



UA0501395



НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ЯДЕРНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE  
INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

Препринт КИЯИ-05-2

А. В. Долинский, А. Е. Вальков, А. В. Демьянов, М. Э. Долинская.  
Ю. И. Камышников, Т. П. Руденко

СЕПАРАТОР СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТА  
МОНОХРОМАТОРА ЦИКЛОТРОНА У-240

Київ 2005

**Сепаратор стабильных изотопов на основе магнита монохроматора циклотрона У-240 / Долинский А. В., Вальков А. Е., Демьянов А. В. и др. – Киев, 2005. - 16 с. - (Препр./ НАН Украины. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-05-2).**

Описан вариант ионно-оптической схемы сепаратора стабильных изотопов, использующего анализирующий магнит с неоднородным полем. Для рассмотренной схемы сепаратора проведены расчеты параметров оптической системы и характеристик пучков сепарируемых ионов. Результаты показывают, что магнит с высокой эффективностью может быть использован как сепаратор изотопов в широком диапазоне массовых чисел. Приведены оценки основных факторов, влияющих на эффективность и качество процесса разделения изотопов, – параметров пучка, пространственного заряда, aberrаций, взаимодействий с атомами остаточного газа и др.

Ил. 14. Табл. 2. Список лит.: с. 15 (16 назв.).

Рецензент Ю. В. Кибкало.

**Using of the magnet monochromator of the isochron cyclotron u-240 for the stable ions separation / Dolinskii A. V., Valkov A. E., Demiyinov at al. – Kijiv, 2005. - 16 p. - (Prepr./ National Academy of Sciences of Ukraine. Institute for Nuclear Research; KINR-05-2).**

This paper reviews one of the possible variant of the electromagnetic separator for stable isotopes production using analyzing magnet with inhomogeneous magnetic field. Detailed beam optical calculations are described for chosen ion-optical scheme of the separator. Results shows this magnet can be used for isotopes production with excellent efficiency for any ion mass. Factors affecting the separation process – beam parameters, space-charge, aberrations, residual gas interact and etc., are discussed.

14 figs., 2 tabs., 16 refs.

Утверждено к печати ученым советом  
Института ядерных исследований НАН Украины

© А. В. Долинский, А. Е. Вальков,  
А. В. Демьянов, М. Э. Долинская,  
Ю. И. Камышников, Т. П. Руденко,  
2005

## Введение

В системе транспортировки ионного пучка циклотрона У-240 установлен магнит «монохроматор» с углом отклонения  $270^\circ$ , радиусом осевой траектории 2 м и переменным показателем магнитного поля  $n$ , регулируемым от 0 до 1. Изменение значения  $n$  осуществляется путем изменения тока в специальной квадрупольной обмотке магнита. Неоднородное магнитное поле с регулируемым показателем  $0 < n < 1$  обеспечивает фокусировку первого порядка в вертикальном и горизонтальном направлениях одновременно. Кроме того, величина дисперсии магнита пропорциональна коэффициенту  $1 / (1 - n)$ , так что дисперсию можно значительно повысить увеличением показателя поля. В данной работе приведены результаты ионно-оптических расчетов, при которых магнит с высокой эффективностью будет сепарировать изотопы в широком диапазоне массовых чисел и единичной зарядностью.

### Расположение основных компонентов сепаратора

На рис. 1 показана возможная схема расположения всех компонентов сепаратора, использующего анализирующий магнит СП-017. Ионный источник (1) обеспечивает получение высокоинтенсивных пучков ионов рабочего вещества. Система экстракции (2) выводит ионы из плазмы источника, ускоряет их и формирует пучок, который затем согласуется с ионно-оптической схемой (ИОС) сепаратора. Для фокусировки и согласования ускоренного пучка с аксептансом магнита одновременно в горизонтальной и вертикальной плоскостях устанавливаются фокусирующие элементы (3).

Магнит монохроматора с неоднородным магнитным полем существенно воздействует на траектории нецентрированного пучка, поэтому важно на входе в магнит совместить ось пучка с осью магнита. Для юстировки пучка необходимо установить корректирующие пластины (4, 5), способные отклонять пучок в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Это позволит точно направлять пучок ионов на ось магнита.

Для настройки экстрактора и фокусирующих элементов с целью получения требуемых параметров пучка на входе в магнит (для решения задачи согласования) и контроля за ними в процессе работы сепаратора в области между ионным источником и магнитом расположены устройства диагностики (6). Непосредственно на входе в магнит установлены коллимирующие щели как в горизонтальной (8), так и в вертикальной (9) плоскостях. Следует отметить, что размеры этих щелей подстраиваются.

Разделенные по массам и сфокусированные ионные пучки необходимо принимать в отдельные «карманы», входы в которые размещены в фокусе пучка соответствующей массы. В приемном устройстве размещены измерительные устройства, позволяющие контролировать положение спектра, качество фокусировки, правильность наводки. В большинстве своем в практике разделения для этой цели используются настроечные электроды.

Для обеспечения требуемого вакуума устанавливается несколько вакуумных насосов (14). На выходе источника, чтобы предотвратить натекание газа из источника в вакуумный объем магнита, установлен вакуумный насос (15) со скоростью откачки 1500 л/с. На входе магнита также используется вакуумный насос (14), который в комбинации с насосом (15) осуществляет дифференциальную откачку.

Для точного определения массы сепарированных изотопов следует проводить прецизионные измерения магнитного поля монохроматора и энергии ионов. Энергия ионов определяется ускоряющим потенциалом электродов, расположенных сразу после источника изотопов (2).

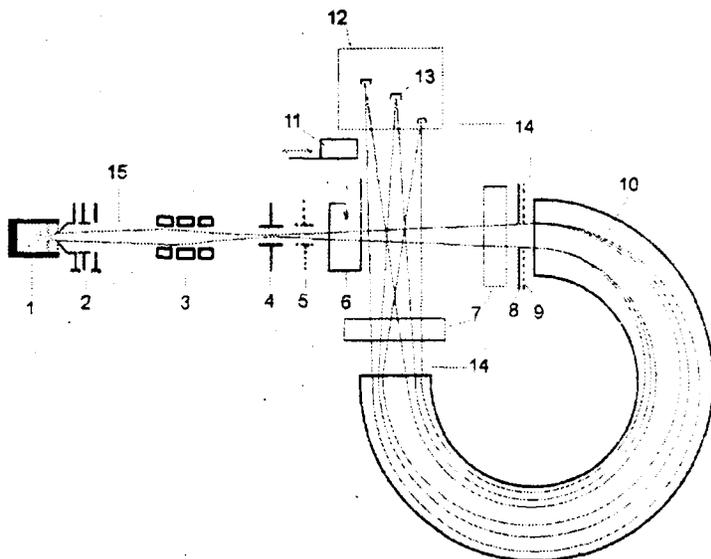


Рис. 1. Принципиальная схема расположения основных компонентов сепаратора:

- 1 - источник ионов; 2 - ускоряющая система; 3 - фокусирующие элементы;
- 4, 5 - корректоры горизонтального и вертикального смещения пучка; 6 - бокс для установки диагностических приборов (профилометра, измерителя эмиттанса, цилиндра Фарадея);
- 7 - секступольные линзы; 8, 9 - коллиматоры в горизонтальной и вертикальной плоскостях;
- 10 - магнит-монохроматор СП-017; 11 - бокс для диагностики параметров пучка (профилометр, цилиндр Фарадея); 13 - коллектор (выходная фокальная плоскость); 12 - бокс для коллектора и диагностических устройств; 14, 15 - места расположения вакуумных насосов.

### Характеристики магнита-монохроматора СП-017

Максимальное значение магнитной индукции на оси магнитной дорожки монохроматора составляет 0,85 Т. Магнитное поле имеет радиальную неоднородность с показателем спада  $n$ , который в зависимости от тока в квадрупольной обмотке принимает значения в пределах  $0 < n < 1$  [1]. Горизонтальный

размер вакуумной камеры магнита составляет 400 мм, вертикальный – 100 мм. Радиус осевой траектории магнита равен 200 см, угол поворота –  $270^\circ$ .

Для получения максимальной разрешающей способности и яркости пучка ИОС сепаратора должна обеспечивать выполнение двух условий на входе в приемный «карман»: формирование кроссовера в горизонтальной плоскости и минимальное увеличение вертикальной огибающей. Кроме того, максимальные размеры огибающих в камере сепаратора не должны превышать апертуры камеры.

Один из возможных вариантов ИОС сепаратора может быть получен при удовлетворении требований формирования кроссовера в горизонтальной плоскости на входе в коллектор (выходная фокальная плоскость) и промежуточного кроссовера в вертикальной плоскости в середине магнита. Эти требования выполняются при условии формирования входного кроссовера на расстоянии 336 см перед входом магнита и показателе магнитного поля  $\mu = 0,831$ . В этом случае выходной горизонтальный кроссовер будет также на расстоянии 336 см от выхода магнита (рис. 2).

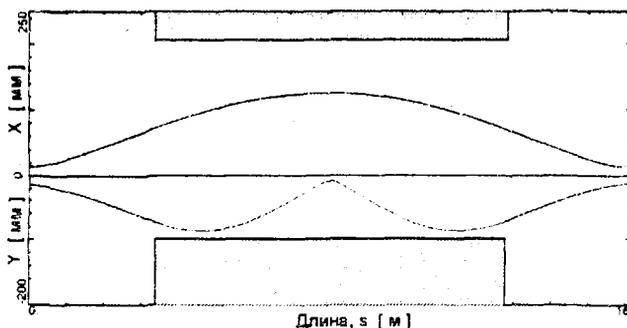


Рис. 2. Пример трассировки ионных пучков в магните-монохроматоре СП-017. Верхняя часть рисунка - полуразмер ионного пучка в горизонтальной плоскости, нижняя часть - в вертикальной плоскости. Эмиттанс.  $\epsilon_x = 300$  мм-мрад,  $\epsilon_y = 100$  мм мрад

### Условия сепарации изотопов в монохроматоре

Производительность сепаратора прежде всего определяется током ионов из источника. Наиболее интенсивными являются пучки однозарядных ионов, которые и улавливаются приемными карманами. Производительность ионного источника можно оценить с помощью выражения [2]

$$Q = \frac{A}{26.8} I^+ t_n 10^{-3}, \quad (1)$$

$Q$  – количество вещества;  $A$  – атомная масса;  $I^+$  – ток однозарядных ионов, мА;  $t_n$  – время накопления, ч. Из этого выражения следует, что для производства изотопов ионные источники должны обеспечивать токи не менее десятков миллиампер.

В электромагнитном сепараторе используется эффект пространственного разделения ионов с различным отношением заряда к массе. Для полного разделения изотопов с массой, отличающейся на одну атомную единицу, необходимо, чтобы расстояние между соседними пиками в фокальной плоскости (коллекторе) было, как минимум, в два раза больше, чем полуширина одного пика. Одним из основных параметров электромагнитного сепаратора является его дисперсия по массе  $D_m$ , которая определяется как коэффициент пропорциональности между относительной разностью масс  $\Delta A/A$  двух близких по массе и одинаковых по энергии групп ионов и расстоянием  $\Delta x$  между соответствующими пиками

$$\Delta x = D_m \frac{\Delta A}{A} \quad (2)$$

Для величины дисперсии в неоднородном магнитном поле с показателем  $n$  можно получить выражение

$$D_m = \frac{R_0}{2(1-n)} \left[ 1 - \frac{l_1}{\cos(\sqrt{1-n}\Phi) - \sqrt{1-n} \frac{l_1}{R_0} \sin(\sqrt{1-n}\Phi)} \right], \quad (3)$$

где  $R_0$  – радиус осевой траектории;  $l_1$  – расстояние от источника до входа в магнит;  $\Phi$  – угол поворота осевой траектории. Таким образом, дисперсию неоднородного поля можно существенно увеличить путем увеличения показателя поля. Для рассматриваемой схемы сепаратора  $n = 0,831$  и рассчитанное значение  $D_m = 11$  м.

Ширина пиков, соответствующих ионам с различными массами, определяется разрешающей способностью сепаратора [3]

$$P = \frac{\Delta x}{b} \frac{A}{\Delta A}, \quad (4)$$

где  $b$  – полуширина пучка ионов с массой  $A$  в фокальной плоскости. Величина  $b$  определяется ионно-оптическими свойствами магнитной системы сепаратора, параметрами ионного пучка (эмиттансом, импульсным разбросом), а также другими различными факторами. Наиболее сильно влияют на размеры пика такие параметры, как величина эмиттанса пучка, импульсный (энергетический) разброс, абберационные искажения и пространственный заряд. Некоторый вклад дают также нестабильности ускоряющего напряжения и магнитного поля. При разработке сепаратора необходимо обеспечить такие значения дисперсии и разрешающей способности, которые позволяют разделять изотопы с самой большой массой. В качестве примера на рис. 3 показано, каким образом происходит разделение изотопов с  $A = 49, 50, 51$  в горизонтальной плоскости сепаратора.

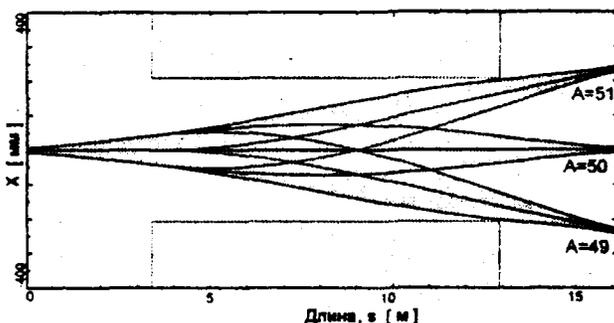


Рис. 3. Сепарация изотопов в монохроматоре в линейном приближении.  
Импульсный разброс  $\Delta p/p = 0$ , эмиттанс  $\epsilon_x = 100$  мм·мрад.

### Эмиттанс и импульсный разброс ионного пучка

Если все частицы пучка имеют одинаковую энергию, то его горизонтальный размер  $x(s)$  в данной ИОС зависит только от величины эмиттанса  $x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)}$ , где  $\beta_x(s)$  - бетатронная функция, зависящая только от настройки конкретной ИОС сепаратора и параметров пучка на входе в систему. Параметры ионно-оптической схемы сепаратора выбираются таким образом, чтобы в выходной фокальной плоскости (коллекторе) значение бетатронной функции было минимальным.

Все расчеты проводятся численными методами. Если предположить, что эмиттанс пучка находится в пределах 100 - 500 мм·мрад, то разрешающая способность сепаратора будет в пределах 1400 - 600. Как правило, пучок имеет некоторый энергетический разброс, вследствие чего его размер увеличивается на величину  $\Delta x = D_p \Delta p/p$ , где  $D_p$  - дисперсная функция оптической системы (или дисперсия по импульсу  $D_p = 2D_m$ ),  $\Delta p/p$  - импульсный разброс частиц пучка, пропорциональный энергетическому разбросу  $\Delta E/E$ . Крайним значениям импульсного отклонения  $\pm \Delta p/p$  на фазовой плоскости соответствуют два эллипса. Все частицы занимают площадь  $S$ , образованную площадью этих эллипсов и площадью между ними. Поперечный эмиттанс в  $S/S_0$  раз больше площади эллипса  $S_0$  для определенного значения относительного импульсного отклонения  $\Delta p/p$ . Следовательно, полуразмер пучка ионов с определенным массовым числом определяется формулой

$$b_0 = \sqrt{\epsilon_x \beta_x} + \frac{D_p}{2} \frac{\Delta p}{p}. \quad (5)$$

Видно, что энергетический разброс частиц пучка уменьшает разрешающую способность сепаратора. Например, если  $\Delta p/p = 10^{-3}$ , то для значений эмиттанса 100 - 500 мм·мрад разрешающая способность будет составлять 600 - 400.

На рис. 4 изображены фазовые эллипсы пучков изотопов с  $A = 49, 50, 51$  в горизонтальной плоскости с учетом импульсного разброса.

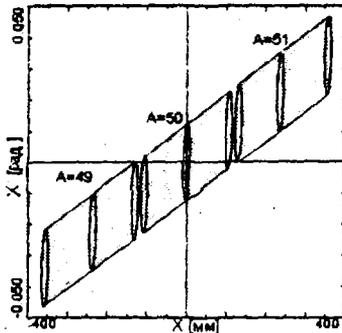


Рис. 4. Разделенные фазовые эллипсы пучков изотопов в горизонтальной плоскости на коллекторе. Импульсный разброс  $\Delta p/p = \pm 10^{-3}$ , эмиттанс  $\epsilon_x = 100$  мм-мрад.

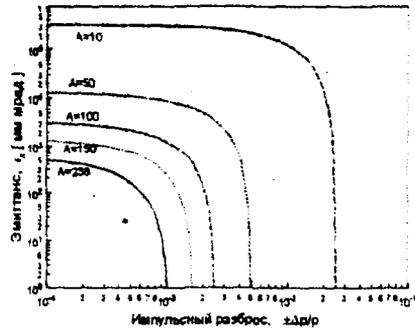


Рис. 5. Зависимость предельных значений горизонтального эмиттанса от импульсного разброса частиц пучка.

Определим предельно возможные значения эмиттанса и импульсного разброса пучка изотопов, при которых возможно сохранить минимально необходимое значение разрешающей способности сепаратора. Расстояние между центрами пучков изотопов с различным массовым числом равно  $\Delta a_0 = D_m \Delta A / A$ . В линейном приближении, где не учитываются другие факторы, влияющие на увеличение размера пучка, разделение изотопов можно считать успешным, если величина  $b_0 = \Delta a_0 / 2$ . Подставляя в это соотношение выражения для  $b_0$  и  $\Delta a_0$ , можно рассчитать зависимость максимально возможного значения эмиттанса от значения импульсного разброса, при котором еще будет происходить разделение пиков. Результаты расчетов для некоторых значений  $A$  приведены на рис. 5.

Импульсный разброс пучка возникает, в основном, за счет оптических свойств экстрагирующей системы источника и нестабильности ускоряющего напряжения. Геометрия электродов экстрактора оптимизируется таким образом, чтобы интенсивность пучка ионов была максимальной. Следовательно, чтобы минимизировать разброс по импульсам в пучке необходимо ограничивать величину нестабильности вытягивающего напряжения  $\Delta U/U$  и величину эмиттанса. Допустимые пределы нестабильности напряжения  $\Delta U/U$  можно определить следующим образом. В магнитном поле  $B$  ионы с массой  $M$  после ускорения в электрическом поле с разностью потенциалов  $U$  двигаются по радиусу

$$R = \frac{l}{B} \sqrt{\frac{2MU}{e}} \quad (6)$$

$e$  – заряд электрона. Отсюда следует, что

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} - \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{U} - \frac{\Delta \delta}{\delta}$$

т.е. если допустить, что отклонение ионов одной массы может достигать 10 % дисперсии, то допустимые отклонения напряжения будут  $\Delta U/U = 0.1 \Delta M/M$ . Для самых тяжелых изотопов  $\Delta U/U = 0.04$  %.

Эмиттанс можно ограничивать с помощью коллиматора (8) (см. рис. 1), который устанавливается на входе магнита монохроматора

### Влияние aberrаций на разрешающую способность сепаратора

Как правило, поле магнитов не является идеальным. Оно всегда будет отличаться от теоретически рассчитанных значений за счет неточностей в конфигурации полюсов, а также конструктивных ошибок при установке токовых обмоток. Общее выражение для вертикальной составляющей магнитного поля записывается в виде [4]:

$$B_z = B_{0z} + gx + \frac{1}{2} s(x^2 - y^2) + \frac{1}{6} o(x^3 - 3xy^2) - \dots \quad (8)$$

где  $g = \partial B_z / \partial x$  - квадрупольная,  $s = \partial^2 B_z / \partial x^2$  - секступольная и  $o = \partial^3 B_z / \partial x^3$  - октупольная компоненты поля. Квадрупольная компонента поля монохроматора определяет показатель спада магнитного поля  $n = (\rho B/g)$  и создается в магните специальной квадрупольной обмоткой для обеспечения фокусировки пучка в обеих плоскостях (см. рис. 2). Секступольная и высшего порядка компоненты являются нежелательными.

Рассмотрим, как влияют нелинейности магнитного поля на разрешающую способность магнита, используемого в качестве масс-сепаратора. Расчеты приблизительной величины секступольной компоненты делались из предположения, что отклонения от линейности магнитного поля находится в пределах  $\delta = 10^{-3} - 10^{-2}$ . Расчеты проводились с помощью программы MIRKO [7].

На рис. 6 показано, как искажаются огибающие пучков изотопов с  $A = 49, 50, 51$  в горизонтальной плоскости вдоль тракта сепаратора в случае, если точность магнитного поля составляет  $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ . Расчеты показывают, что при этом разрешающая способность сепаратора уменьшается на 5 - 10 %. Однако ситуация значительно ухудшается, если  $\delta = 10^{-2}$ . В точке приема желаемых изотопов (центральный пучок с  $A = 50$ ) разделение будет заметно затруднено за счет увеличения размеров пучков соседних изотопов. На рис. 7, 8 показаны искажения изображений пучка в фазовой и реальной плоскостях, полученные для пучков с импульсным разбросом в магнитном поле с секступольной составляющей, соответствующей  $o = 10^{-2}$ .

Рассчитанные предельные значения эмиттанса для некоторых изотопов в зависимости от импульсного разброса приведены на рис. 9. Как видно из рисунка, разрешающая способность сепаратора будет намного хуже, чем в идеальном случае из-за увеличения размеров пучка на коллекторе.

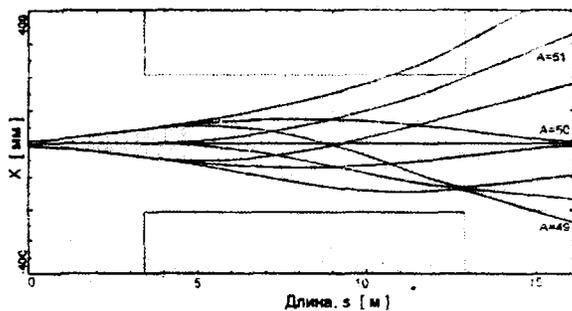


Рис. 6. Сепарация изотопов в монохроматоре с учетом нелинейности магнитного поля второго порядка.

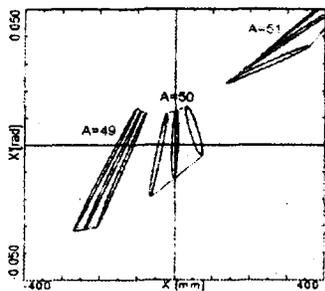


Рис. 7. Вид разделенных пучков изотопов в фазовой плоскости на коллекторе при импульсном разбросе  $\Delta p/p = \pm 4.8 \cdot 10^{-3}$  и эмиттансе  $\epsilon_x = 100$  мм мрад.

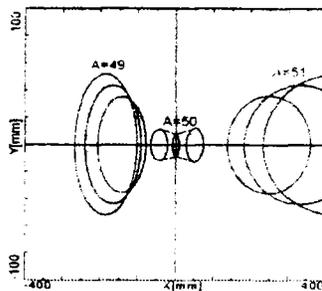


Рис. 8. Пространственный вид разделенных пучков изотопов на коллекторе при импульсном разбросе  $\Delta p/p = \pm 4.8 \cdot 10^{-3}$  и эмиттансе  $\epsilon_x = 100$  мм мрад.

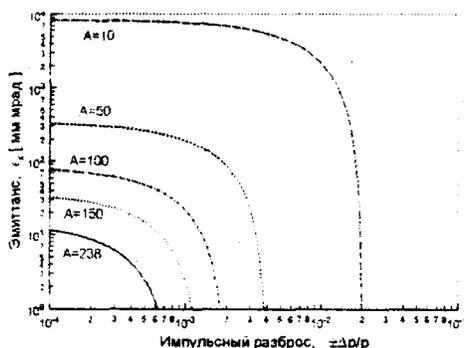


Рис. 9. Предельные значения горизонтального эмиттанса в зависимости от импульсного разброса частиц пучка в нелинейном приближении.

## Влияние пространственного заряда пучка

Для высокоинтенсивных пучков существенным является действие внутреннего пространственного заряда, ведущего к рассталкиванию частиц и, как следствие, к увеличению размеров пучка. На рис. 10 показаны огибающие пучка изотопов  $A = 50$  для разных значений тока, рассчитанные с помощью программы MIRKO.

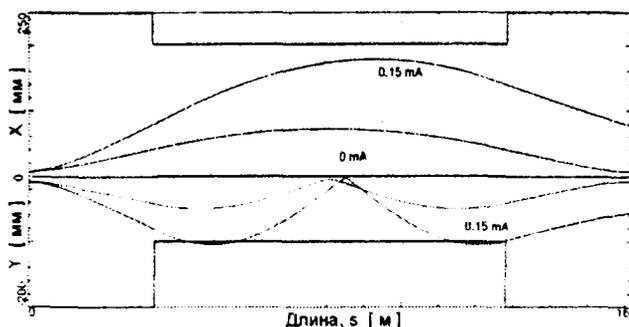


Рис. 10 Огибающие пучка для токов  $0 \text{ мА}$  и  $0,15 \text{ мА}$ .  $\epsilon_x = 100 \text{ мм·мрад}$ ,  $\Delta r/p = 0$ .

Для рассматриваемой ИОС при токе  $0,15 \text{ мА}$  размеры пучка становятся соизмеримыми с размерами вакуумной камеры магнита. Кроме того, в плоскости приемного коллектора размеры пучка значительно увеличились. Очевидно, фокусирующая сила магнита ( $n = 0,836$ ) недостаточна, чтобы полностью компенсировать рассталкивание частиц пучка. Следовательно, разрешающая способность сепаратора будет сильно уменьшаться для высокоинтенсивных пучков. Для того чтобы минимизировать влияние данного эффекта, необходима компенсация пространственного заряда. Пучок заряженных частиц, движущихся с некоторой энергией, ионизирует молекулы остаточного газа вакуумной камеры: при этом происходит образование электронов и ионов. Положительно заряженные ионы вследствие действия внешнего магнитного поля будут выводиться из тракта. А электроны, которые постоянно образуются под действием ионизационных процессов, будут компенсировать положительный заряд частиц ионного пучка. Для оценки степени компенсации пространственного заряда служит так называемый фактор нейтрализации  $\eta$ , который определяется соотношением

$$\eta = \frac{n_e}{N_i}, \quad (9)$$

где  $n_e$  — число образованных электронов и  $N_i$  — число частиц в пучке. Количество электронов  $n_e$ , образованных вследствие ионизации остаточного газа в вакуумной камере, определяем соотношением

$$n_e = N_0 \left( 1 - e^{-t/\tau_i} \right), \text{ тогда } n = 1 - e^{-t/\tau_i}. \quad (10)$$

$t$  - время нахождения электронов в пучке,  $\tau_i$  - степень ионизации. Для оценок среднего времени можно предположить, что оно равно среднему времени нахождения образовавшегося электрона внутри ионного пучка:  $t = \langle \beta_x \rangle \varepsilon_x^{0.5} / \beta_e c$ ,  $\langle \beta_x \rangle$  - среднее значение бета-функции сепаратора,  $\varepsilon_x$  - эмиттанс пучка,  $\beta_e c$  - скорость электронов. В работе [16] приведены экспериментальные данные измерения вероятностного распределения образовавшихся электронов вследствие ионизации молекул остаточного газа вакуума. Согласно этим данным наиболее вероятное значение скорости электронов составляет 3 % от скорости ионов. Степень ионизации  $i$ -й компоненты остаточного газа под воздействием ускоренных заряженных частиц определяется выражением

$$\tau_i^{-1} = \rho_i \sigma_i \beta_e c, \quad (11)$$

где  $\rho_i$  - молекулярная плотность ( $\text{м}^{-3}$ ) при комнатной температуре связана с парциальным давлением  $p_i$  (Торр) соотношением  $\rho_i = 3.310^{22} p_i$ ;  $\beta_e c$  - скорость ионов ( $\text{мс}^{-1}$ );  $\sigma_i$  - сечение ионизации молекулы ( $\text{м}^2$ ) [8]

$$\sigma_i = 4\pi \left( \frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 (M^2 X_1 + C X_2), \quad (12)$$

$$X_1 = \frac{1}{\beta^2} \ln \left( \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 1, \quad X_2 = \frac{1}{\beta^2} \cdot 4\pi (h/m_e c)^2 = 1.874 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2,$$

$M$  - полный дипольно-матричный элемент ионизации, измеряемый в единицах  $\hbar^2/m_e e^2$  (боровский радиус),  $C$  - характеристический параметр молекул остаточного газа. Значения  $M^2$  и  $C$  для характерных молекул остаточного газа вакуумной камеры приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения параметров  $M^2$  и  $C$  для вычисления сечений ионизации

Молекула	$M^2$	$C$	$Z$	$A$
$H_2$	0,5	8,1	2	2
$N_2$	3,7	34,8	14	28
$CO$	3,7	35,1	14	28
$O_2$	4,2	38,8	16	32
$H_2O$	3,2	32,3	10	18
$CO_2$	5,75	55,9	22	44
$C_6H_4$	17,5	162,4	46	76

Поскольку остаточный газ состоит из нескольких компонентов, то полную степень ионизации следует определять в виде суммы

$$\tau_i^{-1} = \sum \tau_i^{-1}. \quad (13)$$

На рис. 11 показана зависимость фактора нейтрализации от давления в вакуумной камере.

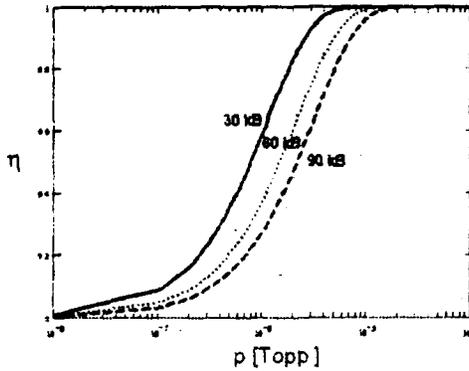


Рис. 11. Зависимость фактора нейтрализации от давления остаточного газа вакуума для трех значений энергии изотопов.

### Требования к вакууму

Ионы на пути от источника до приемника должны иметь малую вероятность рассеяния и перезарядки на атомах остаточного вакуума, чтобы большая их часть не покидала своих траекторий, определяемых отношением массы иона к заряду и начальной скоростью ионов. Для того чтобы эта вероятность была минимальной, должны быть определены необходимые требования к вакууму.

Уменьшение интенсивности ионного пучка на атомах остаточного газа вакуума вследствие перезарядных процессов можно приближенно оценивать по формуле

$$I = I_0 \exp(-L\rho_0\sigma), \quad (14)$$

где  $I_0$  - ток ионов на выходе источника;  $L$  - длина вакуумной камеры;  $\sigma$  - сечение реакции,  $\text{м}^2$ ;  $\rho_0$  - плотность атомов остаточного газа, которое определяется из соотношения для давления  $p = \rho_0 kT$  ( $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура,  $p$  - давление газа, Торр). Основными перезарядными процессами, влияющими на уменьшение интенсивности пучка, являются процессы захвата электронов с молекул остаточного газа и потери электрона на этих же молекулах. Экспериментальные сечения процессов захвата  $\sigma_c(q)$  и потери  $\sigma_l(q)$  электрона сильно зависят от параметров иона и атомного номера  $Z_t$  мишени. Для определения сечения захвата можно воспользоваться объединенной эмпирической формулой Грэхема [9]

$$\sigma_c(q) \approx \frac{1.1 \times 10^{-8} q^{0.5}}{Z_t^{1.8} E^{4.8}} \left( 1 - \exp(-0.037 \tilde{E}^{3.2}) \right) \left( 1 - \exp(-2.44 \times 10^{-3} E^{2.6}) \right), \quad (15)$$

где

$$\bar{E} = \frac{T_i}{Z_i^{1.25} q^{0.7}}$$

$T_i$  - энергия ионов, кэВ/н;  $q$  - зарядовое состояние иона;  $Z_i$  - атомное число атомов мишени. Для оценки сечения обдирки электронов тяжелых ионов на атомах мишени с  $Z_t < Z_i$  используем формулу, где есть зависимость от энергии связи  $n$ -го электрона  $I_n$  [10, 11]

$$\sigma_i(q) \approx 4\pi a_0^2 (Z_i^2 + Z_t) \left( \frac{\beta_i}{\alpha_i} \right)^{-2} \sum_{n=q}^{Z_i-1} \left( \frac{I_n}{I_0} \right), \quad (16)$$

$$I(Z_i, \bar{q}) \approx \frac{E_{0,e}}{E_0} T_i,$$

$I_0 = 13,6$  эВ;  $a_0$  - радиус первой боровской орбиты;  $\alpha_e$  - постоянная тонкой структуры;  $\beta_i = v/c$ ;  $E_{0,e} = 5,11 \cdot 10^5$  эВ;  $E_0 = 9,315 \cdot 10^8$  эВ;  $T_i$  эВ/н.

Поскольку в состав остаточного газа входят различные молекулы, необходимо брать эффективное сечение перезарядки

$$\sigma_{eff} = \sum_{k=1}^n \sigma_{tot,k} F_k, \quad (17)$$

$\sigma_{tot,k}$  - суммарное сечение потери и захвата электрона на  $k$ -й компоненте газа;  $n$  - число различных компонентов газа;  $F_k$  - доля определенного компонента газа с зарядом  $Z_{ik}$ . Типичный состав остаточного газа приведен в табл. 1. Предположим, что остаточный газ имеет атомарный состав: 90 % - H, 9 % - N, C, O и 1 % - Ar. На рис. 12 показаны относительные изменения интенсивности ионного пучка в зависимости от давления с учетом только сечения захвата и потери электрона. Видно, что для успешной транспортировки пучка от источника до коллектора необходимое значение давления в вакуумной камере должно составлять  $10^{-7}$  Торр. В этом случае ожидаемые потери будут составлять порядка 10 %.

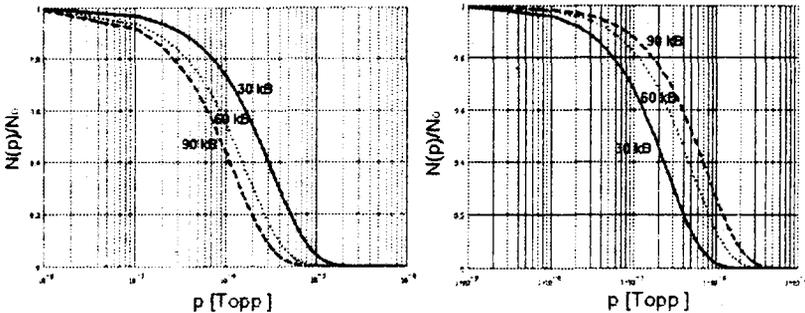


Рис. 12. Относительное изменение интенсивности пучков изотопов в зависимости от давления в вакуумной камере; а - за счет захвата электронов; б - за счет потери электронов.

## Рассеяние изотопов на атомах остаточного газа вакуума

Процессы рассеяния на малые (многократное рассеяние) и большие (однократное рассеяние) углы всегда протекают одновременно и учесть их совместное действие весьма сложно. Результаты, полученные в этом пункте для многократного рассеяния, строго говоря, справедливы в случае, когда потери за счет однократного рассеяния пренебрежимо малы. При рассмотрении однократного рассеяния считается, что вероятность потерь из-за многократного рассеяния заведомо мала, т.е. считаем процессы многократного и однократного рассеяния независимыми, а вызванные ими потери – равными сумме потерь отдельных видов.

*Многократное рассеяние.* Учитывая, что ион на достаточно длинном расстоянии от источника до приемника осуществляет многократное рассеяние на атомах газа, размер пучка может существенным образом увеличиться. Предполагая, что поперечное распределение плотности ионов в пучке является гауссовым, эмиттанс (мм·мрад) определяется выражением [12]

$$\varepsilon = 4 \frac{\beta_{\perp}(s) \langle \vartheta^2 \rangle(s)}{1 + \alpha_{\perp}^2(s)}, \quad (18)$$

$\beta_{\perp}(s)$ ,  $\alpha_{\perp}(s)$  - параметры Твисса;  $\langle \vartheta^2 \rangle(s) = \sigma_{\vartheta}^2$  - квадрат углового отклонения частиц пучка

$$\langle \vartheta^2 \rangle \cong k_0 P_i \left( \frac{Z_i}{A_i} \right)^2 \frac{L}{c \beta_i^2 \gamma_i^2} G_i, \quad G_i = m_i Z_i^2 \ln \left( \frac{204}{Z_i^{1/3}} \right), \quad (19)$$

$k_0 = 4,8 \cdot 10^{-4}$  рад·Торр<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>;  $m_i$  - число атомов в молекуле газа;  $P_i$  - давление остаточного газа вакуума при комнатной температуре (Торр);  $G_i$  - мишенный фактор (табл. 2);  $L$  - длина пути, проходимого ионами пучка. Из табл. 2 видно, что в вакууме желательно иметь как можно меньше компонентов, состоящих из тяжелых ионов.

Таблица 2. Мишенный фактор  $G_i$  молекул остаточного газа вакуума

Молекула	$H_2$	$He$	$Ne$	$N_2$	$CO$	$O_2$	$CO_2$	$Ar$
$G_i$	10,6	20,3	455	485	466	592	762	1411

На рис. 13 приведены результаты расчетов изменения размеров пучка вследствие процессов многократного рассеяния. Видно, что существенное увеличение размеров пучка происходит при значениях давления  $10^{-5}$  Торр и выше.

*Однократное рассеяние* не дает существенного вклада в увеличение размеров пучка на приемнике. Однако при однократном рассеянии иона на молекуле газа на угол больше допустимого происходит мгновенный вывод частицы из рабочей области вакуумной камеры. Сечение рассеяния при приближении к очень малым углам резко возрастает по степенному закону и при корректном учете экранирующего действия атомных электронов может быть выражено формулой [13]

$$d\sigma = 2\pi \left( \frac{Z_i q_i e^2}{A_i T_i \beta_i^2} \right)^2 \frac{d\vartheta}{(g^2 + g_{\min}^2)^{3/2}} \quad (20)$$

где  $q_i$  - заряд иона,  $Z_i$  - атомный номер атомов мишени,  $e$  - заряд электрона,  $T_i$  - энергия иона, Дж/н;  $\beta_i = v/c$ ;  $A_i$  - массовое число иона. Минимальный угол рассеяния  $\vartheta_{\min}$  определяется экранировкой и равен [14]

$$\vartheta_{\min} = 3.7 \times 10^{-3} \frac{Z_i^{1/2}}{\beta_i T_i} \quad (21)$$

$T_i$  - кинетическая энергия, МэВ;  $Z_i$  - атомный номер изотопа. Исходя из формулы (23), можно определить условие, при котором однократное рассеяние будет преобладать над многократным. Если рассеяние на минимальный угол  $\vartheta_{\min}$  дает амплитуду, сравнимую с размерами вакуумной камеры  $a_0$ , то угол  $\vartheta$  в (23), начиная с которого однократное рассеяние приводит к потере частицы, определяется формулой [15]

$$\vartheta_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{\langle \beta \rangle}} \quad (22)$$

где  $\langle \beta \rangle$  - среднее значение бетатронной функции;  $\varepsilon_s$  - аксептанс сепаратора. Полное сечение однократного рассеяния определяется выражением [15]

$$\sigma_{\text{од}} = \int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} dT \int_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} \sigma(T, \vartheta) d\vartheta \quad (23)$$

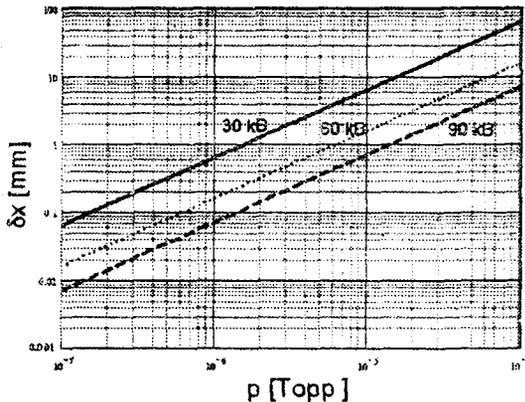


Рис. 13. Увеличение полуразмера пучка на коллекторе за счет многократного рассеяния в зависимости от давления.  $A = 50$ ,  $Z = 1$ .

Как видно из рис. 14, потери за счет однократного рассеяния пренебрежимо малы для всех видов изотопов при значениях давления меньших, чем  $10^{-4}$  Торр.

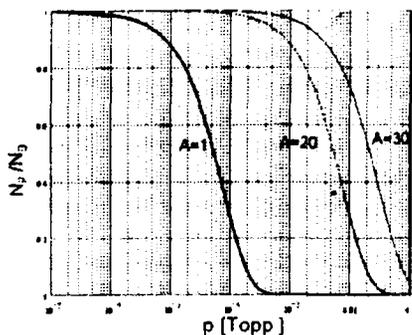


Рис. 14. Относительное изменение интенсивности пучка за счет однократного рассеяния в зависимости от давления.

### Заключение

В работе показано, что параметры магнита монохроматора позволяют создать сепаратор стабильных изотопов с дисперсией по массе более 10 м при разрешающей способности до 1400. Для рассмотренной ИОС приводятся огибающие пучка с учетом импульсного разброса и пространственного заряда. Проведен анализ различных факторов, влияющих на разрешающую способность установки. Определены требования к давлению остаточного газа из рассмотрения процессов перезарядки, рассеяния и компенсации объемного заряда.

### Список литературы

1. Басаргин Ю. Г., Дойников Н. И., Попов А. В. и др. Магнитная система большого спектрометра заряженных частиц // ЖТФ. – 1969. – Т. 39, вып. 8. – С. 1472.
2. Frahn W.E., Ratenbach W.L., Wahlin L. The electromagnetic isotope separation in Pretoria // NIM. – 1960. – Vol. 7 - P. 253 - 268.
3. Nitschke J.M. The SUPERHILAC on-line isotope separator // NIM. - 1983. - Vol. 206. - P. 341 - 351.
4. Helmut Wiedemann // Particle Accelerator Physics, Springer Verlag. - 1993.
5. Котов В.И., Миллер В.В. Фокусировка и разделение по массам частиц высоких энергий. – М.: Атомиздат, 1969
6. Долинский А. В. Исследование динамики пучка в комплексе «Изохронный циклотрон У-240 - ускорительно-накопительное кольцо ИЯИ»: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Киев, 1997. - С. 175.
7. Franczak B. Proc. Europhysics Conf. On computing in Accelerator Design and Operation- Lecture Notes in Physics, Springer Verlag. - 1984. - P. 170 - 175.
8. Miyahara Y. et al. Dynamical analysis on the longitudinal motion of trapped ions in the electron storage ring // Nuclear Instruments and Methods A. – Vol. 270. – 1988. – P. 217.

9. *Graham W.G.* Charge-transfer cross section for multiply charged ions colliding with gaseous target at energies from 310 keV/u to 8,5 MeV/u // *Phys. Rev.* - A27. - 1983. - P. 3372.
10. *Bohr N., Lindhard J.* // *Mat.-Fys. Medd.* - 1954. - Vol. 28. - P. 17.
11. *Дмитриев И. С., Николаев И. С.* // *ЖТФ.* - 1962. - Vol. 15. - P. 11.
12. *Hardt W.* A Few Simple Expressions Checking Vacuum Requirements in a Proton Synchrotron // *CERN ISR.* - 1968. - 300/GS/68. - P. 11.
13. *Росси Б.* Частицы больших энергий. - М.: Гостехиздат, 1955.
14. *Moliere G. Z.* // *Naturforsch.* - 1947. - 2A. - P. 133.
15. *Коломенский А. А., Лебедев А. Н.* Теория циклических ускорителей. - М.: Физматгиз, 1962.
16. *Peters A., Fork P., Strehl P.* Wideroe pre-striper part of the UNILAC. - Darmstadt: GSI.

Поступила в редакцию 25.03.05.

Научное издание

**ДОЛИНСКИЙ** Алексей Викторович  
**ВАЛЬКОВ** Александр Евгеньевич  
**ДЕМЬЯНОВ** Александр Васильевич  
**ДОЛИНСКАЯ** Марина Эдуардовна  
**КАМЫШНИКОВ** Юрий Иванович  
**РУДЕНКО** Татьяна Прокофьевна

**СЕПАРАТОР СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТА  
МОНОХРОМАТОРА ЦИКЛОТРОНА У-240**

Редактор Л. Н. Троян

Подп. к печ. 04.05.05. Формат 60 x 90/16. Бум. офс.

Усл.-печ. л. 0,75. Тираж 150 экз. Зак. 12

---

Институт ядерных исследований НАН Украины

03680, Киев-28, проспект Науки, 47

---

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]

[REDACTED]