

С 344.10
М-895

19/III-63

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р6 - 4487



Г.Музиоль, В.И.Райко, Х.Тыррофф

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

МАСС-СЕПАРАТОР В УСТАНОВКЕ ЯСНАПП

1969

Р6 - 4487

Г.Музиоль, В.И.Райко, Х.Тыррофф

МАСС-СЕПАРАТОР В УСТАНОВКЕ ЯСНАП

7902/2 чр.



1. В в е д е н и е

За последние годы во многих институтах мира велась дискуссия о перспективах ядерной физики вообще и классической спектроскопии распада ядер, как об одном из ее главных методов, в частности. Как было показано в ходе этой дискуссии, необходимо на пути от модельных представлений к единой теории ядра расширить круг исследованных ядер. Поэтому в будущем исследования будут вестись в двух направлениях, это, во-первых, дальнейшее исследование известных в настоящее время нуклидов, т.е. нуклидов, находящихся вблизи линии стабильных ядер, с целью получения большего объема и более точной информации, путем применения более усовершенствованной измерительной техники и новых методов исследований. В качестве примера можно назвать исследования малоинтенсивных ядерных переходов, возбуждение высокоэнергетических состояний стабильных и околостабильных ядер, спектроскопию $k-x$ -излучения мю-мезоатомов и др. и, во-вторых, получение, идентифицирование и исследование неизвестных в настоящее время нуклидов, расположенных далеко от полосы стабильности ядер. При этом также необходимо применять прецизионные и новые методы исследований. Исследования короткоживущих нуклидов позволят изучить известные физические явления и эффекты на более широком статистическом материале для более уверенного выявления только намечающихся в настоящее время закономерностей. С другой стороны, станут возможными исследования, охватывающие проблемы, еще неизученные в настоящее время. В этой связи исследование короткоживущих нуклидов является одним из перспективных

направлений ядерной спектроскопии. Число неидентифицированных до сих пор нуклидов, получение которых принципиально возможно, значительно превышает число известных. Поэтому, учитывая большой интерес к исследованию этих нуклидов, во многих институтах мира строятся или проектируются установки для получения и исследования нуклидов, находящихся далеко от полосы β - стабильности.

Для получения короткоживущих нуклидов можно использовать реакции с различными пучками первичных частиц. В ближайшие годы наиболее перспективными для этой цели представляются пучки реакторных нейтронов, высокоэнергетических протонов и многозарядных тяжелых ионов. Эти три вида частиц позволяют получать в реакции деления тяжелых элементов сильно нейтроноизбыточные ядра; последние два вида частиц позволяют получать нейтронодефицитные нуклиды.

Протонный пучок синхроциклотрона ОИЯИ с энергией 680 Мэв является мощным средством для получения короткоживущих нуклидов. На протяжении последних 10 лет было открыто более 80 нуклидов и изомеров с периодом полураспада большим двух минут. Оценки ожидаемых активностей показывают, что применение этого пучка протонов позволяет получать достаточное количество нуклидов, отстоящих на 10-15 массовых единиц от линии β - стабильности. Поэтому представлялось целесообразным создание установки для спектроскопических исследований распада короткоживущих нуклидов непосредственно на пучке протонов. Установка получила название ЯСНАПП (ядерная спектроскопия на пучке протонов).

2. Установка ЯСНАПП

Главным требованием к установке является быстрое и непрерывное поступление атомов, ядра которых подлежат исследованию, в измерительную аппаратуру. В условиях работы на пучке протонов синхроциклотрона, т.е. при использовании реакций глубокого расщепления или деления, необходимо также разделение продуктов реакций как по Z , так и по A , т.е. требуется применение химических методов и масс-сепаратора.

Общий вид установки ЯСНАПП в окончательном варианте (ЯСНАПП-2) изображен на рис. 1. Протонный пучок с интенсивностью 50 мка выводится из синхроциклотрона в направлении левой стены здания и поглощается в специальном поглотителе (ЛГ), доводящем поток быстрых нейтронов до допустимого (в залах 4 и 9 и вне здания) значения. Мишень, химическая аппаратура и ионный источник электромагнитного масс-сепаратора (МХИ) образуют единое целое. Ускоренные продукты ядерных реакций поступают через систему электростатических линз (ИО-1, ИО-2) и ионопровод, находящийся в защитной стене, в анализирующий магнит масс-сепаратора. Разделенные по A пучки продуктов реакций поступают либо на коллектор, имеющий вид изобарического сепаратора, либо вводятся в различные физические измерительные приборы, находящиеся в зале 9 (рис. 1) на передвижных платформах.

В соответствии с проектным заданием было решено создать эту установку в два этапа^{1/}. Первый этап (ЯСНАПП-1) заключается в сооружении электромагнитного масс-сепаратора и установки его на первом этаже здания синхроциклотрона (рис. 2). Подключение масс-сепаратора к внешнему пучку протонов осуществляется с помощью пневматического пробника и пневматической почты. Тем самым обеспечивается периодическое поступление продуктов реакций на регистрирующие приборы. Такая система позволяет исследовать нуклиды, распадающиеся с периодом полураспада ≈ 1 мин и больше. Первый этап предусматривает также разработку методов быстрой химии и создание измерительной техники. Некоторые действующие уже в настоящее время элементы этой техники и система пневматической доставки мишеней описаны в работах^{2,3/}.

Осуществление второго этапа, создание установки непосредственно на пучке протонов синхроциклотрона (ЯСНАПП-2), является частью работ по реконструкции этого ускорителя. В окончательном варианте эта установка позволит исследовать распад нуклидов, происходящий с периодом полураспада до 1 сек и возможно меньше.

3. Ожидаемые активности короткоживущих нуклидов

Для оценки ожидаемых активностей на коллекторе масс-сепаратора рассмотрим два случая - периодическое и непрерывное поступление атомов

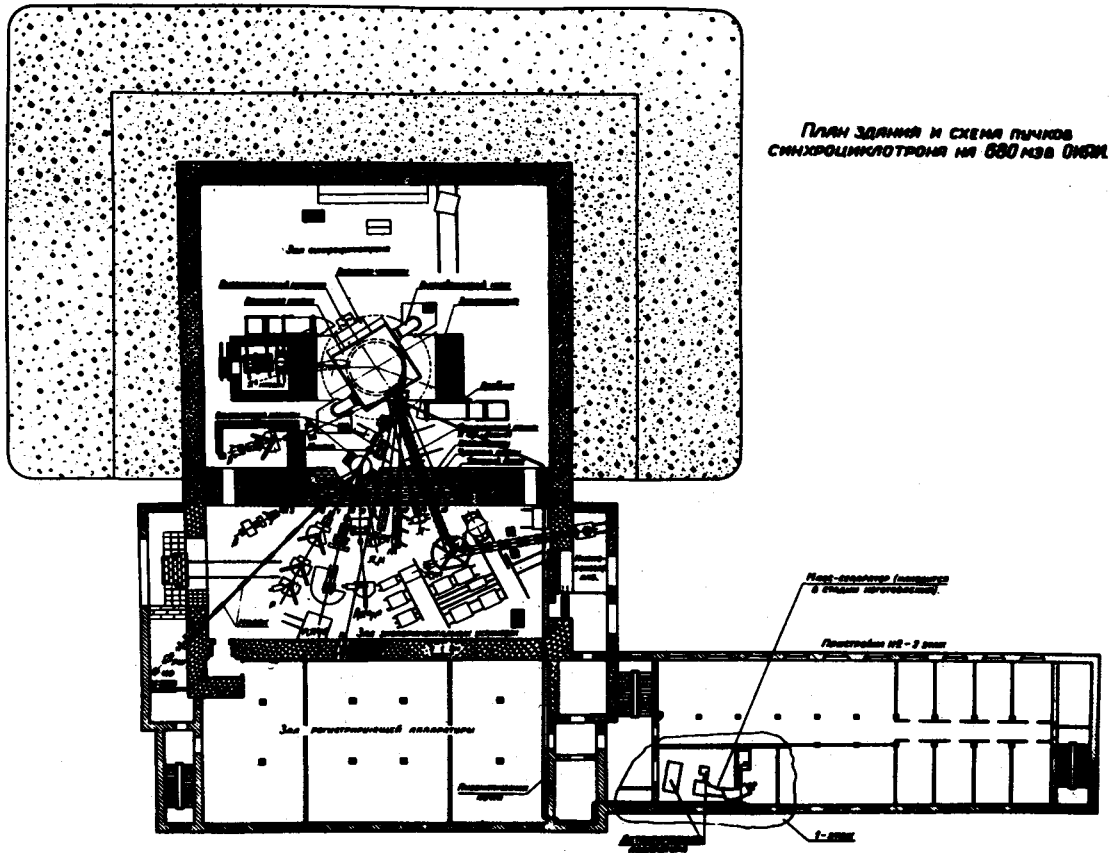


Рис. 2. Размещение установки ЯСНАП-1 в здании синхроциклотрона ОИЯИ (общий вид).

изучаемых нуклидов - в соответствии с двумя этапами осуществления установки ЯСНАПП. Исходной величиной для этих оценок является скорость образования в мишени нуклидов типа i в реакции глубокого расщепления

$$V_{oi} = N_0 \frac{G}{A_T} \Phi_0 \sigma_{Ti} = N_T \Phi_0 \sigma_{Ti} \quad (1)$$

Здесь G - вес мишени (г); A_T - атомный вес мишени; N_0 - число Авогадро (моль⁻¹); Φ_0 - поток протонов (сек⁻¹); $\sigma_{T,i}$ - сечение образования нуклида (см²); N_T - число атомов в мишени на 1 см².

В качестве численного примера на рис. 3 даются скорости образования изотопов осмия, получаемых при бомбардировке окиси ртути протонами с энергией 670 Мэв. Вес мишени составляет 10 г, что соответствует 0,05 моль, величина тока внешнего пучка протонов равна 1 мка, что соответствует значению, ожидаемому после частичной реконструкции синхроциклотрона. Сечения образования изотопов осмия в мишени ртути брались из работы^{4/}. Полученная кривая показывает, что ожидаемые скорости образования достаточны для проведения измерений распада изотопов осмия, имеющих 15 или меньше дефицитных нейтронов. После полной реконструкции синхроциклотрона ожидается поток протонов ~ 50 мка. В этом случае необходимо увеличить все значения кривой на рис. 3 в 50 раз.

3.1. Периодическое поступление продуктов реакций

Суммарное число радиоактивных нуклидов N_0 , образовавшихся непосредственно в ядерных реакциях и находящихся после конца облучения в мишени, составляет

$$N_0 = \sum_i V_{oi} T_i (1 - e^{-T_a/T_i}) \quad (2)$$

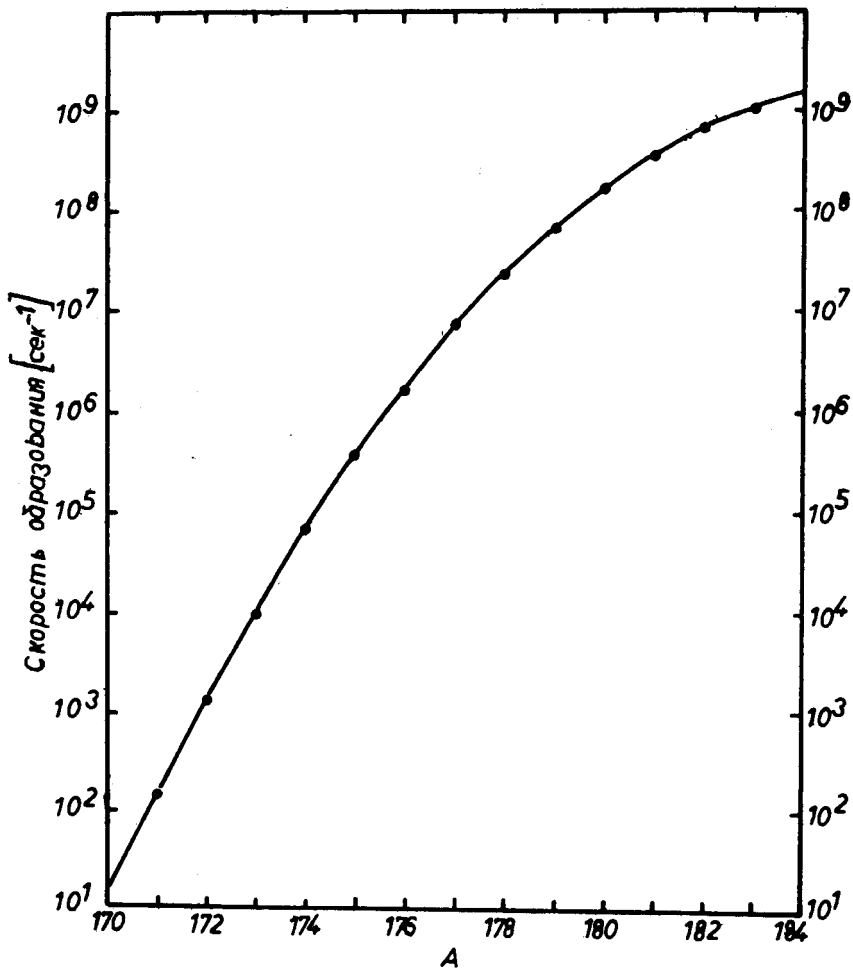


Рис. 3. Скорости образования изотопов осмия из окиси ртути.

где T_i - время жизни нуклидов типа i в секундах и T_a - время облучения в секундах. После транспортировки мишени за время T_T , химического разделения элементов T_o , нахождения продуктов реакций в ионном источнике T_I и пролета их через масс-сепаратор T_s суммарное число распадающихся нуклидов типа i на коллекторе за время T_R равно:

$$N_i = \prod_{\nu} \epsilon_{\nu} B_{0i} T_i (1 - e^{-T_a/T_i}) \left(e^{-\frac{\sum T_{\nu}}{T_i}} \right) (1 - e^{-T_R/T_i}), \quad (3)$$

где $\prod_{\nu} \epsilon_{\nu} = \epsilon_o \epsilon_s$ - произведение эффективностей химического разделения и масс-сепаратора, $\sum T_{\nu}$ - сумма указанных выше времен: $T_T + T_o + T_I + T_s$. При выводе формулы (3) предполагалось, что все продукты реакций покидают ионный источник одновременно, что является допустимым при этой оценке.

Для планирования опытов необходимо также оценить время загрузки ускорителя. Если N_{io} - число распадающихся за время $T_R = T_a = T_i$ нуклидов типа i на коллекторе, необходимое для обеспечения достаточной статистической точности, n - число необходимых облучений, тогда суммарное время облучения T составляет

$$T = n T_a = \frac{N_{io} e^{-\frac{\sum T_{\nu}}{T_i}}}{0,4 \prod_{\nu} \epsilon_{\nu} B_{0i}} \quad (4)$$

3.2. Непрерывное поступление продуктов реакций

Число продуктов реакций типа i , поступающих в виде непрерывного потока ионов на коллектор масс-сепаратора за время измерений T_R , составляет $B_{0i} T_R \prod_{\nu} \epsilon_{\nu} e^{-\frac{\sum T_{\nu}}{T_i}}$; число распадающихся за это время нуклидов равно

$$N_1 = B_{01} T_R \prod_{\nu} \epsilon_{\nu} e^{-\frac{\sum T_{\nu}}{T_1}} (1 - e^{-T_R/T_1}) \quad (5)$$

Член e^{-T_R/T_1} пренебрежимо мал в случае $T_R \gg T_1$. Отсюда имеем для времени измерения или времени работы с пучком ускорителя следующее выражение:

$$T \approx \frac{N_{10} e}{B_{01} \prod_{\nu} \epsilon_{\nu} \left(1 + \frac{\sum T_{\nu}}{T_1} \right)} \quad (6)$$

где N_{10} - число распадов, необходимых для решения поставленной задачи, $\sum T_{\nu} = T_D + T_c + T_I + T_s$ и $\prod_{\nu} \epsilon_{\nu} = \epsilon_D \epsilon_c \epsilon_s$, T_D и ϵ_D - время и эффективность процессов диффузии и отдачи продуктов реакций из мишени, соответственно/5,6/.

4. Размещение масс-сепаратора и основные технические характеристики

К масс-сепаратору в системе ЯСНАПП предъявляется ряд требований/7,8/.

1) Так как масс-сепараторы на линии с первичным пучком ускоренных частиц должны устанавливаться достаточно близко к облучаемой мишени, их конструкция должна учитывать условия работы при наличии повышенных радиационных полей.

2) Извлечение продуктов реакций из мишени, перенос их в ионный источник и получение ионного пучка должно происходить достаточно быстро.

3) При разделении изотопов с малыми сечениями образования эффективность масс-сепаратора должна быть достаточно высокой.

4) По этой же причине масс-сепаратор должен обладать высокой разрешающей способностью.

Что касается первого требования, то, как известно, при облучении мишени возникает большое количество вторичных нейтронов, поток которых во много раз превышает поток первичных протонов. Вопросы радиационного фона становятся тем серьезнее, чем дальше от полосы стабильности находятся изучаемые нуклиды. Поэтому необходима защитная стена между мишенью и коллектором масс-сепаратора. На рис. 1 мишень и ионный источник находятся на расстоянии 10 метров от анализирующего магнита масс-сепаратора. Такой вариант удобен тем, что на коллекторе масс-сепаратора можно одновременно получать большой диапазон масс разделяемых нуклидов. Это позволяет одновременно с измерениями контролировать процесс разделения и стабильность положения пучка с помощью пучка-маркера. Недостатком этого варианта является сложность формирования длинного ионного пучка малого сечения со сравнительно большой величиной ионного тока в нем.

Установка анализирующего магнита перед защитной стеной около ускорителя позволила бы иметь короткое входное плечо и длинное выходное. Ограничения на величину входящего ионного тока в этом случае не накладываются, но отверстие в защитной стене должно быть тогда диаметром более одного метра для диапазона анализируемых масс - $\pm 10\%$ от средней $A = 100$. Если пропускать за защиту поток нуклидов только одной массы, то диаметр отверстия уменьшается до 5 см, но, разумеется, при этом теряется возможность одновременного исследования нескольких изотопов и трудно контролировать процесс разделения по пучку-маркеру.

Масс-сепаратор, отвечающий требованиям работы на пучке синхротрона, разработан для установки ИЗОЛЬДА в ЦЕРНе и описан в работах^{9,10/}. Этот тип масс-сепаратора, изготовленный фирмой "Ростфри-стальмонтаж" (Копенгаген) под руководством К.О.Нильсена, предполагается использовать на первом и втором этапах установки ЯСНАПП. Наиболее существенные технические параметры его приведены в таблице 1, общий вид масс-сепаратора изображен на рис. 4.

Как уже указывалось, на первом этапе создания установки ЯСНАПП масс-сепаратор размещается на первом этаже здания синхротрона ОИЯИ. Размещение показано на рис. 5 и 6.

Таблица 1

Технические данные масс-сепаратора

| | |
|---|-------------------------------------|
| 1. Диапазон анализируемых масс | до 250 |
| 2. Напряженность магнитного поля в зазоре 50 мм | до 4750 эрст. |
| 3. Радиус средней траектории | $R = 1,5 \text{ м}$ |
| 4. Угол отклонения средней траектории | $\phi = 55^\circ$ |
| 5. Угол наклона входного края магнита | $\epsilon' = 0^\circ$ |
| 6. Угол наклона выходного края магнита | $\epsilon'' = 35^\circ$ |
| Выбором этого значения ϵ'' обеспечивается двойная фокусировка пучка | |
| 7. Длина входного плеча | $l' = \infty$ |
| 8. Длина выходного плеча | $l'' = 2,1 \text{ м}$ |
| 9. Дисперсия при 1% относительной разности масс, измеренная перпендикулярно к пучку | $D = 15 \text{ мм}$ |
| 10. Длина пути ионов в ЯСНАПП-1 | 4,8 м |
| ЯСНАПП-2 | 14 м |
| 11. Угол наклона фокальной плоскости | $\omega = 30^\circ$ |
| 12. Диапазон одновременно анализируемых масс на коллекторе | $\Delta M = \pm 15\%$ |
| 13. Вес магнита | около 1000 кг |
| 14. Ток питания магнита | до 150 а |
| 15. Стабилизация тока магнита | $5 \cdot 10^{-5}$ в течение 8 часов |
| 16. Максимальная мощность магнита | 8 кв |

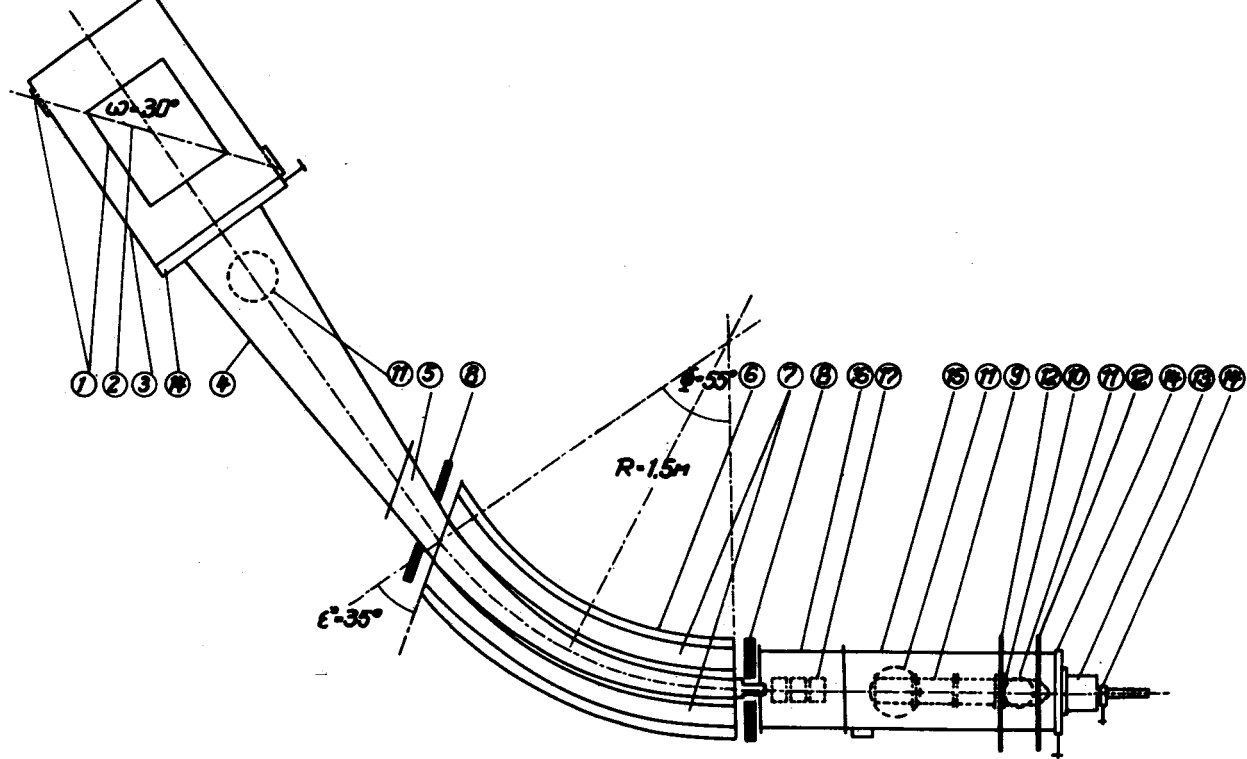


Рис. 4. Общий вид масс-сепаратора в установке ЯСНАПП-1
 Обозначения: 1 - съемные крышки; 2 - положение фокальной плоскости; 3 - коллекторная камера; 4 - дисперсионная камера; 5 - камера в магните; 6 - магнит; 7 - полости для катушек магнита; 8 - магнитные шунты; 9 - система линз для фокусировки ионного пучка; 10 - вытягивающий электрод; 11 - диффузионный насос; 12 - изолятор; 13 - ионный источник; 14 - вакуумный шлюз; 15 - камера линз; 16 - камера конденсатора; 17 - конденсатор для формирования ионного пучка.

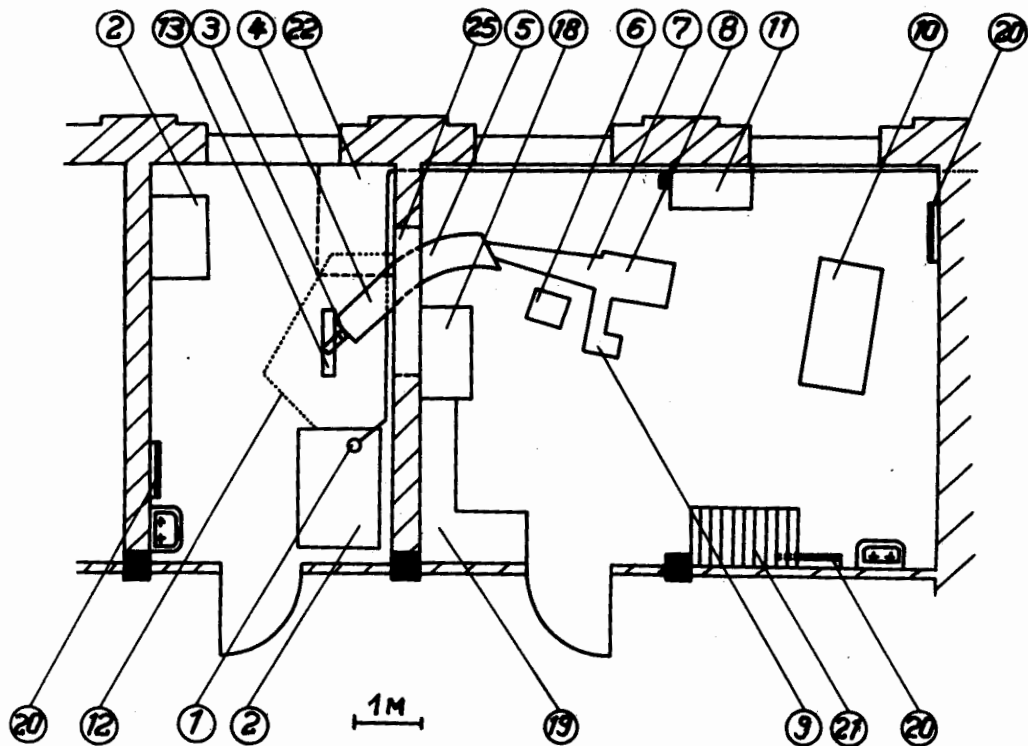


Рис. 5. Размещение установки ЯСНАПП-1 Обозначения

отдельных позиций следующие: 1 - пневматическая почта; 2 - вытяжной шкаф; 3 - ионный источник; 4 - камера лития; 5 - магнит; 6 - питание магнита; 7 - дисперсионная камера; 8 - коллекторная камера; 9 - изобарический сепаратор; 10 - магнитный β -спектрометр; 11 - питание спектрометрических измерительных приборов; 12 - высоковольтное ограждение; 13 - высоковольтное табло; 14 - труба для тоководов ионного источника; 15 - держатель трубы; 16 - стол для питания источника; 17 - окно; 18 - пульт управления; 19 - щиты для электрического управления; 20 - лабораторные щиты; 21 - лестница; 22 - углубление для форвакуумных насосов; 23 - высоковакуумный агрегат; 24 - швеллер, несущий второй этаж; 25 - смотровое окно.

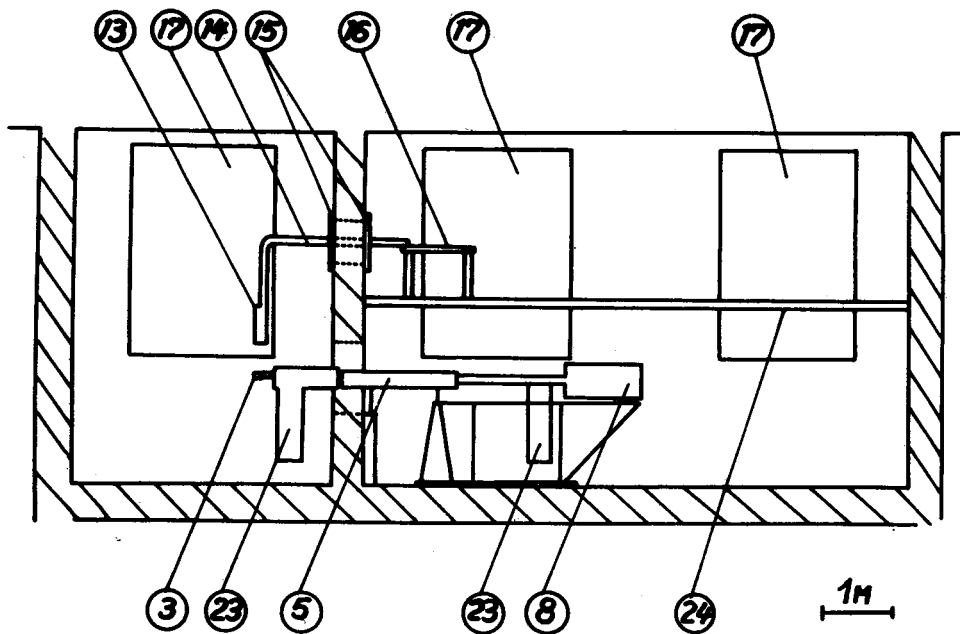


Рис. 6. Размещение установки ЯСНАПП-1.

5. Система ускорения и формирования ионного пучка

Электрическая схема питания и расположение цилиндрических электродов ионно-оптической системы источника показаны на рис. 7. Ускоряющее напряжение можно регулировать максимально до 50 кэВ. Отклонение ионного пучка с определенной позиции на коллекторе в нашем случае определяется по формуле^{/11/}:

$$\Delta x = \frac{K}{\cos \omega} \left(\frac{\Delta V}{2V} + \frac{\Delta H}{H} \right), \quad \frac{\Delta V}{V} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_1}{V} \right)^2 + \left(\frac{\Delta V_2}{V} \right)^2},$$

где $K = 2D (M / \Delta M)$ - коэффициент дисперсии, ω - угол наклона фокальной плоскости, $\Delta H / H = 10^{-4}$ - относительная нестабильность магнитного поля, $\Delta V_1 / V$ и $\Delta V_2 / V$ - относительные нестабильности энергии ускоренных ионов вследствие нестабильности ускоряющего напряжения ($5 \cdot 10^{-4}$) и процессов, происходящих в плазме ионного источника ($5 \cdot 10^{-4}$), соответственно. Ускоряющее напряжение стабилизируется с помощью схемы, описанной в работе^{/12/}. При $\Delta M / M = 1/250$ $\Delta x = 1,2$ мм, что составляет $\approx 20\%$ от величины дисперсии.

Перед входным отверстием источника установлен подвижный вытягивающий электрод Э1. Потенциал его относительно земли может меняться от 30 до 50 кВ. Это дает возможность, оставляя ускоряющее напряжение неизменным, менять форму границы плазмы в выходном отверстии источника, подбирая тем самым оптимальную угловую расходимость ионного пучка. Воздействовать на границу плазмы можно также изменением расстояния между электродом Э1 и плоскостью выходного отверстия ионного источника^{/13/}. Электрод Э3 и два заземленных электрода образуют одиночную линзу, фокусное расстояние которой зависит от величины напряжения U_ϕ . Эта система электродов позволяет формировать параллельный ионный пучок в широком диапазоне изменений величины угловой расходимости между источником и электродом Э1.

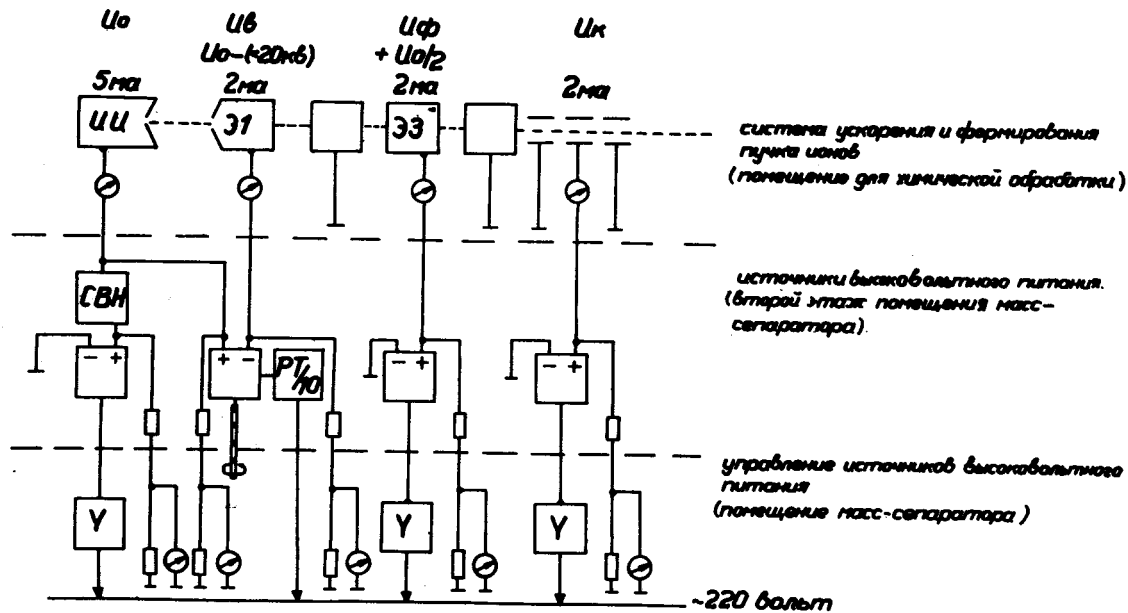


Рис. 7. Блок-схема высоковольтного питания ионооптической системы источника.

Перед входом в анализирующий магнит установлена система электродов для отклонения ионного пучка в вертикальном направлении. Прикладывая к пластинам напряжение u_k , можно также придавать ионному пучку эллиптическую форму вместо круглой с целью уменьшения расплывания пучка силами его собственного объемного заряда.

6. Вакуумная система

Вакуумная система изображена на рис. 8. Величина давления остаточного газа в камерах масс-сепаратора не выше 10^{-5} мм рт.ст. Откачка осуществляется тремя высоковакуумными паромасляными диффузионными насосами. В районе выходного отверстия ионного источника используется дифференциальная откачка. Ловушки высоковакуумных агрегатов охлаждаются парами жидкого азота. Азотные ловушки помещены также над высоковакуумными агрегатами.

7. Ионный источник

В качестве ионного источника предполагается использовать усовершенствованный вариант источника типа Нильсена^{/14/}. Его основные характеристики:

- 1) величина рабочего тока до 100 мка;
- 2) расход вещества носителя ($A \geq 100$) = 1 мг/час;
- 3) коэффициент полезного действия (КПД) - (5 + 15)%;
- 4) максимальная начальная энергия ионов < 50 эв.

Схема источника изображена на рис. 9. Разделяемая проба, находящаяся в кварцевой трубке, вводится в источник через шлюз и нагревается для испарения за счёт теплового излучения с катода источника. Температура пробы зависит от ее расположения относительно катода. Пробы можно хлорировать непосредственно в источнике, подавая в трубку (22) четыреххлористый углерод^{/15/}. Имеется также дополнительный ввод для подачи газа, поддерживающего разряд. В случае разделения изотопов из граммовых

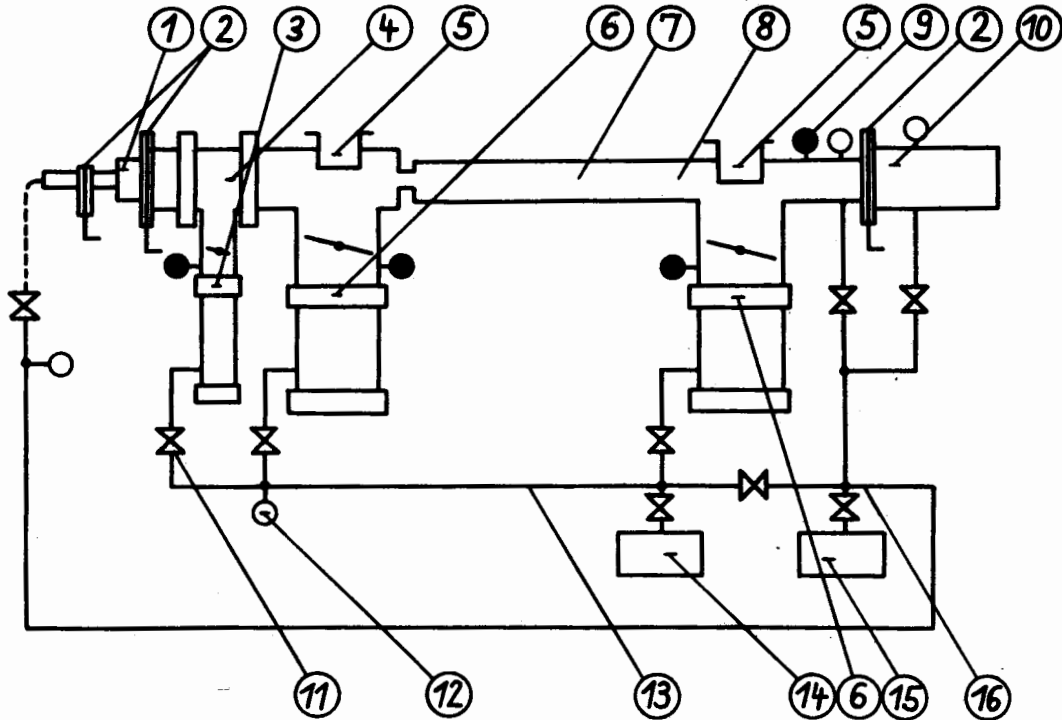


Рис. 8. Блок-схема вакуумной системы установки ЯСНАПП-1. 1 - ионный источник; 2 - вакуумный шибер; 3 - высоковакуумный агрегат (850 л/сек); 4 - вакуумная камера вытягивающего электрода; 5 - ловушка с жидким азотом; 6 - высоковакуумный агрегат (1500 л/сек); 7 - вакуумная камера в магните; 8 - дисперсионная вакуумная камера; 9 - ионизационный манометр ЛП-2; 10 - коллекторная вакуумная камера; 11 - форвакуумный вентиль; 12 - термопарная лампа ЛТ-12; 13 - чистовая форвакуумная линия; 14 - форвакуумный насос ВН-40 (25 л/сек); 15 - форвакуумный насос ВН-1 (18 л/сек); 16 - черновая форвакуумная линия.

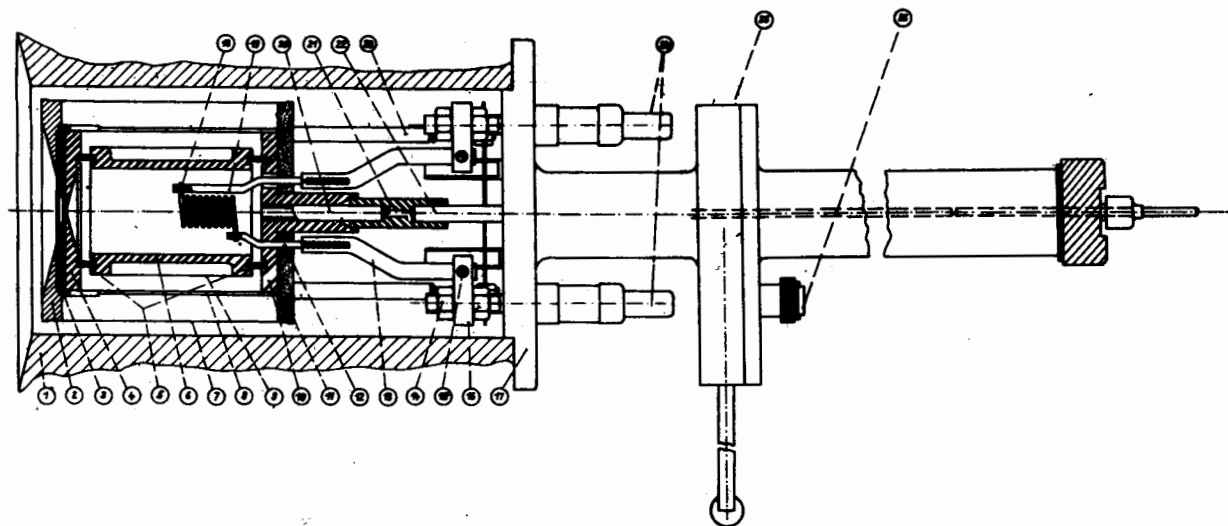


Рис. 8. Общий вид ионного источника типа Нильсена для установки ЯСНАПП-1; 1 - кожух источника; 2 - передняя крышка источника; 3 - тепловой экран; 4 - крышка с выходным отверстием; 5 - изолятор; 6 - разрядная камера; 7, 8, 9 - тепловые экраны; 10 - задняя крышка источника; 11 - изоляционный фланец; 12, 13-16, 19 - тоководы катода; 17 - фланец источника; 18 - катод; 20 - кварцевая испарительная трубка; 21 - уплотнительная муфта; 22 - система ввода CO_2 ; 23 - держатель корпуса источника; 24 - тоководы; 25 - вакуумный шлюз ввода пробы; 26 - откачка.

количество исходного вещества кварцевая трубка и система подачи CS_4 заменяются электрическим нагревателем с максимальной рабочей температурой $1000^\circ C$.

На рис. 10 изображена блок-схема электропитания ионного источника и других электрических цепей, необходимых для проведения химических операций в линии с источником. Разделительные трансформаторы и выпрямители расположены на втором этаже помещения масс-сепаратора (см. рис. 6). Управление источниками электропитания осуществляется с пульта масс-сепаратора.

Качество фокусировки массовых линий на фокальной плоскости контролируется сканирующим устройством по пучку-маркеру/18/.

8. Быстродействие установки ЯСНАПП

При исследовании короткоживущих нуклидов число регистрируемых событий на коллекторе масс-сепаратора сильно зависит от скорости проведения отдельных операций, т.е. суммарное время ΣT_v (см. раздел 3) должно быть по возможности меньше. Время транспортировки мишени от ускорителя до источника масс-сепаратора по пневмопочте в настоящее время составляет ≈ 5 сек/3/. Это время можно еще сократить путем увеличения рабочего давления в пневматической линии.

Далее облученная мишень должна пройти химическую обработку для разделения продуктов реакций по элементам, т.е. по Z . Затем выделенная проба ($\approx 10^{-10}$ гр) должна быть загружена в ионный источник. Смешивание ее с веществом-носителем нецелесообразно, так как разделение изотопов, например, 1 мг вещества с $A = 100$ и КПД источника 10% при величине ионного тока 50 мка должно продолжаться примерно 1 час. Поэтому проба должна вводиться в источник по возможности в чистом виде. В этом случае режим работы источника устанавливается заранее с помощью балластного вещества или инертного газа/16/. В работе/17/ показано, что режим ионного источника, отвечающий максимальному КПД по балластному веществу, обеспечивает максимальный выход и для

малых радиоактивных проб. Было также показано, что разрешение массовых линий на коллекторе для балластного вещества с током ≈ 1 мка и для пробы практически одно и то же. Это дает возможность подбирать оптимальный режим источника по балластному веществу, либо по веществу-маркеру/18/.

Для ввода пробы можно воспользоваться методом термохимического разделения/19,20/. В этом случае выделяется фракция в виде паров летучих окисей, фторидов или хелатов. Продукты реакций диффундируют из мишени в трубку, имеющую градиент температуры по длине. Температура трубки подобрана так, что в ней конденсируются только пары соседних элементов примесей, а пары исследуемого элемента беспрепятственно поступают в разрядную камеру ионного источника.

В работе /21/ описана скачкообразная диффузия. При облучении протонами нарушается нормальная кристаллическая структура ряда окисей, например, CaCo_3 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , Cr_2O_3 , SiO_2 , TiO_2 . При определенной температуре аморфная часть мишени через одну или несколько ступеней переходит опять в кристаллическую форму, а включенные летучие компоненты покидают мишень. Существует также другой способ быстрого выделения продуктов реакций из мишени, например, для отделения осмия от рения, образующихся в мишени из окиси ртути. Эти продукты быстро выходят из мишени при нагревании ее до $\approx 800^\circ$ ($\text{HgO} \rightarrow \text{Hg} + \frac{1}{2}\text{O}_2$) в виде летучих окисей OsO_4 и Re_2O_7 . Далее эти окиси могут быть разделены в нагретой трубке, описанной выше. Выход окисей осмия при этой методике достигает 100%/19/. Если требуемый элемент не направляется сразу в ионный источник, а собирается и загружается в ионный источник через вакуумный шлюз, то время с конца облучения мишени до начала измерения ($\sum T_v$) не будет превышать трех минут. При соединении химической аппаратуры непосредственно с ионным источником и соответствующей автоматизации проведения всех процессов это время может быть доведено до 0,3 мин. К быстрдействию установки относится также скорость вывода продуктов реакций с коллектора в измерительные приборы. В настоящее время разрабатывается несколько способов вывода активности из камеры приемного устройства, включая изобарический сепаратор/22,23/. Для быстрой транспортировки актив-

ностей имеется также ряд других технических решений, например, коллекторные фольги, на которые поочередно собираются разделенные продукты реакций и которые без нарушения вакуума в системе извлекаются для измерений.

9. Эффективность разделения масс-сепаратора

Число ионов продуктов реакций пропорционально эффективности масс-сепаратора ϵ_s (см. выражения 3 и 5). Эффективность масс-сепаратора имеет большое значение при исследовании нуклидов, находящихся очень далеко от полосы β -стабильности, то есть нуклидов, сечение образования которых очень мало. Эффективность масс-сепаратора определяется в основном тремя факторами: эффективностью ионного источника ϵ_I , коэффициентом транспортировки ионов через сепаратор ϵ_T и эффективностью приема разделенных изотопов ϵ_k . Для ионного источника в зависимости от разделяемого вещества можно ожидать значения в пределах $1 < \epsilon_I < 15\%$. Коэффициент транспортировки ионов учитывает процессы взаимодействия быстрых ионов с атомами остаточного газа в вакуумной камере сепаратора. Этот коэффициент можно грубо оценить, используя выражение из работы^{/24/},

$$\epsilon_T = e^{-3,5 p L \sigma} \quad (8)$$

где p - давление остаточного газа в мм рт. ст., L - длина пути ионов в см и σ - сечение процессов столкновения и перезарядки ($\approx 10^{-15} \text{см}^2$). В таблице 2 приводятся значения ϵ_T для установки ЯСНАПП-1 и ЯСНАПП-2, в последнем случае для двух значений давления

Таблица 2

| Установка | p (мм рт. ст.) | L (см) | ϵ_T |
|-----------|------------------|----------|--------------|
| ЯСНАПП-1 | 10^{-5} | 500 | 0,8 |
| ЯСНАПП-2 | 10^{-5} | 1400 | 0,05 |
| ЯСНАПП-2 | 10^{-6} | 1400 | 0,6 |

остаточного газа. Из таблицы видно, что эффективность сепаратора в установке ЯСНАПП-1 определяется, главным образом, эффективностью источника. В системе ЯСНАПП-2 возникает трудность получения достаточно хорошего вакуума в длинной и узкой трубе ионопровода. Следует заметить, что от величины давления в ионопровode зависит также компенсация объемного заряда ионного пучка; согласно /25/, величина давления не должна быть ниже 10^{-6} мм рт. ст.

10. Обогащение разделенных изотопов

Величину обогащения разделенных изотопов принято характеризовать коэффициентом обогащения, который имеет вид:

$$E = \frac{(a' / b')}{(a / b)}, \quad (9)$$

где (a' / b') - отношение количества обогащенного изотопа к количеству сопутствующих ему изотопов после разделения, (a / b) - отношение количества выделяемого изотопа к остальным в исходном веществе до разделения. Величина E^{-1} называется загрязнением и зависит от ряда эффектов /26/:

1) различного вида неустойчивости, возникающие в плазме газового разряда ионного источника и в ионном пучке, которые можно свести к минимуму, подбирая оптимальные параметры газового разряда и режим извлечения ионного пучка из источника /27/;

2) плохая юстировка системы фокусировки ионного источника, наличие пробоев высокого напряжения, нестабильности ускоряющего и фокусирующего напряжений и магнитного поля, абберации электрических и магнитных линз. Эти эффекты также можно существенно уменьшить путем соответствующих коррекций;

3) примеси изотопов, имеющих такие же отношения e / m , что и выделяемые изотопы /28/;

4) процессы рассеяния и перезарядки ионов пучка при столкновении с атомами остаточного газа в вакуумной камере сепаратора. Эти эффекты вносят свой вклад в "хвосты" распределений плотности тока в массовых линиях на фокальной плоскости. Устранить их практически невозможно/29,30/.

Величиной, определяющей в какой-то мере коэффициент обогащения, является отношение $K = D_1 / L$, где D_1 - дисперсия при относительной разности масс $M / \Delta M = 1$, L - длина пути пучка в сепараторе/31/. Она учитывает свойства оптической системы и вторичные процессы в вакуумной камере. Для оценки коэффициента обогащения E по величине K в таблице 3 приводятся некоторые параметры описанных в литературе масс-сепараторов.

Таблица 3

| R (см) | ϕ (град) | Магнитное поле однород. неоднород. | D_1 | K | E | Литература |
|--------|---------------|---------------------------------------|-------|------|--------|------------|
| 102,5 | 191 | X | 220 | 0,48 | 10^4 | /35/ |
| 70 | 90 | x | 116 | 0,35 | 10^3 | /31/ |
| 160 | 90 | x | 160 | 0,38 | 10^3 | /34/ |
| 150 | 55 | x | 150 | 0,31 | 10^3 | ЯСНАПП-1 |

Для масс-сепаратора установки ЯСНАПП-1 имеем $K = 0,31$. Сравнивая это значение со значениями, полученными для других масс-сепараторов, можно ожидать в нашем случае коэффициент обогащения $E = 10^3$.

Интересно оценить, как далеко отстоящие от полосы β -стабильности нуклиды можно изучать данной методикой. Для этой цели рассмотрим получение изотопов осмия из окиси ртути (см. разделы 3 и 8). Значения периода полураспада были взяты из работ/32,33/, форма массовой линии на фокальной плоскости масс-сепаратора - из работы/34/. Давление остаточного газа примем равным $\approx 10^{-5}$ мм рт.ст. Суммарное число распадов продуктов реакций на коллекторе за время T_R соответствует значению, вычисленному по формуле (3). Результаты расчётов приводят-

171 172 173 174 175 176 177 178 179 180 181

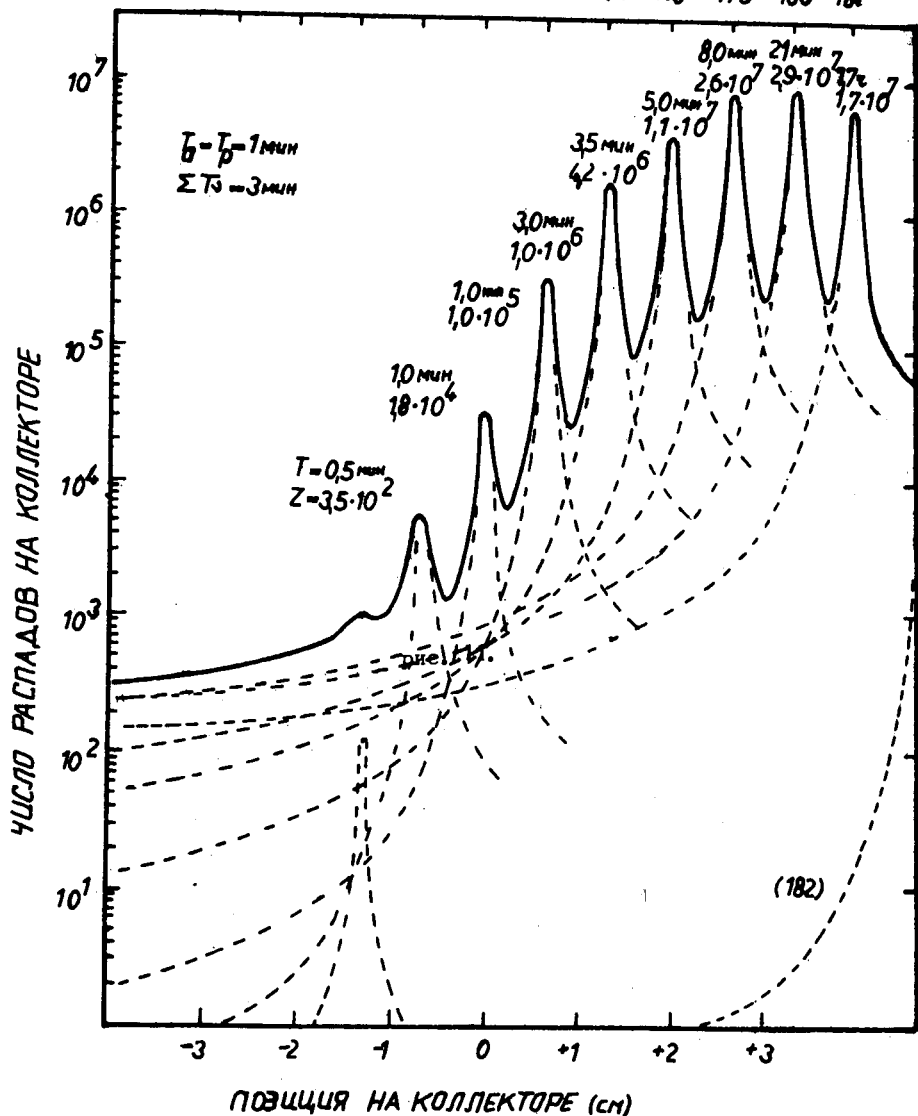


Рис. 11: Ожидаемый массовый спектр осмия для мишени из окиси ртути при значении $\Sigma T_{1/2} = 3 \text{ мин}$. Значение z представляет собой площадь, ограниченную пунктирной кривой распределения данного изотопа на коллекторе. T - период полураспада данного изотопа.

171 172 173 174 175 176 177 178 179 180 181

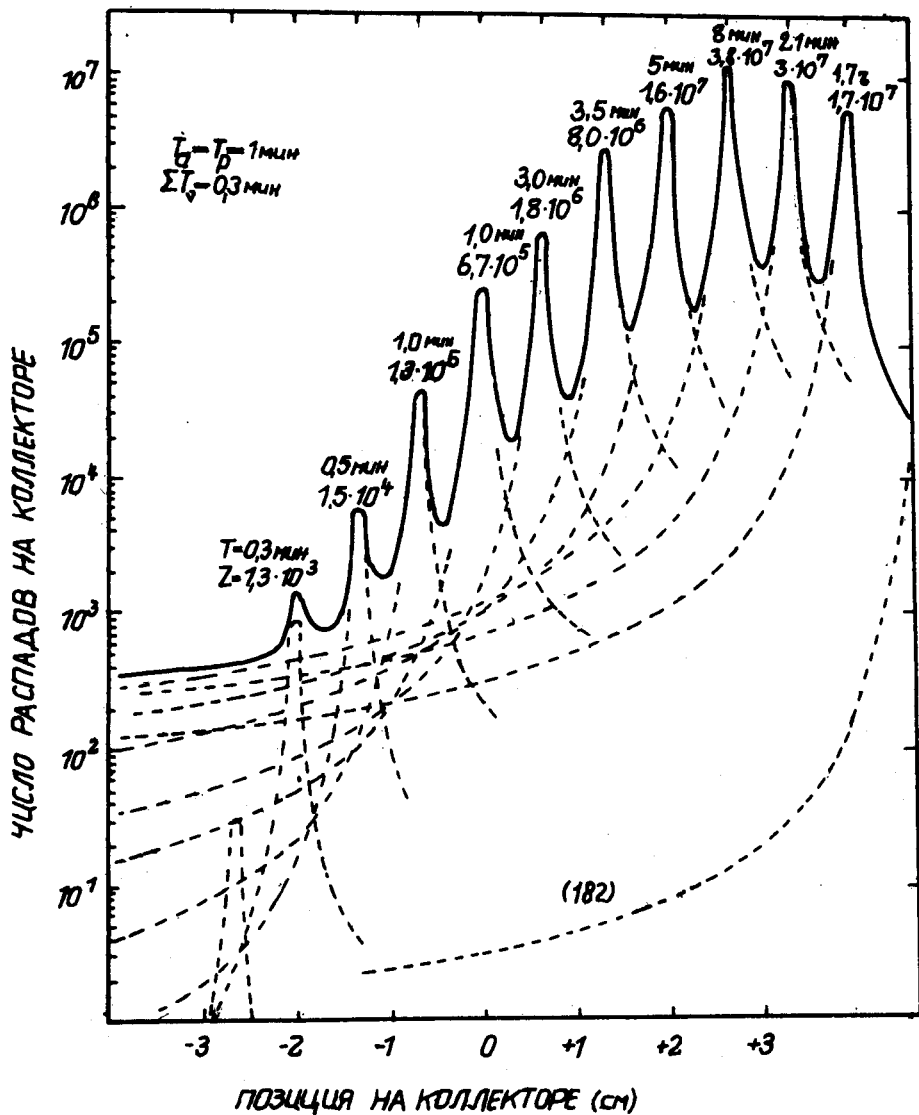


Рис. 12. Ожидаемый массовый спектр осмия при значении $\Sigma T_0 = 0,3$ мин.

ся на рис. 11 для случая $\Sigma T_{\nu} = 3$ мин, на рис. 12 - для $\Sigma T_{\nu} = 0,3$ мин. При этом предполагается, что на коллектор изотопы осмия поступают в виде ионов $Os O_4^+$. Из рисунков видно, что с помощью установки ЯСНАПП-1 при значении $\Sigma T_{\nu} = 3$ мин можно еще изучать распад изотопа ^{174}Os , отстоящего на 10 массовых единиц от ближайшего стабильного изотопа осмия с массовым числом $A = 184$. Уменьшение значения ΣT_{ν} в 10 раз, т.е. до 0,3 мин позволяет изучать распады двух следующих изотопов с $A = 172$ и 173. Таким образом, пределом для исследования являются изотопы осмия, отстоящие на 12 массовых единиц от ближайшего стабильного изотопа осмия.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Музиоль. Препринт ОИЯИ Р-3699, Дубна 1968.
2. Р.Арльт, С.Кадыкова, А.Калинин, В.Моисеева, Г.Музиоль, М.Омельяненко, Ю.Прокофьев, Б.Семенов, А.Синаев, Н.Чистов, Х.Штрусный, Г.Эльснер. Препринт ОИЯИ Р6-3773, Дубна 1968.
3. Р.Арльт, В.Быстров, Г.Музиоль, П.Паатеро, Х.Штрусный. Препринт ОИЯИ 13-3922, Дубна 1968.
4. M.Barbier, A.Cooper. Preprint CERN 65-34, Geneva (1965).
5. G.Rudstam. Nucl. Instr. a. Meth. 38, 282 (1965).
6. Э.Б.Берловин, В.К.Тарасов. Препринт ОИЯИ 6-3699, Дубна 1965.
7. I.Bergström. Nucl. Inst. a. Meth. 43, 128, (1966).
8. G.Andersson. Ark. f. Fys. 36, (1966).
9. G.Andersson, B.Hedin, G.Rudstam. Nucl. Instr. a.Meth., 28, 245 (1964).
10. G.Rudstam, S.Sundell, G.Andersson. Nucl. Instr. a.Meth. 28, 255(1964).
11. H.Ewald, H.Hintenberger. "Methoden und Anwendung der Massenspektroskopie" Weinheim, Verlag Chemie (1953).
12. С.М.Нафтулин. Препринт ИАЭ им. Курчатова ИАЭ-926, Москва 1965.
13. В.И.Райко. ЖТФ, 33, 244 (1963). В.И.Райко, Б.Е.Гаврилов. ПТЭ, 4, 215 (1968).

14. K.O.Nielsen. Nucl.Instr. a.Meth. 1, 289 (1957).
15. O.Skilbreid, G.Sidenius. Electromagnetic separation of Radioactive Isotopes (ed. M.J.Higatsberger a. F.P.Viehböck Springer, 1961 Wien).
16. J.L.Sarroy et al. Nucl.Instr. a.Meth. 38, 29, (1965).
17. А.В.Демьянов и др. Препринт ОИЯИ Р13-3953, Дубна 1968.
18. Х.Тыррофф. Препринт ОИЯИ Р13-3367, Дубна 1967.
19. Ю.В.Норсеев. Доклад на рабочем совещании по быстрым радиохимическим методам исследования на ускорителе, Дубна, 1968.
20. J.Merinis. These (1961).
21. H.J.Matzke. Canad.Journ.Phys. 46, 621, (1968).
22. S.Borg et al. Nucl. Instr. a.Meth. 38, 296 (1965).
23. G.Sidenius et. Nucl.Instr. a.Meth. 38, 299 (1965).
24. I.Chavet-Choueka. Theses (1965).
25. S.Sundell. CERN NP Internal Report 64-13 (1964).
26. J.H.Freeman. Nucl. Instr. a.Meth. 38, 49 (1965).
27. V.I.Raiko. Kernenergie, 10, 85, (1967).
28. G.Andersson, G.Rudstam. Nucl.Instr. a.Meth. 29, 279, (1964).
29. M.Menat. Canad.Journ.Phys. 42, 164, (1964).
30. W.L.Rautenbach, K.Lubbinge. Nucl.Instr.a.Meth. 38, 60 (1965).
31. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов. Препринт ОИЯИ Р-1948, Дубна 1965.
32. Р.Арльт, З.Малек, Г.Музиоль, Х.Штрусный. Препринт ОИЯИ Р6-4234, Дубна 1968.
33. Р.Арльт, Н.Г.Зайцева, Ли Чун Хи, Г.Музиоль, Х.Штрусный. Программа и тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 27 января - 4 февраля 1969 г. Часть I , стр. 134.
34. J.Unler. Ark.Fys. 24, 329, (1963).
35. H.Fabricius et al. Nucl. Instr.a.Meth. 38, 64, (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 мая 1969 года.