

НОВА ІНТЕГРОВАНА КОНСТРУКЦІЯ КОМПАКТНОГО ЯДЕРНОГО ЗОНДА

С. О. Лебедь

Інститут прикладної фізики НАН України, Суми

Представлено інтегровану конструкцію та головні іонно-оптичні характеристики нового компактного скануючого ядерного зонда із зовнішнім пучком протонів (або іонів гелію), що базується на модифікованому 3 МВ однокінцевому ультрастабільному електростатичному прискорювачі іонів та оптимізованій короткій (3,25 м) зондоформуючій системі. Формування зонда здійснюється за допомогою мікрощілин та розділеного триплету магнітних квадрупольних лінз. Наведені результати оптимізаційних іонно-оптичних розрахунків прискорюючої та зондо-формуючої систем отримано за допомогою програм SIMION, TRANSPORT, PRAM та OXRAY. Ці результати планується використати при проектуванні нового вертикального ядерного зонда із зовнішнім пучком іонів, призначеного для досліджень живих клітин у нормальних умовах. Показано, що розроблену конструкцію також можна буде з успіхом використати при розробці ядерного зонда наступного покоління, обладнаного яскравим джерелом іонів з польовою іонізацією газу. Такий зонд дає змогу проводити дослідження елементного складу зразка методом характеристичного рентгенівського випромінювання (PIXE) з просторовою роздільною здатністю на рівні 0,1 мкм.

Вступ

До складу сучасного скануючого ядерного зонда (ЯЗ) входять такі компоненти: електростатичний прискорювач ядер атомів (іонів) водню або більш важкого елемента до енергій 1 - 10 MeV, системи транспортування, аналізу іонів по масі та енергії, зондоформування та сканування пучка іонів, а також діагностична мішенна камера з детекторами, системою збору, накопичення та обробки вимірюваних даних. У більшості діючих ЯЗ використовуються електростатичні прискорювачі (однокінцевий або тандем) з генератором Ван-де-Граафа, в якому транспортування зарядів на високовольтний електрод (термінал) здійснюється за допомогою рухомого замкнутого пасу конвейерного типу. Такий спосіб утворення високої напруги на терміналі не дає змоги отримати її стабільності кращої, ніж $\Delta U/U = 5 \cdot 10^{-4}$. Як показує досвід, на основі прискорювача з такою стабільністю дуже складно побудувати ядерний нанозонд. У кінці минулого століття було розроблено й збудовано перші ультрастабільні 3 МВ однокінцеві прискорювачі іонів, спеціалізовані для нанозондових застосувань [1, 2]. У цих прискорювачах в якості високовольтного джерела живлення постійного струму використано каскадний генератор, зібраний за збалансованою схемою Шенкеля. Це дало змогу забезпечити значення параметра $\Delta U/U = 10^{-5}$ при $U = 2,25$ МВ на терміналі. Крім цього, у прискорювачі фірми HVEE [2] було додатково використане оптимізоване радіочастотне (RF) джерело іонів, яке дозволило підвищити яскравість пучка іонів ($^1\text{H}^+$ або $^4\text{He}^+$) до рівня 20 - 30 пА/мкм²/мрад²/MeV. Перелічених заходів вистачило для того, щоб отримати гарантовану просторову роздільну здатність зонда на рівні 0,3 - 0,4 мкм в режимі сильного струму $I \geq 100$ пА пучка іонів на зразку. У цьому режимі працюють головні ядерно-фізичні методики PIXE, RBS, NRA, CCM. Слід зазначити також, що RF джерело іонів дає змогу отримати на його виході пучок іонів із розшарування частин по енергії на рівні $\Delta W = 100 - 500$ eV. Ця характеристика є однією з важливих у процесі зондоформування. В окремих випадках вона може бути відповідальною за значне погіршення просторової роздільної здатності приладу за рахунок високих хроматичних аберацій у зондоформуючій системі (ЗФС).

У працях [3, 4] було доведено, що при застосуванні в ЯЗ оптимізованих коротких (з довжиною $l < 3,5$ м) ЗФС можуть бути також досягнуті субмікронні просторові роздільні здатності в режимі сильного струму пучка іонів. Ці системи базуються на розділеному триплеті або квадруплеті магнітних квадрупольних лінз (МКЛ) і вигідно відрізняються від

альтернативних довгих систем малою чутливістю як до внутрішніх (хроматичних та сферичних), так і до домінуючих паразитичних (ротаційних, секступольних та октупольних) лінзових аберацій. Ця важлива особливість нових ЗФС дає змогу використовувати в ЯЗ значно простіші у виготовленні та юстуванні й дешевші за собівартістю квадрупольні лінзи, ніж ті, що використовуються в цей час [5].

Типовий ЯЗ виглядає як досить довге (15 - 20 м) об'єднання вище перелічених систем.

Мета цієї праці - показати, що використання оптимізованої короткої ЗФС на основі розділеного триплету МКЛ разом із модифікованим 3 МВ ультрастабільним однокінцевим прискорювачем відкриває дорогу для впровадження в життя інтегрованої короткої (із загальною довжиною до 5 м) побудови усього комплексу систем ЯЗ, що дасть змогу усунути існуючі проблеми традиційних довгих ядерних нанозондів:

деградацію яскравості пучка іонів при його транспортуванні від прискорювача до ЗФС;

вплив зовнішніх механічних вібрацій на просторову роздільну здатність.

Особливості нової конструкції ЯЗ

Як було показано в працях [3, 4], оптимізовані короткі системи мають у три – чотири рази менші (за абсолютною величиною) коефіцієнти хроматичних аберацій, ніж традиційні довгі ЗФС. Це означає, що при використанні такої ЗФС разом з ультрастабільним електростатичним прискорювачем у схемі побудови ЯЗ замість габаритної й дорогої системи аналізу пучка мегаелектронвольтних іонів по імпульсам та масам (дипольного 90° електромагніту [6]) можна буде використати компактну й значно дешевшу систему аналізу пучка кілоелектронвольтних іонів, що розміщується під кондуктором прискорювача іонів. Це, у свою чергу, дає змогу позбутися систем транспортування пучка іонів від прискорювача іонів до зондового каналу.

У такому випадку стару традиційну конструкцію побудови ЯЗ можна буде значно скоротити (у три – чотири рази) і представити в новому інтегрованому вигляді (рис. 1).

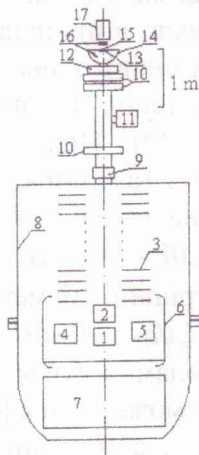


Рис. 1. Схематичне розміщення головних елементів, вузлів та систем ЯЗ: 1 – джерело іонів; 2 – система аналізу пучка іонів; 3 – прискорююча трубка; 4 – джерело живлення джерела іонів; 5 – система напуску газу; 6 – термінал; 7 – високовольтне джерело живлення постійного струму; 8 – танк; 9 – кутовий коліimator зонда; 10 – МКЛ; 11 – турбомолекулярний насос; 12 – система сканування пучком іонів; 13 – вихідне віконце; 14 – мішенна камера; 15 – зразок; 16 – детектори; 17 – оптичний мікроскоп.

ЯЗ за такою схемою може бути збудований, наприклад, на основі модифікованого прискорювача іонів 3,5 MV *Singletron*TM [2], в якому після джерела іонів плазмового типу 1 застосовано компактний сепаратор іонів низьких енергій по їх масі та енергії 2, призначений для виділення робочих іонів ($^1\text{H}^+$ або $^4\text{He}^+$) із загального пучка. Енергія іонів пучка на вході у прискорюючу трубку 3 не перевищує 30 кеВ, тому на практиці функції такого сепаратора іонів може виконувати малогабаритний фільтр Віна.

Яскравість пучка іонів є одним з ключових факторів, що забезпечують високу просторову роздільну здатність ЯЗ. У сучасному зонді, що базується на однокінцевому прискорювачі іонів, частіше за все використовується оптимізоване RF джерело іонів з яскравістю пучка протонів на рівні $b = 10 - 30 \text{ пАмкм}^{-2} \text{мрад}^{-2} \text{МеВ}^{-1}$ [2]. Для забезпечення

мінімальної деградації яскравості пучка іонів у прискорюючій системі ЯЗ (див. рис. 1) автором пропонується застосувати спеціальні заходи, що дозволять сформувати в прискорюючій трубці параксіальний пучок іонів (рис. 2).

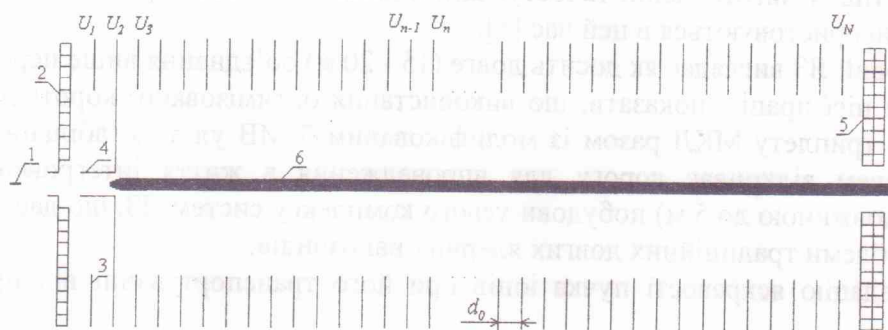


Рис. 2. Розраховані траєкторії для 1000 протонів у середині прискорюючої трубки: 1 – анод RF джерела іонів під потенціалом $U_A = 3$ МВ; 2 – катод; 3 – електрод прискорюючої трубки; 4 – фокусуючий електрод; 5 – основа прискорювача під потенціалом $U_N = 0$ В; 6 – огинаюча пучка протонів.

Теоретичні дослідження головних іонно-оптичних систем ЯЗ базуються на розв'язанні рівняння руху

$$dp/dt = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

для іона з масою спокою m_0 , що рухається в цих системах із швидкістю v в електричному \mathbf{E} і (або) магнітному \mathbf{B} полях. У рівнянні (1) $p = m_0 v (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивістський імпульс іона, c – швидкість кванта світла.

Для розрахунків двовимірного аксіальносиметричного розподілу електростатичного потенціалу $U(z, r)$ та траєкторій протонів у прискорюючій трубці було використано комп'ютерну програму SIMION [7], в якій застосовано траєкторний метод для розв'язання рівняння (1) руху протонів в електричному полі. Розрахунки виконано в припущенні, що з джерела іонів витягується “чистий” пучок протонів (без домішкових іонів). У цьому випадку можна не враховувати в процесі моделювання систему аналізу пучка іонів. При необхідності параметри цієї системи можна розрахувати й узгодити окремо [8]. При розрахунках траєкторій (див. рис. 2) вважалось, що пучок протонів витягується з газорозрядної плазми крізь металеву апертуру (катод) діаметром 1,6 мм. Початкові умови на виході з джерела іонів були такими: енергія протонів $W_0 = 10$ кеВ, їх розкид по енергіях $\Delta W = 100$ еВ та по кутах $\Delta\theta = 3$ мрад [9]. Прискорююча трубка має довжину 1,7 м, внутрішній діаметр 13 см і складається з 68 прискорюючих секцій із градієнтом поля $(U_{n-1} - U_n)/d_0 \leq 20$ кВ/см, де U_n – електричний потенціал на n -му електроді, d_0 – відстань між електродами. Пучок протонів з енергією $W = 3$ МеВ на виході з прискорюючої трубки (див. рис. 2) може бути сформовано, якщо анод джерела іонів знаходиться під потенціалом $U_A = 3$ МВ, а останній електрод прискорюючої трубки – під потенціалом землі $U_N = 0$ В. Як було показано [8], в електростатичних прискорювачах однокінцевого типу може бути реалізовано оригінальний спосіб формування параксіального пучка іонів. Для цього між анодом і катодом RF джерела іонів необхідно прикласти таку ж різницю потенціалів ($\Delta U = 10 - 15$ кВ), як і між анодом і першим та третім електродами прискорюючої трубки відповідно. Тоді, регулюючи різницю потенціалів (від 15 до 25 кВ) між анодом та фокусуючим електродом, можна досягти такого розподілу електричного потенціалу поблизу осі z (при фіксованому градієнті поля між іншими електродами), при якому в трубці і на виході з прискорювача формується пучок протонів з майже паралельними траєкторіями. За допомогою такого пучка іонів може бути практично усунуто проблему деградації його яскравості, обумовленої наявністю сферичних

та хроматичних аберацій у прискорюючій системі. Такий спосіб формування та прискорення параксіального пучка іонів в однокінцевому електростатичному прискорювачі зараз використовується, зокрема, для досягнення оптимального режиму роботи Краківського ЯЗ [8]. Очевидно, що він з не меншим успіхом може бути також використаний для усунення вищезгаданої проблеми й у новому інтегрованому зонді (див. рис. 1). Використання знайденого режиму роботи прискорювача матиме особливо велике значення при розробці ЯЗ наступного покоління для РІХЕ аналізу з просторовою роздільною здатністю на рівні 0,1 мкм на основі джерела іонів ($^1H^+$ або $^4He^+$) з польовою іонізацією газу з надзвичайно високою яскравістю $10^5 - 10^{12}$ пА/мкм²/мрад²/МеВ, але з малим током пучка 1 - 10 пА [10]. Такий зонд дасть змогу знизити мінімальний рівень детектування слідових елементів у зразку з 1 - 10 до 0,03 - 0,3 мг/кг.

У новому інтегрованому зонді ЗФС безпосередньо й жорстко об'єднана з іонно-оптичними елементами прискорювача (трубкою та джерелом іонів). Це дозволяє усунути проблему, пов'язану з впливом зовнішніх механічних вібрацій на просторову роздільну здатність. Ці вібрації, частіше за все, породжуються рухом транспорту і (або) різного типу електродвигунів, що функціонують в оточуючому середовищі. Цієї проблеми не складно позбутися в новій схемі (див. рис.1), де прискорювач іонів разом з каналом зонда рухаються разом як одне ціле (жорсткий маятник). У боротьбі з механічними вібраціями ґрунту під приладом також не буде зайвим використати й такий відомий спосіб, як розміщення зондового каналу разом з прискорювачем на спільному блоці з бетону або граніту, зануреному у траншею з піском. Очевидно, що всі перелічені заходи здатні забезпечити максимальний ефект саме при використанні інтегрованої короткої конструкції ЯЗ.

Як показав аналіз, у запропонованій конструкції в якості ЗФС найкращим чином може бути використано коротку ($l = 3,25$ м) оптимізовану систему, що базується на розділеному триплеті МКЛ [3].

Зондоформуюча система

До складу більшості діючих ЗФС входять відповідним чином заживлені й зорієнтовані у просторі дві або більше МКЛ, що формують зменшене зображення об'єктної щілини.

Для параксіальних нерелятивістських іонів рішення рівняння їх руху (1) крізь ЗФС може бути знайдене за допомогою одного з відомих матричних методів [11]. У цьому випадку координати іонів x_i, y_i , що вилітають із ЗФС можна буде визначити через їх вхідні координати $x_0, \theta_0, y_0, \phi_0$ у вигляді поліноміального ряду Тейлора, в якому коефіцієнти є коефіцієнтами домінуючих аберацій системи

$$\begin{aligned} x_i &= \langle x/x \rangle x_0 + \langle x/\theta \rangle \theta_0 + \langle x/\theta\delta \rangle \theta_0 \delta_0 + \langle x/\theta^3 \rangle \theta_0^3 + \langle x/\theta\phi^2 \rangle \theta_0 \phi^2 + \dots \\ y_i &= \langle y/y \rangle y_0 + \langle y/\phi \rangle \phi_0 + \langle y/\phi\delta \rangle \phi_0 \delta_0 + \langle y/\phi^3 \rangle \phi_0^3 + \langle y/\theta^2\phi \rangle \theta_0^2 \phi + \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

де $\langle x/x \rangle^{-1} = D_x$ та $\langle y/y \rangle^{-1} = D_y$ коефіцієнти зменшення об'єкта x_0 та y_0 ; $\delta = \Delta p / p$ - розкид іонів по імпульсах; $\langle x/\theta \rangle$, $\langle y/\phi \rangle$; $\langle x/\theta\delta \rangle$, $\langle y/\phi\delta \rangle$; $\langle x/\theta^3 \rangle$, $\langle x/\theta\phi^2 \rangle$, $\langle y/\phi^3 \rangle$, $\langle y/\theta^2\phi \rangle$ - коефіцієнти астигматичності, хроматичних та сферичних аберацій відповідно. У зондах з якісно відюстованою та заживленою ЗФС коефіцієнти астигматичності приймають мінімальне (нульове) значення. Додаткові члени у ряді (2) можуть з'явитися завдяки наявності у реальних лінз різного типу паразитичних аберацій. Перелічимо деякі домінуючі паразитичні аберації другого та третього порядку, що в системах з МКЛ дають значні відхилення траєкторій іонів у площині зображення: секступольні $\langle x/\theta^2 \rangle$, $\langle x/\phi^2 \rangle$, $\langle x/\theta\phi \rangle$, $\langle y/\theta\phi \rangle$, $\langle y/\phi^2 \rangle$, $\langle y/\theta^2 \rangle$ та октупольні $\langle x/\phi^3 \rangle$, $\langle x/\theta^2\phi \rangle$, $\langle y/\theta^3 \rangle$, $\langle y/\theta\phi^2 \rangle$. Ці аберації можуть бути обумовлені, наприклад, неточністю виготовлення і (або) монтування полюсних наконечників (один відносно до інших) у лінзах, а також неоднорідністю їх матеріалів.

Для того, щоб ЗФС була стигматична (у фокусі), необхідно й достатньо виконати умову: $\langle x/\theta \rangle = \langle y/\phi \rangle = 0$. У комп'ютерних програмах для виконання цієї умови при

визначенні величин збуджень k_i лінз системи використовується процедура оптимізації з метою мінімізувати астигматизм системи до рівня $(\langle x/\theta \rangle^2 + \langle y/\phi \rangle^2)^{1/2} \leq 10^{-8}$ м/рад.

Коефіцієнти аберацій першого і більш високих порядків для ЗФС, що базуються на квадрупольних лінзах, можуть бути розраховані за допомогою добре протестованої та відомої серед фахівців програми PRAM [12], в якій використовується для цього один із стандартних матричних методів.

При проведенні іонно-оптичних оптимізаційних досліджень ЗФС розв'язується одна з двох задач. У першій задачі при заданій величині розміру пучка d_x, d_y на зразку (у площині зображення) потрібно забезпечити максимальний його струм [13]; у другій – мінімальний розмір d_x, d_y при заданому струмі пучка іонів (наприклад, $I \geq 100$ пА) [3].

Фазова множина іонів $x_0 y_0 \theta_0 \phi_0$, яку ЗФС здатна пропустити (максимальний аксептанс системи), може бути визначена через геометричні розміри прямокутних мікрощілин

$$A = 4d_{lx} d_{ly} \theta_m \phi_m, \quad (3)$$

де d_{lx} та d_{ly} – розміри об'єктної щілини; кути $\theta_m = d_{2x}/(2\Delta l)$ та $\phi_m = d_{2y}/(2\Delta l)$, d_{2x} та d_{2y} – розміри кутового коліматора; Δl – відстань між щілинами. Тоді максимальний струм пучка іонів на зразку може бути розрахований за допомогою формули $I = AbW$.

Для ЗФС, в яких домінують хроматичні аберації, максимальний аксептанс системи $A_c \sim d^4 (D_x D_y) / (\langle x/\theta \delta \rangle \langle y/\phi \delta \rangle)$, де d – потрібний розмір плями від пучка на зразку. Коли ж домінуючими в системі є сферичні аберації, то максимальний аксептанс системи $A_s \sim d^{5/3} (D_x D_y)^{4/3} / (\langle x/\theta^3 \rangle \langle y/\phi^3 \rangle)^{1/3}$ [14]. Таким чином, оптимізаційними критеріями якості (добротності) ЗФС можуть бути використані параметри $Q_c = D_x D_y / (\langle x/\theta \delta \rangle \langle y/\phi \delta \rangle)$ та $Q_s = D_x D_y / (\langle x/\theta^3 \rangle \langle y/\phi^3 \rangle)^{1/3}$. При цьому слід пам'ятати, що в параметрі Q_s не враховуються інші (“перехресні”) коефіцієнти сферичних аберацій. Аналіз співвідношень для величин A_c і A_s показує, що існує значна залежність струму пучка іонів на зразку I від розміру d , і для того щоб отримати субмікронну просторову роздільну здатність, потрібно мати ЗФС з достатньо високими коефіцієнтами D_x, D_y та достатньо малими внутрішніми лінзовими абераціями.

Нижче показано, що цим вимогам задовольняє нова оптимізована коротка (із загальною довжиною $l = 3,25$ м) система, яка використовує для фокусування пучка іонів розділений триплет МКЛ з трьома незалежними джерелами живлення типу +A-B+C [3, 15]. У системі цього типу домінуючими є сферичні аберації і тому головним критерієм якості для цих систем є величина Q_s . З цієї причини для пошуку геометричних та іонно-оптичних параметрів нової ЗФС автором був застосований перший оптимізаційний підхід, у результаті якого знаходилась система з максимальним значенням параметра Q_s при фіксованих геометричних параметрах лінз та робочій відстані $g = 11$ см. У розрахунках було використано геометричні параметри лінз (табл. 1), які були розроблені автором для короткого зонда Лейпцігського університету [4].

Інші параметри системи, за якими проводився оптимізаційний пошук: l – довжина ЗФС; a – відстань від об'єктної щілини до першої МКЛ; κ_i – збудження лінз, змінювалися в таких діапазонах величин: $2 \leq l \leq 4$ м, $0 < a \leq a_{max}$, $0 < \kappa_i \leq 1,3$; $i = 1, 2, 3$. Значення індукції магнітного поля на полюсі лінзи B_0 може бути розраховане зі співвідношення $\kappa = L(2,9978 B_0 / r_0 / pc)^{1/2}$, де $pc = (W^2 + 2Wm_0 c^2)^{1/2}$; L – ефективна довжина; r_0 – радіус апертури МКЛ. Домінуючі внутрішні та паразитичні аберації ЗФС розраховувалися за допомогою програми PRAM [12]. Ці коефіцієнти та інші фізичні параметри для знайденої оптимізованої та однієї з кращих діючих довгих ЗФС [16], що базуються на триплеті МКЛ, наведено в табл. 1.

Як видно, на відмінність від типової довгої ЗФС коротка система має менші, але достатньо високі для використання в ЯЗ і симетричні коефіцієнти зменшення об'єкта ($D_x = -D_y = 16$), а також значно нижчі коефіцієнти внутрішніх та паразитичних лінзових аберацій.

Це забезпечує новій короткій системі високі значення параметрів добротності $Q_s = 58 \text{ мкм}^{-2/3} \text{ мрад}^2$, $Q_c = 0,047 \text{ мкм}^{-2} \text{ мрад}^2 (\%)^2$ і конкурентоспроможність по відношенню до діючої ЗФС (див. табл. 1). Як показав аналіз [4], інші діючі довгі ЗФС мають добротності $Q_s < 25 \text{ мкм}^{-2/3} \text{ мрад}^2$ та $Q_c < 0,03 \text{ мкм}^{-2} \text{ мрад}^2 (\%)^2$.

Таблиця 1. Фізичні та іонно-оптичні параметри розрахованої нової короткої та діючої довгої триплетних ЗФС

Позначення ЗФС	Новий короткий триплет	Довгий оксфордський триплет [16]
Тип живлення лінз	-A+B-C	-A+A-B
Довжина системи l , м	3.25	7.4
Ефективна довжина лінз L , см	6.4	10.8
Радіус апертури лінз r_0 , см	0.635	0.75
Об'єктна відстань a , м	1.74	6.8
Робоча відстань g , см	11	15.2
Максимальне поле квадруполя B_0 , Т (протони, $W = 3 \text{ MeV}$)	0.35	0.22
Зменшення:		
D_x	16	92
D_y	-16	-26
Хроматичні аберації, мкм/мрад / %:		
$\langle x/\theta\delta \rangle$	-31	-343
$\langle y/\phi\delta \rangle$	174	873
Сферичні аберації, мкм/мрад ³ :		
$\langle x/\theta^3 \rangle$	1.4	426
$\langle x/\theta\phi^2 \rangle$	9	207
$\langle y/\theta^2\phi \rangle$	-9	-743
$\langle y/\phi^3 \rangle$	-59	-2197
Добротність Q_s , мкм ^{-2/3} мрад ²	58	24
Добротність Q_c , мкм ⁻² мрад ² (%) ²	0.047	0.008
Максимальний секступольний член, мкм/мрад ² / %	$\langle y/\theta\phi S2 \rangle$ 98	$\langle y/\theta\phi S2 \rangle$ 1733
Максимальний октупольний член, мкм/мрад ³ / %	$\langle y/\theta^3 O2 \rangle$ -293	$\langle y/\theta^3 O2 \rangle$ 18986

Примітка. $S2$ та $O2$ – доля секступольної та октупольної компоненти поля у другій МКЛ відповідно.

Очікувана просторова роздільна здатність

У розрахунках просторової роздільної здатності нового інтегрованого ядерного нанозонда (табл. 2, рис. 3) до знайденої нової ЗФС (див. табл. 1) було застосовано другий оптимізаційний підхід, у результаті якого було визначено оптимальні розміри мікрощілини системи, що забезпечують мінімальний розмір d_x , d_y при заданому струмі пучка іонів $I = 100 \text{ пА}$.

Розрахунки величин d_x , d_y було виконано за допомогою програми OXRAY [12] для 10000 протонів, що були розподілені рівномірно за допомогою генератора раптових чисел у площині прямокутної об'єктної щілини. При цьому вхідна в ЗФС фазова множина протонів визначалась розмірами об'єктної щілини та кутового коліматора (3).

З отриманих даних видно, що оптимізована коротка ЗФС (див. табл. 1) здатна забезпечити у новому інтегрованому ЯЗ (див. рис. 1) 3 MeV протонний елементний аналіз зразка методами PIXE, RBS, FRS, NRA, CCM з:

субмікронною (0,9 мкм) просторовою роздільною здатністю, використовуючи стандартне RF джерело іонів з яскравістю $b = 20 \text{ пА мкм}^{-2} \text{ мрад}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$;

рекордною ($< 0,1$ мкм) просторовою роздільною здатністю, використовуючи джерело іонів з польовою іонізацією газу з яскравістю $b = 10^5$ пА мкм⁻² мрад⁻² MeV⁻¹, навіть при значному розкиді протонів у пучку по енергіях (0,1 та 0,01 %, відповідно) та за допомогою дешевих МКЛ із значним забрудненням поля (0,5 %) полюсів секступольними та октупольними компонентами.

Таблиця 2. Розраховані просторові роздільні здатності для зонда з новою ЗФС у режимі сильного струму пучка протонів на зразку

Параметри	Тип джерела іонів	
	Радіочастотне	З польовою іонізацією газу
Яскравість пучка протонів b , пА мкм ⁻² мрад ⁻² MeV ⁻¹	20	10^5
Середня енергія протонів у пучку W , MeV	3	3
Розкид протонів по енергії $\Delta W/W$, %	0,1	0,01
Розміри об'єктної щілини $d_{lx} \times d_{ly}$, мкм	10×10	$1,2 \times 1,2$
Кути розходження пучка $\theta_m \times \phi_m$, мрад	$0,21 \times 0,04$	$0,02 \times 0,003$
Розмір пучка на зразку $d_x = d_y$, мкм (0,5 % секступольних і октупольних компонент присутні в трьох МКЛ)	0,9	0,09

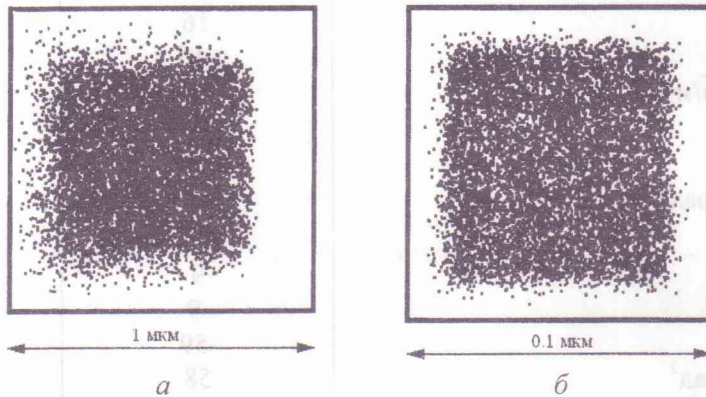


Рис. 3. Розраховані форма й розміри пучка протонів на зразку після проходження ЗФС за умов, наведених у табл. 2, і з використанням радіочастотного джерела іонів (а) та джерела іонів з польовою іонізацією газу (б).

Слід також зазначити, що такі результати можуть бути отримані за допомогою джерела іонів з польовою іонізацією газу, яке здатне працювати при кімнатній температурі та в режимі своєї мінімальної яскравості [17]. Ці обставини значно спрощують можливість інтеграції цього джерела іонів під кондуктор однокінцевого електростатичного прискорювача. На цей час залишається вирішити ще одну технологічну проблему в цьому напрямку: необхідно підвищити термін праці джерела іонів з польовою іонізацією до рівня ≥ 1000 год.

На рис. 4 наведено лінії, що огинають траєкторії пучка протонів з енергією 3 MeV у новій короткій ЗФС (див. табл. 1) у режимі сильного струму пучка з RF джерелом іонів (див. табл. 2, рис. 3, а).

Наявність кросоверу на пучку протонів у площині xOz між першою та другою лінзами є ознакою для ЗФС, що базується на розділеному триплеті квадрупольних лінз. Слід також відзначити важливу особливість триплетної конфігурації обраного типу (+A-B+C): максимальне відхилення пучка у площині yOz відбувається в другій лінзі (див. рис. 4). Саме з цієї причини друга МКЛ обумовлює максимальну чутливість ЗФС до паразитичних лінзових аберрацій (див. табл. 1). Для усунення впливу цього негативного ефекту на просторову роздільну здатність ЯЗ у режимі сильного струму було застосовано процедуру оптимального обтинання мікропучка протонів у площині yOz кутовим коліматором (див. табл. 2, рис. 4). Розрахунки огинаючих ліній для траєкторій пучка протонів було виконано за допомогою програми TRANSPORT [18].

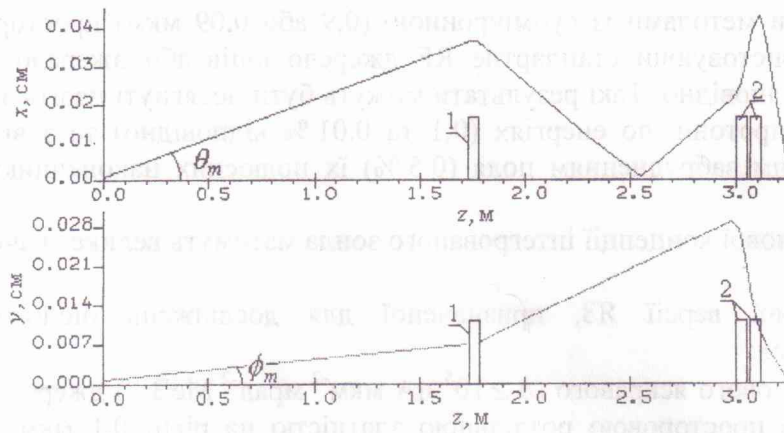


Рис. 4. Огинаючі для пучка протонів уздовж нової ЗФС, розраховані для режиму сильного струму пучка з RF джерелом іонів: 1 – МКЛ; 2 – дублет МКЛ.

Система сканування та вихідні пристрої зонда

Тестові випробування на Краківському ЯЗ нової системи сканування мікропучка іонів довели її перевагу над діючими альтернативними системами [19]. Зокрема, ця коротка (у напрямку осі z) електромагнітна система на феритовому ярмі (див. рис. 1, позиція 12) може бути розташована після останньої МКЛ і дозволяє лінійно відхиляти пучок протонів з енергією 1 MeV на відстань 250 мкм з мінімальною робочою відстанню $g \cong 11$ см. Як було показано в праці [13], зменшення величини g з 25 до 15 см дає змогу майже вдвічі покращити просторову роздільну здатність ЯЗ.

На рис. 1 (позиції 13 - 16) схематично показано мішенну камеру, яка дозволяє проводити комплексні дослідження тонких зразків головними ядерно-фізичними методами за допомогою пучка іонів з енергією > 2 MeV, виведеного в атмосферне повітря крізь, наприклад, тонку (7,5 мкм) *Kapton* плівку [20]. Як показали розрахунки за допомогою програми TRIM [21], зразок (мішень) повинен бути розташований в атмосферному повітрі на достатньо короткій відстані (< 100 мкм) від плівки для того, щоб забезпечити допустиме погіршення просторової роздільної здатності ЯЗ на рівні $\Delta d < 1$ мкм у режимі PIXE, обумовленому розпорощенням пучка іонів газовими компонентами повітря. Слід зазначити, що цей негативний ефект може бути значно зменшено, якщо зразок додатково обдувати струмом інертного газу, наприклад гелію [22]. До складу мішенної камери входять *Si(Li)*-, *HPGe*- та *Si*- поверхнево-бар'єрний детектори та детектор вторинних електронів (ченелтрон або мікроканальні пластини), за допомогою яких реалізуються методики PIXE, NRA, RFS, STIM, а також нова методика – бомбардування зразка поодинокими іонами відповідно. Зокрема, остання методика дасть змогу проводити унікальні медико-біологічні дослідження живих клітин у нормальних умовах. Тестування цієї методики заплановано провести на Краківському ЯЗ у 2004 р.

Висновки

Розроблено конструкцію для нового короткого скануючого ядерного нанозонда, інтегрованого з модифікованим однокінцевим 3 МВ електростатичним прискорювачем іонів, в якому використовуються високовольтний каскадний генератор та яскраве джерело іонів плазмового типу. Для нового зонда розраховано оптимізовані системи, що дасть змогу сформулювати та прискорити до енергії 3 MeV параксіальний пучок протонів. Особливості конструкції зонда дозволяють практично позбутися в ньому деградації яскравості пучка іонів та впливу зовнішніх механічних вібрацій на просторову роздільну здатність. Показано, що використання в зонді нової оптимізованої ЗФС, яка базується на розділеному триплеті магнітних квадрупольних лінз, дозволить проводити елементний аналіз зразка головними

ядерно-фізичними методами із субмікронною (0,9 або 0,09 мкм) просторовою роздільною здатністю, використовуючи стандартне RF джерело іонів або джерело іонів з польовою іонізацією газу відповідно. Такі результати можуть бути досягнуті навіть з пучком, який має значний розкид протонів по енергіях (0,1 та 0,01 % відповідно) та з відносно дешевими лінзами із значним забрудненням поля (0,5 %) їх полюсних наконечників паразитичними компонентами.

Переваги нової концепції інтегрованого зонда матимуть велике значення при розробці та спорудженні:

вертикальної версії ЯЗ, призначеної для досліджень біологічних об'єктів у нормальних умовах;

на основі нового яскравого ($b \geq 10^5$ пА мкм⁻² мрад⁻² MeV⁻¹) джерела іонів ЯЗ наступного покоління з просторовою роздільною здатністю на рівні 0,1 мкм та з мінімальним рівнем PIXE детектування слідових елементів у зразку 0,03 – 0,3 мг/кг.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Saitoh Y., Tajima S., Takada I. et al. TIARA Electrostatic Accelerators for Multiple Ion Beam Application // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1994. – Vol. B89. – P. 23 - 26.
2. Mous D.J.W., Haitzma R.G., Butz T. et al. The Novel Ultrastable HVEE 3,5 MV Singletron™ Accelerator for Nanoprobe Applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1997. – Vol. B130. – P. 31 - 36.
3. Lebed S. Optimized Short Focusing Systems for a Nuclear Microprobe // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B152. – P. 145 - 149.
4. Lebed S., Butz T., Vogt J. et al. A Novel Ultra-Short Scanning Nuclear Microprobe: Design and Preliminary Results // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2001. – Vol. B181. – P. 32 - 38.
5. Grime G.W., Dawson M., Marsh M. et al. The Oxford Submicron Nuclear Microscopy Facility // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1991. – Vol. B54. – P. 52 - 63.
6. Septier A. Focusing of Charged Particles. – New York: Academic Press, 1967. – Vol. 1. – P. 221.
7. Dahl D.A., Delmore J.E. The SIMION PC/PS2 version 4.0, EGG-CS-7233 Rev.2, 1988. Idaho National Engineering Laboratory.
8. Lebed S. Optimization of the Ion-Optical Components for the New Cracow Scanning Nuclear Microprobe // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B155. – P. 322 - 325.
9. Возний В.І., Калініченко О.Г., Лебедь С.О. та ін. Оптимізоване ВЧ-джерело іонів для ядерного мікрозонда // Український фізичний журнал. - 1997. – Т. 42, № 2. - С. 250 - 253.
10. Kalbitzer S. Bright Ion Beam for the Nuclear Microprobe // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B158. – P. 53 - 60.
11. Dymnikov A., Hellborg R. Matrix Theory of the Motion of Charged Particle Beam in Curvilinear Space-Time // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1993. – Vol. A330. – P. 323 - 342.
12. Breese M., Jamieson D., King P. Materials Analysis Using a Nuclear Microprobe. – New York: Wiley, 1996. – P. 367.
13. Brazhnik V., Lebed S., Kwiatak W. et al. Numerical Optimization of a Short System in the Institute of Nuclear Physics in Cracow // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1997. – Vol. B130. – P. 104 - 108.
14. Grime G.W., Watt F. Focusing Protons and Ions to Submicron Dimensions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1988. – Vol. B30. – P. 227 - 234.
15. Лебедь С.О. Чисельна оптимізація фокусуєчої системи ядерного мікрозонда // Український фізичний журнал. - 1999. – Т. 44, № 11. - С. 1337 - 1340.
16. Ryan C.G., Jamieson D.N. A High Performance Quadrupole Quintuplet Lens System for the CSIRO-GEMOC Nuclear Microprobe // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B158. – P. 97 - 106.
17. Szymanski R., Jamieson D.N. Ion Source Brightness and Nuclear Microprobe Applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1997. – Vol. B130. – P. 80 - 85.
18. Brown K.L. TRANSPORT, SLAC-91, 1977.

19. *Lebed S., Cholewa M., Cioch Z. et al.* Design and first results of the nuclear microprobe in Cracow // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B158. – P. 44 - 47.
20. *Sakai T., Naitoh Y., Kamiya T., Kobayashi Y.* Single Ion Hitting to Living Samples // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1999. – Vol. B158. – P. 250 - 254.
21. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* – TRIM, 1995.
22. *Calligaro T., Dran J.-C., Hamon H. et al.* An External Milli-beam for Archaeometric Applications on the Aglae IBA facility of the Louvre Museum // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1998. – Vol. B136 - 138. – P. 339 - 343.

НОВАЯ ИНТЕГРИРОВАННАЯ КОНСТРУКЦИЯ КОМПАКТНОГО ЯДЕРНОГО ЗОНДА

С. А. Лебедь

Представлены интегрированная конструкция и главные ионно-оптические характеристики нового компактного сканирующего ядерного зонда с внешним пучком протонов (или ионов гелия), который базируется на модифицированном 3 МВ одноконцевом ультрастабильном электростатическом ускорителе ионов и оптимизированной короткой (3,25 м) зондоформирующей системе. Формирование зонда осуществляется с помощью микрощелей и разделенного триплета магнитных квадрупольных линз. Приведенные результаты оптимизационных ионно-оптических расчетов ускоряющей и зондоформирующей систем получены с помощью программ: SIMION, TRANSPORT, PRAM и OXRAY. Эти результаты планируется использовать при проектировании нового вертикального ядерного зонда с внешним пучком ионов, предназначенного для изучения живых клеток в нормальных условиях. Показано, что разработанная конструкция также может быть с успехом использована при разработке ядерного зонда следующего поколения, оснащенного высокояркостным источником ионов с полевой ионизацией газа. Такой зонд позволит проводить исследования элементного состава образца методом характеристического рентгеновского излучения (PIXE) с пространственным разрешением на уровне 0,1 мкм.

A NEW INTEGRATED DESIGN FOR A COMPACT NUCLEAR PROBE

S. O. Lebed

An integrated design and main ion-optical parameters for the new compact scanning nuclear probe with external proton beam (or helium ions) based on a modified 3 MV ultra stable single ended electrostatic accelerator and optimized short (3,25 m) probe forming system are demonstrated. The system is used the micro slits and divided triplet of magnetic quadrupole lenses. The results of the optimized ion-optical calculation for the accelerating and probe forming systems are obtained using the programs: SIMION, TRANSPORT, PRAM та OXRAY. These results are planning to be used for the design of a new vertical nuclear probe with an external ion beam. The probe will permit the application of the novel medicine and biological investigations with living cells under normal conditions. It is shown that developed design has a great promise for the next generation of the nuclear probe equipped with a high brightness gas field ion source. The probe will allow the elemental distribution studies in a sample by PIXE technique to be carried out with a spatial resolution of about 0,1 μm .

Надійшла до редакції 23.01.03,
після доопрацювання – 03.07.03.