



УКРАЇНА

(19) UA (11) 42395 (13) A

(51) 7 G01N23/00

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ
І НАУКИ УКРАЇНИДЕРЖАВНИЙ ДЕПАРТАМЕНТ
ІНТЕЛЕКТУАЛЬНОЇ
ВЛАСНОСТІОПИС
ДО ДЕКЛАРАЦІЙНОГО ПАТЕНТУ
НА ВИНАХІДвидається під
відповідальність
власника
патенту

(54) СПОСІБ ВИСОКОЧУТЛИВОГО КІЛЬКІСНОГО БЕЗЕТАЛОННОГО ЕЛЕМЕНТНОГО АНАЛІЗУ ТВЕРДИХ ТІЛ

(21) 2001020979

(22) 13 02 2001

(24) 15 10 2001

(33) UA

(46) 15 10 2001, Бюл. № 9, 2001 р

(72) Дробнич Володимир Григорович, Охріменко Сергій Володимирович, Поп Степан Степанович, Шароді Ірина Степанівна

(73) УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ, UA

(57) Спосіб високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу твердих тіл, який включає іонне бомбардування у вакуумі поверхні досліджуваного матеріалу, та переведення розпорошених в основному стані "0" атомів досліджуваної домішки у збуджений стан "1" шляхом їх однофотонного резонансного збудження випромінюванням перестроюваного лазера неперервної дії з достатньо широкою лінією генерації, яка перекриває доплерівський контур лінії поглинання для цих частинок, з подальшим вимірюванням середньої

кількості J_0 спонтанно емітованих цими частинками фотонів, що приходяться на один первинний іон, який відрізняється тим, що лазерним випромінюванням рівномірно освітлюють плоский, паралельний поверхні мішені просторовий шар, доплерівським методом вимірюють довільним чином нормований розподіл $f_i(v_z)$ атомів досліджуваної домішки, збуджених у стан "1", за нормальними до поверхні складовими v_z їх швидкостей, при цьому із перших принципів розраховують імовірність $w_0(v_z)$ того, що при відльоті від поверхні розпорошений атом домішки, який має складову швидкості v_z і перебуває в основному стані "0", збудиться у стан "1" в полі лазерного випромінювання і спонтанно емітує фотон, після чого визначають абсолютне значення S_d коефіцієнта розпорошення домішки за формулою

$$S_d = J_0 \frac{\int dv_z f_i(v_z) / w_0(v_z)}{\int dv_z f_i(v_z)}$$

Винахід відноситься до емісійної електроніки, а саме до способів діагностики поверхні іонними пучками і може бути використаний для високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу твердих тіл

Однією з найактуальніших задач діагностики поверхні іонними пучками є теоретична і апаратурна реалізація можливості здійснення високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу поверхні і об'єму твердих тіл. Ця задача є складовою багатьох відомих проблем сучасної науки і техніки, зокрема, пов'язаних із створенням нових речовин і матеріалів, у тому числі матеріалів наноелектроніки та надчистих матеріалів

Нижче пропонується спосіб вирішення даної задачі

Як відомо [1, 2], найбільш висока концентраційна чутливість елементного аналізу притаманна способам, що поєднують зондування поверхні іонними пучками та визначення коефіцієнту розпорошення S_d того чи іншого домішку "Д" (одержання S_d рівнозначне визначенню дольової концентрації C_d домішку "Д", оскільки $C_d = S_d / S$, де S - сумарний (за елементами) коефіцієнт розпорошення. Вимі-

рювання останнього не викликає труднощів [3]). Одним з таких способів є вторинна іонна мас-спектрометрія (BIMC) - аналог методу, що пропонується BIMC полягає у наступному

Реєструють розпорошені іони домішку. Як правило, аналіз проводять за однозарядними позитивними атомарними іонами, оскільки саме вони, частіше всього, складають більшість у загальному потоці розпорошених іонів домішку [3, 4]. При цьому вимірюють вихід J_+ вторинних іонів домішку на первинний іон. Коефіцієнт розпорошення S_d знаходять із співвідношення

$$S_d = J_+ / N_+, \quad (1)$$

попередньо визначивши N_+ - усереднену за швидкостями частинок імовірність однократної позитивної іонізації атому домішку в процесі емісії. Імовірність N_+ знаходять, використовуючи загальновідомий метод еталонних зразків [5]. На даний час це єдиний можливий метод визначення N_+ , оскільки альтернативний метод - розрахунок імовірності N_+ із перших принципів - неможливо реалізувати із-за

відсутності задовільної теорії вторинної іонної емісії

Недоліками способу ВІМС є 1) використання аналізатору іонів в області досліджуваного зразка, що знижує можливість застосування даного способу для контролю елементного складу матеріалів в технологічному процесі їх виготовлення або модифікації, 2) залежність аналітичного сигналу від зарядки поверхні (особливо діелектрику) іонним пучком

Від вказаних недоліків вільний спосіб іонно-фотонної спектроскопії (ІФС) [6], який є аналогом винаходу що пропонується ІФС полягає у наступному

Реєструють оптичне випромінювання, що емітується вторинними збудженими частинками домішки. Як правило, аналіз проводять за атомами, збудженими у резонансний стан "і", оскільки саме вони, частіше всього, складають більшість у загальному потоці розпорошених збуджених частинок домішки. При цьому вимірюють вихід J_i збуджених атомів домішки на первинний іон. Коефіцієнт розпорошення S_d знаходять із співвідношення

$$S_d = J_i / N_i, \quad (2)$$

попередньо визначивши N_i - усереднену за швидкостями частинок імовірність формування "і"-го збудженого стану атому домішки в процесі емісії. Останню знаходять вищезгаданим методом еталонних зразків. Альтернативний метод, тобто розрахунок імовірності N_i із перших принципів, на даний час неможливо реалізувати із-за відсутності задовільної теорії вторинної емісії збуджених атомів

Перевагами ІФС є 1) притаманна оптичним способам висока точність ідентифікації елементів та дистанційність відбору інформації, тобто відсутність необхідності використання будь-якої спеціальної апаратури чи вузлів в області досліджуваного зразка, 2) проведення аналізу за нейтральними частинками, у зв'язку з чим суттєво зменшуються похибки аналізу (особливо діелектриків), обумовлені зарядкою поверхні первинними іонами. Основним недоліком ІФС є більш низька, ніж у ВІМС концентраційна чутливість, особливо до неметалів [4, 6, 7]

Від вказаних недоліків ВІМС та ІФС вільний спосіб спектроскопії, індукованої лазерним випромінюванням флуоресценції (СЛФ) [8], який є прототипом винаходу, що пропонується СЛФ значно перевищує ВІМС і ІФС за концентраційною чутливістю і полягає у наступному

Реєструють спонтанне оптичне випромінювання, що емітується розпорошеними частинками домішки після їх збудження лазерним випромінюванням. Як правило, аналіз проводять за атомами домішки, розпорошеними в основному стані "0" (оскільки саме вони, як правило, складають більшість в потоці розпорошених частинок домішки [6]) і переведеними у збуджений стан "і" шляхом одnofотонного резонансного збудження випромінюванням перестроюваного лазера неперервної дії з достатньо широкою лінією генерації, яка перекриває доплерівський контур лінії поглинання для цих частинок (останнє необхідне для збудження частинок у всьому діапазоні їх швидкостей). При цьо-

му вимірюють вихід J_{i0} фотонів на первинний іон. Враховуючи, що коефіцієнт розпорошення s_0 атомів домішки в основному стані з високою точністю дорівнює коефіцієнту розпорошення домішки S_d , останній знаходять із співвідношення

$$S_d = J_{i0} / W_{i0}, \quad (3)$$

попередньо визначивши W_{i0} - усереднену за швидкостями атомів домішки, розпорошених в основному стані, імовірність того, що така частинка збудиться у стан "і" в полі лазерного випромінювання та спонтанно емітує фотон (тут термін "імовірність" є умовним, оскільки в процесі взаємодії з полем лазерного випромінювання частинка може спонтанно випромінити кілька фотонів. У останньому випадку дану величину можна визначити, як середню кількість таких фотонів). Імовірність W_{i0} знаходять вищезгаданим методом еталонних зразків. Альтернативний метод, тобто розрахунок імовірності W_{i0} із перших принципів, у даному способі неможливо реалізувати хоча б тому, що СЛФ не дає експериментальної інформації про швидкості атомів домішки, розпорошених у основному стані

Загальним недоліком СЛФ, ІФС, ВІМС та інших відомих способів кількісного елементного аналізу при іонному опроміненні поверхні є те, що всі вони потребують використання еталонних зразків, приготування яких значно сповільнює, здорожує і ускладнює, а в деяких випадках навіть унеможливує процес аналізу

Завданням винаходу є розробка способу високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу твердих тіл

Поставлене завдання досягається в способі високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу твердих тіл, який включає іонне бомбардування у вакуумі поверхні досліджуваного матеріалу та переведення розпорошених в основному стані "0" атомів досліджуваного домішки у збуджений стан "і" шляхом їх одnofотонного резонансного збудження випромінюванням перестроюваного лазера неперервної дії з достатньо широкою лінією генерації, яка перекриває доплерівський контур лінії поглинання для цих частинок, з послідовним вимірюванням середньої кількості J_{i0} спонтанно емітованих цими частинками фотонів, що приходяться на один первинний іон, в якому згідно з винаходом, лазерним випромінюванням рівномірно освітлюють плоский, паралельний поверхні мішені просторовий шар, доплерівським методом вимірюють довільним чином нормований розподіл $f_i(v_z)$ атомів досліджуваного домішки, збуджених у стан "і", за нормальними до поверхні складовими v_z їх швидкостей, при цьому із перших принципів розраховують імовірність $w_{i0}(v_z)$ того, що при відльоті від поверхні розпорошений атом домішки, який має складову швидкості v_z і перебуває в основному стані "0", збудиться у стан "і" в полі лазерного випромінювання і спонтанно емітує фотон, після чого визначають абсолютне значення S_d коефіцієнту розпорошення домішки за формулою

$$S_d = J_{i0} \frac{\int dv_z f_i(v_z) / w_{i0}(v_z)}{\int dv_z f_0(v_z)}$$

Даний спосіб відрізняється від свого прототипу (СЛФ), по-перше, умовами лазерного опромінення емітованих атомів і, по-друге, наявністю процедури одержання експериментальної інформації про швидкості атомів домішки, розпорощених у основному стані. Ці відмінності забезпечують можливість розрахунку імовірності W_{10} із перших принципів і, відповідно, можливість виконання безеталонного кількісного елементного аналізу. Обґрунтуємо необхідність введення зазначених відмінностей та розглянемо їх більш детально.

Нехай $w_{10}(v)$ - імовірність того, що при відльоті від поверхні розпорощений атом домішки, який має швидкість v і перебуває в основному стані "0", збудиться у стан "1" в полі лазерного випромінювання і спонтанно емітує фотон (див. примітку на попередній сторінці). Тоді шукана імовірність

$$W_{10} = \langle w_{10}(v) \rangle, \quad (4)$$

де кутові дужки означають усереднення за швидкостями у атомів домішки, розпорощених в основному стані. Як видно із співвідношення (4), для забезпечення можливості розрахунку імовірності W_{10} із перших принципів необхідно створити такі експериментальні умови, які б забезпечували 1) можливість розрахунку імовірності $w_{10}(v)$ і 2) можливість усереднення імовірності $w_{10}(v)$ за v .

Розрахунок імовірності $w_{10}(v)$

Найбільш точно та просто імовірність $w_{10}(v)$ можна розрахувати при умові, що лазерним випромінюванням рівномірно освітлюється плоский, паралельний поверхні мішені просторовий шар. Реалізація цієї умови складає першу суттєву відмінність способу, що пропонується, від СЛФ (інші умови лазерного збудження такі ж, як і в способі СЛФ). Єдиною альтернативою вказаній умові є вимірювання та введення в задачу характеристик лазерного випромінювання у всіх точках об'єму, в якому здійснюється збудження емітованих частинок, але й ця процедура не використовується в способі СЛФ.

Знайдемо імовірність $w_{10}(v)$, яка відповідає вказаній умові. Обмежимося розглядом дворівневої схеми збудження-дезбудження частинок лазерним випромінюванням, яка найчастіше реалізується на практиці. Лазерне випромінювання, для визначеності, будемо вважати неполяризованим.

Нехай атом, що має швидкість v , емітується з поверхні в момент часу $t=0$ у стані, який відповідає одному з підрівнів рівня "0". Ясно, що у початковий момент часу заселеності p_0 і p_1 рівнів "0" й "1" дорівнюють, відповідно, 1 і 0. У нашому випадку нескладно визначити заселеності p_0 , p_1 в наступні моменти часу, оскільки, по-перше, має місце очевидне співвідношення $p_0(t) + p_1(t) = 1$ та, по-друге, залежності p_0 і p_1 від часу задовольняють простому кінетичному рівнянню [8], у якому через коефіцієнти Ейнштейна враховуються процеси однофотонного резонансного поглинання, вимушеної емісії та спонтанного випромінювання. Запишемо розв'язок цього рівняння за вищевказаною початковою умовою. Маємо [8]

$$p_1(t) = n_1 [1 - \exp(-At/\tau_1)] \quad (5)$$

Тут τ_1 - час життя атома на збудженому рівні "1" (по відношенню до процесу спонтанного випромінювання), n_1 й A - параметри, що визначаються наступними співвідношеннями

$$n_1 = g_1 S_k / g_0 A, \quad (6)$$

$$A = 1 + S_k (1 + g_1 / g_0) \quad (7)$$

Тут g_1 й g_0 статистичні ваги рівнів "1" й "0", S_k - безрозмірний параметр, який називають параметром насичення [8]

$$S_k = P \cdot \lambda^5 / 16 \cdot \pi^2 \cdot \hbar \cdot c^2 \cdot \sigma \cdot \Delta\lambda, \quad (8)$$

де P - потужність лазерного випромінювання, λ - довжина хвилі, яка відповідає радіаційному переходу "0" → "1", σ - площа перерізу лазерного променя, $\Delta\lambda$ - ширина лазерної лінії.

Як видно з (5), параметр n_1 має зміст імовірності збудження атому при його тривалій взаємодії з попом лазерного випромінювання. Саме ж співвідношення (5) справедливе, вочевидь, лише на обмеженому інтервалі $0 \leq t \leq t_H$, де t_H - момент виходу атому за межі освітлюваного лазером просторового шару. Якщо H - товщина шару, то

$$t_H = H / v_z, \quad (9)$$

де v_z - проекція швидкості v на нормаль до поверхні зразка, який досліджується.

За допомогою (5) знайдемо імовірність $w_{10}(v)$. Ясно, що в області $t > t_H$ заселеність $p_1(t)$ буде зменшуватися з ростом t від значення $p_1(t_H)$ до 0 за рахунок спонтанного розпаду рівня "1". Таким чином, після виходу за межі освітлюваного просторового шару атом спонтанно емітує фотон з імовірністю

$$w_{10}^{\text{out}}(v) = p_1(t_H) = n_1 [1 - \exp(-AH/\tau_1 v_z)]$$

В межах освітлюваного шару, а саме при $0 \leq t \leq t_H$, атом буде емітувати як вимушене, так і спонтанне випромінювання. Фотони вимушеної емісії когерентні з лазерним випромінюванням і не можуть бути виділені з нього. Імовірність спонтанного випромінювання на цьому інтервалі є, очевидно,

$$\begin{aligned} w_{10}^{\text{in}}(v) &= \int_0^{t_H} \frac{dt}{\tau_1} p_1(t) = \\ &= n_1 \left[H/\tau_1 v_z - A^{-1} (1 - \exp(-AH/\tau_1 v_z)) \right] \end{aligned}$$

Звідси для шуканої імовірності $w_{10}(v) = w_{10}^{\text{in}}(v) + w_{10}^{\text{out}}(v)$ остаточно одержуємо

$$\begin{aligned} w_{10}(v) &= n_1 \left[(H/\tau_1 v_z) + \right. \\ &\left. + (1 - 1/A)(1 - \exp(-AH/\tau_1 v_z)) \right] \quad (10) \end{aligned}$$

Аналогічним шляхом можна одержати імовірності $w_{10}(v)$, які відповідають іншим схемам збудження-дезбудження частинок лазерним випромінюванням та іншим станам його поляризації. Не-

обхідно також відзначити, що у всіх випадках, коли лазерним випромінюванням рівномірно освітлюється плоский, паралельний поверхні мішені, просторовий шар, імовірність w_{i0} залежить, безумовно, лише від одної, нормальної до поверхні, складової вектору v . Це означає, що замість функції $w_{i0}(v)$ слід розглядати імовірність $w_{i0}(v_z)$. Відповідно, задача усереднення імовірності $w_{i0}(v)$ за v зводиться до більш простої задачі усереднення імовірності $w_{i0}(v_z)$ за v_z .

Усереднення імовірності $w_{i0}(v_z)$ за v_z

Згідно з виразом (4) шукана імовірність W_{i0} є усередненою за v_z імовірністю $w_{i0}(v_z)$, тобто

$$W_{i0} = \frac{\int dv_z f_0(v_z) w_{i0}(v_z)}{\int dv_z f_0(v_z)}, \quad (11)$$

або

$$W_{i0} = \frac{\int dv_z f_i(v_z)}{\int dv_z f_i(v_z) / w_{i0}(v_z)}, \quad (12)$$

де інтегрування проводиться по всьому діапазону можливих значень v_z , $f_0(v_z)$ - довільним чином нормований розподіл за v_z атомів домішки, емітованих в основному стані "0", а

$$f_i(v_z) = f_0(v_z) w_{i0}(v_z) \quad (13)$$

Ясно, що з точністю до постійного множника функція $f_i(v_z)$ може бути представлена виміряним вздовж нормалі до поверхні досліджуваного зразка (та записаним у шкалі швидкостей v_z) доплерівським контуром будь-якої спектральної лінії, яка відповідає спонтанному випромінювальному розпаду стану "i" атомів домішки, збуджених лазерним випромінюванням. Відповідно, у способі, що пропонується, для знаходження імовірності W_{i0} реалізується процедура вимірювання доплерівського контуру $f_i(v_z)$. В цьому полягає друга суттєва відмінність даного способу від способу СЛФ.

Формула для знаходження коефіцієнтів розпорошення домішки

Як вже зазначалося (див стор 1), кількісний елементний аналіз матеріалу зводиться у нашому випадку до знаходження коефіцієнтів розпорошення S_d домішок або складових досліджуваного зрізця. Із співвідношень (3) і (12) маємо

$$S_d = J_{i0} \frac{\int dv_z f_i(v_z) / w_{i0}(v_z)}{\int dv_z f_i(v_z)} \quad (14)$$

Отже, знаходження абсолютного значення коефіцієнту S_d запропонованим способом полягає у його обчисленні за формулою (14), в якій фігурують лише виміряний фотонний вихід J_{i0} , виміряний доплерівський контур $f_i(v_z)$ та обчислена з перших принципів імовірність $w_{i0}(v_z)$.

Оцінка аналітичних можливостей запропонованого способу

Оцінимо аналітичні можливості запропонованого способу, враховуючи, що найбільш придатною для його реалізації є створена за участю авторів апаратура доплерівської томографії з лазерним збудженням емітованих частинок (апаратура

ДТЛЗ) [9, 10]. Для цього розрахуємо характерні значення усередненої імовірності W_{i0} за формулою (11), підставляючи у вираз (10) для імовірності $w_{i0}(v_z)$ типові для апаратури ДТЛЗ значення параметрів лазерного променя (товщина шару, який освітлюється, $H=2$ мм, площа поперечного перерізу променю $\sigma=10$ мм², ширина лазерної лінії $\Delta\lambda=2$ Å), а також типові і, в той же час, такі, що відповідають основній компоненті жовтого дублету натрію значення довжини хвилі $\lambda=5890$ Å, статваги $g_0=2$, $g_1=4$ та часу життя $\tau_i=1,59 \cdot 10^{-8}$ с [11]. Розподіл $f_0(v_z)$, який фігурує у виразі (11), апроксимуємо відомою формулою Томпсона [12]

$$f_0(v_z) \sim v_z [(v_z^2 + v_b^2)^{-2(1-m)} - (v_m^2 + v_b^2)^{-2(1-m)}], \quad (15)$$

де v_b - швидкість, що відповідає енергії зв'язку E_b атома з поверхнею, v_m - максимальна швидкість вторинних атомів, m - параметр формули Томпсона. Використаємо в (15) характерні значення $m=0$, $E_b=3$ еВ і покладемо швидкість v_m рівною швидкості атому Na після лобового зіткнення з первинним іоном K^+ при енергії останнього 4 кеВ (зондування зразків на діючій апаратурі ДТЛЗ здійснюється іонами K^+ кілоелектронвольтних енергій). Тоді обчислена за формулою (11) залежність шуканої величини W_{i0} від потужності лазерного випромінювання P прийме вигляд, представлений на фіг.

На діючій апаратурі ДТЛЗ досягається потужність лазерного випромінювання $P=0,3$ Вт. Для неї, як видно з фіг., величина $W_{i0} \approx 1$ фотон/атом. Звідси, згідно з [3], знаходимо, що при типовому значенні струму пучка первинних іонів 10 мкА границя виявлення домішки даним способом складає величину $\sim 10^{-5}$ ppm. Таким чином, вже зараз, тобто при наявній апаратурній реалізації, запропонований спосіб за концентраційною чутливістю не поступається прототипу і перевищує відомі аналоги [10] приблизно на 3 порядки. Слід також відзначити, що в умовах лазерного збудження вторинний атом домішки може спонтанно випромінити кілька фотонів ($W_{i0} \approx 10$ фотон/атом при $P \approx 10$ Вт - див фіг.) Тому запропонований спосіб може забезпечити більшу концентраційну чутливість, ніж діагностичний спосіб [13-15], який ґрунтується на іонізації вторинних частинок лазерним випромінюванням і вважається найбільш чутливим.

Порівняння з прототипом виявляє наступні переваги даного способу

1) відкривається можливість проведення безеталонного кількісного елементного аналізу матеріалів,

2) відпадає необхідність в створенні банку еталонних зразків (відповідно до кожного елемента, що аналізується),

3) значно скорочується час аналізу.

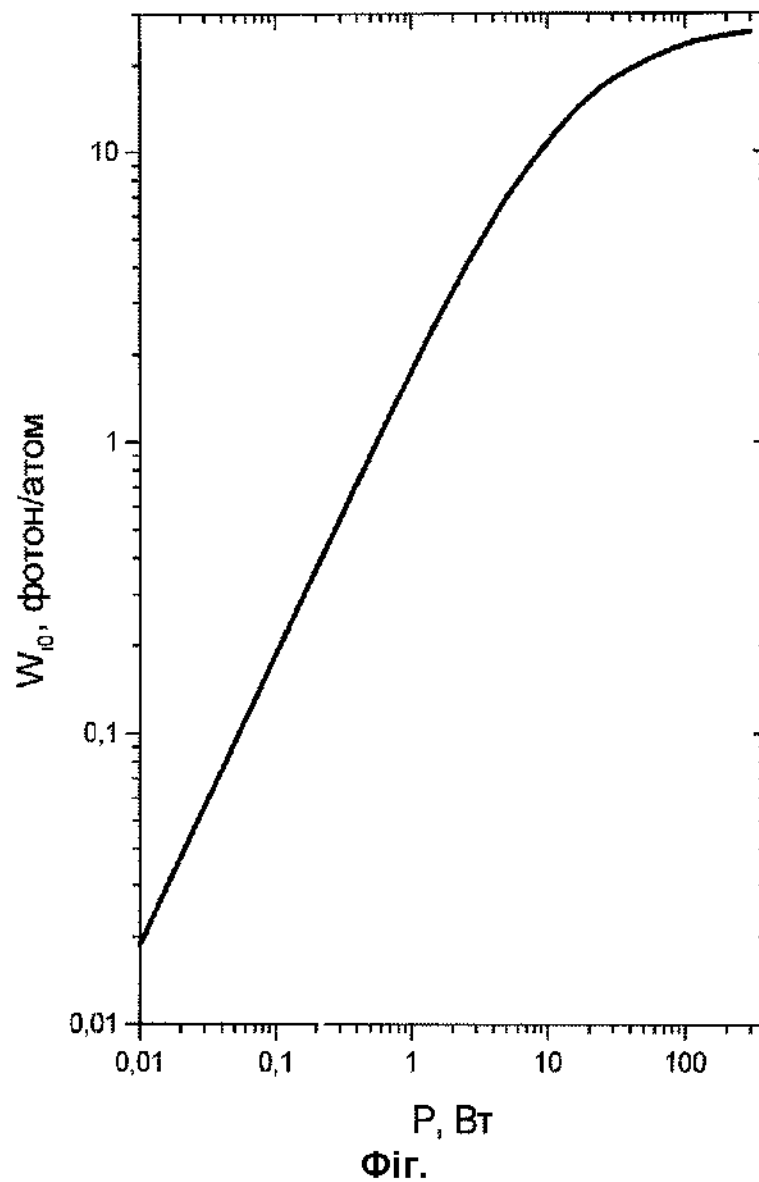
Ефективність винаходу визначається тим, що запропонований спосіб дозволяє проводити безеталонний високочутливий кількісний елементний аналіз мікродомішок твердого тіла.

Винахід може використовуватись для здійснення високочутливого кількісного безеталонного елементного аналізу поверхні і об'єму твердих тіл в різних галузях сучасної науки і техніки, пов'язаних із створенням нових речовин і матеріалів, у

тому числі матеріалів наноелектроніки та надчистих матеріалів

Джерела інформації

- 1 Методы анализа поверхности / Под ред. А. Зандерны - М. Мир, 1979 - 584 с
- 2 Вудраф Д., Дельер Т. Современные методы исследования поверхности - М. Мир, 1989 - 354 с
- 3 Черепин В.Т., Васильев М.А. Методы и приборы для анализа поверхности материалов справочник - К. Наукова думка, 1982 - 399 с
- 4 Черепин В.Т. Ионный зонд - Киев. Наукова думка, 1981 - 328 с
- 5 Волков С.С., Денисов А.Г., Толстогузов А.Б. Вторично-ионные масс-спектрометры - М. ЦНИИ "Электроника", 1987 - 61 с
- 6 С.С. Поп, С.Ф. Белых, В.Г. Дробнич, В.Х. Ферлегер. Ионно-фотонная эмиссия металлов - Ташкент. ФАН, 1989
- 7 Thomas G.E. Bombardment induced light emission // Surface Sci - 1979 - V 90 - P 381-446
- 8 Bay H.L. Laser induced fluorescence as a technique for investigations of sputtering phenomena // Nucl Instr & Meth - 1987 - V B18 - P 430-445 - Прототип
- 9 Пат. № 14943А Україна, МКІ G01N23/00. Спосіб вимірювання тримірних функцій розподілу по швидкостях атомів і іонів, розпилених і розсіяних в будь-якому конкретному електронному стані / Дробнич В.Г., Охрименко С.В., Мастюгін В.О., Поп С.С. (Україна) - № 93005558, Заявлено 29.06.93. Опубл. Промислова власність. Офіційний бюл. 1994. № 8-1. С. 2-87
- 10 Дробнич В.Г., Коноплев А.Н., Крицкий В.А., Охрименко С.В. Оптический метод и аппаратура для исследования дифференциальных характеристик распыления и рассеяния // Изв. РАН. Сер. физ. - 1994 - Т. 58, № 3 - С. 26-30
- 11 Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров - М. Наука, 1977 - 319 с
- 12 Thompson M.W. The energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering // Philos. Mag. - 1968 - V 18 - P 377-414
- 13 Winograd N., Baxter J.P., Kimok F.M. Multiphoton resonance ionization of sputtered neutrals: a novel approach to materials characterization // Chem. Phys. Lett. - 1982 - V 88, № 6 - P. 581-584
- 14 Nicolussi G., Husinsky W., Betz G. Elemental laser secondary-neutral-mass spectroscopy signal enhancement in layer interfaces. New evidence for cluster contribution in nonresonant laser multiphoton postionization // Phys. Rev. Lett. - 1993 - V 71, № 10 - P 1518-1521
- 15 Homolka P., Husinsky W., Nicolussi G., Betz G., Li X. Matrix effects of secondary neutrals. Laser postionization investigations of particles sputtered from clean and oxidized metals // Phys. Rev. B. - 1995 - V 51, № 7 - P 4665-4667



ДП "Український інститут промислової власності" (Укрпатент)
 Україна, 01133, Київ-133, бульв. Лесі Українки, 26
 (044) 295-81-42, 295-61-97

Підписано до друку _____ 2002 р. Формат 60x84 1/8
 Обсяг _____ обл.-вид арк. Тираж 50 прим. Зам. _____

УкрІНТЕІ, 03680, Київ-39 МСП, вул. Горького, 180
 (044) 268-25-22
