

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.25.Gy, 78.20.Bh, 78.68.+m, 81.16.Rf, 81.65.Cf

Аналітичний розрахунок умов субмікронного щавлення пласкої поверхні кварцу

В. І. Григорук¹, В. І. Канєвський², С. О. Колєнов¹

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 60,
01033 Київ, Україна

²Інститут хімії поверхні ім. О. О. Чуйка НАН України,
вул. Генерала Наумова, 17,
03164 Київ, Україна

Описано аналітичний модель розрахунку електромагнетного поля на пласкій поверхні кварцу вздовж межі поділу «кварц–вакуум». Показано та проаналізовано розподіл густини енергії поля при освітленні такої поверхні з боку кварцу, коли кут падіння світла дорівнює критичному куту. При цьому одержано наступні результати: (а) зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення (гребінь) дрейфує уздовж пласкої межі поділу «кварц–вакуум», створюючи оптимальні умови для субмікронного щавлення; (б) перенесення енергії відбувається переважно тільки уздовж межі; (в) відбита хвиля частково заходить у вакуум, затухаючи експоненційно при віддаленні від межі поділу; (г) при збільшенні кута падіння падної хвилі активна та реактивна складові Пойнтингового вектора в області еванесцентного поля зменшуються, що погіршує умови для субмікронного щавлення даної поверхні.

An analytical method for calculating of electromagnetic field on the plane quartz surface along the ‘quartz–vacuum’ interface is described. The distribution of field-energy density, if such a surface is illuminated from the quartz side, is shown and analysed for the angle of incidence of the light, which is equal to the critical angle. The following results are obtained: (a) as the phase of the incident wave changes, its maximum-amplitude value (crest) drifts along the ‘quartz–vacuum’ interface and creates optimal conditions for submicron etching; (b) the energy transfer occurs mainly along the interface; (c) the reflected wave is partially penetrates vacuum volume decaying exponentially as it moves away from the interface; (d) as the angle of incidence of the incident wave increases, the active and reactive components of the Poynting’s vector in the region of the evanescent field decrease that worsens the conditions for submicron etching of the surface.

Описана аналитическая модель расчёта электромагнитного поля на плоской поверхности кварца вдоль границы раздела «кварц–вакуум». Показано и проанализировано распределение плотности энергии поля при освещении такой поверхности со стороны кварца, когда угол падения света равен критическому углу. При этом получены следующие результаты: (а) с изменением фазы падающей волны её максимальное значение (гребень) дрейфует вдоль плоской границы раздела «кварц–вакуум», создавая оптимальные условия для субмикронного травления; (б) перенос энергии происходит преимущественно только вдоль границы; (в) отражённая волна частично заходит в вакуум, затухая по экспоненте при отдалении от границы раздела; (г) при увеличении угла падения падающей волны активная и реактивная составляющие вектора Пойнтинга в области эванесцентного поля уменьшаются, что ухудшает условия для субмикронного травления данной поверхности.

Ключові слова: поверхневий плазмонний резонанс, розсіяння плоских електромагнетних хвиль, Гельмгольцове векторне рівняння.

Key words: surface plasmon resonance, scattering of plane electromagnetic waves, vector Helmholtz equation.

Ключевые слова: поверхностный плазмонный резонанс, рассеяние плоских электромагнитных волн, векторное уравнение Гельмгольца.

(Отримано 3 липня 2019 р.)

1. ВСТУП

Кварцове скло має унікальну сукупність характеристик: високу теплостійкість, хемічну стійкість, прозорість; це приводить до широкого застосування цього матеріалу. Найбільш затребуваний кварц в електроніці, оптиці та в ювелірній промисловості. Тому пошук нових методів хемічного щавлення кварцу є вельми актуальним завданням. Відомий ряд методів, застосування яких уможливорює виконувати щавлення поверхні кварцу, як то: (а) хемічне щавлення [1], (б) вакуумне йонно-променеве щавлення [2], (с) використання оптимального близького поля [3]. В останньому випадку, загалом, процедура фотохемічного нанощавлення поверхні полягає в наступному. Платівку (підкладинку) з кварцу, що має підготовлену для щавлення пласку поверхню, розташовують на горизонтальній поверхні трикутної призми також із кварцу (рис. 1). Далі, їх розміщують у вакуумній камері, заповненій молекулярним хлором, хемічної активності якого недостатньо, щоб вступити в реакцію з кварцом за кімнатної температури.

При опроміненні бокової грані призми лазерний промінь проходить крізь призму, потрапляє в платівку і частково відбивається

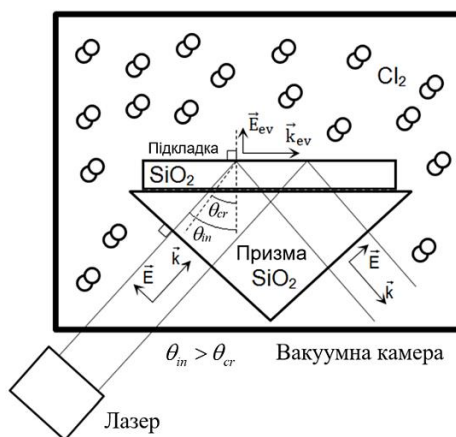


Рис. 1. Загальна схема фотохімічного субмікронного щавлення поверхні кварцу, де \vec{k}_{ev} і \vec{E}_{ev} — хвильовий вектор і напруженість еванесцентного поля відповідно; θ_{in} — кут падіння лазерного випромінювання на верхню поверхню кварцової підкладки; θ_{cr} — критичний кут.¹

від верхньої сторони даної пластинки. У випадку, коли процес відбивання відбувається під кутом, не меншим, ніж кут повного внутрішнього відбиття, над верхньою поверхнею платівки утворюється еванесцентне поле. Це поле, яке різко спадає при віддаленні від її поверхні, при досягненні певного рівня сприяє фотодисоціації молекулярного хлору, що знаходиться поблизу згаданої платівки. Як результат, в області максимальної амплітуди еванесцентного поля виникають умови для утворення атомарного Хлору та його йонів. Вказані продукти, поляризуючись у зовнішньому електромагнетному полі, притягуються до поверхні платівки, яка також поляризується під дією вказаного поля. Як показано в [4], під дією направленої електромагнетного випромінювання взаємодія атомарного Хлору з плоскою поверхнею платівки кварцу має активний характер уздовж тієї частини поверхні, куди спрямований лазерний промінь, тобто відбувається селективний процес субмікронного щавлення поверхні кварцу. В простому випадку є можливість здійснювати щавлення всієї поверхні зразка.

Метою даної роботи є: (i) аналітичний розрахунок конфігурації електричної складової електромагнетного випромінювання вздовж межі поділу «кварц-вакуум», що забезпечує необхідні умови для ефективного щавлення кварцу; (ii) пояснення електродинамічних процесів, що відбуваються поблизу межі поділу. В останньому випадку необхідно розглянути, як розподіляються потоки енергії електромагнетної хвилі в процесі її розсіювання на межі поділу. Це дасть змогу пояснити електродинамічні процеси при опромінюванні поверхні кварцу при повному внутрішньому відбитті та ві-

дповідно зрозуміти, за яких умов відбувається оптимальне щавлення.

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

2. АНАЛІТИЧНИЙ МОДЕЛЬ

На рисунку 2 зображено умовну поведінку електромагнетної хвилі поблизу пласкої межі поділу «кварц–вакуум» у випадку, коли кут падіння даної хвилі θ_{in} на вказану межу поділу не менший, ніж кут повного внутрішнього відбиття θ_{cr} (критичний кут падіння); $n = 1,5168$ — показник заломлення кварцу; втратами нехтуємо. Падна електромагнетна хвиля має ТМ-поляризацію. Зауважимо, що на рис. 2 умовно зображено пунктирною лінією заломлену хвилю, що має кут заломлення θ^{\wedge} , який перевищує 90 градусів і стає уявним. Розглянемо процедуру аналітичного розрахунку розподілу електромагнетного поля в розрахунковій комірці (рис. 2) у випадку, коли кут падіння електромагнетного хвилі θ_{in} на вказану межу поділу не менший, ніж кут повного внутрішнього відбиття θ_{cr} .

Згідно з рисунком 2, мають місце вирази для проєкцій векторів електромагнетної хвилі **E** та **H**.

1. Для падної хвилі:

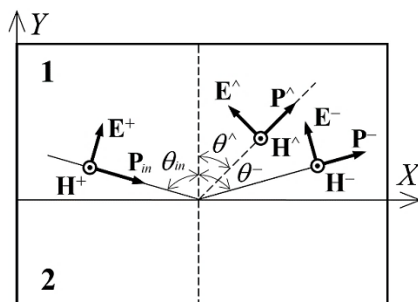


Рис. 2. Двовимірна комірця для аналітичного розрахунку розподілу електромагнетного поля у випадку падіння ТМ-пласкої хвилі на гладку межу поділу «кварц–вакуум» під кутом θ_{in} , не меншим, ніж кут повного внутрішнього відбиття θ_{cr} . Області 1 і 2 — це області кварцової пластинки з показником заломлення n і вакууму відповідно. \mathbf{H}^+ , \mathbf{H}^- , \mathbf{H}^{\wedge} — напруженості магнетних полів падної, відбитої та заломленої хвиль відповідно. \mathbf{E}^+ , \mathbf{E}^- , \mathbf{E}^{\wedge} — напруженості електричних полів падної, відбитої та заломленої хвиль відповідно. θ_{in} , θ^- , θ^{\wedge} — кути падіння, відбиття та заломлення відповідних хвиль. \mathbf{P}_{in} , \mathbf{P}^- , \mathbf{P}^{\wedge} — Пойнтингові вектори падної, відбитої та заломленої хвиль відповідно.²

$$E_x^+ = E^+ \cos(\theta_{in}) \exp(-i(k_{1x}x - k_{1y}y)), \quad (1)$$

$$E_y^+ = E^+ \sin(\theta_{in}) \exp(-i(k_{1x}x - k_{1y}y)), \quad (2)$$

$$H_z^+ = (E^+ / Z_1) \exp(-i(k_{1x}x - k_{1y}y)), \quad (3)$$

де $Z_1 = Z_c / n$ — хвильовий опір кварцу; Z_c — хвильовий опір вакууму; $k_{1x} = k_1 \sin(\theta_{in})$, $k_{1y} = k_1 \cos(\theta_{in})$ — проєкції хвильових векторів на координатні осі; k_1 — хвильове число, яке відповідає падній хвилі.

2. Для відбитої хвилі:

$$E_x^- = -E^- \cos(\theta_{in}) \exp(-i(k_{1x}x + k_{1y}y)), \quad (4)$$

$$E_y^- = E^- \sin(\theta_{in}) \exp(-i(k_{1x}x + k_{1y}y)), \quad (5)$$

$$H_z^- = (E^- / Z_1) \exp(-i(k_{1x}x + k_{1y}y)), \quad (6)$$

де $\theta_{in} = \theta^-$ згідно з першим Снелліусовим законом.

3. Для заломленої хвилі:

$$E_x^\wedge = -E^\wedge \cos(\theta^\wedge) \exp(-i(k_{2x}x + k_{2y}y)), \quad (7)$$

$$E_y^\wedge = E^\wedge \sin(\theta^\wedge) \exp(-i(k_{2x}x - k_{2y}y)), \quad (8)$$

$$H_z^\wedge = (E^\wedge / Z_c) \exp(-i(k_{2x}x + k_{2y}y)), \quad (9)$$

де $k_{2x} = k_2 \sin(\theta^\wedge)$, $k_{2y} = k_2 \cos(\theta^\wedge)$ — проєкції хвильових векторів на координатні осі, k_2 — хвильове число, яке відповідає заломленій хвилі, причому співвідношення $\cos(\theta^\wedge) = i\sqrt{(n \sin(\theta_{in}))^2 - 1}$ одержано з другого Снелліусового закону за умови, що $\theta_{in} \geq \theta_{cr}$, а кут θ^\wedge — комплексний.

Таким чином, розподіл електромагнетного поля над межею поділу «кварц-вакуум» (рис. 2, $Y > 0$) одержимо, підсумувавши падну та відбиту хвилі, а також враховуючи зсув відбитої хвилі відносно падної, представивши відбиту хвилю у вигляді:

$$E^- = E^+ \exp(i2\psi_0), \quad (10)$$

де $2\psi_0$ — зсув фази відбитої хвилі відносно падної, співвідношення для якого було одержано в [5]:

$$\psi_0 = \arctg \left(\frac{\sqrt{(\sin(\theta_{in}))^2 - n^2}}{n^2 \cos(\theta_{in})} \right). \quad (11)$$

Як результат, одержимо вирази для проєкцій векторів електромагнетної хвилі **E** та **H** над межею поділу «кварц–вакуум»:

$$E_x = 2iE^+ \cos(\theta_{in}) \sin(k_{1y}y - \psi_0) \exp(-i(k_{1x}x - \psi_0)), \quad (12)$$

$$E_y = 2E^+ \sin(\theta_{in}) \cos(k_{1y}y - \psi_0) \exp(-i(k_{1x}x - \psi_0)), \quad (13)$$

$$H_z = 2(E^+ / Z_1) \cos(\theta_{in}) \sin(k_{1y}y - \psi_0) \exp(-i(k_{1x}x - \psi_0)). \quad (14)$$

Вирази для проєкцій векторів електромагнетної хвилі **E** та **H** під поверхнею повного внутрішнього відбиття (рис. 2, $Y < 0$) одержимо на основі співвідношень (7)–(9)

$$\begin{aligned} E_x^\wedge &= \\ &= -iE^\wedge \sqrt{(n \sin(\theta_{in}))^2 - 1} \exp\left(k_2 y \sqrt{(n \sin(\theta_{in}))^2 - 1}\right) \exp(-ik_2 n x \sin(\theta_{in})), \end{aligned} \quad (15)$$

$$E_y^\wedge = E^\wedge n \sin(\theta_{in}) \exp(k_2 y \sqrt{(n \sin(\theta_{in}))^2 - 1}) \exp(-i(k_2 n x \sin(\theta_{in}))), \quad (16)$$

$$H_z^\wedge = \frac{E^\wedge}{Z_c} \exp\left(k_2 y \sqrt{(n \sin(\theta_{in}))^2 - 1}\right) \exp(-ik_2 n x \sin(\theta_{in})). \quad (17)$$

Зауважимо, що амплітуди полів H^+ , H^- , H^\wedge , E^+ , E^- , E^\wedge визначаються з урахуванням межових умов на межі поділу «кварц–вакуум» ($Y = 0$):

$$E_x^+(+0) + E_x^- (+0) = E_x^\wedge(-0), \quad H_z^+(+0) + H_z^- (+0) = H_z^\wedge(-0). \quad (18)$$

Враховуючи той факт, що напруженості електричного **E** та магнетного **H** полів можна записати у вигляді

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_m e^{j\omega t} + \mathbf{E}_m^* e^{-j\omega t}); \quad \mathbf{H} = \frac{1}{2}(\mathbf{H}_m e^{j\omega t} + \mathbf{H}_m^* e^{-j\omega t}),$$

то Пойнтингів вектор можемо представити як

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{av} + \mathbf{P}_{var}, \quad \mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m^*], \quad \mathbf{P}_{var} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{[\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m] e^{j2\varphi(t)}\}, \quad (19)$$

де $\varphi(t) = \omega t$ — фаза падної хвилі, ω — циклічна частота, t — час, $\mathbf{E}_m, \mathbf{E}_m^*, \mathbf{H}_m, \mathbf{H}_m^*$ — комплексні амплітуди векторів **E**, **H** та їхні комплексно-спряжені значення, \mathbf{P}_{av} постійна складова Пойнтингового вектора (активна потужність); \mathbf{P}_{var} змінна складова Пойнтингового вектора (реактивна потужність). Зауважимо, що співвідношення (12)–(17) дають можливість однозначно описати хвильовий процес поширення енергії, яка поширюється в розрахун-

ковій комірці.

3. АНАЛІЗА ОДЕРЖАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Одним із способів перевірити правильність розрахунків аналітичного моделю є чисельні розрахунки розподілу напруженостей електромагнетного поля в розрахунковій області (рис. 2) за умови, що маємо пласку межу поділу «кварц–вакуум», на яку падає пласка хвиля під кутом θ_{in} , не меншим, ніж кут повного внутрішнього відбиття θ_{cr} . Такий підхід, зокрема, уможлиблює провести часткову верифікацію розрахунків, одержаних за допомогою аналітичного та числового моделей. Опишемо двовимірний числовий модель, який уможлиблює здійснити чисельні розрахунки розподілу напруженостей електромагнетного поля в розрахунковій області (рис. 2).

Верхню та нижню горизонтальні лінії двовимірної комірки (рис. 2) виберемо, відповідно, як джерело та приймач падного випромінювання. Праворуч і ліворуч розрахункову комірку обмежимо вертикальними лініями, вздовж яких виконуються періодичні крайові умови. Область 1 являє собою об'ємний кварц, коефіцієнт заломлення якого дорівнює $n = 1,5168$; втратами нехтуємо. Область 2 — це вакуум.

Розподіл напружености електричного поля \mathbf{E} в областях 1, 2 (рис. 2) розраховується на основі розв'язку однорідного Гельмгольцового векторного рівняння [6]:

$$\vec{\nabla} \times \left[\mu_r^{-1} \cdot \vec{\nabla} \times \mathbf{E} \right] - k_0^2 \varepsilon_r \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0}, \quad (20)$$

де ε_r, μ_r — тензори другого порядку відносної комплексної діелектричної та магнетної проникностей, k_0 — хвильове число у вільному просторі. Вважаємо, що об'єкти, яких охоплює розрахункова комірка, не мають магнетних властивостей ($\mu_r = 1$).

Для розв'язку рівняння (20) виберемо скінченно-елементний підхід, який складається з методи Гальоркіна та, власне, з методу скінченних елементів [7]. Як векторні скінченні елементи використовувалися трикутники.

Зауважимо, що верхня та нижня межі розрахункової комірки (горизонтальні лінії; рис. 2) обмежені поглинальними шарами, які моделюють Зоммерфельдові умови випромінювання на нескінченності [6, 7]:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + j k_0 \mathbf{E} \right) = \mathbf{0}, \quad (21)$$

де r — віддаль між точкою розсіювання променя та точкою спосте-

реження, розташованою в далекій зоні. Числова реалізація умов випромінення (21) здійснювалася шляхом застосування локального наближення, в рамках якого було вибрано методу абсолютно поглинальних шарів [8, 9].

Як джерело світла використаємо пласку ТМ-хвилю, яка поляризована в площині падіння та розсіюється на межі поділу «кварц–вакуум». Її напрямок руху представимо за допомогою Пойнтингового вектора \mathbf{P} , що направлений під кутом θ_{in} відносно осі Y , причому на вказану межу поділу ТМ-хвиля падає з боку кварцу.

Таким чином, числовий розв'язок рівняння (20) уможливило одержати розподіл Пойнтингового вектора в розрахунковій двовимірній області (рис. 2) з потрібною точністю та провести часткову верифікацію розрахунків, одержаних за допомогою аналітичного та числового моделей. На рисунку 3 зображено розподіли потоків Пойнтингового вектора та модуля даного вектора в розрахунковій комірці (рис. 2) для довжини падної хвилі $\lambda_{in} = 500$ нм, розраховані за допомогою числового моделю (19)–(21) при кутах падіння $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$ (рис. 3, а) та $\theta_{in} = 70^\circ$ (рис. 3, б). Ідентичні розподіли було одержано також і за допомогою аналітичного моделю (12)–(19) при тих самих умовах.

На основі рисунку 3 можна зробити наступні висновки. При освітленні згаданої шорсткої поверхні з боку кварцу, за умови повного внутрішнього відбиття світла ($\theta_{in} = \theta_{cr} = 42^\circ$), було визначено, що зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення

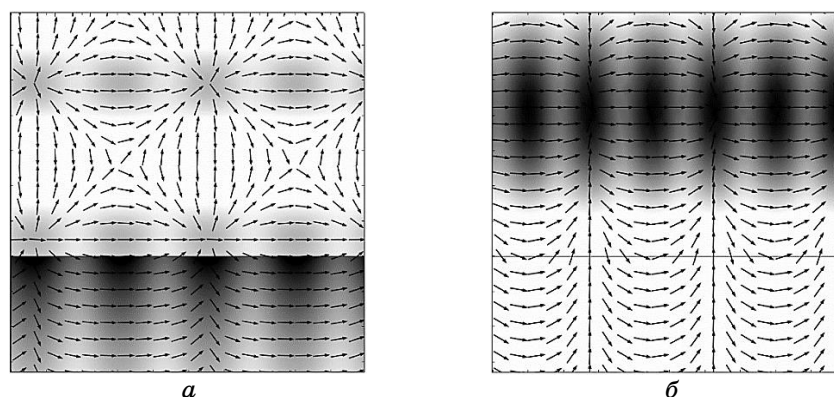


Рис. 3. Двовимірний розподіл потоків Пойнтингового вектора (стрілки) та модуля даного вектора (сірий фон) у розрахунковій комірці для випадків, коли кут падіння пласкої хвилі дорівнює критичному куту (а) та більше критичного кута (б). Зображення є результатами розрахунків, яких виконано незалежно за допомогою аналітичного та числового моделей, що є ідентичними.³

(гребінь) дрейфує уздовж межі поділу «кварц–вакуум», створюючи оптимальні умови для нанощавлення даної поверхні. Перенесення енергії відбувається переважно тільки вздовж горизонтальної координати. Уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії. Відбита хвиля частково заходить у вакуум, згасаючи експоненційно при віддаленні від межі поділу. При збільшенні кута падіння падної хвилі відбувається зсув фази відбитої хвилі відносно падної, що викликає зменшення амплітуди активної та реактивної складових Пойнтингового вектора в області еванесцентного поля, що відповідає погіршенню умов для субмікронного щавлення даної поверхні. Збіг незалежних розрахунків розподілу потоків Пойнтингового вектора за допомогою аналітичного та числового моделей у двовимірній розрахунковій комірці уможливило зробити висновок: побудований аналітичний модель є коректним. Дані висновки підтверджуються подальшими розрахунками.

Зауважимо, що Пойнтингів вектор \mathbf{P} складається з векторної суми векторів \mathbf{P}_{av} і \mathbf{P}_{var} , тобто залежить від фази ϕ . На рисунку 4 зображено розраховані за допомогою аналітичного моделю розподіли модуля активної складової \mathbf{P}_{av} Пойнтингового вектора та модуля Пойнтингового вектора \mathbf{P} уздовж межі поділу «кварц–вакуум» в залежності від фази ϕ падної хвилі з довжиною $\lambda_{in} = 500$ нм. Проаналізувавши одержані залежності, можна стверджувати, що зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення (гребінь вектора \mathbf{P}) дрейфує уздовж межі поділу «кварц–вакуум», створюючи оптимальні умови для рівномірного субмікронного щавлення даної поверхні.

Розподіли модуля активної складової \mathbf{P}_{av} Пойнтингового вектора та модуля Пойнтингового вектора \mathbf{P} в залежності від фази ϕ падної хвилі у перпендикулярному напрямку до межі поділу «кварц–вакуум» показано на рис. 5. Даний рисунок вказує на те, що уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії (спостерігається режим стоячих хвиль). Відбита хвиля частково заходить у вакуум, згасаючи експоненційно при віддаленні від межі поділу.

4. ВИСНОВКИ

Незалежний розрахунок розподілу потоків Пойнтингового вектора за допомогою аналітичного та числового моделей у двовимірній розрахунковій комірці, які збіглися, уможливило зробити висновок: побудований аналітичний модель є коректним.

В результаті аналізу поширення світлової хвилі, яка падає на поверхню кварцової платівки з боку кварцу, за допомогою аналітичного моделю одержано наступні результати.

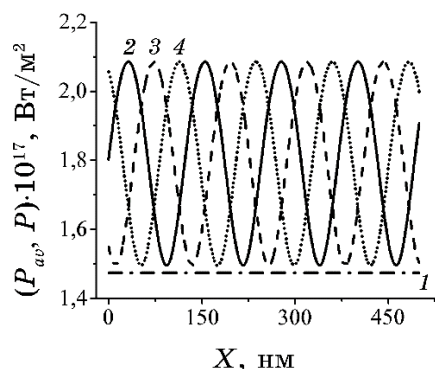


Рис. 4. Розподіли модуля активної складової P_{av} Пойнтинґового вектора (крива 1) та модуля Пойнтинґового вектора P уздовж межі поділу «кварц-вакуум» в залежності від фази φ падної хвилі, коли $\varphi = 0$ (крива 2), $\varphi = \pi/6$ (крива 3), $\varphi = \pi/3$ (крива 4).⁴

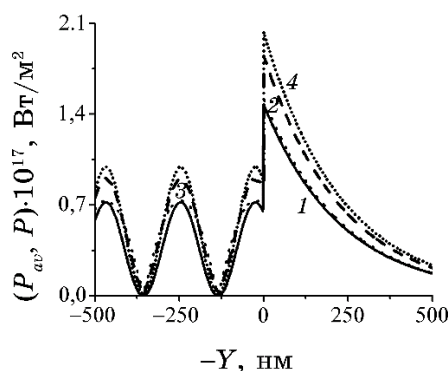


Рис. 5. Розподіли модуля активної складової P_{av} Пойнтинґового вектора (крива 1) та модуля Пойнтинґового вектора P у перпендикулярному напрямку до межі поділу «кварц-вакуум» в залежності від фази φ падної хвилі, коли $\varphi = 0$ (крива 2), $\varphi = \pi/6$ (крива 3), $\varphi = \pi/3$ (крива 4).⁵

При освітленні згаданої шерсткої поверхні з боку кварцу за умови, що кут падіння плоскої хвилі дорівнює критичному куту, було визначено, що зі зміною фази падної хвилі її максимальне значення (гребінь) дрейфує уздовж межі поділу «кварц-вакуум», створюючи оптимальні умови для субмікронного щавлення плоскої поверхні. Перенесення енергії відбувається переважно тільки уздовж горизонтальної координати. Уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії. Відбита хвиля частково заходить у вакуум, згасаючи експоненційно при віддаленні від межі поділу. При збільшенні кута падіння падної хвилі відбувається зсув фази відбитої хвилі відносно падної,

що викликає зменшення амплітуди активної та реактивної складових Пойнтингового вектора в області межі поділу «кварц–вакуум», що відповідає погіршенню умов для субмікронного щавлення даної поверхні.

Одержаний аналітичний модель уможливорює аналізувати та підбирати потрібні параметри поля падної хвилі, які б забезпечували умови оптимального щавлення поверхні. При цьому потрібно враховувати, що процес щавлення відбувається, так би мовити, шар за шаром, який знімається вздовж поверхні в напрямку поширення енергії. Це зумовлено відповідною зміною у часі Пойнтингового вектора вздовж поверхні кварцу.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. I. Ali, S. R. Roy, and G. Shinn, *Solid State Technology*, **10**: 63 (1994).
2. G. F. Ivanitskii and V. I. Petrov, *Ionno-Plazmennaya Obrabotka Materialov* [Ion-Plasma Processing of Materials] (Moscow: Radio i Svyaz: 1986) (in Russian), p. 232.
3. O. Genichi, Ya. Takashi, and W. Nomura, *Etching Method Using Near-Field Light* (Patent JP, H01L 21/302, H01L/21/027; publ. number 2014-022411A, Publ. 03.02.2014).
4. W. Nomura, T. Yatsui, and M. Ohtsu, *Springer Series in Optical Sciences*, **155**: 113 (2010).
5. M. Adams, *Vvedenie v Teoriyu Opticheskikh Volnovodov* [An Introduction to Optical Waveguides] (Moscow: Mir: 1984) (Russian translation).
6. J. L. Volakis, A. Chatterjee, and L. C. Kempel, *Finite Element Method for Electromagnetics* (New York: IEEE Press: 1998).
7. J. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics* (New York: Wiley: 2002).
8. W. C. Chew and W. C. Weedon, *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **7**: 599 (1994); doi: <https://doi.org/10.1002/mop.4650071304>.
9. Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, and J. F. Lee, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **43**: Iss. 12: 1460 (1995); doi: [10.1109/8.477075](https://doi.org/10.1109/8.477075).

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv,
60 Volodymyrska Str.,
UA-01033 Kyiv, Ukraine

²O. O. Chuiko Institute of Surface Chemistry, N.A.S. of Ukraine,
17 General Naumov Str.,
UA-03164 Kyiv, Ukraine

¹ Fig. 1. The general scheme of photochemical submicron etching of the quartz surface, where \mathbf{k}_{ev} and \mathbf{E}_{ev} are the wave vector and the strength vector of the evanescent field, respectively, θ_{in} is the incident angle of laser radiation on the upper surface of the quartz substrate, θ_{cr} is the critical angle.

² Fig. 2. 2D cell used for the analytical calculation of the electromagnetic field distribution when the TM-plane wave falls to the plane ‘quartz–vacuum’ interface at the θ_{in} angle that is greater than the θ_{cr} angle of total internal reflection. The regions 1, 2 are areas of the quartz plate with refractive indices n and vacuum, respectively. \mathbf{H}^+ , \mathbf{H}^- , \mathbf{H}^\wedge are the strengths of mag-

netic fields of incident, reflected and refracted waves, respectively. E^+, E^-, E^\wedge are the strengths of electric fields of incident, reflected and refracted waves, respectively. $\theta_{in}, \theta^-, \theta^\wedge$ are the angles of incidence, reflection and refraction of the corresponding waves. P_{in}, P^-, P^\wedge are the Poynting's vectors of incident, reflected and refracted waves, respectively.

³ **Fig. 3.** Two-dimensional distribution of Poynting's vector flows (arrows) and the module of this vector (grey background) in the calculation cell for the case when the angle of incidence of a plane wave is equal to the critical angle (a) and more then critical angle (б). Images are the results of calculations performed independently using analytical and numeric models, which are identical.

⁴ **Fig. 4.** The distribution of the module of active component of the Poynting's vector P_{av} (curve 1) and the module of Poynting's vector P over the 'quartz-vacuum' interface depending on the incident wave phase φ , when $\varphi = 0$ (curve 2), $\varphi = \pi/6$ (curve 3) and $\varphi = \pi/3$ (curve 4).

⁵ **Fig. 5.** The distribution of the module of active component of the Poynting's vector P_{av} (curve 1) and the module of the Poynting's vector P along the perpendicular direction to the 'quartz-vacuum' interface depending on the incident wave phase φ , when $\varphi = 0$ (curve 2), $\varphi = \pi/6$ (curve 3) and $\varphi = \pi/3$ (curve 4).