

К-245

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



1249 / 2-74

1/IV-74

P13 - 7657

В.А.Карнаухов, А.В.Демьянов, Д.Д.Богданов,
Г.И.Коваль, Л.А.Петров

МАСС-СЕПАРАТОР БЭМС-2
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P13 - 7657

В.А.Карнаухов, А.В.Демьянов, Д.Д.Богданов,
Г.И.Коваль, Л.А.Петров

МАСС-СЕПАРАТОР (БЭМС-2)
НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

*Направлено в ПТЭ и Nuclear Instruments
and Methods*

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

S u m m a r y

The BEMS-2 on-line isotope separator operated in a heavy ion beam employs a high-temperature surface-ionization ion source. The design features of the ion source together with an external target are described. The recoil effect occurring in heavy ion reactions is used to transport the radioactive isotopes under investigation into the source cavity through a thin, 1.4 μm , tantalum entrance foil. The operational characteristics of the ion source for Cs and Ba isotopes are studied. The average hold-up time of the activity in the ion source, τ , which is determined by the diffusion of recoils from the catcher, is measured. The value of τ depends on the temperature and type of the catcher used. For a tantalum catcher $\tau \approx 1.0$ sec at $T = 2500^\circ\text{C}$ and the value of τ increases with decreasing temperature. In the case of a tungsten catcher, the hold-up time is several times longer. The ion source efficiency for Ba is equal to 30-50%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств изотопов, удаленных от долины β -стабильности, является наиболее интересной задачей современного этапа исследования радиоактивности. Этой проблеме в последние годы был посвящен ряд международных конференций /см., напр., /1//. Два свойства характерны для изотопов всех элементов, удаленных от линии стабильности. Во-первых, по мере увеличения нейтронного дефицита или избытка периоды полураспада падают. Во-вторых, удаление от области стабильности сопровождается уменьшением выхода изотопов при любом способе их получения. Эти особенности определяют два основных требования к аппаратуре для исследования таких изотопов: быстродействие и высокая эффективность. Из первого условия следует, что установка должна работать на пучке частиц.

Если говорить об изотопах с большим нейтронным дефицитом, то основными способами их получения являются реакции, вызываемые тяжелыми ионами, и процесс глубокого расщепления под действием протонов высокой энергии. В последнем случае идентификация изотопов возможна только с помощью масс-сепаратора. Наиболее известный масс-сепаратор на пучке протонов - "ИЗОЛЬ-ДА" - работает в ЦЕРНе /2/. При использовании тяжелых ионов в ряде случаев определение Z и A -изотопов осуществляется по виду функций возбуждения. Однако и здесь использование масс-сепаратора оказывается выгодным, т.к. идентификация ядер по виду функций возбуждения

становится ненадежной в случае малых сечений. С другой стороны, применение сепаратора улучшает фоновые условия измерений.

В литературе описано несколько масс-сепараторов на пучках тяжелых ионов ^{3/}. Все они работают с газоразрядными ионными источниками. Источник такого типа применяется в масс-сепараторе ЭМСНАПТИ, который в ЛЯР ОИЯИ используется для исследования нейтроноизбыточных изотопов легких элементов ^{4/}. В настоящей работе описан новый масс-сепаратор БЭМС-2*, работающий на пучке циклотрона тяжелых ионов У-300. В этом приборе используется высокотемпературный ионный источник с поверхностной ионизацией, причем мишень расположена вне полости источника. Из литературы нам не известен источник такого типа для масс-сепараторов на пучках тяжелых ионов. В работах ^{5-7/} описаны высокотемпературные источники с термоионизацией, работающие "off-line". В этих работах показано, что для 3-4 десятков элементов может быть получена эффективность ионизации от 10 до 80% при использовании вольфрамового ионизатора.

Ниже описывается конструкция ионного источника, основные его особенности и характеристика БЭМС-2 в целом.

2. КОНСТРУКЦИЯ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Схематически ионный источник изображен на рис. 1. Ионизатор выполнен из вольфрама в виде полого цилиндра ^{1/}, открытого со стороны пучка циклотрона. Внутренний диаметр цилиндра 19 мм, длина 20 мм, толщина стенок 1 мм. Входное отверстие ионизатора / ϕ = 19 мм/ закрыто танталовой фольгой ^{4/} толщиной 1,4 мкм. Эта фольга плотно прижимается к ионизатору танталовым кольцом ^{5/}. Для лучшего уплотнения и теплового контакта между фольгой и вольфрамовым ионизатором проложена танталовая шайба толщиной 0,1 мм. Ионизатор

* БЭМС - быстрый электромагнитный сепаратор.

крепится танталовыми винтами через опорный цилиндр ^{6/} к другому танталовому кольцу ^{8/}. Оно через титановую прокладку /для уменьшения теплоотвода/ укреплено на медном держателе, охлаждаемом водой. Опорный цилиндр ^{8/}, сделанный из танталового листа толщиной 0,3 мм, имеет отверстия для уменьшения теплоотвода. К медному держателю крепится кассета с мишенью ^{10/}. Кассета выполнена в виде двух сеток, сделанных путем сверления из медных пластин. Расстояние между мишенью и входной фольгой ионизатора равно 15 мм.

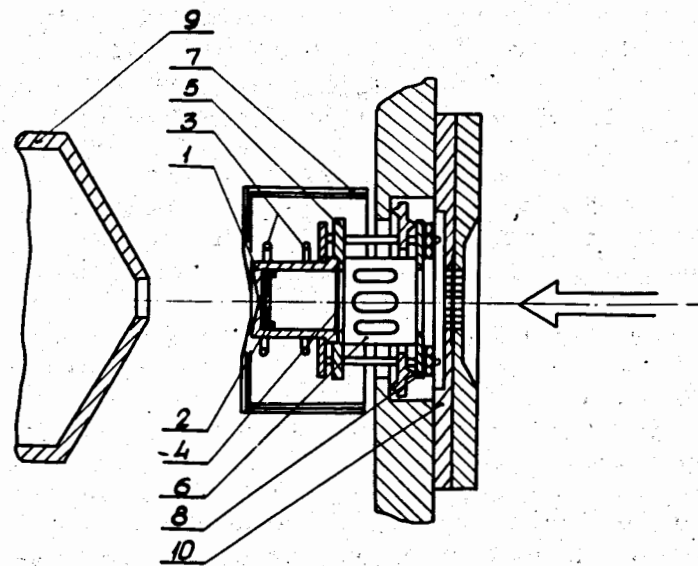


Рис. 1. Конструкция ионного источника с внешней мишенью. 1 - ионизатор из вольфрама; 2 - стопер ядер отдачи, 3 - нити накала, 4 - входная фольга, 5 - танталовое кольцо, 6 - опорный цилиндр, 7 - тепловой экран, 8 - танталовое кольцо, 9 - вытягивающий электрод, 10 - кассета с мишенью.

Выходное отверстие ионизатора диаметром 1 мм сделано в доньшке цилиндра, которое имеет форму конуса с углом при вершине 150° /для формирования пучка ионов на выходе из источника/. Внутри ионизатора

вплотную к дну стакана крепится "стопер" ядер отдачи /2/. Продукты ядерных реакций /ядра отдачи/ за счет импульса, передаваемого бомбардирующими частицами, вылетают из мишени в узком конусе углов относительно направления пучка. Энергия ядер отдачи достаточно велика, чтобы они без значительных потерь прошли через входную фольгу в полость источника. Так, например, при облучении мишени из молибдена ионами ^{32}S с энергией 180 МэВ энергия ядер отдачи равна ≈ 45 МэВ, а пробег в тантале $\approx 7\mu$. Основная доля ядер отдачи останется в стопере на глубине в несколько мкм, хотя некоторая часть попадет и на стенки ионизатора. За счет разогрева источника эти изотопы диффундируют к поверхности и выходят во внутреннюю полость источника. Соударяясь со стенками источника, изотопы с определенной вероятностью ионизируются, и после некоторого числа соударений попадают в район выходного отверстия, где действует поле вытягивающего электрода /9/.

Ионизатор нагревается в результате электронной бомбардировки с двух вольфрамовых нитей накала /3/, расположенных вокруг ионизатора. Накал осуществлялся переменным током 60-100 А. Максимальное напряжение между нитями и ионизатором равно 600 В, максимальный ток электронного пучка - 4 А. Ионизатор и нити накала закрыты трехслойным тепловым экраном /7/, изготовленным из листового тантала толщиной 0,1 мм. Весь источник в сборе помещен в медный тепловой экран, который крепится к охлаждаемой водой детали. Ионизатор и внешний медный экран находятся под потенциалом +40 кВ, потенциал на нитях накала и танталовом экране меньше на величину ускоряющего напряжения электронного пучка.

Держатель источника укреплен на латунном фланце, через который подведено электрическое питание. Фланец покоится на фарфоровом изоляторе, стоящем на вакуумной камере, в центре которой и находится источник. Стенки камеры либо непосредственно охлаждаются водой, либо закрыты охлаждаемыми медными плакировками.

На рис. 2 показана зависимость температуры в рай-

оне выходного отверстия ионизатора от мощности электронного пучка. Температура измерялась оптическим пирометром типа ОППИР-017 через окно из органического стекла, которое при длительной работе с источником закрывается от теплоизлучения медным флажком. Значительная температура ионизатора при нулевом напряжении электронного пучка объясняется нагревом за счет излучения нитей. Продолжительность непрерывной работы источника на пучке при температуре 2200°C составляет 15 час и определяется, главным образом, состоянием входной фольги ионизатора. Срок службы нитей накала, изготовленных из вольфрамовой проволоки / $\phi = 1,2$ мм/, - 80-100 час. Использование двух нитей накала обеспечивало более равномерный нагрев ионизатора, чем с одной нитью. Равномерный нагрев ионизатора необходим для обеспечения максимального быстродействия.

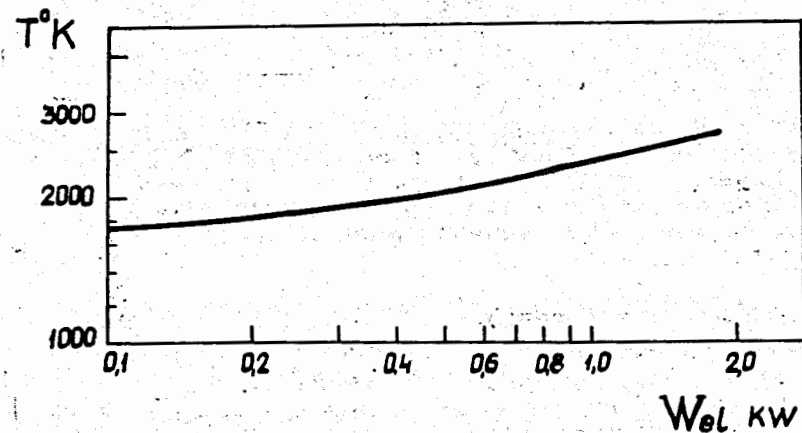


Рис. 2. Зависимость температуры вольфрамового ионизатора от мощности электронного пучка.

3. МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА БЭМС-2 И ДЕТЕКТИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

Для БЭМС-2 была использована магнитооптическая система газонаполненного сепаратора БЭМС-1, подробно описанная в работе /8/. Здесь мы только кратко перечислим основные характеристики. Прибор изготовлен на базе

типового магнита СП-57А. Общий вид его показан на рис. 3. Это секторный спектрометр с однородным полем

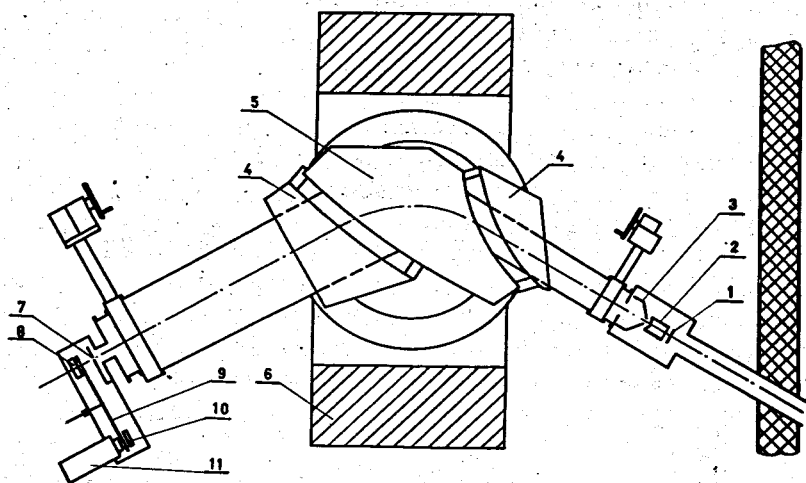


Рис. 3. Общий вид масс-сепаратора БЭМС-2. 1 - мишень, 2 - ионный источник, 3 - вытягивающий электрод, 4 - магнитный экран, 5 - камера, 6 - магнит, 7 - щель-коллиматор, 8,10 - полупроводниковые детекторы, 9 - диск-сборник, 11 - сцинтилляционный бета-счетчик.

с двойной фокусировкой, которая осуществляется при помощи рассеянного поля на входной и выходной границах магнита. Для формирования спада поля на границах используются специальные магнитные экраны. Входное плечо системы равно 122,2 см, выходное - 211,3 см. Радиус главной частицы в магнитном поле 80 см, угол поворота - 60° . Коэффициент горизонтального увеличения 0,78, вертикального - 2,7, дисперсия 18,5 мм/‰ Нр.

При наладке прибора на стабильных изотопах использовалось сканирующее устройство с токоприемником, пересекающее фокальную плоскость ¹⁸. При работе на пучке в фокальной плоскости помещался экран со щелью шириной 2 мм и высотой 15 мм, пропускавшей изобары с данной массой на детектирующее устройство. В качестве сборника использовалась тонкая алюминиевая фольга /1-5 мкм/, наклеенная на диск-сборник с отверстиями.

Непосредственно за диском /на продолжении центрального луча сепаратора/ располагался поверхностно-барьерный кремниевый счетчик β -частиц. Диск-сборник периодически поворачивался, и пятно с активностью помещалось между Si(Au) -детектором запаздывающих протонов и сцинтилляционным β -счетчиком с кристаллом стильбена. Оба β -счетчика применялись как пороговые измерители интенсивности β -излучения. Использованная система переноса активности ранее применялась нами в установке газового собиранья ядер отдачи ¹⁹. Временной режим работы диска-сборника задавался автоматически в зависимости от задачи.

Вакуумная камера сепаратора откачивалась двумя диффузионными насосами. Рабочее давление в камере при работающем источнике - $1-2 \cdot 10^{-5}$ Тор.

Для контроля за потоком бомбардирующих частиц перед мишенью, на расстоянии 10 см от нее, располагался коллектор из вольфрамовой сетки, принимавшей на себя 5% пучка. Дополнительно пучок контролировался полупроводниковым детектором по интенсивности рассеяния в сусальном золоте, установленном перед коллектором-сеткой.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БЭМС-2

4.1. Разрешение сепаратора

Для юстировки всей системы были проведены измерения с естественной смесью изотопов церия. Определялись горизонтальное и вертикальное распределения тока ионов. Горизонтальное распределение имеет полуширину $\Delta = 1,2$ мм. Это отвечает разрешению

$$R_p = \frac{D}{\Delta} \cdot 100 = 670,$$

где D - дисперсия по массе.

В экспериментах со стабильными изотопами был определен также коэффициент трансмиссии сепаратора, который равен 0,8. Эта величина была установлена

путем сравнения токов в фокальной плоскости и сразу же за вытягивающим электродом.

На рис. 4 дан один из результатов измерения на

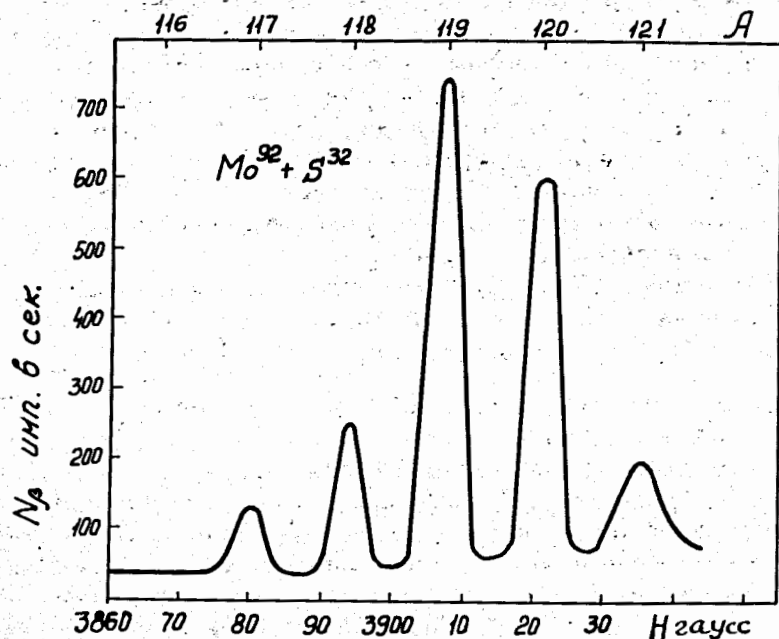


Рис. 4. Зависимость интенсивности β -излучения на сборнике в фокальной плоскости от величины магнитного поля.

пучке. Пучком серы с энергией 180 МэВ облучалась мишень из ^{92}Mo / 2 мг/см²/. В фокальной плоскости сепаратора перед диском-сборником ставилась щель-коллиматор шириной 2 мм. Через каждые 16 сек диск переносил собранную активность к сцинтилляционному β -счетчику. На рисунке показана зависимость β -счета от величины магнитного поля сепаратора. Магнитное поле измерялось при помощи ядерного магнитного резонанса, датчик которого размещался в специальном магнитном "кармане". При работе на пучке калибровка по массам осуществлялась по известным радиоактивным изотопам без использования стабильных изотопов, чтобы не загрязнять поверхности ионизатора.

Из измерений периодов полураспада следует, что основной вклад в β -счет приходится на изотопы цезия. Это связано, во-первых, с большими выходами изотопов цезия в реакции $^{92}\text{Mo} + ^{32}\text{S}$, во-вторых, с большей эффективностью ионизации Cs при умеренном тепловом режиме. Для перевода рис. 4 в спектр масс необходимо ввести поправки, связанные с различиями в периодах полураспада изотопов.

Полуширина пиков соответствует разрешению, измеренному со стабильными изотопами цезия, если вычесть вклад конечной ширины коллиматора в фокальной плоскости. Отметим, что пьедестал, на котором покоятся пики, определяется фоном, а не "хвостами" от соседних масс.

4.2. Температурная зависимость выхода Cs и Ba из источника

Для измерений с Cs выделялся изотоп ^{122}Cs / $T_{1/2} = 21; 267$ сек/, получавшийся в реакции $\text{Zr}(^{32}\text{S}, \text{pxn})$. Использовались стоперы ядер отдачи из тантала /фольга O,1 мм/ и вольфрама. Результаты показаны на рис. 5.

Для танталового стопера кривая приходит к насыщению при $T = 1900-2000^\circ\text{C}$, имея порог при $T \approx 1500^\circ\text{C}$. Такой ход кривой выхода не может быть объяснен особенностями самого процесса ионизации: из литературы известно, что цезий ионизируется на W с эффективностью, близкой к 100% и при температурах, меньших 1600°C /10/. Это заключение подтверждается результатом, полученным с вольфрамовым стопером. Эффективность источника для ^{122}Cs в этом случае ниже и не доходит до насыщения при повышении температуры вплоть до 2500°C . Данные, представленные на рис. 5, по-видимому, могут быть объяснены зависимостью скорости диффузии атомов, внедренных в стопер, от температуры.

На рис. 6 показана зависимость выхода ^{121}Ba от температуры ионизатора. Этот изотоп был открыт на БЭМС-2. С периодом полураспада $29,7 \pm 1,5$ сек он испускает запаздывающие протоны / p/β^+ вилка $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ /. На выходе сепаратора изотоп регистрировался по протонам. Кривая выхода для ионизатора с танталовым стопе-

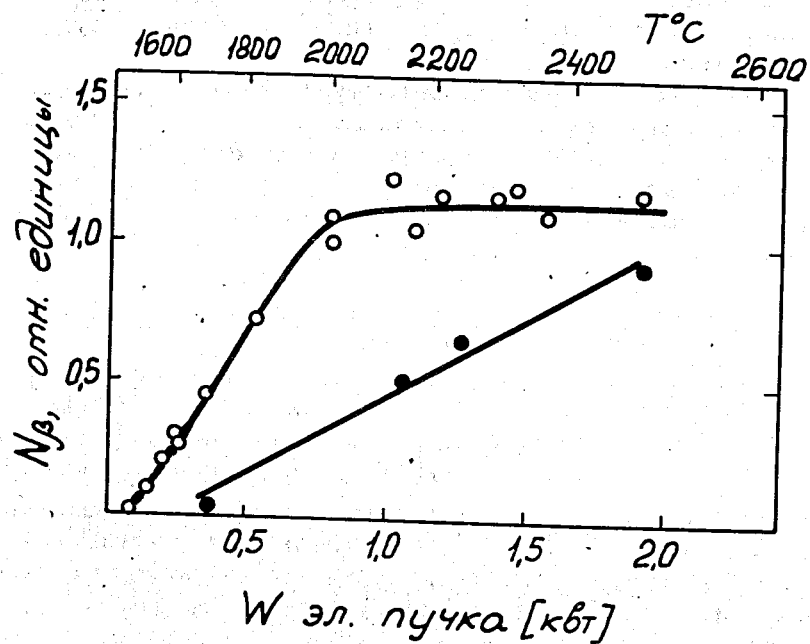


Рис. 5. Зависимость выхода ^{122}Cs из ионного источника от температуры. Статистические ошибки счета не указаны, т.к. они не превышают размера точек. Используются данные, полученные в различные дни. Открытые кружки - для стопера из тантала, черные точки - стопер из вольфрама.

ром имеет порог при $T \approx 1800^\circ\text{C}$. Смещение пороговой температуры по сравнению с цезиевой следует связать с худшей диффузией бария.

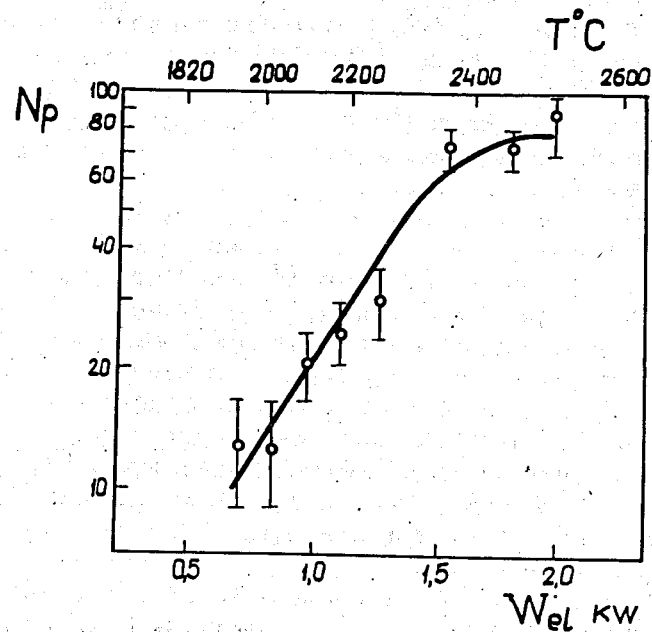


Рис. 6. Зависимость выхода ^{121}Ba из ионного источника от температуры. Использовался танталовый стопер.

4.3. Оценка эффективности

Описываемый здесь источник не предназначен для работы "off-line" с весовыми количествами вещества. Как показано в работах /5-7/, для эффективного разделения изотопов в этом случае необходимо иметь градиент температур вдоль ионизатора. Тем не менее, мы измерили эффективность источника для Ba в режиме "off-line". В этом опыте в источник загружалась танталовая фольга со смесью радиоактивных изотопов ^{131}Ba , ^{128}Ba в виде окисла. Стабильный барий, присутствовавший как носитель, использовался в качестве маркера. Сравнением активности, собранной в фокальной плоскости, с на-

чальной, было найдено, что эффективность источника равна 35%.

В опытах на пучке эффективность источника оценивалась по выходу радиоактивных изотопов ^{127}Cs / период полураспада 6,2 час/ и ^{126}Ba / 97 мин/, образующихся в реакции $^{102}\text{Pd} + ^{22}\text{Ne}$. Разделение проводилось при температуре источника 2100°C . После окончания облучения сепарация продолжалась еще в течение 30 мин. Для определения количества этих изотопов, попавшего из мишени в полость источника, проводилось облучение вспомогательной мишени из палладия той же толщины, что и основная. Ядра отдачи, выбитые из вспомогательной мишени, проходили танталовую фольгу /1,4 мкм/, имитирующую входную фольгу источника, и задерживались танталовым сборником. Активности измерялись Ge(Li) -спектрометром. Определялось отношение активностей ^{127}Cs и ^{126}Ba в фокальной плоскости и на сборнике вспомогательной мишени. Это отношение для ^{127}Cs равно 0,4, для ^{126}Ba - 0,25. Таким образом, отношение эффективностей источника для бария и цезия

$$\eta(\text{Ba}) / \eta(\text{Cs}) = 0,62.$$

Установлено, что 20% начальной активности остается в ионизаторе, по-видимому, за счет диффузии в глубину стенок ионизатора. С учетом коэффициента трансмиссии сепаратора из приведенных цифр можно видеть, что эффективность источника для Cs лежит в пределах от 50 до 80%, а для Ba - в пределах от 31 до 50%.

4.4. Быстродействие источника

Скорость сепарации БЭМС-2 определяется быстродействием источника, поскольку время доставки ядер отдачи в ионизатор и время пролета ионов до приемного устройства мало. Среднее время пребывания в источнике атома разделяемого изотопа равно

$$\tau = \tau_d + (\tau_f + \tau_a) n,$$

где τ_d - среднее время диффузии ядра отдачи из стопера, τ_f - среднее время пролета атома между соударениями со стенками ионизатора, τ_a - среднее время пребывания

на стенке после соударения, n - среднее число соударений до выхода иона из источника. Величина τ_a при данной температуре сильно зависит от свойств как поверхности, так и атома. Для различных элементов время адсорбции варьируется на много порядков.

Ниже приводятся результаты опытов по определению времени выхода из источника для ионов цезия. Сепаратор был настроен на выделение ^{122}Cs , образующегося в реакции $\text{Zr} + ^{32}\text{S} / E_S = 180 \text{ МэВ}/$. В этих опытах пучок циклотрона дополнительно модулировался. Интенсивность β -частиц измерялась в функции времени полупроводниковым детектором, установленным по направлению главного луча сепаратора /8 - на рис. 3/. Режим работы был следующим: мишень облучалась в течение времени Δt_1 , измерение β -интенсивности проводилось дифференциально в течение последующего интервала времени Δt_2 . Причем задним фронтом импульса модуляции пучка циклотрона запускался механизм поворота диска-сборника, таким образом к началу счета перед детектором оказывался "свежий" участок сборника.

На рис. 7 показаны результаты таких измерений для источника с танталовым стопером ядер отдачи при двух значениях температуры ионизатора 1750°C и 2500°C . Интервал Δt_1 был выбран равным 2 сек, $\Delta t_2 = 6$ сек. Изотоп ^{122}Cs имеет два изомера с периодами полураспада 21 и 267 сек с близкими начальными активностями. Поэтому с хорошей точностью можно пренебречь распадом в течение 6 сек и кривые на рис. 7 рассматривать как кривые накопления ^{122}Cs на сборнике перед детектором. Измерения были проделаны при различных температурах. Во всех случаях зависимость β -счета от времени хорошо описывается формулой

$$N_\beta = N_{\beta 0} (1 - e^{-t/\tau}),$$

где τ - среднее время выхода активности из ионного источника. Аналогичные эксперименты были проделаны и со стопером из вольфрама. Результаты просуммированы на рис. 8. Для случая танталового стопера время выноса цезия из источника при данной температуре в несколько раз меньше, чем для вольфрамового. Для танталового стопера минимальное время около 1,0 сек

при температуре ионизатора 2500°C , для вольфрамового и при тех же условиях - 4 сек.

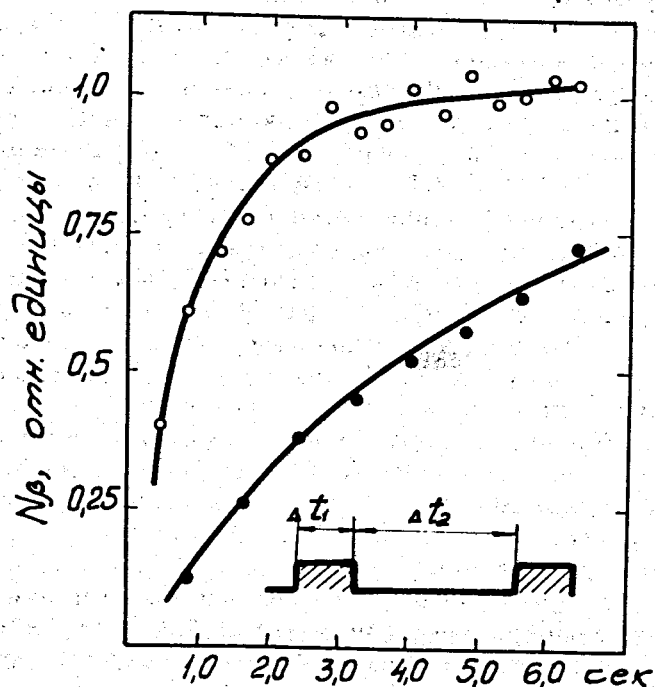


Рис. 7. Кривая накопления β -активности ^{122}Cs на сборнике в фокальной плоскости сепаратора. Пучок циклотрона подается на мишень в течение интервала времени Δt_1 . Накопление активности измеряется в течение интервала времени $\Delta t_2 = 6$ сек. \circ - для $T = 2500^{\circ}\text{C}$, \bullet - для $T = 1750^{\circ}\text{C}$.

Для цезия скорость выноса из источника τ определяется диффузией ядер отдачи из стопера: $\tau \approx \tau_d$. Действительно, время адсорбции цезия на вольфраме $\tau_a \leq 10^{-6}$ сек при $T > 1600^{\circ}\text{C}$ /11/, время пролета $\tau_f \leq 10^{-4}$ сек. Ниже будет показано, что $n < 10^2$ для нашего ионизатора. Таким образом,

$$(\tau_f + \tau_a) n \leq 10^{-2} \text{ сек.}$$

Для изотопов Ва время выноса τ непосредственно не измерялось, однако более высокий температурный порог

для выхода ^{121}Ba /рис.6/ может быть связан с более медленной диффузией, чем для цезия.

Измеренные нами скорости диффузии цезия в несколько десятков раз ниже, чем полученные в работе /12/ для ядер отдачи Ду, внедренных в Та. Возможно, что это расхождение связано с иными физико-химическими свойствами редкоземельных элементов по сравнению с цезием и меньшей глубиной внедрения ядер отдачи в стопер в экспериментах, описанных в /12/.

Можно ожидать, что с повышением температуры по мере приближения к точке плавления стопера время выноса будет уменьшаться быстрее, чем это следует из простой экстраполяции данных на рис. 8.

5. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О МЕХАНИЗМЕ РАБОТЫ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Проследим за судьбой N_0 -атомов отдачи, которые, пройдя входную фольгу, в момент времени $t=0$ остановились на некоторой глубине в стопере. Предположим, что с постоянной вероятностью λ_d в единицу времени атомы будут диффундировать к поверхности и выйдут во внутреннюю полость ионизатора. При каждом соударении со стенками атом будет адсорбироваться на время, в среднем равное τ_a , после чего снова испаряться в полость ионизатора. Вероятность испарения в виде иона β_+ определяется коэффициентом ионизации /в соответствии с формулой Саха-Ленгмюра /10//:

$$\beta_+ = A e^{-\frac{e(\phi-V)}{kT}} \left(A e^{-\frac{e(\phi-V)}{kT}} + 1 \right)^{-1}, \quad /1/$$

где ϕ - работа выхода материала поверхности, V_i - потенциал ионизации атома. В нашем случае ионизатор имеет участки из тантала и вольфрама, поэтому β_+ принимает некоторое среднее значение.

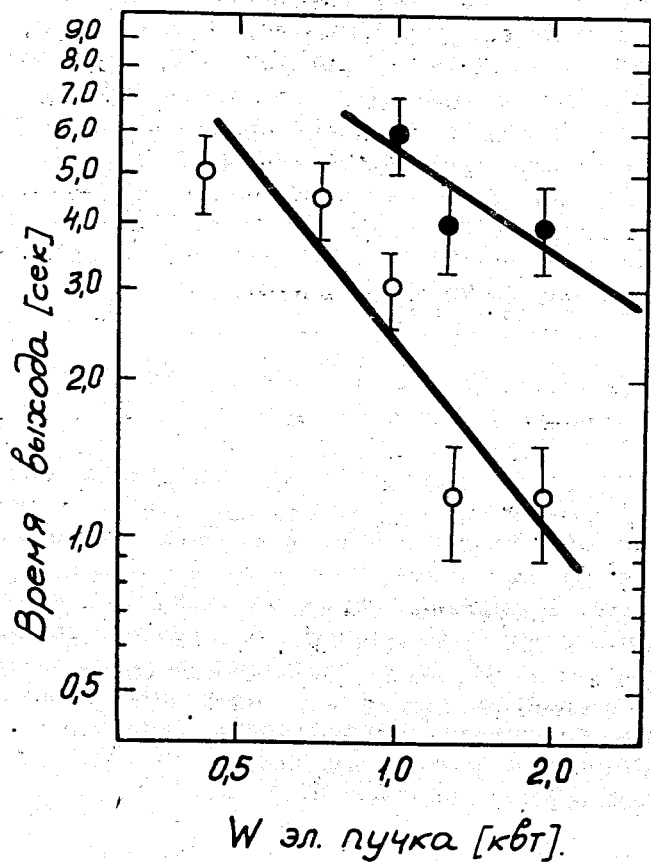


Рис. 8. Зависимость среднего времени выхода цезия из ионного источника от температуры. Открытые кружки - для танталового стопера ядер отдачи, черные - для вольфрамового стопера.

Вероятность испарения в виде нейтрального атома равна β_0 :

$$\beta_0 + \beta_+ = 1.$$

Обозначим через λ^0 и λ^+ средние вероятности извлечения нейтралей и ионов из источника в единицу времени. Тогда полная вероятность для атома в том или ином виде выйти из источника /после диффузии/ равна $\lambda = \lambda^+ \beta_+ + \lambda^0 \beta_0$. Среднее число соударений до выхода из источника равно $n = [\lambda(\tau_a + \tau_f)]^{-1}$.

Нетрудно написать дифференциальное уравнение для количества атомов в полости источника к моменту времени t , учитывающее как диффузию из стопера, так и вынос через отверстие. Решая это уравнение, получаем следующее выражение для тока ионов из источника:

$$J^+(t) = \frac{N_0 \lambda_d \lambda^+ \beta_+}{\lambda - \lambda_d} (e^{-\lambda_d t} - e^{-\lambda t}). \quad /2/$$

Для $\lambda \gg \lambda_d$ получаем $J^+(t) \sim e^{-\lambda t}$, и накопление активности в фокальной плоскости будет следовать закону $1 - e^{-\lambda t}$.

Из /2/ получается, что полное число ионов, вышедших из источника, равно $N^+ = N_0 \frac{\lambda^+}{\lambda} \beta_+$. Отсюда эффективность источника η равна:

$$\eta = \frac{\lambda^+}{\lambda^0} \beta_+ \left[1 + \left(\frac{\lambda^+}{\lambda^0} - 1 \right) \beta_+ \right]^{-1}. \quad /3/$$

Величина $\frac{\lambda^+}{\lambda}$ фигурирует как фактор эффективного усиления ионизирующей способности стенок источника. Остановимся на этой величине подробнее.

Величины λ^+ и λ^0 зависят от геометрии ионизатора и выходного отверстия. Были проведены расчеты для цилиндрического ионизатора с диаметром и высотой, равными 20 мм, и выходным отверстием с $r = 0,5$ мм. Стенка в районе выходного отверстия предполагалась пренебрежимо тонкой. В этом случае получено

$$\lambda^{\circ} = \frac{0.65 \pi r^2}{S} \frac{1}{r_a + r_f} / \text{сек}^{-1} /,$$

где S - площадь внутренней поверхности ионизатора. Ионы извлекаются с большей вероятностью за счет действия электрического поля, провисающего в выходном отверстии. Вероятность извлечения определяется размером области, в которой потенциал электрического поля V отвечает условию:

$$e(V - V_0) \geq \epsilon_i, \quad /4/$$

где V_0 - потенциал ионизатора, а ϵ_i - тепловая энергия иона. Провисание поля рассчитывалось по формуле для тонкой диафрагмы с круглым отверстием /13/. Граница области, отвечающей условию /4/, аппроксимировалась сферой с радиусом $\rho(\epsilon_i)$. Величина $\lambda^+(\epsilon_i)$ так же как и λ° / рассчитывалась в предположении изотропного /в пределах 2π / испарения ионов со стенок. Для нахождения $\lambda^+(\epsilon_i)$ проводилось усреднение по ионизирующей поверхности для телесного угла с данной точки поверхности на область вытягивания. Результат может быть представлен в виде:

$$\lambda^+(\epsilon_i) = \frac{\gamma \pi \rho^2(\epsilon_i)}{S} \frac{1}{r_a + r_f} / \text{сек}^{-1} / \quad /5/$$

Коэффициент γ слабо зависит от ρ и равен $\approx 2,5$. Усреднение $\lambda^+(\epsilon_i)$ по максвелловскому спектру дает $\overline{\lambda^+(\epsilon_i)} = \lambda^+$, примерно совпадающее со значением при наиболее вероятной тепловой энергии, равной kT . Окончательно получено $\lambda^+ / \lambda^{\circ} = 380$. Фактическое значение $\lambda^+ / \lambda^{\circ}$ для описанного здесь источника меньше, т.к. выходное отверстие имеет конечную толщину стенок / $\approx 0,5$ мм /, и провисание электрического поля слабее, чем при тонкой диафрагме. На рис. 9 приведены для иллюстрации результаты расчета по формуле /3/ для $\frac{\lambda^+}{\lambda^{\circ}} = 100$. Отметим, что при таком значении $\frac{\lambda^+}{\lambda^{\circ}}$ сред-

нее число соударений ионов цезия ($\beta_+ \approx 1,0$) до выхода из источника $n \approx 20$.

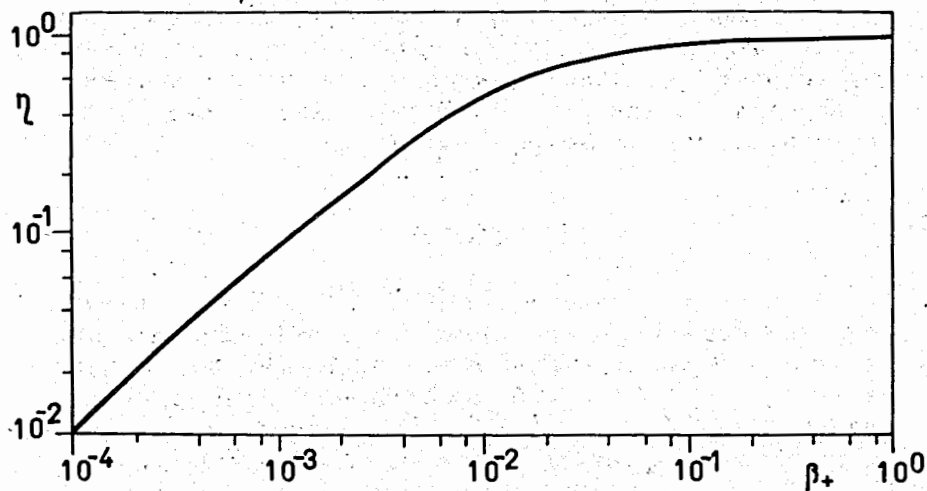


Рис. 9. Расчетная /по формуле /3// зависимость эффективности ионного источника от коэффициента поверхностной ионизации β_+ для $\lambda^+ / \lambda^{\circ} = 100$.

Величина $\lambda^+ / \lambda^{\circ}$ и, следовательно, эффективность источника зависят от размеров выходного отверстия. В начале $\lambda^+ / \lambda^{\circ}$ растет с увеличением r , т.к. растет $\frac{\rho(kT)}{r}$. При каком-то значении радиуса отверстия, равном r_0 , граница эффективно вытягивающего поля дойдет до стенок ионизатора, а величина $\lambda^+ / \lambda^{\circ}$ достигнет максимума $\approx \frac{S}{\pi r_0^2}$. При дальнейшем увеличении радиуса $\lambda^+ / \lambda^{\circ} \sim 1/r^2$. Выбор оптимального размера выходного отверстия следует делать экспериментально. Все приведенные соображения применимы только к случаю, когда полное количество анализируемого вещества очень мало, т.е. можно считать, что ионизирующая поверхность чиста. Если же используются весовые

количества вещества /например, введен стабильный маркер/, зависимость эффективности от размеров выходного отверстия может быть совсем иной. Покрытие внутренней полости анализируемым веществом снижает работу выхода. В конечном счете это приводит к тому, что ионизация происходит, в основном, на внешней кромке выходного отверстия. В таком случае эффективность будет расти с уменьшением диаметра отверстия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время БЭМС-2 успешно используется для исследования излучателей запаздывающих протонов. В первой серии экспериментов с этим прибором на пучке ионов $^{+5}S^{32}$ /180 МэВ/ наблюдались новые протонные излучатели ^{116}Cs , ^{119}Ba , ^{121}Ba . Периоды полураспада и скорости счета протонов и β -частиц указаны в табл. 1.

Таблица 1

Изотоп	$T_{1/2}$ сек	Скорость счета,	
		N_p сек $^{-1}$	N_β сек $^{-1}$
^{116}Cs	$3,9 \pm 0,4$	0,33	90
^{119}Ba	$5,35 \pm 0,30$	2,0	$2,2 \cdot 10^2$ *
^{121}Ba	$29,7 \pm 1,5$	0,37	$1,8 \cdot 10^3$

* Оценка.

В экспериментах по изучению нейтронодефицитных изотопов цезия на установке "ИЗОЛЬДА" / ^{14}B в положении $A = 116$ наблюдалась протонная активность, отнесенная к ^{116}Cs . Скорость счета протонов была ≈ 8 /1/час/. Сечения образования ультранейтронодефицитных изотопов значительно выше в реакциях с тяжелыми ионами, чем при использовании протонов высокой энергии. Это является причиной того, что выход ^{116}Cs , указанный в табл. 1, в 150 раз больше, чем в работе /14/.

Авторы искренне благодарны академику Г.Н.Флерову за существенную поддержку этой работы, В.А.Чугрееву, Ю.Дьячихину - за проведение конструкторских работ, К.И.Семинову, Е.А.Минину - за изготовление силового питания, В.Н.Покровскому - за организацию механических работ, В.П.Суворову - за помощь в экспериментах, группе эксплуатации циклотрона во главе с Б.А.Загером - за облечения.

Авторы признательны В.И.Райко, Н.И.Тарантину, А.П.Кабаченко за полезные обсуждения и советы.

Литература

1. *Proceedings of the International Conference on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability*, CERN 70-30 (1970).
2. CERN Report 70-3 (1970).
3. *Abstracts of the 8th Intern. Conference on Low Energy Ion Accelerators and Mass-Separators*, Billingeus, Skövde, Sweden, 1973.
4. N.I.Tarantin, A.P.Kabachenko, I.V.Kuznetsov, Yu.A.Dyachikhin, N.S.Ivanov, *Om Zai Khun. Proc. of Intern. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators*, Marburg, Sept. 7-10 (1970).
5. G.J.Beyer, E.Hermann, A.Piotrowski, V.I.Raiko, H.Tyrroff. *Nucl. Instr. & Meth.*, 96, 437 (1971).
6. G.J.Beyer, E.Hermann, V.I.Raiko, H.Tyrroff. *Radiochem. & Radioanalyt. Lett.*, 12 (4-5), 259 (1972).
7. P.Johnson, A.Bolson, C.Hendrikson. *Nucl. Instr. & Meth.*, 106, 83 (1973).
8. В.А.Карнаухов, Л.А.Рубинская, Г.М.Тер-Акопьян, В.Н.Тимов, В.А.Чугреев. *Сообщение ОИЯИ*, 13-4454, Дубна, 1969; см. также ПТЭ, 2, 43 /1970/.
9. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров, ЯФ, 7, 1153 /1965/.
10. Э.Занденберг, Н.Ионов. *Поверхностная ионизация*. Изд. "Наука", 1969.
11. Г.М.Назарян, Г.Шелтон. В книге "Электростатические ракетные двигатели", стр. 74 /1964/, изд. "Мир".
12. Н.И.Тарантин, В.В.Гордеев, А.В.Демьянов. *АЭ*, 22, вып. 4, 280 /1967/.
13. W.Henneberg. *Z.S.f.Phys.*, 94, 22 (1935).
14. B.Jonson, Ph.D.Thesis. *Chalmers University of Technology, Gottenburg, Sweden* (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1974 года.