

А.Г. БЕЛІКОВ, В.Г. ПАПКОВИЧ

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"  
НАН України  
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: parkovich@kipt.kharkov.ua)

## РОЗДІЛЕННЯ ІЗОТОПІВ У СИСТЕМІ ІЗ ЗУСТРІЧНИМИ МАГНІТНИМИ ПОЛЯМИ У ВІДБИТОМУ ПОТОЦІ

УДК 533.01

*Розглянуто розділення ізотопів у відбитому пучку, який інжектуювався в систему із зустрічними магнітними полями. Конфігурація магнітного поля створювалася двома кільцями з протилежно спрямованими струмами. Чисельно розраховувався рух частинок, які стартують зі входу системи, і потім відбиваються наростаючим магнітним полем другого кільця. Показана можливість розділення частинок по масах у радіальному напрямку після відбиття. Це дозволяє використовувати кільцеве джерело іонів, що приводить до збільшення повного струму, тобто до збільшення продуктивності системи.*

*Ключові слова:* розділення ізотопів, зустрічні магнітні поля, відбитий потік.

Про можливість застосування системи із зустрічними магнітними полями для розділення ізотопів повідомлялося в роботі [1]. Конфігурація магнітного поля створювалася за допомогою двох котушок зі струмами, що протікають у протилежних напрямках. Зверталася увага, що найбільш істотно впливає на процес розділення ізотопів проходження потоком частинок області ослабленого магнітного поля в центральній частині системи, де позовжня складова магнітного поля обертається в нуль і поле змінює напрямок. У цій області порушені умови адиабатичності руху частинок і траєкторії частинок з малим розходженням у масах, що стартують зі зміщеного щодо осі симетрії системи положення, після проходження центральної частини системи можуть помітно просторово відрізнятися при подальшому русі по спіральних траєкторіях у однорідному магнітному полі, де розташовані відбірники частинок. Були виконані успішні експерименти по розділенню ізотопів  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  у системі із зустрічними полями [2] і на основі прове-

деного аналізу було показано, що дана система має нижчу вартість одиниці роботи розділення ізотопів у порівнянні з іншими методами. Виконані далі чисельні розрахунки [3] дозволили більш докладно з'ясувати можливості та обмеження такого способу розділення ізотопів. Передбачалося, що інжекція частинок здійснювалася за допомогою точкового джерела, зміщеного щодо осі системи. Умови (положення джерела, величина початкової швидкості іонів, величина магнітного поля) вибиралися такими, що іони, які вилітають із джерела, рухаючись по спіральній траєкторії, проходили площину нульового магнітного поля і досягали виходу з магнітного поля у вигляді струменів, що розділилися, окремих ізотопів. Було показано, що така система дозволяє розділяти як ізотопи легких елементів, так і важких. Значне розділення по масах досягалося уздовж напрямку руху потоку паралельно осі системи і в азимутальному напрямку в площині, перпендикулярній осі системи при фіксованій координаті  $z$ . Отримано оцінки для обмежень, що впливають на розділення, пов'язаних як з наявністю великих поперечних складових швидкості ча-

© А.Г. БЕЛІКОВ, В.Г. ПАПКОВИЧ, 2015

стинок у потоці, так і розмірами джерела. Розмір площі, з якої інjektуються іони, вибирався таким (головним чином це стосувалося радіального розміру джерела), щоб не погіршити коефіцієнт розділення. Цим обмежувався струм джерела і, відповідно, продуктивність системи. Для підвищення продуктивності в роботі [4] була розглянута дворевверсна система. Магнітна система доповнювалася ще одною котушкою і було показано, що після проходження двох площин нульового магнітного поля досягається розділення частинок із близькими масами уздовж радіальної координати. Це дозволяє у дворевверсній системі використовувати кільцеве джерело іонів і в такий спосіб збільшити повний струм і, відповідно, продуктивність устаткування.

У всіх розглянутих раніше випадках розділялися по масах прохідні частинки, тобто частинки, які стартували з лівої межі системи і досягали виходу системи. У роботі [5] було показано, що при інжекції частинок з торця в систему з зустрічними полями можна виділити кілька типів траєкторій. У даній роботі буде розглянутий рух частинок, які не проходять через всю систему, а після проходження площини нульового магнітного поля відбиваються наростаючим полем другої котушки. Такі частинки після відбиття можуть зробити кілька коливань, а потім залишають систему через кільцеву щілину в центрі, або повертаються до положення старту. Деякі підстави для вибору частинок з такого типу траєкторіями можна пояснити в такий спосіб. При нальоті частинки маси  $M_1$  і швидкості  $v$  з області  $z < 0$ , де магнітне поле дорівнює нулю, на поперечне однорідне магнітне поле  $H = H_0$ , яке заповнює напівплощину  $z > 0$ , частинка проникає на глибину ларморівського радіуса  $\sim r_{l1}$ . Зробивши півоберт, частинка залишає область магнітного поля, змістившись по радіусу щодо первісного шляху. Частинка з іншою масою  $M_2$ , яка починає рухатися по шляху першої частинки, проникне на глибину  $\sim r_{l2}$  і покине область магнітного поля, змістившись по радіусу на величину  $2r_{l2}$ . У результаті дві частинки будуть рухатися після вильоту з магнітного поля по траєкторіях, зміщених на  $2\Delta r$ ,  $\Delta r = r_{l2} - r_{l1}$  одна щодо іншої. У випадку, коли магнітне поле змінюється не стрибком, а лінійно наростає на деякій ділянці  $L$  від нуля до  $H_0$ , глибина проникнення частинок у магнітне поле буде визначатися співвідношенням  $d = r_l \sqrt{2L/r_l}$  [6], у якому з'являється залежність від довжини  $L$  і

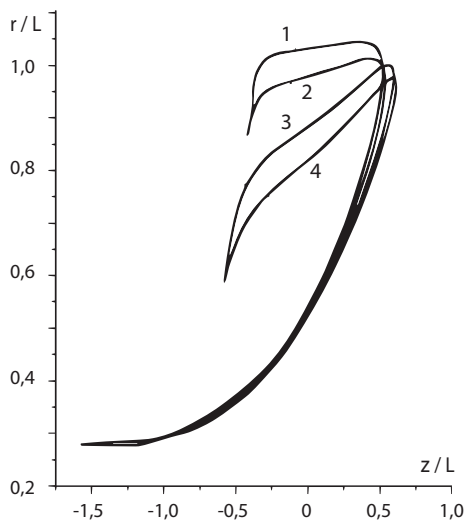
розходження в траєкторіях тих самих частинок, коли вони залишають поле, може помітно змінитися. Наприклад, при  $L = r_1$  такий зсув в  $\sqrt{2}$  раза більше в порівнянні з випадком однорідного магнітного поля. Із цього можна зробити висновок, що в деяких випадках неоднорідне поле сприяє кращому розділенню частинок по масах. У розглянутому аксіально симетричному магнітному полі поперечною до напрямку руху частинок є радіальна  $H_r$ -компонента магнітного поля. Максимального значення ця складова досягає в центральній частині системи на більших радіусах. Щоб розглянути можливість розділення частинок по масах у відбитому потоці, необхідно було вибрати такі умови, щоб частинки, що стартують із деякого положення, зміщеного щодо осі, відбивалися як за наявності, так і при відсутності початкових поперечних складових швидкостей.

Робота такої системи моделювалася за допомогою двох витків, розташованих так, що вісь системи проходила через центри обох витків. Магнітне поле створювалося при пропусненні через витки протилежно спрямованих струмів  $J$ . Розподіли складових магнітного поля  $H_z$ ,  $H_r$  уздовж  $z$  і  $r$  були отримані з азимутальної складової векторного магнітного потенціалу  $A_\varphi$  [7] для двох симетрично розташованих кілець, записаного в циліндричних координатах. За допомогою співвідношень  $H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi)$ ,  $H_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}$ , можна розрахувати магнітне поле по всіх перерізах витків і в обсязі між витками, використовуючи таке співвідношення

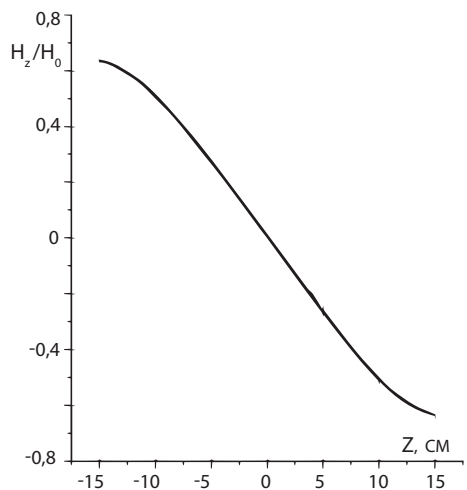
$$H_z = A \left\{ \frac{E(k) \frac{a^2 - r^2 - (z+b)^2}{(a-r)^2 + (z+b)^2} + K(k)}{\sqrt{(a+r)^2 + (z+b)^2}} - \frac{E(k_1) \frac{a^2 - r^2 - (z-b)^2}{(a-r)^2 + (z-b)^2} + K(k_1)}{\sqrt{(a+r)^2 + (z-b)^2}} \right\}, \quad (1)$$

$$H_r = A \left\{ \frac{(z+b) \left[ E(k) \frac{a^2 + r^2 + (z+b)^2}{(a-r)^2 + (z+b)^2} - K(k) \right]}{r \sqrt{(a+r)^2 + (z+b)^2}} - \frac{(z-b) \left[ E(k_1) \frac{a^2 + r^2 + (z-b)^2}{(a-r)^2 + (z-b)^2} - K(k_1) \right]}{r \sqrt{(a+r)^2 + (z-b)^2}} \right\}, \quad (2)$$

де  $A = 2J/cH_0L$ ,  $E(k)$ ,  $K(k)$  – повні еліптичні інтеграли першого і другого роду,  $k^2 = 4ar/[(a+r)^2 + (z+b)^2]$ ,  $k_1^2 = 4ar/[(a+r)^2 + (z-b)^2]$  – аргументи, що входять в еліптичні інтеграли,  $a -$



**Рис. 1.** Проекції траєкторій двох частинок із близькими масами  $M_1 < M_2$ , які стартують із одного радіуса, у площині  $(r, z)$ .  $M_1$  ( $1 - v_r/v_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $2 - v_r/v_0 = -3 \cdot 10^{-2}$ ),  $M_2$  ( $3 - v_r/v_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $4 - v_r/v_0 = -3 \cdot 10^{-2}$ )



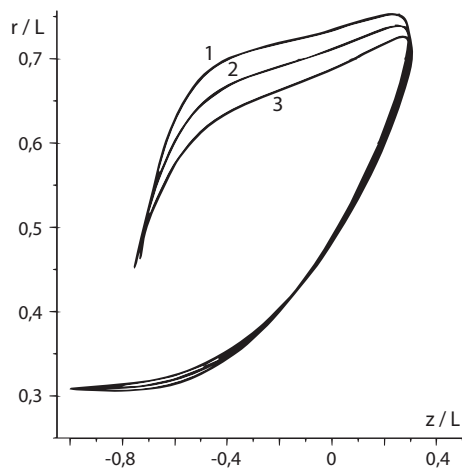
**Рис. 2.** Розподіл  $H_z$ -складової магнітного поля при  $r/L = 0,25$

радіус кільця. Розв'язувалася система рівнянь руху зарядженої частинки в таких полях:

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{e}{Mc} r \dot{\varphi} H_z; \tag{3}$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = \frac{e}{Mc} (\dot{r} H_z - \dot{z} H_r); \tag{4}$$

$$\ddot{z} = -\frac{e}{Mc} r \dot{\varphi} H_r, \tag{5}$$



**Рис. 3.** Проекції траєкторій частинок з однаковими масами, які стартують з одного положення радіальної щільності з різними радіальними швидкостями: 1 -  $v_r/v_0 = -0,02$ ; 2 -  $v_r/v_0 = 0$ ; 3 -  $v_r/v_0 = 0,02$

при початкових умовах  $t = 0, r = r_0, z_0 = -1, v_r = \dot{r}_0, v_z = v_0$ . Рівняння приводилися до безрозмірного вигляду. Як характерні величини вибрані:  $H_0$  - магнітне поле в центрі витка,  $L$  - половина відстані між витками,  $v_0$  - поздовжня складова швидкості частинки в початковий момент. Рух частинок визначався безрозмірним параметром  $p_t = Mcv_0/eLH_0$ .

Попередньо були виконані розрахунки в системі з магнітним полем, що апроксимували в привісній області співвідношеннями  $H_z \sim \sin(\frac{2\pi}{L}z), H_r \sim \frac{\pi}{2L}r \cos(\frac{2\pi}{L}z)$ . Це дозволило оцінити область параметрів, при яких можна забезпечити повне відбиття частинок незалежно від того, мали вони початкові поперечні складові швидкості чи ні. Деякі результати таких розрахунків наведені на рис. 1.

Видно, що проекції траєкторій двох частинок з різними масами, що стартують з одного радіуса, після відбиття помітно відрізняються. Частинки однакової маси з різним напрямком початкової радіальної швидкості мають найменший розкид поблизу деякого радіуса, при цьому ці радіуси різні для різних мас. Після відбиття частинки помітно зміщуються у бік більших радіусів, при цьому доводиться припускати, що магнітне поле на більших радіусах не занадто відрізняється від поля в привісній області. Щоб виключити невизначеність, пов'язану із завданням магнітного поля на біль-

ших радіусах, подальші розрахунки проводилися з полем двох витків. В цьому випадку розрахунки можна проводити в області зміни параметрів  $k$ ,  $k_1 \leq 1$ , що дозволяє розрахувати величини полів по всіх перерізах витків і в просторі між витками. Розподіл  $H_z$ -складової магнітного поля у відносних одиницях наведено на рис. 2.

Передбачалося також, що величину струму можна змінювати в кожному витку незалежно. Припустимі початкові радіальні швидкості для забезпечення високого коефіцієнта розділення виявилися на тому самому рівні, що і для прохідного потоку  $(3-5) \cdot 10^{-2}$ . На рис. 3 наведено кілька проекцій траєкторій для частинок з однаковою величиною маси, що стартують з одного радіуса з різними початковими радіальними швидкостями.

Видно, що траєкторії відбитих частинок, як і в попередньому випадку, викривляються наростаючим магнітним полем першого витка так, що вони групуються поблизу деякого радіуса. Радіальний розмір кільцевої щілини також впливає на коефіцієнт розділення і повинен вибиратися таким, щоб траєкторії частинок з різними масами не перекривалися. На рис. 4 наведені проекції траєкторій частинок з близькими масами, які стартували з нижньої і верхньої меж зазора ( $L = 15$  см). Величина маси характеризується параметром  $p_t$ .

Видно, що розходження в положеннях старту також приводить до розширення області руху частинок. При подальшому русі наростаюче магнітне поле першого витка сприяє частинкам однакової маси групуватися більш компактно в деякій області радіусів, різних для різних мас. На таких радіусах варто розташовувати відбірники частинок.

Проведені розрахунки показують, що у відбитому потоці можна забезпечити розділення ізотопів з досить високим коефіцієнтом розділення, а можливість розділяти уздовж радіальної координати дозволяє застосувати кільцеве джерело іонів. Як показують оцінки, при величинах параметрів, з якими проводилися розрахунки, радіальний розмір кільцевої щілини становить – порядку 0,1–0,15 см. При стартовому радіусі 4 см площа, з якої інjektуються іони, становить  $\sim 3$  см<sup>2</sup>. Це дозволяє помітно збільшити повний струм і, відповідно, продуктивність системи в порівнянні із точковим джерелом. При цьому немає необхідності включення додаткових котушок. Для точкового джерела площа, з якої могли інjektуватися іони, і в опти-

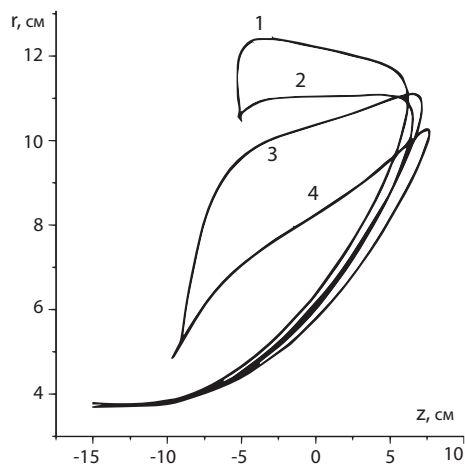


Рис. 4. Проекції траєкторій частинок з різними масами в площині  $(r, z)$  у магнітному полі двох кілець (розподіл поля задавався співвідношеннями (1), (2)). 1, 2 відповідають параметру  $p_t = 0,19$ ; 3, 4 –  $p_t = 0,21$

мальних умовах була менше 1 см<sup>2</sup>. Як приклад, можна навести деякі характеристики розділення потоку суміші іонів <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, різниця в масах яких близька до безрозмірних параметрів, наведених на рис. 4. При енергії поздовжнього руху іонів 50 еВ, розділ вздовж радіуса становить 5 см при магнітному полі  $H_0 = 850$  Е.

Таким чином, показано, що в аксіально симетричній магнітній системі з зустрічними полями у відбитому потоці можливо забезпечити розділення частинок по масах вздовж радіуса і показано, що наростаюче магнітне поле сприяє концентрації виділених ізотопів біля різних радіусів для різних мас. Можливість використання кільцевого джерела іонів дозволяє збільшити повний струм вступної суміші ізотопів, що сприяє підвищенню ефективності системи. Крім того, у порівнянні з іншими варіантами по розділенню ізотопів в магнітному полі такої конфігурації дана система відрізняється більшою простотою і меншими поздовжніми розмірами.

1. Б.С. Акшанов, Н.А. Хижняк, Письма в ЖТФ **17**, 13 (1991).
2. Б.С. Акшанов, В.Ф. Зеленский, Н.А. Хижняк, Вопросы Атомной Науки и Техники № 4, 198 (2000).
3. А.Г. Беликов, В.Г. Папкович, Вопросы Атомной Науки и Техники № 4, 58 (2004).
4. Л.А. Бондаренко, А.Г. Лымарь, В.Г. Папкович, В.А. Попов, Вопросы Атомной Науки и Техники № 4, 308 (2008).

5. К.Д. Синельников, Н.А. Хижняк, Н.С. Репалов и др., *Физика плазмы и проблема управляемого синтеза* (Наукова Думка, Киев, 1965).
6. А.Г. Великов, В.П. Гончаренко, Н.А. Хижняк, Препринт ХФТИ 85-24, М., ЦНИИАтоминформ (1985).
7. А.И. Морозов, Л.С. Соловьев, *Вопросы теории плазмы* (Госатомиздат, Москва, 1963).

Одержано 18.03.15

А.Г. Великов, В.Г. Папкович

РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В СИСТЕМЕ  
СО ВСТРЕЧНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ  
В ОТРАЖЕННОМ ПОТОКЕ

Резюме

Рассмотрено разделение изотопов в отражённом пучке, который инжектировался в систему со встречными магнитными полями. Конфигурация магнитного поля создавалась двумя кольцами с противоположно направленными токами. Численно рассчитывалось движение частиц, которые стартуют с входа в систему и затем отражаются нарастающим магнитным полем второго кольца. Показа-

на возможность разделения частиц по массам в радиальном направлении после отражения. Это позволяет использовать кольцевой источник ионов, что приводит к увеличению полного тока, то есть к увеличению производительности системы.

A. G. Belikov, V. G. Papkovich

ISOTOPE SEPARATION IN THE REFLECTED ION  
BEAM IN A SYSTEM WITH A CUSP MAGNETIC FIELD

S u m m a r y

The isotope separation in a reflected ion beam injected into a cusp magnetic field has been considered. The magnetic field configuration was formed by two rings with oppositely directed currents. The motion of the particles entering the system and reflected by the increasing magnetic field of the second ring is numerically calculated. A possibility for reflected particles to be separated in the radial direction is shown. This effect allows an annular ion source to be used, which leads to an increase in the total current and the performance of the system.