

РОЗСІЯННЯ СВІТЛА НА ШОРСТКІЙ ПОВЕРХНІ КВАРЦУ СИНУСОЇДАЛЬНОЇ ФОРМИ, ПОКРИТОЇ ТОНКИМ ШАРОМ ЗОЛОТА

В. І. Григорук², В.І. Канєвський¹, С.О. Колєнов²

¹Інститут хімії поверхні імені О.О.Чуйка НАН України, вул. Генерала Наумова, 17,
Київ, 03164, Україна, vikanev@ukr.net

²Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
просп. Глушкова 2, Київ, 030222, Україна

Описана чисельна процедура розрахунку розсіяння світла на шорсткій поверхні кварцу, покритої тонким шаром золота. Використано кінцево-елементний підхід для розв'язку двовимірного векторного рівняння Гельмгольца. Профіль межі розділу «кварц – вакуум» вибраний у формі синусоїдальної поверхні. Показано, що при освітленні даної поверхні з боку кварцу при умові повного внутрішнього відбиття світла, коли середньоквадратичне відхилення δ шорсткості незначне ($\delta < 10$ нм), були отримані наступні результати: (а) потоки енергії, спричинені падаючою хвилею, суттєво збурюються тільки поблизу цієї поверхні; (б) в залежності від фази падаючої хвилі її гребінь змінює своє положення уздовж границі розділу; (в) величина даного гребеня в області виступів має значно більші значення, ніж в області западин; (г) енергія хвилі, яка розсіюється на тонкій плівці золота, в далекій зоні розсіяння значно менша, ніж енергія падаючої хвилі; (д) при збільшенні довжини кореляції шорсткої поверхні кварцу контрастність напруженості еванесцентного поля зменшується; (ж) у випадку, коли не виконуються умови існування поверхневого плазмонного резонансу, згадана контрастність практично не залежить від довжини падаючої хвилі

Ключові слова: еванесцентне поле, шорстка поверхня, контрастність, довжина кореляції шорсткої поверхні, повне внутрішнє відбиття.

Відомо, що у випадку, коли кут падіння плоскої хвилі, яка розповсюджується з більш оптично щільного середовища, більший критичного, відбувається явище повного внутрішнього відбиття падаючої хвилі, причому заломлена хвиля поширюється уздовж границі розділу [1]. Переважна більшість робіт, в яких розглядається це явище, передбачає що дана границя пласка. Це дає можливість отримати тільки середнє значення показника заломлення й товщину адсорбованого шару на даній границі [2], оскільки інформація про шорсткість поверхні відсутня. З іншого боку, методи, які базуються на аналізі розсіяного світла від шорсткої поверхні (перш за все, його азимутальної й полярної залежностей) в далекій зоні, дозволяють також отримати інформацію і про її структуру [3]. Але, для розуміння зв'язку між параметрами хвилі, яка розповсюджується уздовж шорсткої границі розділу і просторовою частотою функції, що описує форму цієї границі, отриманої інформації недостатньо.

Для отримання необхідних залежностей в даній роботі запропоновано розглянути розсіяння світла на шорсткій поверхні кварцу, покритої тонким шаром золота, у випадку, коли (і) освітлення даної поверхні здійснювалось з боку кварцу; (ii) виконана умова повного внутрішнього відбиття падаючої хвилі; (iii) середньоквадратичне відхилення δ шорсткості поверхні незначне ($\delta \leq 10$ нм); (iv) вибрано границю розділу «плівка золота –

кварц» з профілем у формі синусоїдальної поверхні; (v) поверхня плівки золота повторює профіль поверхні кварцу.

Числові розрахунки параметрів еванесцентного поля та вектора Пойнтінга в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу дозволяють отримати зв'язок між електродинамічними характеристиками поля і просторовою частотою функції профілю згаданої поверхні. Зауважимо, що при виконанні розрахунків було враховане явище поверхневого плазмонного резонансу, що має місце на тонкій поверхні плівки золота, нанесеної на шорстку поверхню кварцу.

Модель розрахунку

На рис. 1 показана двовимірна область для розрахунку параметрів еванесцентного поля у ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу, покритої тонким шаром золота.

Зверху і знизу (області 1, 5) розрахункова комірка обмежена поглинаючими шарами, які моделюють умови випромінювання на нескінченність [4]

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} + j k_0 \mathbf{E} \right) = 0, \quad (1)$$

де r – відстань між точкою розсіяння променя і точкою спостереження, розташованій в далекій зоні спостереження; \mathbf{E} – напруженість електричного поля; k_0 – хвильове число у вільному просторі. Рівнянню (1) відповідають хвилі, що розповсюджуються в напрямку нескінченності.

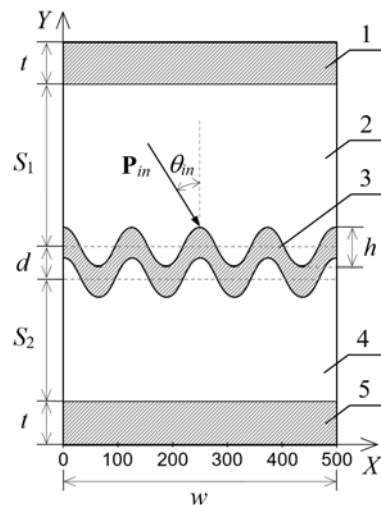


Рис. 1. Двовимірний розрахунковий елемент для розрахунку параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу, де області 1-5 – область верхнього поглинаючого шару, шар кварцу, шар золота, вакуум, область нижнього поглинаючого шару відповідно; відстані t , S_1 , d , h , S_2 , w – товщина поглинаючого шару, відстань між верхнім поглинаючим шаром і середньою лінією границі розділу «кварц – плівка золота», товщина шару золота, висота виступу, відстань між середньою лінією границі розділу «плівка золота – кварц» і нижнім поглинаючим шаром, ширина розрахункової комірки відповідно; \mathbf{P}_{in} , θ_{in} – вектор Пойнтінга падаючої хвилі та кут, під яким падає дана хвиля на поверхню шару золота.

Праворуч і ліворуч розрахункова комірка обмежена вертикальними лініями, вздовж яких виконуються періодичні граничні умови. Область 2 являє собою об'ємний кварц, коефіцієнт заломлення якого дорівнює $n=1.5168$, дисипативними втратами нехтуємо. Область 4 – це навколишнє середовище, в даному випадку це вакуум. Область 3 – це шар золота товщиною d , яку вважаємо незмінною в межах усієї розрахункової комірки, що забезпечує повторення на границі розділу «плівка золота – вакуум» шорсткості поверхні кварцу. Як параметр шорсткості, на рис. 1 позначено висоту виступів h поверхні кварцу. У випадку, коли шорстка поверхня має форму синусоїди, середнє квадратичне відхилення δ дорівнює $\frac{h}{2\sqrt{2}}$. Відстані S_1 та S_2 між верхнім поглинаючим шаром і середньою лінією границі розділу «кварц – плівка золота» та між середньою лінією границі розділу «плівка золота – кварц» і нижнім поглинаючим шаром вибрані більшими, ніж подвійна довжина падаючої хвилі у вільному просторі. Оптичні константи (n, η , де n – показник заломлення, η – показник поглинання) для золота були узяті з роботи [5], з аналізу яких випливає, що в діапазоні довжин хвиль $\lambda \in [400-650]$ нм дійсна частина діелектричної проникності $\varepsilon'(\lambda)$ має особливість: $\varepsilon'(\lambda) \leq 0$ ($\varepsilon'(\lambda) = n^2 - \eta^2$), тобто при розсіянні плоскої електромагнітної хвилі на зразку із золота (у вказаному діапазоні довжин хвиль) є умови для виникнення плазмонного резонансу на його поверхні.

Розподіл напруженості електричного поля \mathbf{E} в областях 1-5 (рис. 1) розраховується на основі розв'язку однорідного векторного рівняння Гельмгольца [4]:

$$\nabla \times [\boldsymbol{\mu}_r^{-1} \cdot (\nabla \times \mathbf{E})] - k_0^2 \boldsymbol{\varepsilon}_r \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

де $\boldsymbol{\varepsilon}_r, \boldsymbol{\mu}_r$ – тензори другого порядку відносної комплексної діелектричної і магнітної проникностей. Вважаємо, що об'єкти, які охоплює розрахункова комірка, не мають магнітних властивостей ($\boldsymbol{\mu}_r = 1$).

Для розв'язку рівняння (2) виберемо кінцево-елементний підхід, який складається з методу Гальоркіна та, власне, з методу кінцевих елементів [6]. Як векторні кінцеві елементи використовувались трикутники. Числова реалізація умов випромінювання (1) здійснювалась шляхом застосування локального наближення, в рамках якого було вибрано метод абсолютно поглинаючих шарів [7, 8].

Як джерело світла, використано плоску E-хвилю, яка поляризована в площині падіння та розсіюється на границі розділу «кварц – шар золота». Її напрямок руху представлено з допомогою вектору Пойнтінга \mathbf{P} , що направлений під кутом θ_{in} відносно осі Y (рис. 1), причому на вказану границю розділу E-хвиля падає з боку кварцу.

Враховуючи той факт, що напруженості електричного \mathbf{E} і магнітного \mathbf{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 вектор Пойнтінга можемо представити як

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{av} + \mathbf{P}_{var}, \quad \mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m^*], \quad \mathbf{P}_{var} = \frac{1}{2} \text{Re}\{[\mathbf{E}_m \mathbf{H}_m] e^{j2\varphi(t)}\}, \quad (3)$$

де $\varphi(t) = \omega t$ – фаза падаючої хвилі; ω – циклічна частота; t – час; $\mathbf{E}_m, \mathbf{E}_m^*, \mathbf{H}_m, \mathbf{H}_m^*$ – комплексні амплітуди векторів \mathbf{E} і \mathbf{H} та їх комплексно-спряжених значень; \mathbf{P}_{av} – середнє

за період коливання падаючої хвилі значення щільності енергії (активна потужність); P_{var} – змінна складова щільності енергії (реактивна потужність).

Розрахунок напруженостей електричного і магнітного полів в оптичному діапазоні є достатнім для отримання всіх інших вихідних параметрів, зокрема отримання коефіцієнта відбиття хвилі, яка падає на границю розділу «кварц – плівка золота», значення якого розраховується при тестуванні числової моделі, як

$$R = \left(\frac{E_{out}^{av}}{E_{in}^{av}} \right)^2, \quad (4)$$

де E_{in}^{av} , E_{out}^{av} – середні значення комплексних амплітуд векторів напруженостей електричного поля падаючої та відбитої хвиль уздовж границі розділу «верхній поглинаючий шар – кварц» відповідно.

В роботі [9] було показано, що існує безпосередній зв'язок між спектром розсіяння світла на шорсткій поверхні та параметрами шорсткості цієї поверхні, а саме середньоквадратичним відхиленням поверхні δ та довжиною кореляції даної поверхні σ . При цьому, якщо випадкова функція форми поверхні має кореляційну функцію з нормальним розподілом, цей зв'язок можна записати у вигляді

$$|s(\Delta k_x)|^2 = \frac{1}{4\pi} \delta^2 \sigma^2 \exp\left(-\frac{\sigma^2 (\Delta k_x)^2}{4}\right), \quad (5)$$

де $s(\Delta k_x)$ – просторовий спектр розсіяного світла на шорсткій поверхні, Δk_x – проекція зміни хвильового вектора світла на вісь X . Ця залежність, відображена у логарифмічному масштабі, показує лінійний зв'язок між значеннями функції $|s(\Delta k_x)|^2$ та Δk_x^2 , що дозволяє безпосередньо отримати параметри δ та σ . Зауважимо, що співвідношення (5) справедливе лише в лінійному наближенні ($\delta \leq \sigma \ll \lambda_{in} / n$, де λ_{in} – довжина падаючої хвилі в вакуумі). В даному випадку воно також виконується у вказаному наближенні при моделюванні шорсткої поверхні кварцу за допомогою синусоїдальної функції [9]. Амплітуду даної функції пов'язуємо з параметром δ , а період T – з довжиною кореляції σ , значення якої відповідає значенню аргументу кореляційної функції шорсткої поверхні кварцу, при якому ця кореляційна функція зменшується в e разів. Вказане наближення підтверджується висновками по результатам даної роботи – у випадку, коли середнє квадратичне відхилення шорсткості поверхні незначне й не виконуються умови виконання поверхневого плазмонного резонансу, контрастність напруженості еванесцентного поля практично не залежить від довжини падаючої хвилі. Зауважимо, що вищезгадані нерівності відображають той факт, що параметри σ , δ слабо впливають на процеси розповсюдження електромагнітної хвилі в розрахунковій області (рис. 1) за виключенням областей поблизу плівки золота.

Для підвищення точності результатів фактично використано розрахункову комірку, розмір якої вздовж осі X дорівнює $w = 4T$, тобто в даній комірці розміщується чотири періоди синусоїдальної форми шорсткої поверхні кварцу.

Для виконання обчислень було розроблене власне програмне забезпечення.

Аналіз результатів розрахунків

Одним із способів перевірки правильності розрахунків числової моделі являється розрахунок коефіцієнта відбиття R (див. (4)) у випадку, коли, наприклад, на *плоскій* поверхні кварцу розмістити плівку золота товщиною d . В такому випадку при освітленні

даної плівки зі сторони кварцу в залежності від товщини плівки і довжини падаючої хвилі маємо різні залежності коефіцієнта відбиття R від кута падіння θ_{in} , які зображені на рис. 2.

На рис. 2 представлено залежності коефіцієнта відбиття R від кута падіння світла при умові, коли довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, а товщина d гладкої поверхні шару золота має значення 1, 30 та 50 нм. Зауважимо, що при фіксованій товщині плівки, підлаштовуючи кут падіння променя θ_{in} , є можливість задовольнити умовам збудження поверхневих плазмонів-поляритонів (ППП) (привести у відносну відповідність тангенційні компоненти хвильових векторів фотона і плазмона на поверхні плівки золота). Мінімум коефіцієнта відбиття R при незмінних інших параметрах (d, λ_{in}) відповідає згаданим умовам збудження PPP і, як наслідок, частковому перетворенню енергії лазерного променя в PPP [10, 11]. Занадто тонка плівка золота сприяє прискореному затуханню PPP (посилене зворотне перевипромінювання), занадто товста плівка золота також сприяє прискореному затуханню PPP (підвищене поглинання в товщі плівки). Нульове значення коефіцієнта відбиття R відповідає оптимальним умовам збудження PPP. Враховуючи згадане вище й аналогічні залежності, наведені в [10], представлені на рис. 2 залежності дозволяють виконувати числові розрахунки у випадку, коли поверхня кварцу буде моделюватись з урахуванням типу шорсткості.

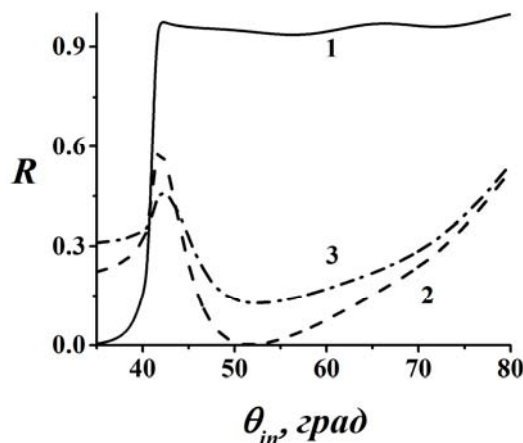


Рис. 2. Залежність коефіцієнту відбиття від кута падіння світла для довжини падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, при заданій товщині d гладкої поверхні шару золота: 1 нм (крива 1); 30 нм (крива 2); 50 нм (крива 3).

На рис. 3 зображено розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» при різних значеннях кута падіння θ_{in} . У випадку, коли, наприклад, кут падіння $\theta_{in} = 0$ град, мають місце два явища: (і) з однієї сторони, розподіл потоків енергії, яка описується з допомогою вектора Пойнтінга в розрахунковій комірці, за виключенням областей поблизу плівки золота, визначається незалежно від наявності шорсткої поверхні кварцу; (іі) з іншої сторони, поблизу згаданої плівки наявність виступів шорсткої поверхні, згідно другому закону Снелліуса, примушує дані потоки міняти свою конфігурацію. Таким чином, в даному випадку, якщо порівняти просторовий профіль шорсткості, рис. 1, і профіль модуля напруженості електричного поля уздовж просторового профілю, рис. 3 (крива 1), можна зробити висновок: *в області виступів границі розділу «плівка золота – вакуум» маємо, в цілому, максимальне значення модуля напруженості поля, а в області впадин мінімальне*, незважаючи на те, що області виступів

ведуть себе як нанолінзи, які розсіюють потоки енергії, яка описується з допомогою вектора Пойнтінга, а області западин, як нанолінзи, які концентрують дані потоки, використовуючи згаданий вектор. Зауважимо, що у випадку відсутності плівки золота маємо зворотній розподіл поля. Даний результат обумовлений тим, що в області виступів границі розділу «кварц – плівка золота» має місце значне зростання напруженості поля, а в області впадин воно мінімальне. Це суттєво впливає на результати розподілу поля в області границі «плівка золота – вакуум», так як товщина плівки d незначна. У випадку, коли $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ град, де θ_{cr} – критичний кут, ситуація тільки підсилюється: в області виступів границі розділу «плівка золота – вакуум» маємо максимальне значення модуля напруженості поля, а в області впадин мінімальне. В даному випадку, згідно з рис. 1 і рис. 3 (крива 2), просторовий профіль і профіль модуля поля чітко повторюють одне одного. Зростання кута падіння при умові, що $\theta_{in} \geq \theta_{cr}$, викликає зсув фази відбитої хвилі відносно падаючої, який спостерігається при розгляді кривих 2 і 3 рис. 3 [12]. Таким чином, *чітке копіювання просторового профілю шорсткої поверхні кварцу за допомогою модуля напруженості електричного поля можливо отримати у випадку, коли $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ град.*

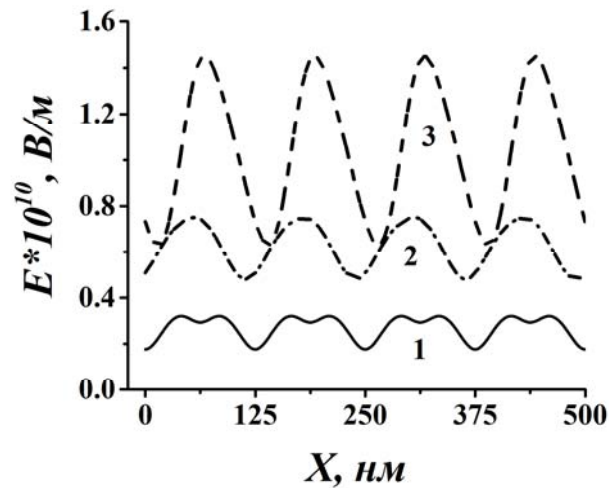


Рис. 3. Розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» при різних значеннях кута падіння: $\theta_{in} = 0$ град (крива 1); $\theta_{in} = 42$ град (крива 2); $\theta_{in} = 70$ град (крива 3). Довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1$ нм, фаза падаючої хвилі $\varphi(t = 0) = 0$ град, критичний кут падіння $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ град, товщина шару золота $d = 20$ нм.

Знайшовши кут падіння променю $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ град, під дією якого за допомогою напруженості електричного поля можливо виконати копіювання просторового профілю шорсткої поверхні кварцу, виникає необхідність з'ясувати в якому діапазоні параметра h доцільно це виконувати. На рис. 4 показано розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» при різних значеннях виступів поверхні кварцу h , причому кут падіння плоскої хвилі $\theta_{in} = 42$ град, фаза падаючої хвилі $\varphi(t = 0) = 0$ град, товщина шару золота $d = 20$ нм. Згідно з рис. 4, значення параметра $h = 28.2$ нм вже не сприяє відтворенню рельєфу шорсткої поверхні. *Числові розрахунки показують, що чітке копіювання просторового профілю шорсткої поверхні кварцу за допомогою модуля напруженості електричного поля можливо отримати у випадку, коли середнє квадратичне відхилення поверхні кварцу $\delta \leq 10$ нм.*

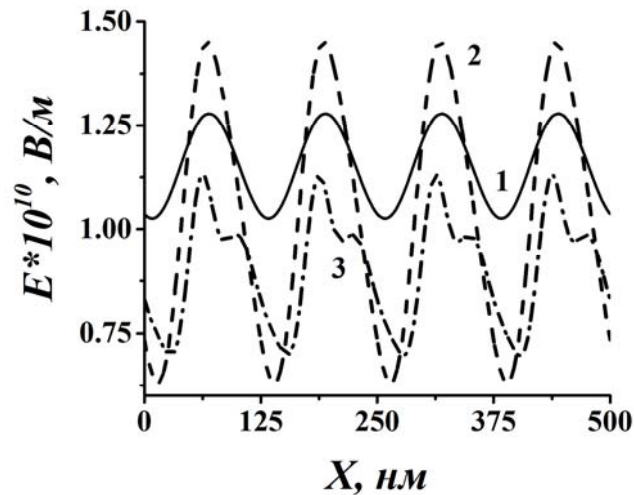


Рис. 4. Розподіл модуля напруженості електричного поля уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» при різних значеннях виступів поверхні кварцу: $h = 2.82$ нм (крива 1); $h = 14.1$ нм (крива 2); $h = 28.2$ нм (крива 3). Довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42$ градус, фаза падаючої хвилі $\varphi(t = 0) = 0$ градус, товщина шару золота $d = 20$ нм.

На рис. 5 зображено розподіл модуля активної складової \mathbf{P}_{av} щільності енергії вектору Пойнтінга (крива 1), змінної складової модуля щільності енергії \mathbf{P}_{var} вектору Пойнтінга уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0$ градус (крива 2); $\varphi = \pi/4$ (крива 3); $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4) при умові, що $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ градус.

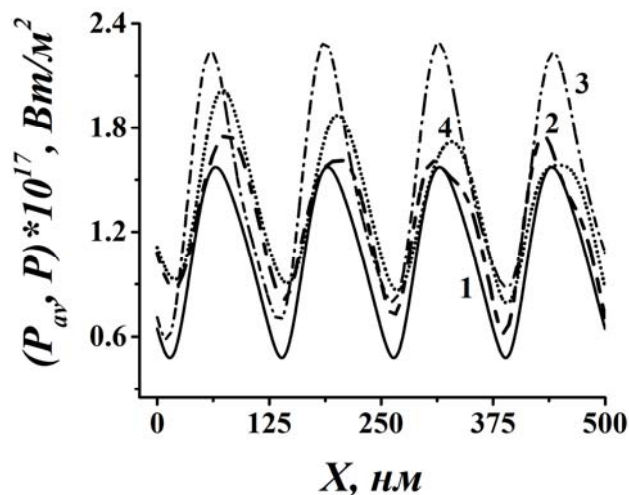


Рис. 5. Розподіл модуля активної складової \mathbf{P}_{av} щільності енергії вектору Пойнтінга (крива 1), змінної складової модуля щільності енергії \mathbf{P}_{var} вектору Пойнтінга (реактивна потужність) уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0$ градус (крива 2); $\varphi = \pi/4$ (крива 3); $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4). Довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42$ градус.

Зауважимо, що при $\varphi = 0$ град розподіл енергії, яка описується з допомогою модуля вектору Пойнтінга \mathbf{P} уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум», аналогічно розподілу модуля вектору \mathbf{E} при $\theta_{in} = \theta_{cr} = 42$ град, повторює просторовий профіль. З іншого боку, враховуючи той факт, що вектор Пойнтінга \mathbf{P} складається з векторної суми векторів \mathbf{P}_{av} і \mathbf{P}_{var} , а також те, що останній залежить від фази φ падаючої хвилі, рис. 5, можемо стверджувати, що при зміні фази φ уздовж згаданої границі розділу розповсюджується хвиля, амплітуда якої (гребінь) P_{max} . При умові, що $\theta_{in} \geq \theta_{cr}$ буде мати місце аналогічний процес розповсюдження електромагнітної хвилі уздовж згаданої границі розділу, але з урахуванням зсуву фази відбитої хвилі відносно падаючої, яке спостерігається при розгляді кривих 2 і 3, рис. 3 [12]. Таким чином, встановлено відповідність розподілу модуля поля та модуля вектору Пойнтінга в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу, які описують хвилю, що розповсюджується уздовж границі розділу, заданій просторовій частоті цієї границі, яка в даному випадку виступає як параметр. Змінюючи довжину кореляції згаданої границі, можемо отримати зв'язок між параметрами поля \mathbf{E} , вектору Пойнтінга \mathbf{P} уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» та наперед заданими значеннями просторової частоти цієї границі. Подібні, але значно більш прості залежності показані на рис. 7.

На рис. 6 а показано розподіл модуля активної складової \mathbf{P}_{av} щільності енергії вектору Пойнтінга (крива 1), модуля змінної складової щільності енергії \mathbf{P}_{var} вектору Пойнтінга (реактивна потужність) у перпендикулярному напрямку до плівки золота в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0$ град (крива 2); $\varphi = \pi/4$ (крива 3); $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4), причому даний напрямок перетинає границю розділу у вершині виступу. На рис. 6 б показані аналогічні залежності, у перпендикулярному напрямку, який перетинає вершину западини. Порівнюючи відповідно аналогічні залежності згаданих графіків, можна зробити висновок: у випадку коли $\theta_{in} = \theta_{cr}$ і при умові рівності фаз, в областях виступів значення згаданих величин значно вищі, ніж в областях западин. Як показують розрахунки, подібна ситуація має місце і у випадку коли $\theta_{in} \leq \theta_{cr}$, але менш яскраво виражена. Таким чином, подібно до ситуації, розглянутої на рис. 5, встановлено відповідність параметрів стоячої хвилі, яка має місце при розгляді поширення падаючої хвилі, у перпендикулярному напрямку до плівки золота, в залежності від фази φ згаданої хвилі, заданій просторовій частоті цієї границі, яка в даному випадку також виступає як параметр.

Розглядаючи рис. 5 і рис. 6 можемо стверджувати, що при умові повного внутрішнього відбиття: (i) перенесення енергії відбувається переважно уздовж горизонтальної координати (спостерігаємо хвилі, що біжать); (ii) уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії (спостерігаємо стоячі хвилі); (iii) відбита хвиля частково заходить в об'єм вакууму, затухаючи по експоненті при віддаленні від границі розділу.

На рис. 7 а показано залежність контрастності K еванесцентного поля на межі розділу «плівка золота – вакуум» за умови, що висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1$ нм, для довжини падаючої хвилі λ , що має значення 400, 500 та 650 нм, в залежності від довжини кореляції σ поверхні кварцової платівки. Будемо вважати, що контрастність K отриманого поля між виступами й западинами уздовж вказаної межі розділу, визначається з допомогою співвідношення: $K = |E_1 - E_2| / (E_1 + E_2)$, де E_1 , E_2 – амплітуди еванесцентного поля в області виступу і западини відповідно. При збільшенні довжини кореляції контрастність падає, оскільки в цьому випадку поверхня кварцу стає більш пласкою. Автори вважають, що основною причиною відмінності кривої 3 від кривих 1, 2 являється виконання (у випадку, що відповідає кривій 3) умов поверхневого

плазмонного резонансу на границі розділу «плівка золота – вакуум». Чисельні розрахунки показали, що при відсутності плівки золота (при аналогічних умовах) вказані криві практично співпали.

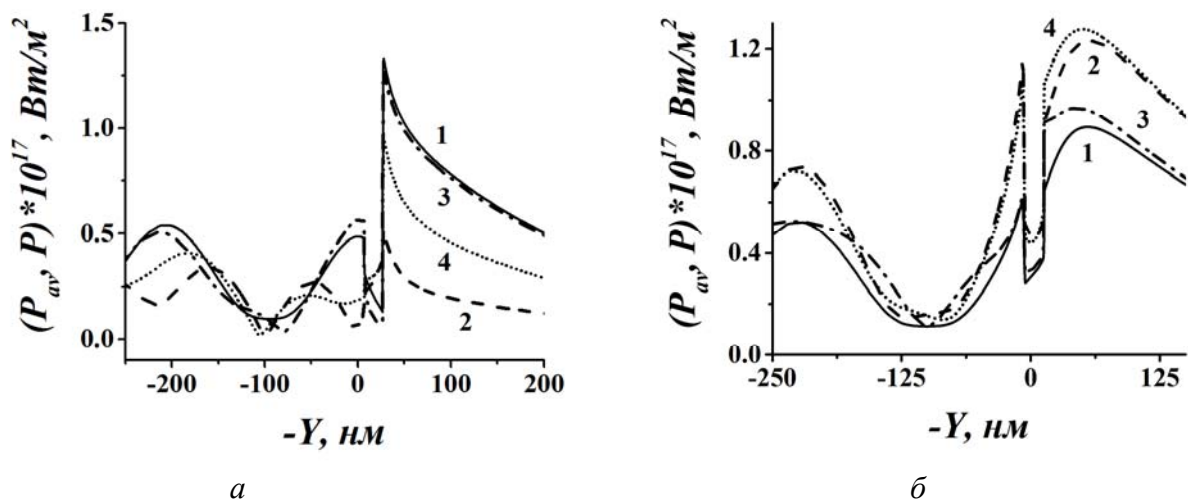


Рис.6. Розподіл модуля активної складової P_{av} щільності енергії вектора Пойнтінга (крива 1), модуля змінної складової щільності енергії P_{var} вектора Пойнтінга (реактивна потужність) у перпендикулярному напрямку до плівки золота в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0$ град (крива 2); $\varphi = \pi/4$ (крива 3); $\varphi = 3\pi/7$ (крива 4), причому перпендикулярний напрямок проходить крізь виступ (а) та западину (б). Довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500$ нм, висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42$ град.

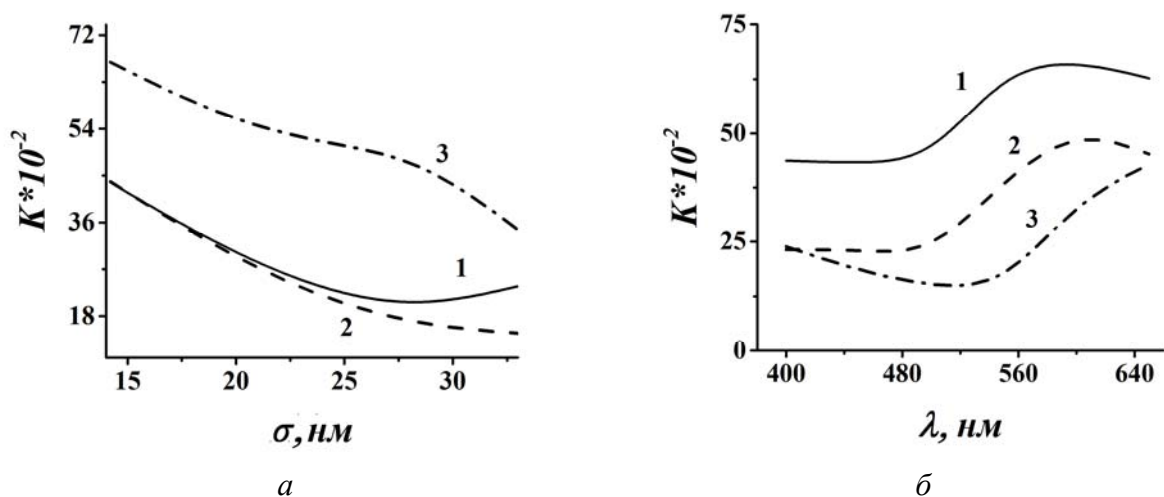


Рис. 7. Контрастність K еванесцентного поля на межі розділу «плівка золота – вакуум» за умови, що висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1$ нм, кут падіння променя $\theta_{in} = 42$ град: (а) в залежності від довжини кореляції σ поверхні кварцової платівки для довжини падаючої хвилі λ , що дорівнює 400 нм (крива 1), 500 нм (крива 2) та 650 нм (крива 3); (б) в залежності від довжини падаючої хвилі λ_{in} в вакуумі при довжині кореляції поверхні кварцової платівки σ , що дорівнює 14.2 нм (крива 1), 23.7 нм (крива 2) та 33.1 нм (крива 3).

На рис. 7 б показано залежність контрастності K еванесцентного поля на границі розділу «плівка – золота вакуум» від довжини падаючої хвилі λ_{in} в вакуумі за умови, що висота виступів поверхні кварцу $h=14.1$ нм, а довжина кореляції поверхні кварцової платівки σ дорівнює 14.2, 23.7 та 33.1 нм. Автори вважають, що, аналогічно рис. 7 а, основною причиною залежності згаданих кривих від довжини падаючої хвилі λ_{in} в вакуумі, причому у випадку коли $560 \text{ нм} \leq \lambda_{in} \leq 620 \text{ нм}$, є також виконання умов поверхневого плазмонного резонансу на границі розділу «плівка – золота вакуум». При відсутності плівки золота на поверхні кварцу згадані криві практично не залежать від довжини падаючої хвилі. Зауважимо, що на рис. 7 фактично показано зв'язок між інтегральним параметром K (контрастність) електромагнітного поля в розрахунковій комірці та заданим значенням просторової частоти шорсткої поверхні кварцу, яка однозначно зв'язана з довжиною кореляції σ даної поверхні.

На рис. 8 показано двовимірний розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля (сірий фон) й потоків вектора Пойнтінга (стрілки) при умові, що висота виступів поверхні у формі синусоїдальної поверхні $h = 14.1$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42$ град, довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової області $T = 500$ нм. Порівняння розподілів, вказаних на рис. 8 і на рис. (3-6), показує, що: (і) розподіл напруженості поля (не поблизу плівки золота) практично не залежить від умов на границі «плівка золота – вакуум», (іі) потоки вектора Пойнтінга (у всій розрахунковій області) вказують, що перенесення енергії відбувається переважно уздовж горизонтальної координати; (ііі) уздовж вертикальної координати практично відсутнє перенесення енергії; (іv) відбита хвиля частково заходить в об'єм вакууму, затухаючи по експоненті при віддаленні від границі розділу. Зауважимо, що енергія хвилі, яка розсіюється на тонкій плівці золота, з однієї сторони враховує співвідношення (5), а з іншої – її енергія в далекій зоні розсіювання значно менша ніж енергія падаючої хвилі.

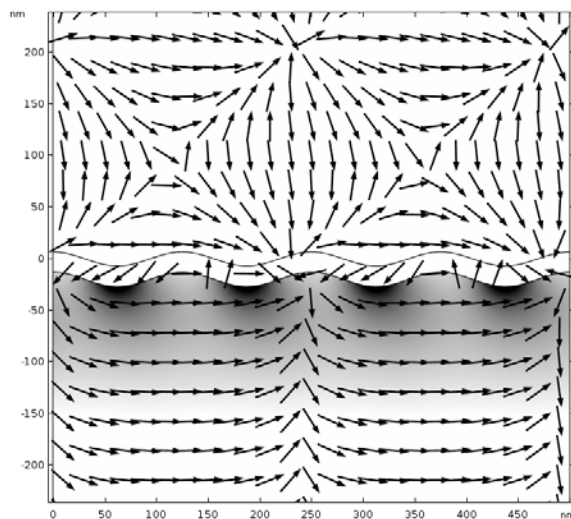


Рис. 8. Двовимірний розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля (сірий фон) й потоків вектора Пойнтінга (стрілки) при умові, що висота виступів поверхні у формі синусоїдальної поверхні $h = 14.1$ нм, кут падіння $\theta_{in} = 42$ град, довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової області $w = 500$ нм, товщина плівки золота $d = 20$ нм.

На рис. 9 показано розподіл модуля змінної складової \mathbf{P}_{var} щільності енергії вектора Пойнтінга уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» (крива 1) та границі розділу «кварц – плівка золота» (крива 2) в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0 \text{ град}$ (а); $\varphi = 3\pi/7$ (б). Вказані криві показують, що швидкість розповсюдження змінної складової \mathbf{P}_{var} щільності енергії вектору Пойнтінга уздовж її сторін різна: уздовж границі «плівка золота – вакуум» її швидкість більша ніж з протилежної сторони. Це спричиняє обертання вектора Пойнтінга при розповсюдженні хвилі уздовж плівки золота, рис. 8.

Висновки

В результаті аналізу розповсюдження світлової хвилі, яка падає на поверхню кварцової платівки з боку кварцу, отримано зв'язок контрасту поля, що утворюється падаючою хвилею, з просторовою частотою функції профілю поверхні кварцу. При цьому розглянуто випадок, коли поверхня платівки має синусоїдальну форму та вкрита тонкою плівкою золота, а також береться до уваги, що ця плівка повторює форму поверхні кварцу. Отримані результати показують, що контраст поля істотно залежить від параметрів шорсткості поверхні та додатково підсилюється за рахунок наявності плівки золота. Це дає розуміння можливості практичного застосування даного явища, наприклад, для фотохімічного субнанополірування поверхні кварцу.

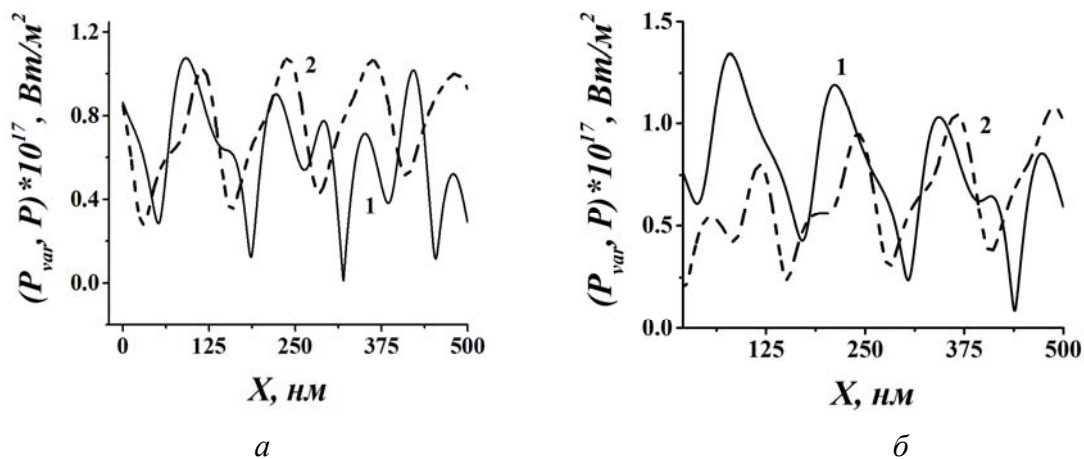


Рис. 9. Розподіл модуля змінної складової \mathbf{P}_{var} щільності енергії вектора Пойнтінга уздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» (крива 1) та границі розділу «кварц – плівка золота» (крива 2) в залежності від фази φ падаючої хвилі: $\varphi = 0 \text{ град}$ (а); $\varphi = 3\pi/7$ (б). Довжина падаючої хвилі в вакуумі $\lambda_{in} = 500 \text{ нм}$, висота виступів поверхні кварцу $h = 14.1 \text{ нм}$, кут падіння $\theta_{in} = 42 \text{ град}$.

При освітленні згаданої шорсткої поверхні кварцу з боку кварцу за умови повного внутрішнього відбиття світла, коли середньоквадратичне відхилення шорсткості незначне (не перевищує 10 нм), а довжина падаючої світлової хвилі значно більша довжини кореляції функції поверхні було визначено, що потоки енергії (вектора Пойнтінга), спричинені падаючою хвилею, суттєво змінюються тільки поблизу шорсткої поверхні плівки золота і із зміною фази падаючої хвилі максимальне значення енергії дрейфує уздовж границі розділу. При цьому амплітуда коливань енергії в області виступів має значно більші значення, ніж в області западин, і залежить від довжини кореляції шорсткої поверхні кварцу. Із збільшенням довжини кореляції шорсткої поверхні кварцу контрастність напруженості еванесцентного поля зменшується. В той же час ця контрастність практично не залежить від довжини хвилі падаючого світла у випадку, коли

не виконуються умови існування поверхневого плазмонного резонансу. Крім того, енергія хвилі, яка розсіюється на тонкій плівці золота в далекій зоні розсіяння значно менша ніж енергія падаючої хвилі.

Література

1. Золотарев В.М. Полное внутреннее отражение // Физическая энциклопедия / Гл. ред. Прохоров А.М. – М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. – Т.4. – С.27. – 704 с.
2. Шестопалов В.Д., Яцук К.П. Методы измерения диэлектрических проницаемостей вещества на сверхвысоких частотах // УФН. – 1961. – Т.74. – вып.4. – С. 721-755.
3. Arma C. From light scattering to the microstructure of thin-film multilayers // Applied Optics. – 1993. Vol.32. – N28. – P.5481-5491.
4. Volakis J.L., Chatterjee A., Kempel L.C. Finite Element Method for Electromagnetics. – IEEE Press. – 1998, 344 p.
5. Johnson P.W., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B. – 1972. – Vol. 6. – №12. – P. 4370–4379.
6. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition. – New York: Wiley. – 2002, 378 p.
7. Chew W.C., Weedon W.C. A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates // Microwave Opt. Tech. Lett. – 1994. – V.7. – P. 599–604.
8. Sacks Z.S., Kingsland D.M., Lee R., Lee J.F. A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1995. – V. 43. – P. 1460–1463.
9. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings // Springer-Verlag. – 1988, 140 p.
10. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М. – Физматлит. – 2009, 484 с.
11. Quinten M. Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond. – Wiley – VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim. – 2011, 348 p.
12. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. – М.: Мир. – 1984, 512 с.

References

1. Zolotarev V.M. Polnoe vnutrennee otrashenie. Fizicheskaya entsiklopedia. V.4. (Moscow: Bolshaya Rossiyskaya entsiklopedia, 1994). [in Russian].
2. Shestopalov V.D., Yatsuk K.P. Metodi izmereniya dielektricheskix pronitsaemostei vestchestva na sverxvisokix tchastotax. UFN. 1961. 74(4): 721. [in Russian].
3. Arma C. From light scattering to the microstructure of thin-film multilayers. Appl. Opt. 1993. 32(28): 5481.
4. Volakis J.L., Chatterjee A., Kempel L.C. Finite Element Method for Electromagnetics. (IEEE Press, 1998).
5. Johnson P.W., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals. Phys. Rev. B. 1972. 6(12): 4370.
6. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition. (New York: Wiley, 2002).
7. Chew W.C., Weedon W.C. A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates. Microwave Opt. Technol. Lett. 1994. 7: 599.
8. Sacks Z.S., Kingsland D.M., Lee R., Lee J.F. A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition. IEEE Trans. Antennas Propag. 1995. 43(12): 1460.
9. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. (Springer-Verlag, 1988).
10. Novotnii L., Xext B. Osnovi nanooptiki. (Moscow: Fizmatlit, 2009) [in Russian].

11. Quinten M. *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond*. (Wiley: VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim, 2011).
12. Adams M. *Vvedenie v teoriyu opticheskix volnovodov*. (Moscow: Mir, 1984). [in Russian].

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ КВАРЦА СИНУСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ, ПОКРЫТОЙ ТОНКИМ СЛОЕМ ЗОЛОТА

В. И. Григорук², В.И. Каневський¹, С.А. Коленов²

¹*Институт химии поверхности им. А.А. Чуйка НАН Украины, ул. Генерала Наумова, 17,
Киев, 03164, Украина, yikanev@ukr.net*

²*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
просп. Глушкова 2, Киев, 030222, Украина*

Описана численная процедура расчета рассеяния света на шероховатой поверхности кварца, покрытой тонким слоем золота. Использован конечно-элементный подход для решения двумерного векторного уравнения Гельмгольца. Профиль границы раздела «кварц – вакуум» выбран в форме синусоидальной поверхности. Показано, что при освещении данной поверхности со стороны кварца, при условии полного внутреннего отражения света, когда среднеквадратичное отклонение δ шероховатости поверхности незначительное ($\delta \leq 10$ нм), были получены следующие результаты: (а) потоки энергии, вызванные падающей волной, существенно возмущаются только вблизи этой поверхности; (б) в зависимости от фазы падающей волны ее гребень изменяет свое положение вдоль границы раздела; (в) величина данного гребня в области выступов имеет значительно большее значение, чем в области впадин; (г) энергия волны, которая рассеивается на тонкой пленке золота, в дальней зоне рассеяния значительно меньше, чем энергия падающей волны; (д) при увеличении длины корреляции шероховатой поверхности кварца контрастность уменьшается; (ж) в случае, когда не выполняются условия существования поверхностного плазмонного резонанса, упомянутая контрастность практически не зависит от длины падающей волны.

Ключевые слова: *эванесцентное поле, шероховатая поверхность, контрастность, длина корреляции шероховатой поверхности, полное внутреннее отражение*

SCATTERING OF LIGHT WITH QUARTZ ROUGH SURFACE COVERED BY THIN GOLD FILM WHICH HAS SINE WAVE FORM

V.I. Grigoruk², V.I. Kanevskii¹, S.A. Kolenov²

¹*Chuiko Institute of Surface Chemistry. National Academy of Sciences of Ukraine,
17 General Naumov Str., Kyiv, 03164, Ukraine, vikanev@ukr.net*

²*Kyiv National Taras Shevchenko University, Glushkov ave 2, Kiev, 030222, Ukraine*

Calculation of light scattering by rough quartz surface covered with the gold film is shown. 2D vector Helmholtz equation solved using finite element approach is proposed. The interface between quartz and gold film is chosen as a surface which has sine wave form. It is shown that if using the surface highlight from the side of the quartz (complete internal reflection of light is required) and rms of rough gold thin film surface is insignificant ($\delta \leq 10$ nm) then (a) energy streams, caused the falling wave, are substantially disturbed near-by this surface only, (b) the crest of falling wave changes own position depending on the phase of the wave, (c) the size of the given wave crest in the rough surface peak is higher than the one in the valley, (d) the energy of the wave which dissipates on a thin film of gold in the far scattering zone is much smaller than the energy of the incident wave, (e) the contrast of quartz rough surface diminishes when its correlation length increases, (f) the contrast is practically independent of the length of the incident wave in the case where the conditions for the existence of a surface plasmon resonance are not fulfilled.

Keywords: *evanescent field, rough surface, contrast, correlation length of rough surface, total internal reflection*