

1948

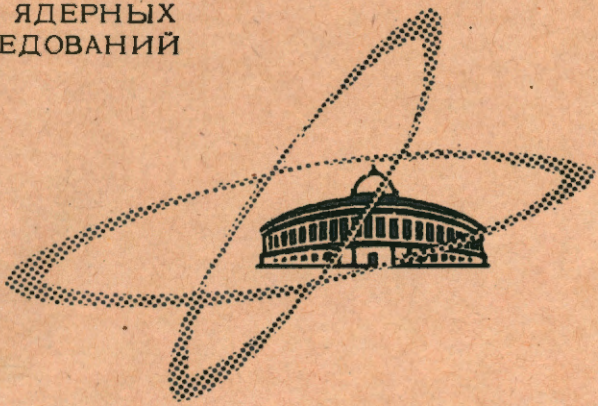
Экз

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1948

2x



Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1. Расчет магнитного анализатора масс-сепаратора

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1965

P-1948

Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР  
ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1. Расчет магнитного анализатора масс-сепаратора

Направлено в ПТЭ



## 1. Введение

В настоящей статье рассматривается расчет магнитного анализатора масс-сепаратора, построенного в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на основе электромагнита СП-57 А-1 промышленного изготовления<sup>/1/</sup>. Описание конструкции масс-сепаратора, его ионно-оптические характеристики и результаты первых опытов по разделению изотопов таляя даются в работе<sup>/2/</sup>.

Масс-сепаратор ЛЯР был задуман как прибор для идентификации по массовому числу радиоактивных продуктов, образующихся в ядерных реакциях под действием энергичных тяжелых ионов. Это назначение масс-сепаратора определило основные требования, которым он должен был удовлетворять. Требовалось, чтобы масс-сепаратор смог обеспечить достаточно надежное разделение атомарных ионов с массой вплоть до самых тяжелых ( $M \approx 250$ ) и при этом было желательно, чтобы диапазон одновременно анализируемых масс был сравнительно широк ( $\approx 20\%$ ) для того, чтобы за один сеанс разделения выделить как можно больше продуктов, образующихся в ядерных реакциях.

Для быстрой идентификации короткоживущих радиоактивных ядер необходимо было обеспечить возможность регистрации осколков спонтанного деления,  $\alpha$  - частиц или другого излучения, сопровождающего распад разделенных продуктов, непосредственно в масс-сепараторе с помощью, например, полупроводниковых счетчиков, располагаемых на фокальной плоскости. Это, в свою очередь, требовало, чтобы дисперсия масс-сепаратора была достаточной (не менее 10 мм на 1% изменения массы) для размещения на фокальной плоскости нескольких счетчиков, а также чтобы размеры изображения были малы и в аксиальном направлении, т.е. возникла необходимость в двойной фокусировке пучка. Ко всему этому добавлялось требование высокой эффективности масс-сепаратора, что означало возможность использовать в масс-сепараторе ионный источник со сравнительно большим выходным отверстием и большой угловой расходимостью ионного пучка.

## 2. Выбор и расчет магнитного анализатора с двойной фокусировкой первого порядка

Один из возможных вариантов фокусировки ионного пучка в двух направлениях может быть осуществлен в магнитах секторного типа с плоско-параллельным зазором и наклонным входом и выходом ионного пучка. В этом случае фокусировка во втором,

аксиальном направлении (будем считать это направление вертикальным) обусловлена взаимодействием движущегося иона с горизонтальной компонентой рассеянного магнитного поля, когда ион пересекает край магнита под косым углом <sup>/3,4/</sup>. Этот метод фокусировки, широко используемый в магнитных спектрометрах заряженных частиц,

пока не нашел заметного применения в масс-спектрометрии. Известны лишь две статьи <sup>/5,6/</sup>, появившиеся в самое последнее время, в которых описывается масс-сепаратор подобного типа. Между тем, магнитные анализаторы с краевой фокусировкой, помимо обеспечения фокусировки во втором направлении, обладают и другим положительным качеством, а именно: возможностью получения относительно большой дисперсии. В этих двух отношениях магнитные анализаторы с краевой фокусировкой во многом тождественны магнитным анализаторам с градиентной фокусировкой, в которых используется спадающее по радиусу магнитное поле. Однако от последних они выгодно отличаются некоторыми преимуществами, обусловленными простотой формирования однородного поля и, что более существенно, возможностью более точного учета влияния протяженности краевого поля рассеяния. Поэтому из двух возможных способов обеспечения двойной фокусировки ионного пучка мы предпочли метод краевой фокусировки.

Выбор основных параметров магнитного анализатора - радиуса кривизны  $R_0$  и угла поворота главного луча  $\Phi$  (рис. 1) - в нашем случае был в значительной степени предопределен необходимостью вписать полюсные наконечники магнитного анализатора в готовый электромагнит СП-57А-1 <sup>/1/</sup>. Размеры полюсов электромагнита СП-57А-1 (диаметр 105 см) позволяли вписать наконечники секторного типа с  $R_0 = 70$  см и  $\Phi = 90^\circ$ . Остальные параметры магнитного анализатора следовало найти из условия получения нужных значений дисперсии  $D$ , коэффициента горизонтального увеличения  $G$  и обеспечения двойной фокусировки ионного пучка.

Совместное рассмотрение движения заряженных частиц в двух взаимно-перпендикулярных направлениях в плоско-параллельном зазоре магнита было проделано в работах <sup>/7,8/</sup>. В этих работах рассмотрение проводилось без учета протяженности рассеянного поля в области входной и выходной границ магнита, а для идеализированного магнита - с резким спадом поля на границах.

Условия двойной фокусировки заряженных частиц в поле реального магнита с протяженным спадом на границах были получены позднее в работах Афанасьева и др. <sup>/8-11/</sup> при линейной аппроксимации распределения рассеянного поля, которая достаточно хорошо совпадает с истинным распределением в том случае, когда у границ магнита располагаются магнитные экраны.

Рассмотрение вертикального движения, предложенное Афанасьевым и др., было продолжено в нашей работе <sup>/12/</sup>. В <sup>/12/</sup> показано, что действие реального магнитного

поля в аксиальном направлении эквивалентно действию двух тонких линз, расположенных на границах магнита. Это позволило заметить упростить метод нахождения параметров магнитного анализатора, обеспечивающего двойную фокусировку.

Для ионного источника с выходным отверстием в виде узкой вертикальной щели, который было решено использовать в нашем случае и который дает узкий расходящийся в горизонтальной и широкий параллельный в вертикальной плоскости пучок, условия двойной фокусировки сводятся к угловой фокусировке в горизонтальной и к линейной фокусировке в вертикальной плоскости.

Условия двойной фокусировки первого порядка в этом случае можно записать в виде <sup>/12/</sup>:

$$\begin{aligned} \psi_1 + \psi_2 &= -\Phi \\ \omega_1 + \omega_2 &= -\Phi, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\text{tg } \psi_{1,2} = \text{tg } \epsilon_{1,2} + \frac{R_0}{l_{1,2}}$ ,  $\omega_1 = \frac{1}{\text{tg } \epsilon_1 - \frac{c}{R_0} \frac{1 + \sin^2 \epsilon_1}{3 \cos^3 \epsilon_1}}$ ,

$$\omega_2 = \frac{1}{\text{tg } \epsilon_2 - \frac{c}{R_0} \frac{1 + \sin^2 \epsilon_2}{3 \cos^3 \epsilon_2} - \frac{R_0}{l_2}}$$

Здесь  $2c$  - протяженность области краевого спада магнитного поля, а остальные значения символов ясны из рис. 1, причем стрелками на рисунке указаны направления положительного отсчета обозначенных величин. Заметим, что под границами магнита, определяющими угол раствора  $\Phi$  и расстояния до источника ( $l_1$ ) и до фокальной плоскости ( $l_2$ ), здесь понимаются не физические границы полюсных наконечников, а некоторые эффективные границы, положение которых ( $\xi$ ) зависит от протяженности и распределения рассеянного поля, которые, в свою очередь, зависят от величины зазора между полюсами магнита ( $h$ ), размеров и расстояния ( $d$ ) от магнитного экрана до края полюса. В нашем случае было взято  $d = h = 78$  мм и, согласно результатам работы <sup>/8/</sup>, ожидалось  $c = 0,71h = 56$  мм;  $\xi = 0,39h = 31$  мм.

Выбор параметров магнитного анализатора был сделан с учетом условий двойной фокусировки (1) и разумного компромисса между стремлением получить большую дисперсию и не слишком увеличивать пролетную длину магнитного анализатора. Мы остановились на следующих значениях:  $R_0 = 70$  см,  $\Phi = 90^\circ$ ;  $l_1 = 1,86 R_0 = 130$  см,  $l_2 = 1,16 R_0 = 81$  см,  $\epsilon_1 = 0^\circ$  и  $\epsilon_2 = 45^\circ$ . При этом коэффициент увеличения в горизонтальной плоскости  $G$  и дисперсия  $D$  должны были равняться:

$$G = -\frac{l_2 \cos \psi_1}{l_1 \cos \psi_2} = -1,1 \quad (2)$$

$$\frac{D^x M}{\Delta M} = 0,5 (\ell_2 \operatorname{tg} \psi_2 - G \ell_1 \operatorname{tg} \psi_1) = 1,66 R_0 = 1160 \text{ мм} \quad (3)$$

или 11,6 мм на 1% изменения массы ( $\frac{\Delta M}{M} = 0,01$ ).

Для сравнения выбранного анализатора с другими возможными вариантами магнитных спектрометров удобно воспользоваться параметром  $\frac{DM}{L \Delta M}$ , где  $L$  - полная длина пути иона в магнитном анализаторе, введенном авторами работы /5/ для характеристики степени нечувствительности прибора к рассеянию пучка за счет столкновения ионов с атомами остаточного газа.

Т а б л и ц а 1

Тип магнитного анализатора	$\Phi$	$\ell_1$	$\ell_2$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$L$	$\frac{DM}{\Delta M}$	$\frac{DM}{L \Delta M}$
Колутрон	$180^\circ$	0	0			$3,14 R_0$	$R_0$	0,32
Секторный без краевой фокусировки	$90^\circ$	$R_0$	$R_0$	0	0	$3,57 R_0$	$R_0$	0,28
Секторный с двойной фокусировкой	$90^\circ$	$1,9 R_0$	$1,2 R_0$	0	$45^\circ$	$4,68 R_0$	$1,66 R_0$	0,35

Как видно из таблицы, выбранный магнитный анализатор по параметру  $\frac{DM}{L \Delta M}$  лучше даже колутрона с тем же радиусом кривизны главной траектории. Однако по величине угловых aberrаций он уступает колутрону и нуждается в дополнительном улучшении фокусировки.

### 3. Улучшение фокусировки магнитного анализатора

Угловые aberrации второго порядка ( $\Delta z_\alpha$ ) в горизонтальной плоскости в точке фокуса первого порядка определяется для всех трех представленных в таблице спектрометров выражением:

$$\Delta z_\alpha = A_2 \Delta \alpha^2, \quad (4)$$

где  $\Delta \alpha$  - половина угла горизонтальной расходимости пучка, а  $A_2 = G^2 (R_0 - 1,5 \ell_2 \operatorname{tg} \psi_2) - G (R_0 - 1,5 \ell_1 \operatorname{tg} \psi_1)$ . Для колутрона  $A_2 = -R_0$ , тогда как для выбранного варианта  $A_2 = -2,2 R_0$ , что дает нежелательное уширение изображения при больших углах (при  $2\Delta \alpha = 6^\circ$  угловые aberrации  $\Delta z_\alpha = 4,2$  мм).

х) Здесь величина дисперсии определяется по направлению оси  $z$ , перпендикулярной к главной траектории, и при условии постоянства энергии анализируемых ионов.

Можно исключить угловые aberrации второго порядка, если прямолинейные границы магнита заменить на круговые /13,11/ с радиусами кривизны  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , удовлетворяющими условию:

$$\frac{\cos^3 \psi_1}{\rho_1 \cos^3 \epsilon_1} + \frac{\cos^3 \psi_2}{\rho_2 \cos^3 \epsilon_2} + \frac{2 R_0 \cos^3 \psi_1}{\ell_1^3} (R_0 - 1,5 \ell_1 \operatorname{tg} \psi_1) + \frac{2 R_0 \cos^3 \psi_2}{\ell_2^3} (R_0 - 1,5 \ell_2 \operatorname{tg} \psi_2) = 0. \quad (5)$$

Произвол в выборе  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , обусловленный тем, что две величины связаны только одним уравнением, можно использовать для улучшения вертикальной фокусировки, а именно: дополнительно к линейной фокусировке первого порядка по вертикали вдоль главной траектории  $\alpha = 0$  (условие этого  $V_0 + \frac{c}{R_0} V_0 = 0$ , см. формулу (10) работы /12/) можно обеспечить линейную фокусировку и вдоль всех других траекторий во всем диапазоне угла горизонтальной расходимости пучка ( $\pm \Delta \alpha$ ). Для этого нужно, чтобы  $V_\alpha = 0$  (см. формулу (10) работы /12/), т.е. чтобы  $\rho_1$  и  $\rho_2$  удовлетворяли уравнению:

$$\frac{1}{\cos^2 \epsilon_1} \left[ \Phi + \frac{\ell_2}{R_0} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_2) \right] \cdot \left( \frac{\ell_1}{\rho_1 \cos \epsilon_1} + 1 \right) + \frac{\ell_1 \cos \psi_2}{R_0 \cos^2 \epsilon_2 \cos \psi_1} (1 - \Phi \operatorname{tg} \epsilon_1) \left( \frac{\ell_2}{\rho_2 \cos \epsilon_2} + 1 + \sin^2 \epsilon_2 \right) + \operatorname{tg} \epsilon_1 \left( 1 - \frac{\ell_2}{R_0} \operatorname{tg} \epsilon_2 + \frac{\ell_1 \cos \psi_2}{\ell_2 \cos \psi_1} \right) = 0. \quad (6)$$

Совместное решение уравнений (5) и (6) дает  $\rho_1 = 48,4$  см и  $\rho_2 = 36,2$  см.

После введения круговых границ ожидаемое размытие изображения по оси  $z$  должно определяться угловыми aberrациями третьего порядка и линейными aberrациями первого порядка:

$$\Delta z_3 = A_3 \Delta \alpha^3 + |G| \Delta z_1, \quad (7)$$

где  $\Delta z_1$  - ширина щели ионного источника, а выражение для  $A_3$  дается в работе /11/.

При  $2\Delta \alpha = 6^\circ$  и  $\Delta z_1 = 1$  мм  $\Delta z_3 = 1,8$  мм + 1,1 мм = 2,9 мм. Это должно обеспечить разрешение  $\approx 400$ .

Размытие пучка по вертикали ( $\Delta y_2$ ) должно определяться в первом приближении возможной угловой расходимостью пучка в вертикальной плоскости ( $\Delta \beta$ ):

$$\Delta y_2 = (W_0 + \frac{c}{R_0} W_0) \Delta \beta \quad (8)$$

(см. формулу (11) работы /12/). При  $\Delta \beta = 1^\circ$  ожидается  $\Delta y_2 = 8$  мм. Зависимость  $\Delta y_2$  от начальной высоты пучка будет сказываться лишь во втором приближении, поскольку в вертикальной плоскости обеспечена линейная фокусировка первого порядка.

Для пучков ионов с  $r \approx 70$  см будет наблюдаться дополнительное уширение изображения как в горизонтальном, так и в вертикальном направлениях. Дополнительное уширение изображения по горизонтали должно составлять 2 мм в том случае, когда ион по массе отличается на  $\pm 10\%$  от основного. Ожидаемое разрешение в этом случае  $\approx 250$ .

Таким образом, расчеты показывают, что выбранный магнитный анализатор с плоско-параллельным зазором и наклонным выходом ионного пучка должен обеспечить разрешение 400-250 одновременно в диапазоне массовых чисел  $M + \Delta M = 100\% \pm 10\%$  при ширине щели ионного источника  $\Delta z_1 = 1$  мм и горизонтальной расходимости пучка  $2\Delta\alpha = 6^\circ$ . Спектрометр обладает аксиальной фокусировкой и должен сводить широкий по вертикали пучок (до 55 мм) в небольшое пятно на фокальной плоскости.

При оценке ожидаемых параметров магнитного анализатора, как легко видеть, мы исходили только из его ионно-оптических свойств. Дополнительные факторы, такие как, например, рассеяние ионов на атомах остаточного газа, влияние пространственного заряда, некоторые неточности в изготовлении, возможная недостаточная стабильность магнитного поля и ускоряющего напряжения, которые могут приводить к ухудшению фокусировки, здесь не учитывались. Однако проявление всех этих факторов может быть сведено к минимуму, поэтому есть основания ожидать, что реальные параметры масс-сепаратора будут близки к расчетным, полученным без учета этих факторов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления. Справочник. Госатомиздат, М., 1963.
2. А.В.Демьянов, Н.И.Тарантин, Ю.А.Дьячихин, А.П.Кабаченко. Преприят ОИЯИ Р-1949, Дубна, 1965 г.
3. M.Cotte. *Ann. Phys.*, **10**, 333 (1938).
4. Я.Хургин. *ЖЭТФ*, 1939, 9, 824
5. G.Andersson, B.Hedin, G.Rudstam. *Nucl. Instr. and Methods*, **28**, 245 (1964)
6. G.Rudstam, S.Sundell, G.Andersson. *Nucl. Instr. and Methods*, **28**, 255 (1964)
7. M.Camac. *Rev. Sc. Instr.*, **22**, 197 (1951).
8. W.G.Cross. *Rev. Sc. Instr.*, **22**, 717 (1951).
9. Н.Г.Афанасьев. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **24**, 1157 (1960).
10. Н.Г.Афанасьев, А.В.Высоцкая, В.А.Гольдштейн. *ПТЭ*, № 5, 29, 1963.
11. Н.Г.Афанасьев, А.В.Высоцкая, В.А.Гольдштейн. *ПТЭ*, № 5, 34, 1963.
12. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов. *ЖТФ*, **35**, № 2, 1965.
13. H.Hintenberger. *Zs. Naturforsch.*, **3a**, 669 (1948); **6a**, 275 (1951).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 января 1965 г.

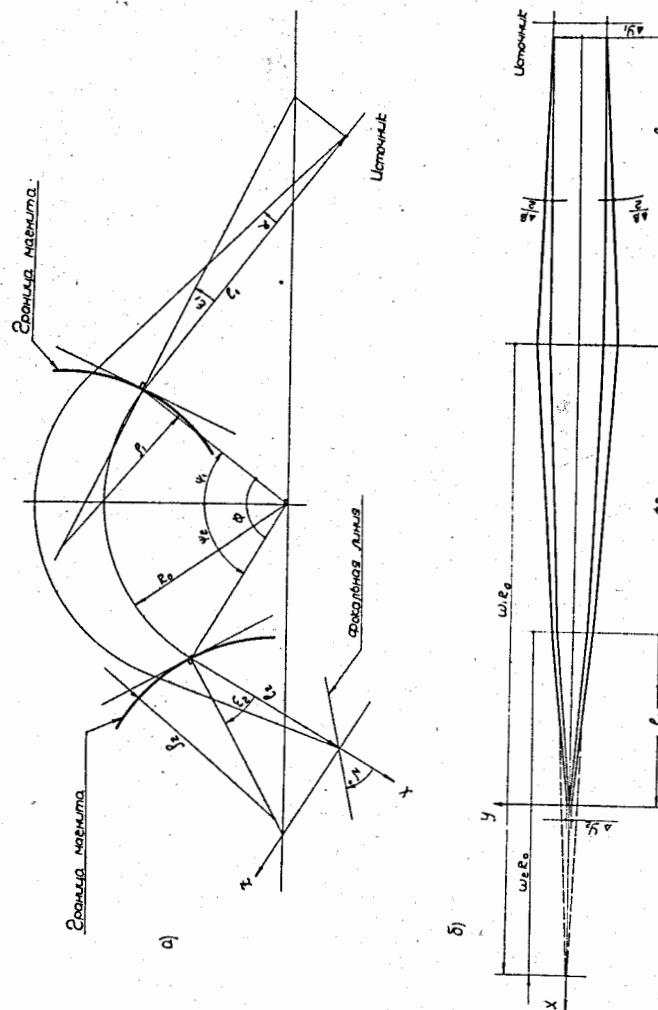


Рис. 1. а) траектории ионов в горизонтальной плоскости магнитного анализатора; б) траектории ионов в вертикальной плоскости.