

О ВОЗМОЖНОСТИ СЕПАРАЦИИ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ, ЛИНЕЙНО НАРАСТАЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.Г. Беликов, Л.И. Николайчук, Н.А. Хижняк
 НИЦ «Харьковский физико-технический институт»
 г. Харьков, 61108, Украина

Известно, что встречные аксиально-симметричные магнитные поля, образованные двумя соленоидами со встречно включенными токами, эффективно разделяют ионы по массам, что может быть использовано для разделения изотопов. Однако в многокомпонентных потоках ионов, содержащих группы ионов с близкими массами, требуется высокая разрешающая способность по массам, которую трудно достичь в рассматриваемой системе. Показано, что разрешающую способность системы можно существенно повысить, если использовать магнитные поля соленоидов с линейно изменяющимися по оси магнитными полями.

Известны [1,2] сепарирующие свойства системы встречных, аксиально-симметричных магнитных полей, образованных двумя соленоидами с токами, включенными навстречу друг другу. Показана низкая (в сравнении с другими методами) стоимость единицы работы разделения (ЕРР) изотопов в такой системе, однако очевиден и ее недостаток, так как имеется лишь два параметра ($\eta = eH_0 r_0 / mvc$ - приведенный радиус инжекции ионов и L - длина однородной части соленоида), позволяющие оптимизировать напряженность магнитного поля и его геометрию к разделению изотопов одной определенной группы химических элементов. Здесь m - масса иона; e - его заряд; v - скорость истечения ионов из источника, расположенного на расстоянии r_0 от оси магнитного поля, продольная напряженность которого равна H_0 ; c - скорость света и η - безразмерный численный параметр, значение которого должно быть в пределах $0,5 \dots 1,0$.

Чтобы распространить сепарирующие свойства магнитной системы на многокомпонентные пучки ионов, предлагается усложнить саму магнитную структуру, сделав продольную напряженность магнитного поля на оси линейной функцией продольной компоненты z (рис.1):

$$H_z = H_0^0 z; \text{ и, следовательно, } H_r = -\frac{r}{2} H_0^0 \quad (1)$$

Здесь H_0^0 - продольный градиент магнитного поля на оси системы.

Из уравнений движения иона

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{e}{mc} r\dot{\varphi} H_z, \quad \ddot{z} = -\frac{e}{mc} r\dot{\varphi} H_z, \quad (2)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{C}{r^2} - \Omega z$$

где $\Omega = \frac{eH_0^0}{2mc}$ и C - постоянная интегрирования уравнения азимутального движения; находим первый интеграл движения в виде

$$\dot{r}^2 + \dot{z}^2 + \left(\Omega rz - \frac{C}{r} \right)^2 = E_0 \quad (3)$$

Следовательно, движение иона в рассматриваемой системе магнитных полей эквивалентно движению материальной точки единичной массы в поле с потенциальной энергией

$$U_{eff} = \left(\Omega rz - \frac{C}{r} \right)^2 = u^2 \quad (4)$$

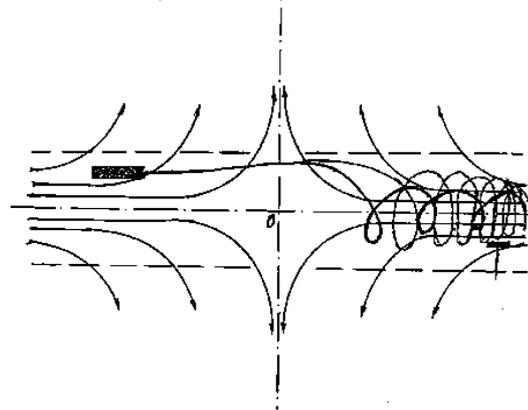


Рис.1. Магнитные силовые линии в аксиально-симметричных, линейно нарастающих полях, расположение источников ионов и траектории ионов различных масс

Заметим, что траектория частицы существенно зависит от знака постоянной C : при $C = 0$ радиус траектории пересекает ось системы, при $C > 0$ и $z > 0$ существуют два значения радиуса, при которых $u(r)$ обращается в нуль, но только одно из них положительное и имеет физический смысл, (тогда в поперечном направлении частица совершает радиальные колебания в потенциальной яме относи-

тельно этого радиуса, не охватывая оси системы), при $C < 0$, $z > 0$ эффективная потенциальная энергия ни при каких значениях r в нуль не обращается (частица вращается вокруг оси системы с некоторым эксцентриситетом, не пересекая самой оси). И наоборот, поскольку линии заданного значения эффективной потенциальной энергии u_0 в переменных $(r, \Omega z)$ определяют профиль эффективной потенциальной энергии

$$r = \frac{u_0}{2\Omega z} \pm \sqrt{\frac{u_0^2 + 4C\Omega z}{2\Omega z}}, \quad (5)$$

возможен качественный анализ особенностей движения частицы, без интегрирования самих уравнений движения.

В безразмерных переменных r/r^* , $C/u_0 r^*$, где $r^* = u_0/\Omega z$, это соотношение (5) принимает вид

$$\frac{r}{r^*} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4 \frac{C}{u_0 r^*}} \right).$$

При достаточно больших z приближенно находим

$$\frac{r_1}{r^*} = 1 + \frac{C}{u_0 r^*}, \quad \frac{r_2}{r^*} = - \frac{C}{u_0 r^*}.$$

Таким образом, как уже отмечалось выше, профиль эффективной потенциальной энергии существенно определяется знаком постоянной интегрирования C , — обобщенного азимутального импульса частицы, покидающего источник ионов в точке r_0 , $-z_0$, со скоростью u_0 ($\dot{r}_0 = 0$ и $\dot{\phi}_0 = 0$ для точечного источника). По определению из начальных условий $\dot{\phi}_0 = 0$ следует, что

$$-C = \Omega r_0^2 |z_0|,$$

т. е. величина C является отрицательной и, поскольку эта величина является интегралом движения, она сохраняет свое значение и после перехода в область $z > 0$. Источник ионов целесообразно располагать на дне рельефа эффективной потенциальной энергии, т. е. полагать $r_1 = r_0$. Тогда

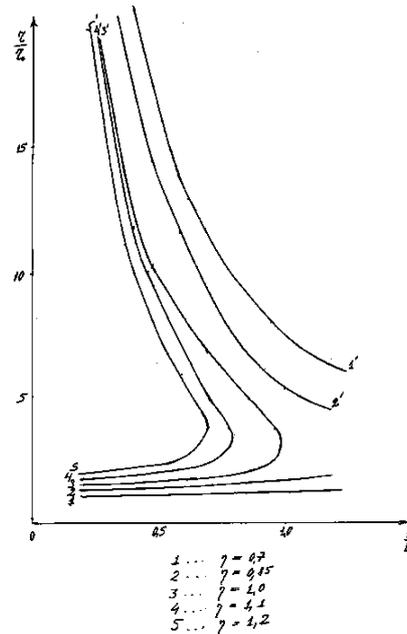
$$\frac{r_0}{r^*} = \left(1 - \frac{|C|}{u_0 r^*} \right) = \eta < 1 \quad (6)$$

Определяющее значение параметра η в задаче разделения изотопов в системе встречных магнитных полей двух соленоидов показано в работе [1]. Следовательно, и в случае встречных линейно нарастающих полей этот параметр сохраняет свое определяющее значение. Выбирая в качестве единицы длины по оси OZ величину $L = \frac{u_0}{2\Omega}$, выражение для граничных радиусов эффективной потенциальной энергии в области $z > 0$ представим в виде

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{L}{z} \left(1 + \sqrt{1 - \eta^2 \left(\frac{z}{L} \right)} \right) \\ r_2 &= \frac{L}{z} \left(1 - \sqrt{1 - \eta^2 \left(\frac{z}{L} \right)} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

На рис.2 приведены контуры границы для частиц различной массы (разных значений $\eta = \frac{r_0}{r_m}$) в координатах $\frac{r}{r_0}$ и $\frac{z}{L}$. Видно, что частицы, совершаю-

щие вращательное движение вокруг оси системы, двигаются в глубь магнитной пробки и, подобно тому как это происходит в адиабатической ловушке, отражаются от пробки. Следовательно, частицы разных масс проникают в правую магнитную пробку на разную глубину, и в области отражения (области очень малой поступательной скорости), отделяются от массы более тяжелых частиц, создавая благоприятные условия для осаждения предельного изотопа на подложку.



1.
2. Рис.2. Эквипотенциальные линии эффективной потенциальной энергии частиц в магнитном поле правой пробки в зависимости от параметра η

ЛИТЕРАТУРА

3. Б.С. Акшанов, Н.А. Хижняк, Новый эффективный метод разделения изотопов // Письма в ЖТФ, 1991, т.17, вып.6, с.13.
4. Б.С. Акшанов, В.Ф. Зеленский, Н.А. Хижняк, Метод разделения изотопов в системе встречных, аксиально-симметричных магнитных полей // Настоящий выпуск, с.197.