має Гаусову кореляційну функцію з різними довжинами кореляції: $\sigma = 14,2$ нм (крива 1), $\sigma = 23,7$ нм (крива 2), $\sigma = 33,1$ нм (крива 3).¹⁰

функцію з параметрами $\sigma = 23,7$ нм та $\delta = 1$ нм, на початковій стадії щавлення основний внесок у контраст роблять складові спектру (рис. 10), для яких просторова частота шерсткої поверхні кварцу близька до $0,013$ нм⁻¹ і знаходиться в межах лінійної частини модуля спектральної функції профілю поверхні кварцу (рис. 9). Таким чином, в результаті щавлення доля згаданих складових просторового спектру буде зменшуватися. Відповідно, в подальшому в процесі щавлення просторовий спектер профілю поверхні буде втрачати початковий Гаусів розподіл спектральних складових.

Також потрібно зауважити, що подібні факти мають місце й у випадку кривих 1 та 3 відповідно на рис. 9 і 10, тобто у всьому діапазоні довжин кореляцій, що розглядаються на рис. 8, а. Причому завдяки рис. 10 добре видно, що із збільшенням довжини кореляції випадкової функції шерсткої поверхні кварцу відбувається відповідне зменшення величини максимуму контрастності, а його положення зсувається у бік менших просторових частот. Отже, виходячи з усього вищезазначеного, можна зробити висновок, що процес щавлення, який залежить від рівня контрастності поблизу поверхні кварцу, є нелінійним неоднорідним процесом.

4. ВИСНОВКИ

В результаті аналізу розповсюдження світлової хвилі, яка падає на поверхню кварцової платівки з боку кварцу, одержано зв'язок контрастності поля, що утворюється падною хвилею, з просторовою частотою функції профілю поверхні кварцу, тобто коли поверхня платівки має синусоїдальну форму. При цьому визначено, що внесок у контрастність кожної спектральної складової просторового спектру довільної шерсткої поверхні, що має Гаусову форму коре-

ляційної функції, не є однаковим. Встановлено, що на початковому етапі процесу щавлення еволюція шерсткої поверхні кварцу буде відбуватися таким чином, що спочатку найбільш інтенсивним є щавлення складових просторового спектру поверхні, які відповідають максимальній контрастності в діапазоні довжин кореляцій, що розглядаються в даній роботі. В ході цього процесу довжина кореляції поверхні буде збільшуватися, а максимум контрастності, а отже, і максимум швидкості щавлення, буде зменшуватися, зміщуючись у бік більш низьких просторових частот. При цьому на початковому етапі цієї еволюції поверхня буде ставати більш пласкою. Але водночас потрібно враховувати, що функція кореляції такої шерсткої поверхні вже не буде мати початковий Гаусів розподіл. Це дає розуміння можливості практичного застосування даного явища, наприклад, для фотохімічного субнанополірування поверхні кварцу.

При освітленні поверхні кварцу, що має синусоїдальний профіль, з боку кварцу, за умови цілковитого внутрішнього відбивання світла (при куті падіння, що дорівнює критичному), коли висота виступів поверхні є незначною (не перевищує 30 нм), а довжина падної світлової хвилі значно більша довжини кореляції функції профілю даної поверхні, було встановлено, що зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення (гребінь) дрейфує уздовж роздільної межі «кварц–вакуум». При цьому амплітуда коливань енергії в області виступів має більші значення, ніж в області западин. Тільки при критичному куті падіння профіль напруженості електричного поля уздовж роздільної межі «кварц–вакуум» повторює форму просторового профілю поверхні кварцу. Це створює оптимальні електродинамічні умови для ефективного щавлення виступів поверхні.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. T. Yatsui, K. Hirata, W. Nomura et al., *Appl. Phys. B*, **93**: 55 (2008). <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3142-z>
2. I. Ali, S. R. Roy, and G. Shinn, *Solid State Technology*, **10**: 63 (1994).
3. L. F. Johnson and K. A. Ingersoll, *Appl. Opt.*, **22**: 1165 (1983).
4. W. Nomura, T. Yatsui, and M. Ohtsu, *Progress in Nano-Electro-Optics VII. Springer Series in Optical Sciences. Vol. 155* (Ed. M. Ohtsu) (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag: 2010), p. 113. https://doi.org/10.1007/978-3-642-03951-5_4
5. M. Ohtsu, *Dressed Photons* (Berlin: Springer: 2014).
6. V. I. Kanevskii and S. O. Koliienov, *Journal of Modern Optics*, **67**, No. 3: 242 (2020). <https://doi.org/10.1080/09500340.2020.1713411>
7. V. I. Grigoruk, V. I. Kanevskii, and S. O. Koliienov, *Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*, **42**, Iss. 1: 105 (2020) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/mfint.42.01.0105>
8. V. I. Grigoruk, V. I. Kanevskii, and S. O. Koliienov, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **17**, No. 4: 637 (2019) (in Ukrainian).

- <https://doi.org/10.15407/nnn.17.04.637>
9. J. L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits, and Scattering Applications* (IEEE Press: 1998).
 10. J. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics* (New York: Wiley: 2002).
 11. H. Raether, *Springer Tracts in Modern Physics*, **111**: 140 (1988).
 12. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (New York: Pergamon Press: 1968).
 13. W. C. Chew and W. C. Weedon, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **7**: 599 (1994).
<https://doi.org/10.1002/mop.4650071304>
 14. Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, and J. F. Lee, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **43**, Iss. 12: 1460 (1995). <https://doi.org/10.1109/8.477075>
 15. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (New York: Wiley-Interscience: 2002).

¹*Chuiko Institute of Surface Chemistry, N.A.S. of Ukraine,
17, General Naumov Str.,
UA-03164 Kyiv, Ukraine*

²*Taras Shevchenko National University of Kyiv,
60, Volodymyrska Str.,
UA-01033 Kyiv, Ukraine*

¹ Fig. 1. 2D cell used to calculate evanescent field parameters in the near-field region of the nanoirregularities of the quartz surface. Regions 1–4 are respectively the region of the upper absorbing layer, the quartz layer, the vacuum, the region of the lower absorbing layer.

² Fig. 2. The distribution of electric field strength module along the ‘quartz–vacuum’ interface (the scale is located on the left side) at the different incident angles: $\theta_{in} = 0^\circ$ (curve 1), $\theta_{in} = 30^\circ$ (curve 2), $\theta_{in} = 42^\circ$ (curve 3), $\theta_{in} = 70^\circ$ (curve 4). The distribution of the profile height h (curve 5) along interface (the scale is located on the right side).

³ Fig. 3. 2D distribution of the amplitude of the evanescent field strength (grey background) and the flows of the Poynting vector (arrows) in the near zone of the ‘quartz–vacuum’ interface at the angle of light incidence $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$.

⁴ Fig. 4. The distribution of the electric field strength module along the ‘quartz–vacuum’ interface at different values of the quartz surface protrusion height: $h = 2.82$ nm (curve 1), $h = 28.2$ nm (curve 2), $h = 282$ nm (curve 3).

⁵ Fig. 5. The contrast K of the evanescent field at the ‘quartz–vacuum’ interface depending on the quartz surface profile height h .

⁶ Fig. 6. The distributions of the module of active component of the Poynting vector \mathbf{P}_{av} (curve 1) and the module of Poynting vector \mathbf{P} along the ‘quartz–vacuum’ with the different incident wave phases: $\varphi = 0$ (curve 2), $\varphi = \pi/4$ (curve 3) and $\varphi = 3\pi/7$ (curve 4), for parameters: $\lambda = 500$ nm, $\theta_{in} = 42^\circ$, $h = 28.2$ nm, $\sigma = 23.7$ nm.

⁷ Fig. 7. The distribution of the module of active component of the Poynting vector \mathbf{P}_{av} (curve 1) and the module of the Poynting vector \mathbf{P} in the perpendicular direction to the ‘quartz–vacuum’ interface depending on the incident wave phase $\varphi = 0$ (curve 2), $\varphi = \pi/4$ (curve 3) and $\varphi = 3\pi/7$ (curve 4), when the perpendicular direction passes through the protrusion (a) and trough (b), for parameters: $\lambda = 500$ nm, $\theta_{in} = 42^\circ$, $h = 28.2$ nm, $\sigma = 23.7$ nm.

⁸ Fig. 8. The contrast K of the evanescent field, which is formed at the ‘quartz–vacuum’ interface when plane electromagnetic wave falls at the angle $\theta_{in} = 42^\circ$, depending on the length of the surface correlation σ of the quartz plate (a) for the incident wavelengths $\lambda_{in} = 400$ nm (curve 1), $\lambda_{in} = 500$ nm (curve 2) and $\lambda_{in} = 600$ nm (curve 3); depending on the incident wavelength λ_{in} (b), for the correlation length of the quartz rough surface $\sigma = 14.2$ nm (curve 1), $\sigma = 23.7$ nm (curve 2) and $\sigma = 33.1$ nm (curve 3).

⁹ Fig. 9. The module of the spatial spectrum functions for the random surface profiles characterized by a Gaussian correlation function with correlation length of: $\sigma = 14.2$ nm (curve 1), $\sigma = 23.7$ nm (curve 2), $\sigma = 33.1$ nm (curve 3).

¹⁰ Fig. 10. The contrast K of the evanescent field at the ‘quartz–vacuum’ interface depending on the spatial frequency ν of the random quartz surface profile, characterized by a Gaussian correlation function with correlation length of: $\sigma = 14.2$ nm (curve 1), $\sigma = 23.7$ nm (curve 2), $\sigma = 33.1$ nm (curve 3).