

4/24/53
Б-323
ПТЭ, 1970, №2, с. 43-47

21/VII.69

P13 - 4453

**И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов,
Л.А.Петров, Г.М.Тер-Акопьян**

**ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

P13 - 4453

**И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов,
Л.А.Петров, Г.М.Тер-Акопян**

**ГАЗОНАПОЛНЕННЫЙ МАСС-СЕПАРАТОР
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ**

4886/2 нр.



1. В в е д е н и е

Принцип газонаполненного масс-сепаратора был предложен в 1957 году Б. Козном и К. Фулмером, которые, исследовав основные особенности прибора, использовали его для измерения ширины зарядового распределения осколков деления /1,2/. Позднее газонаполненный сепаратор был построен П. Армбрустером /3/ и применялся в экспериментах по определению среднего первичного заряда осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами /4/. Затем П. Армбрустер с сотрудниками использовали этот прибор для исследования излучателей запаздывающих нейтронов /5/ и других относительно короткоживущих осколков деления /6/.

Газонаполненный сепаратор имеет умеренное разрешение для осколков деления (около 3 и 5% по N_p для легких и тяжелых осколков соответственно), однако его неоспоримым преимуществом является быстрое действие, которое определяется временем пролета иона через систему (10^{-6} сек).

В настоящей работе описывается газонаполненный масс-сепаратор (в дальнейшем - БЭМС ^х), предназначенный для быстрого прямого разделения короткоживущих ядер - продуктов реакций, вызываемых многозарядными ионами. Этот прибор построен в Лаборатории ядерных реакций и установлен на пучке циклотрона У-300.

х) БЭМС - быстрый электромагнитный сепаратор.

2. Принцип действия газонаполненного масс-сепаратора

Представим себе, что в месте источника некоторой магнитной фокусирующей системы расположена мишень, облучаемая заряженными частицами. Продукты ядерных реакций за счет импульса, передаваемого бомбардирующей частицей, вылетают из мишени в виде ионов со средним зарядом, зависящим от скорости. Полуширина распределения по ионному заряду оказывается весьма значительной ($\approx 50\%$) [7]. Если мишень имеет конечную толщину, то и разброс по скорости также велик. Таким частицам отвечает широкий диапазон значений $H\rho$. После прохождения магнитной фокусирующей системы они будут рассеяны практически по всей фокальной плоскости. Картина становится совершенно иной, если магнитная система заполняется газом при небольшом давлении.

Рассмотрим сначала движение частицы с постоянной скоростью. За счет процессов потери и подхвата электрона во время соударений с молекулами газа заряд иона непрерывно меняется, флуктуируя около равновесного значения e_0 . В результате ион будет двигаться по траектории, которая определяется усредненным по пути в магнитном поле зарядом \bar{e} . Ясно, что среднее по всем частицам значение этого заряда совпадает с равновесным: $\bar{e} = e_0$. Пусть распределение заряда ионов, движущихся в газе, имеет Гауссову форму с максимумом при равновесном заряде и полушириной Δe_0 . Из статистики следует, что усредненный по "N" перезарядным соударением заряд также будет иметь нормальное распределение с полушириной

$$\frac{\Delta e}{\bar{e}} = \frac{1}{k\sqrt{N}} \frac{\Delta e_0}{e_0} = \text{const} \frac{\Delta e_0}{e_0} \frac{1}{\sqrt{p}}, \quad (1)$$

где $N = \sigma N_a$, σ - сечение перезарядки, N_a - число молекул на пути частицы в магнитном поле, p - давление газа. Фактор "k" - меньше единицы. Он был бы равен единице, если бы после каждого соударения реализовалось равновесное распределение заряда. Таким образом, процесс многократной перезарядки приводит к эффективной фокусировке по заряду. Статистические флуктуации в этом процессе являются одним из главных факторов, определяющих разрешение газонаполненного сепаратора.

Эту компоненту разрешения можно записать следующим образом:

$$\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho} \right)_{st} \approx \frac{\Delta e}{\bar{e}} \approx \frac{1}{\sqrt{p}} \frac{\Delta e_0}{e_0}. \quad (2)$$

Рассмотрим теперь, к чему приведет начальная дисперсия ионов по энергии. Для иона со скоростью v , согласно Бору и Линдхарду [8], равновесный заряд равен

$$e_0 = Z^{1/3} \frac{v}{v_0}, \quad (3)$$

где Z - заряд ядра, v_0 - скорость электрона в атоме водорода. Для такой частицы магнитная жесткость равна

$$H\rho = \frac{Mvc}{e_0} = c v_0 \frac{M}{Z^{1/3}}. \quad (4)$$

Таким образом, если (3) справедливо, то $H\rho$ равновесной частицы определяется только массой и зарядом ядра. Это означает, что начальный разброс скорости не должен приводить к дополнительному разбросу $H\rho$ при движении в газонаполненном сепараторе.

Важным фактором, влияющим на разрешение, является многократное рассеяние ионов на молекулах газа наполнителя. Среднеквадратичный угол отклонения при прохождении частицей (Z_1, M_1) с энергией E слоя газа (Z_2, M_2) толщиной d равен:

$$\overline{\alpha^2} = \text{const } p \left(\frac{Z_1 Z_2}{E} \right)^2 \left(2 \ln \frac{EM_2}{M_1 Z_1 Z_2^{4/3}} - 1 \right) d.$$

Многократное рассеяние приведет к размытию изображения в фокальной плоскости. Этой компоненте отвечает

$$\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho} \right)_{m.s.} \approx \frac{2}{\sqrt{3}D} \left(L_1^2 \beta^2 \overline{\alpha^2} (L_1) + L_2^2 \overline{\alpha^2} (L_2) \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где L_1 - расстояние от мишени до средней точки магнитной траектории, L_2 - расстояние от этой точки до фокуса, β - коэффициент горизонталь-

ного увеличения, $\alpha(L_1)$ и $\alpha(L_2)$ - углы многократного рассеяния после прохождения расстояний L_1 и L_2 , D - дисперсия системы ^{x)}. Помимо статистики перезарядок и многократного рассеяния на разрешение БЭМС будут также влиять параметры магнитно-оптической системы (стабильность магнитного поля, абберации, конечные размеры источника). Однако процессы, происходящие при движении иона через газ, являются определяющими.

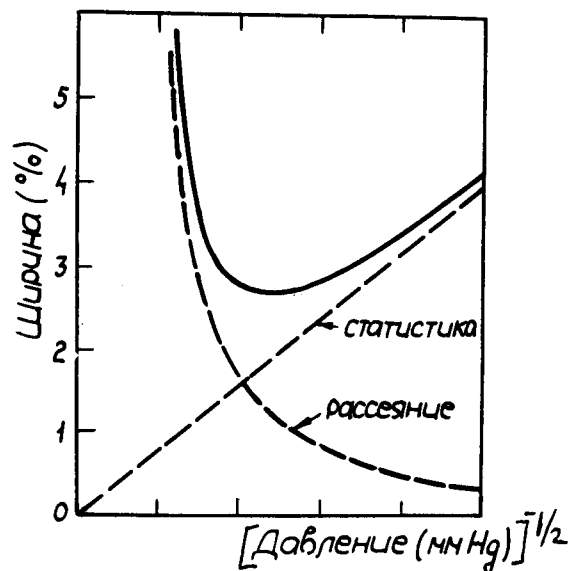


Рис.1. Расчетная зависимость разрешения $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$ газонаполненного сепаратора от давления гелия ^{/2/}.

На рис. 1, взятом из ^{/2/}, приведена расчетная зависимость разрешения $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$ от давления. Расчет сделан для некоторой конкретной системы, причем газ-наполнитель (гелий) находится только в области магнитного поля. Отдельно показано, как ведут себя главные компоненты разрешения. Поскольку они имеют противоположные зависимости от давления, суммарное разрешение имеет минимум при некотором давлении.

^{x)} Соотношение (5) получено аналогично тому, как это сделано в работе ^{/3/} для симметричной магнитной системы.

Положение минимума, а также оптимальное разрешение определяются энергией, массой иона, сортом газа, геометрией магнитной системы. Что касается последнего обстоятельства, то ясно, что разрешение зависит от соотношения между длиной пути в магнитном поле и выходным плечом.

Свойства газонаполненного масс-сепаратора были подробно изучены Фулмером и Коэном ^{/1-2/} и Армбрустером ^{/3-4/} на осколках деления. В качестве наполнителей исследовались H_2 , He , воздух, Ar . Было показано, что лучшее разрешение получается с гелиевым наполнителем ($\approx 3\%$ для ^{97}Zr и $\approx 5\%$ для ^{131}I в работе ^{/2/}). Экспериментально изучена зависимость заряда от атомного номера иона, скорости, давления и сорта газа. Показано, что соотношение (1) справедливо только в качестве первого приближения. При анализе данных по среднему заряду в этих работах используется вместо (3) следующее выражение

$$e_0 = \gamma Z^n \left(\frac{v}{v_0}\right)^{1+x} \quad (6)$$

Отсюда получается

$$H\rho = \left(\frac{v}{v_0}\right)^{-x} \frac{Mc v_0}{\gamma Z^n} \quad (7)$$

Величина γ зависит от сорта и давления газа, а n и x - дополнительно от типа осколка. Фулмер и Коэн получили в случае ^{97}Zr и гелиевого наполнителя значения $x = 0,055; 0,024$ и $0,017$ для давлений 5,8, 10 торр соответственно. Зависимость x от давления обсуждается ниже. Для воздушного заполнителя тяжелой группы осколков Армбрустер ^{/3/} получил $x = -0,24 \pm 0,1$. Отклонение от линейности в зависимости e_0 от v приводит к ухудшению разрешения при наличии дисперсии по скорости. Эта компонента разрешения равна

$$\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho}\right)_v = x \frac{\Delta v}{v} \quad (8)$$

Таким образом, суммарное разрешение имеет вид:

$$\frac{\Delta H\rho}{H\rho} \approx \left[\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho}\right)_{st.}^2 + \left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho}\right)_{m.s.}^2 + \left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho}\right)_v^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

3. Магнитно-оптическая система БЭМС

Подробное описание магнитно-оптической системы БЭМС дано в /9/. Здесь мы только кратко перечислим основные характеристики. Прибор был изготовлен на базе типового магнита СП-57А. Общий вид его показан на рис. 2. Это секторный спектрометр с однородным полем с двойной фокусировкой. Вертикальная фокусировка осуществляется с помощью рассеянного поля на входной и выходной границах магнита. Для формирования спада поля на границах используются специальные магнитные экраны. Для обеспечения максимальной светосилы входная и выходная границы полюсных наконечников сделаны круговыми. В месте источника системы помещается мишень, облучаемая многозарядными ионами, выведенными из циклотрона У-300. Пучок попадает в вакуумную систему сепаратора через окно, уплотненное алюминиевой фольгой толщиной 5 мк. Расстояние между мишенью и входной границей - 122 см. Радиус основной частицы в магнитном поле - 80 см, угол поворота 60° . Для увеличения вертикального входного угла камера была изготовлена так, что магнитные полюса являются ее верхней и нижней крышками, таким образом, весь магнитный зазор (10 см) является рабочим. Вертикальный входной угол $\pm 2^\circ$, полная светосила - около $1,4 \cdot 10^{-2}$ стеррад.

Основные измерения оптических свойств прибора были проведены с α -частицами ^{244}Cm (двухзарядными и однозарядными). Альфа-частицы регистрировались поверхностно-барьерным детектором, который совершал периодическое движение перпендикулярно оси выходного патрубка в районе фокальной плоскости (горизонтально, либо вертикально). Имелась специальная схема, которая позволяла записывать на многоканальном анализаторе зависимость числа отсчетов от координаты детектора /9/. В измерениях с α -частицами было получено, что коэффициент горизонтального увеличения - 0,78, вертикального - 2,7, дисперсия $18,5 \text{ мм}/\% \text{ Нр}$. Для калибровки сепаратора по Нр (зависимость Нр от тока в магните) использовались α -частицы и ионы (^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar) с различными зарядами и энергиями.

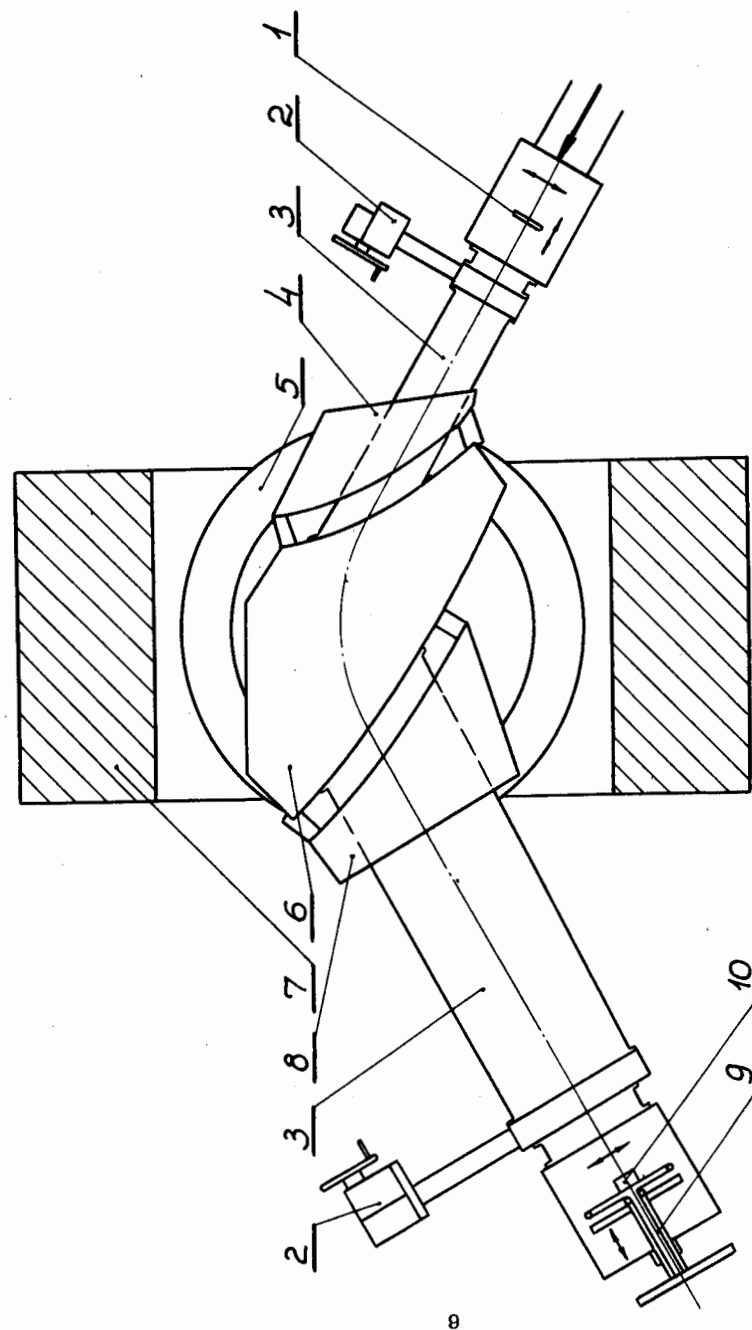


Рис.2. Общий вид БЭМС. 1 - мишень, 2 - серебряный магнит, 3 - входной экран, 4 - входной магнит, 5 - катушка магнита, 6 - камера, 7 - магнит, 8 - выходной экран, 9 - сканирующее устройство, 10 - детектор заряженных частиц.

4. Характеристики газонаполненного сепаратора на пучке тяжелых ионов

4.1. Разрешение

Разрешение сепаратора ($\frac{\Delta H_p}{H_p}$) подробно изучалось с помощью радиоактивного изотопа ^{108}Ag , который получался при облучении ^{68}Zn (1,7 мг/см, размер 10x10 мм) ионами $^{40}\text{Ar}^{+8}$ с энергией около 185 мэв (реакции $^{68}\text{Zn} (^{40}\text{Ar}, p4n) ^{108}\text{Ag}$ и $^{68}\text{Zn} (^{40}\text{Ar}, 5n) ^{108}\text{Cd} \rightarrow ^{108}\text{Ag}$). По оценке энергия ионов ^{108}Ag , вылетающих из мишени, распределена в диапазоне от ≈ 65 до 20 мэв (за счет торможения в мишени). Для собиранья ^{108}Ag в фокальной плоскости сепаратора помещалась алюминиевая фольга. После экспозиции сборник разрезался на вертикальные полоски, которые обсчитывались на Ge-Li спектрометре. ^{108}Ag идентифицировался по периоду полураспада (≈ 66 мин) и энергии γ -переходов. На рис.3 показано распределение ядер ^{108}Ag в фокальной плоскости после пересчета координаты в значение H_p . При этом вакуумная система сепаратора была заполнена гелием при давлении, близком к оптимальному.

На рис. 4а показано разрешение по H_p для ^{108}Ag в функции давления гелия. Кривая имеет типичную форму, которая отражает влияние основных факторов, определяющих разрешение: статистики перезарядок и многократного рассеяния. Резкое ухудшение разрешения с ростом давления от оптимального значения вызвано многократным рассеянием. Зависимость от давления здесь более сильная, чем следует из (5). Это, очевидно, объясняется тем, что с увеличением давления снижается средняя энергия иона в сепараторе; это приводит к дополнительному увеличению $\overline{a^2}$. При снижении давления от оптимального значения разрешение также ухудшается в соответствии с уменьшением числа перезарядных соударений. При оптимальном давлении разрешение - 3-3,5%.

На рис. 4б приведены данные для воздушного заполнения. Наилучшее разрешение здесь около 5%. Величина оптимального давления примерно в 7 раз меньше, чем для гелия. Это изменение вызвано, с одной стороны, увеличением сечения перезарядки, с другой - возрастанием среднего угла многократного рассеяния (при фиксированном давлении) при переходе к воздуху.

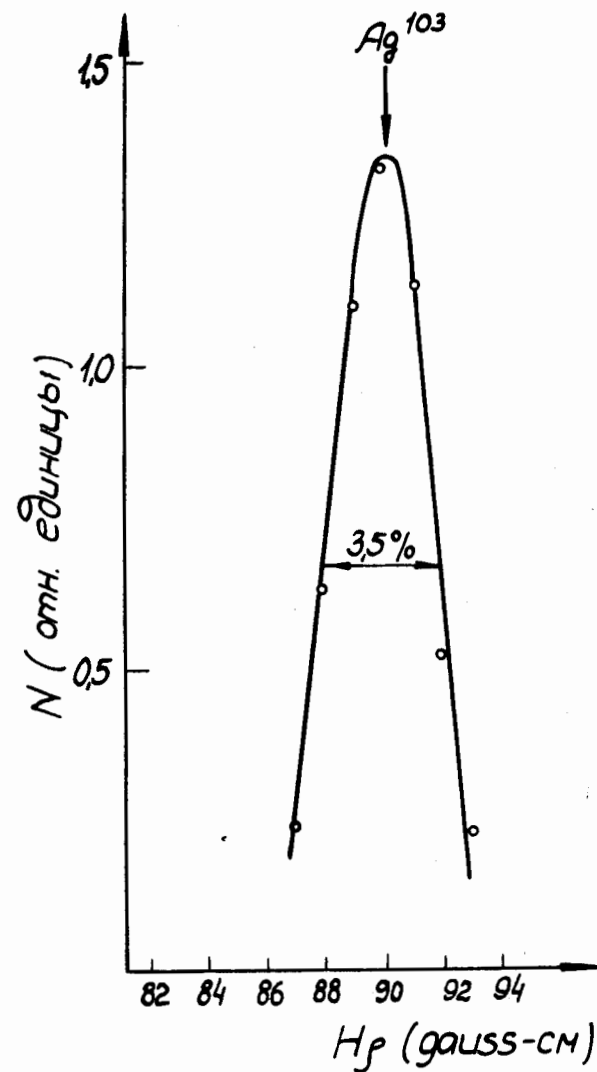


Рис.3. Распределение активности ^{108}Ag в фокальной плоскости БЭМС, заполнитель He, $p = 2,7$ торр.

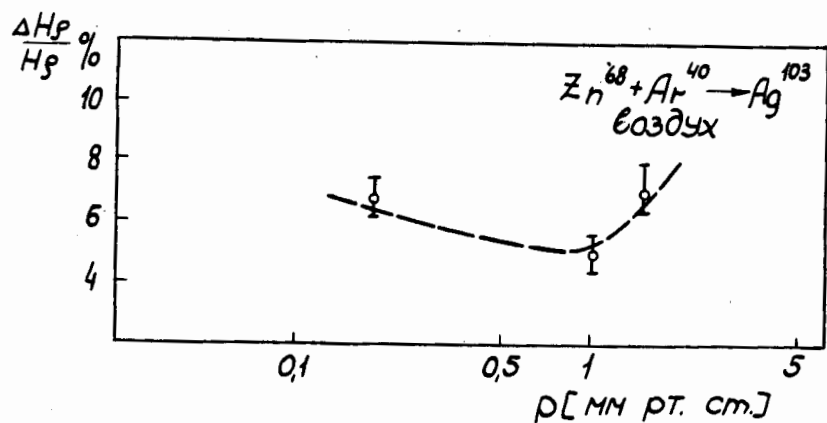
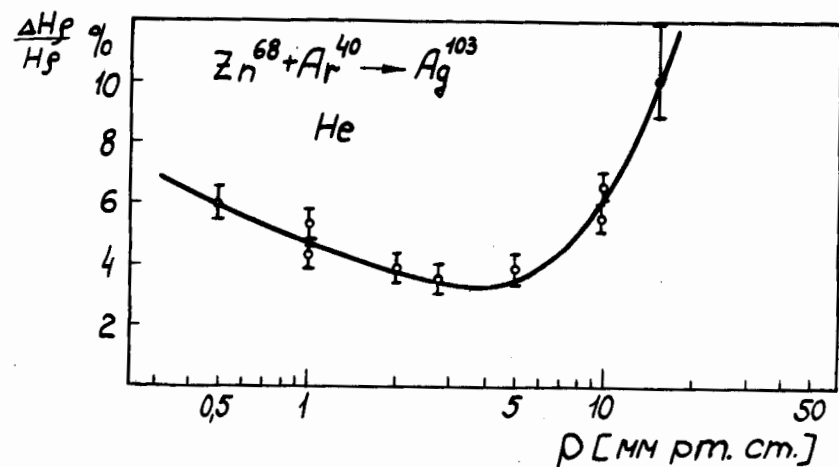


Рис.4. а) Разрешение сепаратора для ионов ^{103}Ag в функции давления гелиевого заполнения; б) то же для воздушного заполнения.

Были проделаны некоторые измерения с ионами ^{182}Xe . Этот изотоп ускорялся циклотроном в виде девятизарядного иона на третьей гармонике до энергии 150 мэв. После прохождения вакуумного окна сепаратора (5 мк Al) и золотого рассеивателя ($\approx 0,3$ мкг/см²) энергия ^{182}Xe снижалась до ≈ 50 мэв. Использовались два коллиматора: до рассеивателя пучок ограничивался по размеру до 1,5 x 15 мм (высота), после рассеивателя выделялся диапазон углов от 2 до 3°. В фокальной плоскости ионы ^{182}Xe регистрировались сканирующим устройством с поверхностно-барьерным детектором.

На рис. 5 приведена зависимость полуширины пучка ^{182}Xe по $H\rho$ от давления He. Разрешение в оптимуме $\approx 2,5\%$. Улучшение разрешения по сравнению с тем, что получено для ^{103}Ag , по-видимому, связано со следующими обстоятельствами: во-первых, на "мягкой" части спектра ^{103}Ag сильнее сказывается многократное рассеяние; во-вторых, практическая монохроматичность ^{182}Xe по скорости полностью исключает вклад в разрешение члена (8).

4.2. Эффективность

Полная эффективность БЭМС определялась как отношение активности, собранной на фокальной плоскости, к тому, что вылетало из мишени. В этих опытах вертикальный размер сборника был 80 мм. Ясно, что эффективность зависит не только от светосилы прибора, но и от углового распределения атомов отдачи. Известно, что продукты реакций полного слияния с тяжелыми ионами летят преимущественно в направлении пучка $/10/$. По нашим оценкам, в случае тонкой мишени ($\approx 0,2$ мг/см²) во входной телесный угол сепаратора должно попадать около 25% образующихся ядер. Эта цифра является верхней границей эффективности.

На рис. 6а приведены результаты измерения эффективности БЭМСа для атомов отдачи ^{103}Ag в функции давления гелия для мишени толщиной 1,7 мг/см². Кривая имеет плато в области малых давлений и спад для давлений, превышающих оптимальное. Этот спад вызван размытием "изображения" за счет многократного рассеяния и попаданием атомов отдачи на верхнюю и нижнюю стенки камеры и выходного патрубка. Ана-

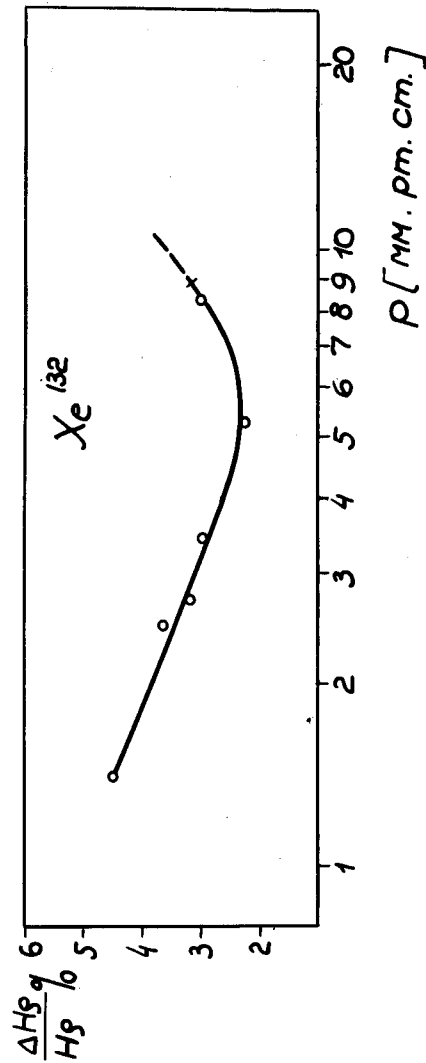


Рис.5. Разрешение сепаратора для ^{132}Xe (≈ 50 мэв) в функции давления He. Пучок ^{132}Xe коллимирован.

логичный вид имеет и зависимость эффективности от давления для воздушного заполнения (рис. 6б).

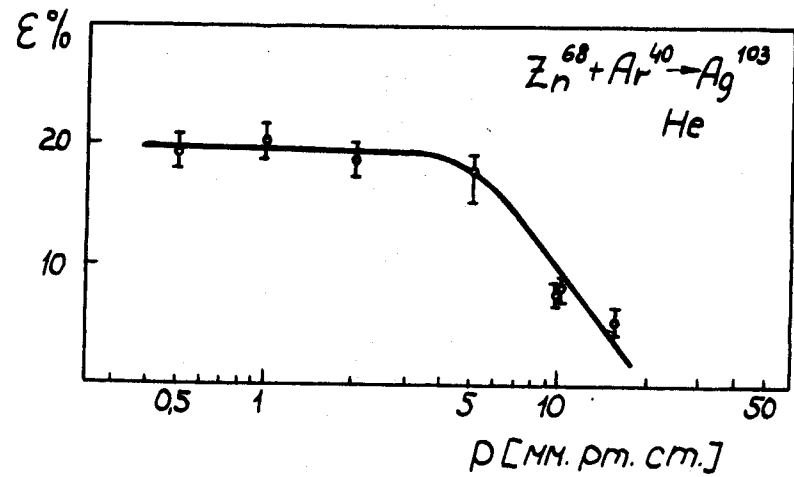
Была исследована также зависимость эффективности и разрешения от толщины мишени. Это важно для выбора оптимальной толщины мишени при исследовании продуктов реакций с малым выходом. Соответствующие результаты представлены на рис. 7 для ^{103}Ag (для гелиевого заполнителя при давлении 2,7 мм рт.ст.). С увеличением толщины эффективность падает из-за двух причин: во-первых, с увеличением толщины мишени угловое распределение уширяется (из-за рассеяния в мишени); во-вторых, атомы отдачи, выходящие из глубоких слоев мишени, имеют пониженную энергию и частично теряются за счет многократного рассеяния в газе. Оптимальная толщина мишени для реакций с аргоном (≈ 200 мэв) равна ≈ 2 мг/см².

Изменение разрешения с увеличением толщины может быть понято, если принять во внимание вклад члена (8) и учесть некоторое "обрезание" по скорости за счет поглощения атомов отдачи в газе и пониженную эффективность доведения до фокальной плоскости медленных ионов (из-за рассеяния).

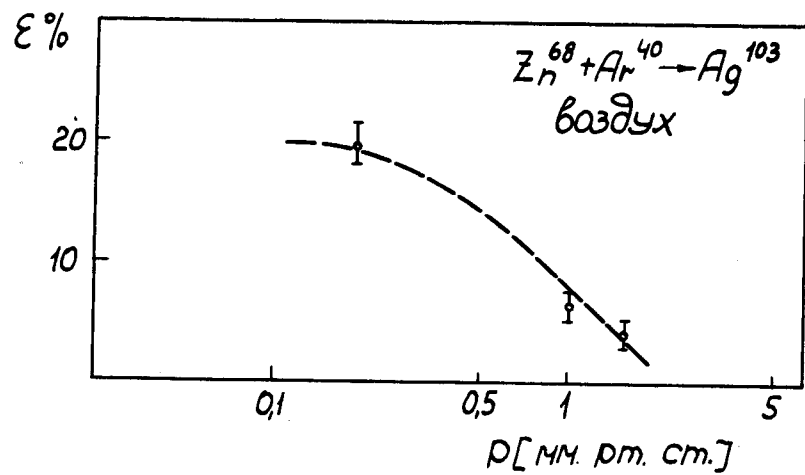
Нами оценивалась также эффективность сбора на фокальную плоскость α -активного изотопа ^{149}Tb , получившегося в реакции $\text{Cd} + ^{40}\text{Ar}$. Для случая воздушного заполнения получено $\epsilon = 5-6\%$. Понижение эффективности по сравнению с ^{103}Ag , по-видимому, связано с многократным рассеянием, которое здесь более существенно из-за меньшей средней энергии и большего Z ионов.

4.3. Зависимость равновесного заряда от скорости

Выше уже отмечалось, что имеется отклонение от линейности в зависимости равновесного заряда ионов от скорости. В работе [1] предложено соотношение (6) для равновесного заряда. Нами были предприняты измерения для оценки величины x в практически важном для нас диапазоне давлений. Измерения проводились с пучком ^{84}Kr . Ионы $^{84}\text{Kr}^{+6}$ ускорялись в циклотроне до энергии ≈ 100 мэв. После прохождения вакуумного окна ионы рассеивались на тонкой золотой фольге и входили

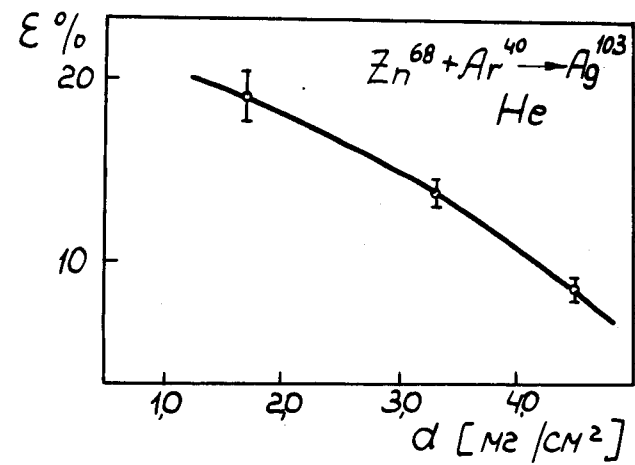


a)

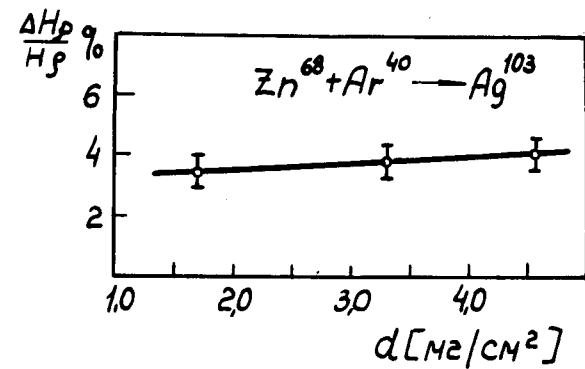


б)

Рис.6. а) Эффективность сепаратора для атомов отдачи ^{103}Ag в случае гелиевого заполнения в функции давления; б) то же для воздушного заполнения.



a)



б)

Рис.7. Влияние толщины на параметры БЭМС: а) зависимость эффективности от толщины мишени. Наполнитель He, $p = 2,5$ торр. б) Разрешение для ^{103}Ag , наполнитель He, $p = 2,5$ торр.

в сепаратор под углами $> 2^\circ$. На выходе они регистрировались сканирующим устройством с поверхностно-барьерным детектором. Определялись значения $N\rho$ для ионов с различной энергией. Для изменения энергии использовались поглотители из органической пленки. Величина χ находилась по соотношению, вытекающему из (7)

$$\chi = -2 \frac{\ln(N\rho)_1 - \ln(N\rho)_2}{\ln(E_1/E_2)}$$

В случае гелиевого заполнителя для $p = 5,4$ торр, $E_1 \cong 55$ мэв, $E_2 \cong 33$ мэв (в центре камеры) получено $\chi = 0,030 \pm 0,015$. Для давления 2,7 торр, $E_1 \cong 87$ мэв, $E_2 \cong 61$ мэв получено $\chi = 0,070 \pm 0,035$.

Для воздушного заполнения в случае $p = 0,35$ торр $E \cong 61$ мэв, $E \cong 39$ мэв получено $\chi = -0,037 \pm 0,019$. Для давления 0,7 торр и $E_1 \cong 85$ мэв, $E_2 \cong 37$ мэв оказалось $\chi = -0,075 \pm 0,038$. Таким образом, значения χ для гелия и воздуха сравнимы, однако знаки и характер зависимости от давления противоположны.

Фулмер и Коэн /1/ предположили, что значение χ в случае He определяется эффектом давления в равновесном заряде. Он заключается в том, что с повышением давления средний заряд при данной скорости слегка растет. Эффект этот был обнаружен Лассеном /11/ при измерении равновесного заряда осколков и объяснен Бором и Линдхардом. Рост равновесного заряда с давлением связан с вкладом возбужденных состояний в процесс потери электронов. При малых давлениях время между соударениями больше времени высвечивания возбужденных состояний, поэтому равновесный заряд определяется сечением потери электрона из основного состояния. С ростом давления возбужденные ионы не успевают высветиться между соударениями и электроны из возбужденных состояний легко срываются. Это приводит к увеличению сечения потери и к росту равновесного заряда. Ясно, что эффект давления будет различным при различных скоростях иона: с увеличением скорости он возрастает. Это приведет к отклонению от линейности в зависимости равновесного заряда от скорости. С увеличением давления это отклонение должно уменьшаться, т.к. эффект давления приближается к насыщению.

При движении иона в воздухе по каким-то "внутренним" причинам значение χ отрицательное. Поскольку эффект давления приводит к противоположному отклонению от линейности в $e = f(v)$, суммарное значение χ для воздуха должно расти (по абсолютной величине) с увеличением давления.

Полученное значение χ мы использовали для оценки компоненты $(\frac{\Delta N\rho}{N\rho})_v$ в разрешении для ^{103}Ag , вылетающего из мишени толщиной $1,7 \text{ мг/см}^2$. Эта величина оказывается $\approx 2\%$ при оптимальном давлении.

4.4. Влияние степени чистоты газа на характеристики БЭМСа

В качестве наполнителя исследовалась смесь гелия и воздуха. Цель этих измерений была двойная. Во-первых, важно знать, как влияет примесь воздуха к гелию на разрешение и значение $N\rho$. Это определит требования к вакуумной системе сепаратора. Во-вторых, варьируя смесь, можно плавно менять значения $N\rho$ для данного атома отдачи. Это позволит добиться наилучшего отделения нужного изотопа от пучка бомбардирующих частиц.

Измерения проводились с ^{103}Ag и ^{132}Xe . На рис. 8 приведено $N\rho$ в функции процентного состава смеси при фиксированном давлении 2,7 торр. При изменении смеси от чистого гелия до воздуха $N\rho$ плавно меняется. Полное изменение составляет $\approx 19\%$. Это согласуется с различием равновесных зарядов в гелии и воздухе, измеренным для осколков (с учетом эффекта давления) /1/. Следует отметить, что равновесный заряд оказывается очень чувствительным к степени чистоты He. Примесь воздуха в 1% меняет $N\rho$ на 1%.

На рис. 9 показано разрешение для ^{103}Ag и ^{132}Xe в зависимости от состава смеси ($p = 2,7$ торр). Примесь воздуха до 10% практически не ухудшает разрешения.

4.5. Калибровка БЭМС (зависимость $N\rho$ от A и Z)

На основании теории Бора-Линдхарда можно ожидать зависимость магнитной жесткости от массового числа и порядкового номера, давае-

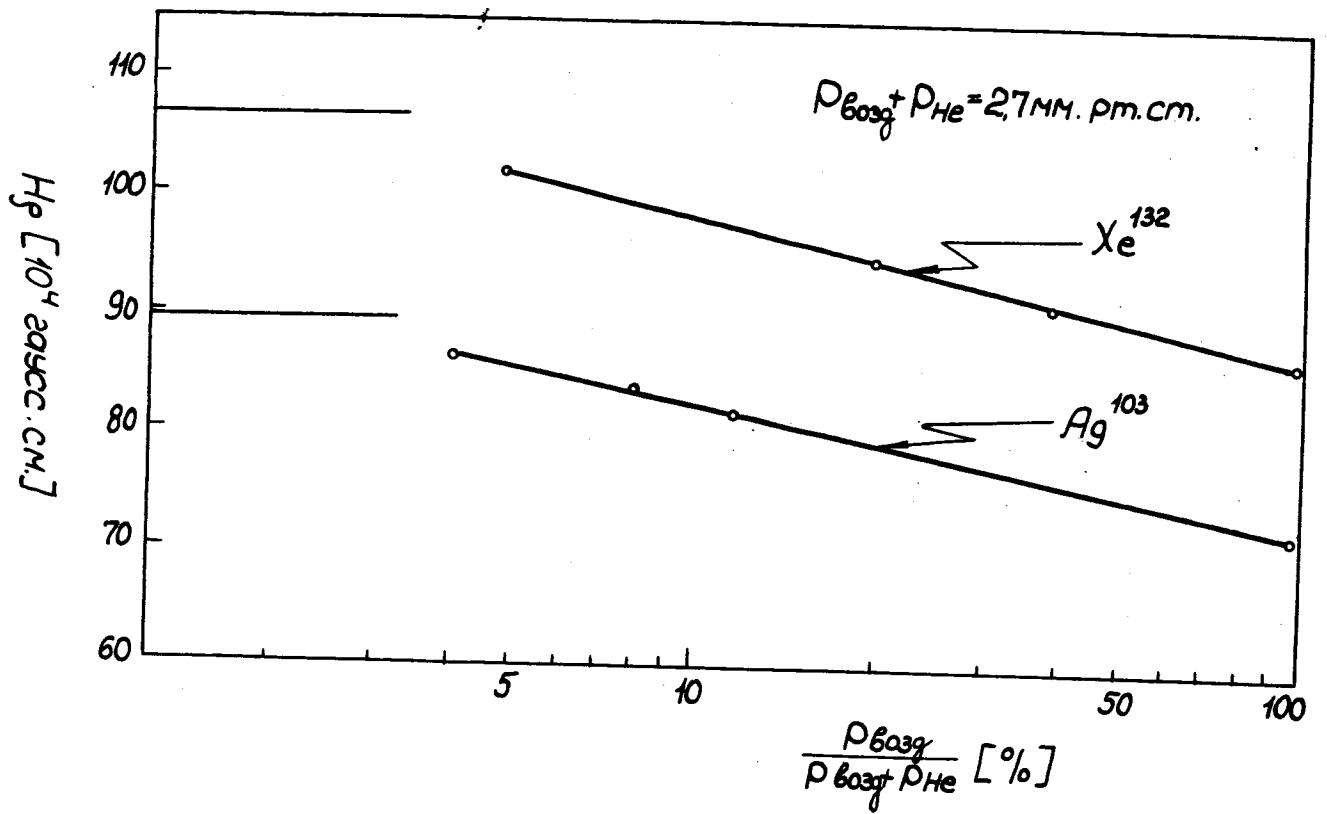


Рис.8. Зависимость $H\rho$ от процентного состава смеси He + воздух.

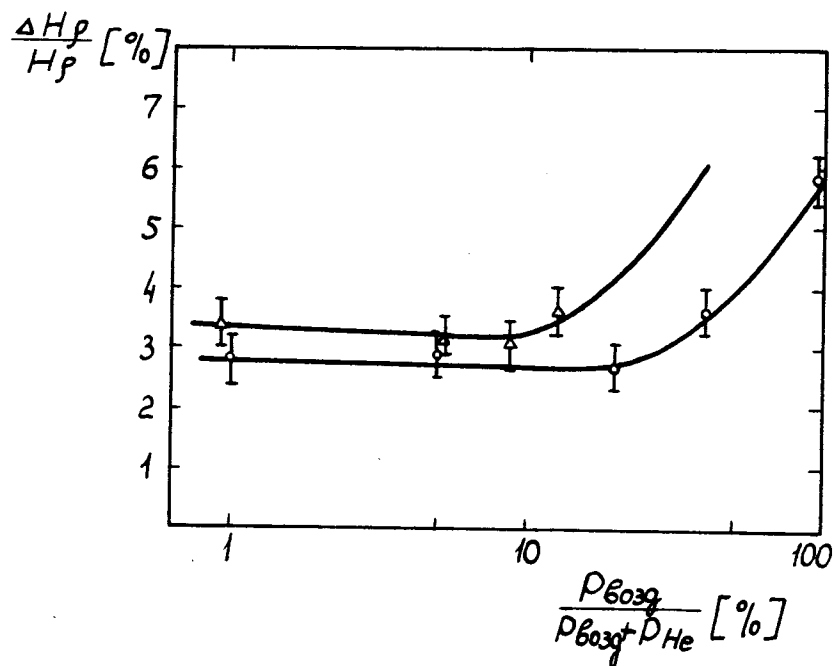


Рис.9. Разрешение БЭМС для ^{103}Ag и ^{132}Xe в функции процентного состава смеси He + воздух ($p = 2,7$ торр).

мую формулой (4). Фулмер и Коэн ^{12/} установили, что эта формула может рассматриваться только в качестве грубого приближения. Первое отклонение связано с нелинейной зависимостью равновесного заряда от скорости. Второе касается зависимости равновесного заряда от порядкового номера иона. Фулмер и Коэн получили для величины n (7) значение $\approx 0,3$, сравнивая N_p для ^{91}Sr и ^{97}Zr . При более значительном изменении Z (переход от $A=94$ к $A=133$) получено $n \approx 0,5$. Эти измерения были проведены для гелиевого заполнения. Мы провели измерения N_p для ионов в диапазоне масс от 84 до 149 для гелиевого и воздушного заполнителей. Наши результаты подтверждают вывод о неправомерности $e_0 \approx Z^{1/3}$. Однако и зависимость $e_0 \approx Z^{1/2}$ также не описывает эксперимента в широком диапазоне A .

На рис. 10 приведены экспериментальные данные относительно значений N_p для различных ионов. Во всех случаях гелиевого заполнения давление было 2,7 мм рт.ст., воздушного - 0,35 мм рт.ст. В этих измерениях мы воспользовались радиоактивными ядрами ^{90}Mo , ^{103}Ag , ^{125}Cs и ^{149}Tb , которые получались при облучении мишеней из Fe , ^{68}Zn , Zr и Cd ^{x)} ионами ^{40}Ar (185 мэв). Изотоп ^{110}Sn возникал при облучении Nb (1 мг/см^2) пучком ^{22}Ne (≈ 120 мэв). Все изотопы, за исключением Tb , идентифицировались по энергии γ -лучей, измеряемой Ge-Li спектрометром, и периоду полураспада. Изотоп ^{149}Tb идентифицировался по α -излучению и периоду полураспада. Этот изотоп образовывался в результате K -захвата ^{149}Dy , вероятность его прямого образования в реакции мала ^{12/}.

Для того чтобы выявить зависимость N_p от Z экспериментальные данные были отложены в координатах $\lg \frac{N_p}{A}$ и $\lg Z$. Рис. 11 относится к случаю гелиевого заполнителя при давлении 2,7 торр. Неопределенность по Z в районе экспериментальных точек связана с тем, что регистрируемые ядра могут образовываться не только прямо в реакции, но и за счет β^+ -распада изотопов с большим Z . Отметим, что в случае ^{90}Mo вклад изотопа ^{90}Ru , по-видимому, невелик. В

^{x)} Толщины мишеней составляли 3,0; 1,7; 1,5; и 1,7 $\text{мг}\cdot\text{см}^{-2}$ соответственно.

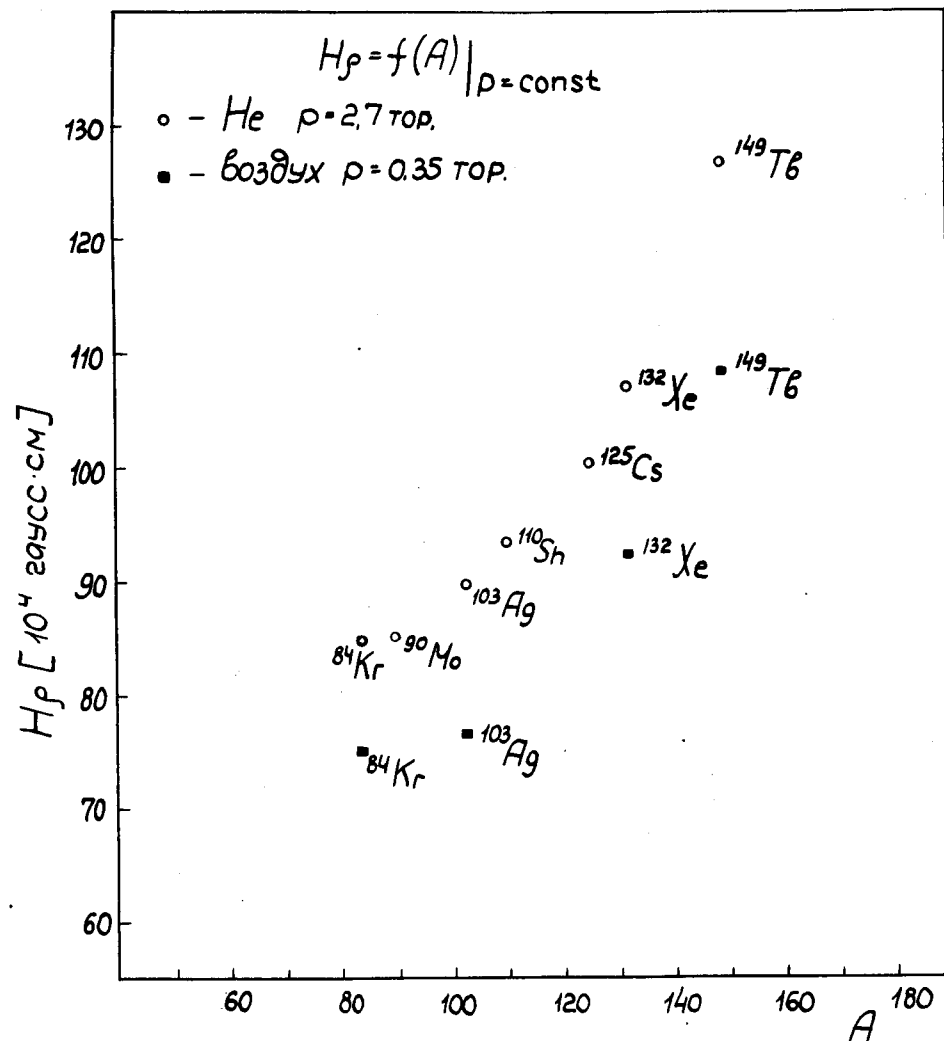


Рис.10. Калибровка БЭМС. Зависимость N_p от A для гелиевого заполнения ($p = 2,7$ торр, верхний ряд точек) и воздушного ($p = 0,35$ торр).

диапазоне от ^{84}Kr до ^{132}Xe точки лежат около прямой, отвечающей $n = 0,53$ (формула 7). Однако значение n для ^{149}Dy резко отходит от этой линии (n на 15%).

Эта аномалия повторяется и для воздушного заполнения (рис. 12). Точки для ^{84}Kr , ^{103}Ag , ^{132}Xe лежат около прямой, соответствующей $n \approx 0,6$. Значение для ^{149}Dy отходит от прямой на $\approx 16\%$.

Для исследования этой аномалии было получено еще несколько точек в области редких земель. Ионами аргона с энергией (180-190) мэв облучались мишени ^{94}Zr , Rh , Ag , Sb x). Ядра-продукты реакций регистрировались в фокальной плоскости слюдяными детекторами. После экспозиции слюда определенным образом обрабатывалась (отжиг, травление плавиковой кислотой /13/), в результате чего проявлялись только треки осколочного типа. В качестве фонового опыта алюминиевая мишень облучалась аргоном. Таким образом было установлено, что атомы отдачи, вылетающие из "рабочих" мишеней, четко отделяются от фона. Можно полагать, что в этой области ядер основной выход реакций, протекающих через составное ядро, связан с испарением только нейтронов, либо нейтронов и одного протона. Это приводит к неопределенности Z продукта равной $\pm 0,5$. Центр тяжести в распределении массового числа должен соответствовать испарению 4-5 нуклонов /14/. Точность такой оценки A не хуже ± 1 . На основании этого максимумы распределения треков при облучении указанных мишеней были отнесены соответственно к изотопам $^{129-137}\text{La-Ce}$, $^{138-139}\text{Sm-Eu}$, $^{142-144}\text{Gd-Tb}$, $^{157-159}\text{Tm-Er}$. Для проверки метода с помощью слюдяных детекторов в фокальной плоскости регистрировались продукты реакции $^{68}\text{Zn} + ^{40}\text{Ar}$. Максимум распределения треков приходится на значение n , отличающееся от полученного для ^{103}Ag не более, чем на 1%.

Результаты опытов со слюдяными детекторами подтверждают аномалию в области редких земель: равновесные заряды здесь меньше, чем это следует из экстраполяции данных для более легких ионов. Известно, что при переходе к редким землям начинает заполняться глуболежащая 4f оболочка. Это, по-видимому, приводит к уменьшению сече-

x) Толщины мишеней 1,7; 2,2; 3; 0,9 мг·см⁻² соответственно.

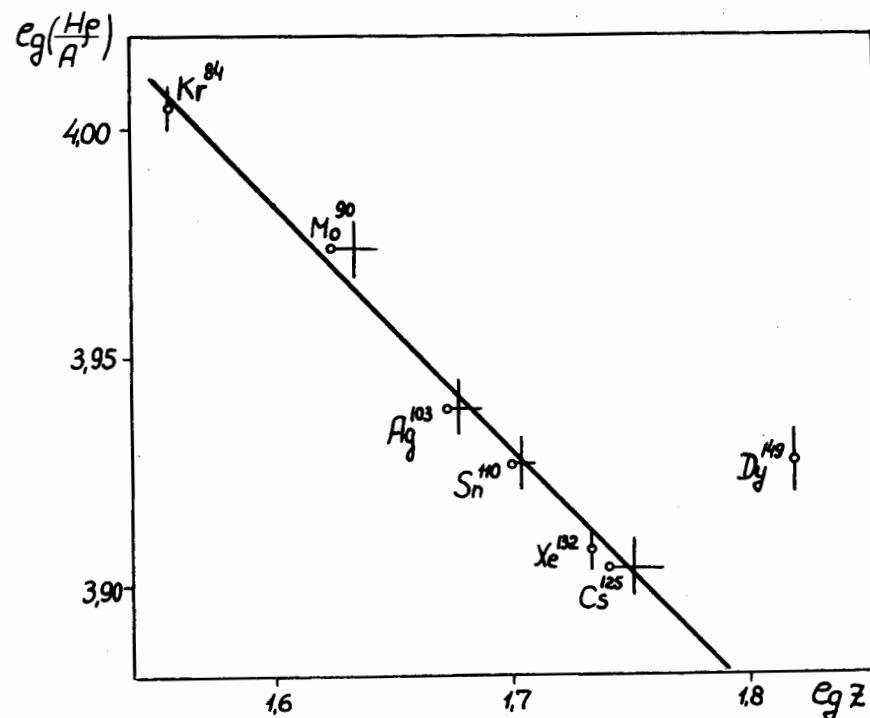


Рис.11. Зависимость n/A от Z , гелиевое заполнение, $p = 2,7$ торр.

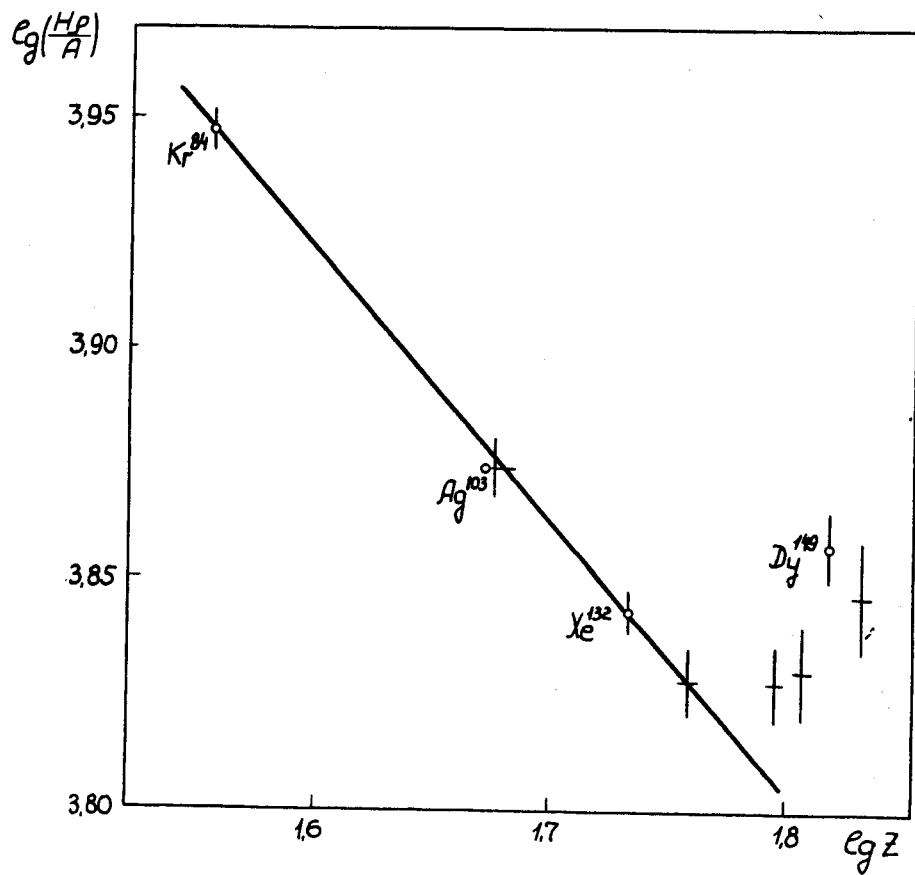


Рис.12. Зависимость Hp/A от Z , воздушное заполнение, $p = 0,35$ торр.
Точки без символов получены со слюдяными детекторами ядер
отдачи и относятся (в порядке возрастания Z) к $^{129-130}$ (La-Ce),
 $^{135-139}$ (Sm-Eu), $^{142-144}$ (Gd-Tb), $^{147-159}$ (Tm-Er).

ния потери электрона σ_e для данного значения ионного заряда. С другой стороны, равновесному заряду отвечает равенство сечений потери и захвата электрона (σ_c). Поскольку $\sigma_c \approx e_0^3$, уменьшение σ_1 приводит к смещению равновесия в сторону меньших значений заряда.

Авторы благодарны академику Г.Н. Флерову за интерес к работе, а также Н. Шадиной и В.П. Перельгину за помощь в опытах со слюдяными детекторами.

Л и т е р а т у р а

1. C.V.Fulmer, B.L.Cohen. *Phys. Rev.*, **109**, 94 (1958).
2. B.L.Cohen, C.V.Fulmer. *Nucl. Phys.*, **6**, 547 (1958).
3. P.Armbruster. *Nucleonik*, **3**, 188 (1961).
4. P.Armbruster, D.Hovestadt, H.Meister, H.J.Specht. *Nucl. Phys.*, **54**, 586 (1964).
5. E.Roedel, J.Eidens and P.Armbruster. *Zeit.für Phys.* **220**,101(1969).
6. P.Armbruster, J.Eidens, E.Roedel. *Arkiv för Fysik*, **B36**, N37,293 (1967).
7. N.Steiger. *Proc. of 3- Conf. on Reactions Between Compl. Nuclei*, Asilomar, USA, 1963, Univers. of California Press, 1963, p. 407.
8. N.Bohr, J.Lindhard. *Dan. Mat. Fys. Medd*, **28**, n.7 (1954).
9. В.А. Карнаухов, Л. Рубинская, Г. Тер-Акопьян, В.Титов, В.А. Чугреев. Препринт ОИЯИ Р13-4454, Дубна 1969.
10. G.Simonoff, J.M.Alexander. *Phys. Rev.*, **133**, B104 (1964).
В.А. Друин, С.А. Карамян, Ю.Ц. Оганесян. Препринт ОИЯИ 1670, Дубна 1964.
11. N.O.Lassen. *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **26**, N5(1951); **26**, N12 (1951).
12. J.M.Alexander, G.Simonoff. *Phys. Rev.*, **130**, 2383 (1963).
13. A.Kapuzsik, V.P.Perelygin, S.Tretiakova, N.H.Shadieva. *Proc. Vth Intern. Conf. on Corpuscular Photography*. Florence (1966). (СЕРУ, Roma, 1966), p.458.
14. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. *ЖЭТФ*, **46** (1969) 1545.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1969 года.