

Е
А

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3240/2-81

29/6-81

P15-81-222

Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, М.Б.Миллер,
Л.В.Михайлов, А.А.Плеве, И.Ф.Харисов

**БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ
МАСС-СЕПАРАТОР ЯДЕР ОТДАЧИ**

Направлено на XXXI Совещание по ядерной
спектроскопии и структуре ядра /Самарканд,
апрель 1981 г./ и в журнал "Изв. АН СССР,
сер. физ."

1981

Одним из наиболее интересных направлений в ядерной физике низких энергий является исследование свойств ядер, удаленных от долины β -стабильности. Эти исследования позволяют получить важные данные о границах ядерной стабильности, о ядерном потенциале при аномальном соотношении между протонами и нейтронами в ядре и т.д. Наиболее перспективным путем получения ядер с большим недостатком нейтронов являются ядерные реакции сusercontentными тяжелыми ионами.

Однако такие ядра характеризуются рядом свойств /в первую очередь - коротким периодом полураспада с низким сечением реакций их образования/, которые существенно затрудняют их исследование. Это особенно касается тяжелых ядер, у которых времена жизни определяются α -распадом и могут достигать 10^{-7} с, а сечение ограничивается конкуренцией со стороны деления и во многих случаях не превосходит 10^{-33} см². Для исследования таких ядер непригодны традиционные методики, в частности, масс-сепараторы с источником, т.к. они имеют недостаточное быстродействие, а их эффективность существенно зависит от химических свойств исследуемого элемента.

В данной работе описывается сравнительно простой масс-сепаратор без источника, который для определенного круга ядер и реакций их получения /достаточно широкого/ в значительной степени свободен от этих ограничений.

Действие масс-сепаратора основано на разделении вылетающих непосредственно из мишени ядер отдачи и бомбардирующих частиц в поперечных магнитном и электрическом полях и измерении их времени пролета. Поэтому масс-сепаратор наиболее целесообразно использовать в тех случаях, когда исследуемые ядра приобретают в реакции достаточно большой импульс. Особенно перспективными являются реакции с тяжелыми ионами, протекающими через образование составного ядра, т.к. при этом сильная асимметрия углового распределения продуктов реакций /в направлении вперед/ существенно повышает эффективность их сбора.

Движение ядер отдачи, имеющих массу M , ионный заряд q , скорость v и энергию E в поперечном магнитном и электрическом полях /с напряженностями поля соответственно H и E / описывается известными выражениями:

$$\rho = \frac{Mv}{Hq},$$

/1/

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{q l \mathcal{E}}{2 E}, \quad /2/$$

$$t = \frac{\alpha M}{H q}, \quad /3/$$

где ρ - радиус кривизны, ϕ - угол отклонения, l - длина отклоняющих пластин и t - время поворота на угол α /в радианах/.

Ядра отдачи тяжелых элементов с энергиями выше 0,1 МэВ/нукл. имеют достаточно широкое распределение по ионным зарядам. Параметры этого распределения /средний заряд \bar{q} и его разброс Δq / определяются выражениями:^{1/}

$$\bar{q} = z / 1 - \exp(-\frac{v}{v_0} z^{-0,68}) \} \quad /4/$$

$$\Delta q = 0,27 z^{0,5} \quad v_0 = \frac{e^2}{h} = 2,19 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad /5/$$

где z - атомный номер ядра. Эти выражения для \bar{q} и Δq достаточно хорошо подтверждаются экспериментальными данными вплоть до энергий ≈ 2 МэВ/нукл.^{2/}

На рис.1 представлена зависимость магнитной жесткости ($H\rho$) от энергии вызывающего реакцию иона или образующегося при этом ядра отдачи /использованы экспериментальные значения \bar{q} из работы^{2/} /. Видно, что с ростом энергии значения $H\rho$ увеличиваются для ионов и практически не меняются для ядер отдачи.

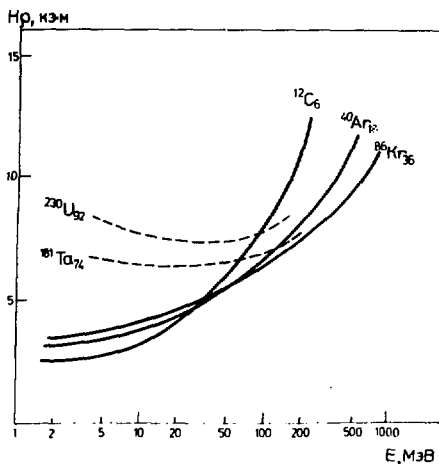


Рис.1. Зависимость магнитной жесткости $H\rho$ от энергии ионов или ядер отдачи E .

Разная зависимость параметра $H\rho$ от энергии объясняется тем, что в случае ионов их заряд близок к ядерному ($z \approx \bar{q}$), в то время как для ядер отдачи их средний заряд растет с увеличением скорости /согласно выражению /4//. Такое поведение магнитной жесткости позволяет осуществить эффективный сбор ядер отдачи с большим энергетическим разбросом /и, следовательно, использовать мишени толщиной до нескольких мг/см²/, а также отделить их от бомбардирующих ионов с энергиями выше 10 МэВ/нукл.

При взаимодействии тяжелых ионов с ядрами с большим сечением идут прямые

Рис.2. Блок-схема установки. 1 - траектория движения ионов, 2 - траектория ядер отдачи, 3 - мишень, 4 - детектор ядер отдачи и продуктов их распада, 5, 5' - детекторы для измерения времени пролета, 6 - отклоняющие пластины, 7 - сектор с повышенной напряженностью поля.



реакции, упругое и неупругое рассеяние. Продукты этих реакций имеют широкое распределение по массам и кинетическим энергиям^{3/}, и заметная часть их будет иметь значения импульса, а следовательно, и параметра H_p , близкие к тем, которыми характеризуются исследуемые продукты реакций полного слияния. Поэтому разделения их в магнитном поле не происходит, и для этого используется поперечное электрическое поле. В таком поле, согласно выражению /2/, угол отклонения зависит от кинетической энергии заряженной частицы, и продукты прямых реакций, имеющие тот же импульс, что и изучаемые ядра отдачи, но большую энергию, будут эффективно отделены. Подобный способ выделения продуктов реакций полного слияния с помощью поперечных электрического и магнитного полей используется в целом ряде устройств, описанных, например, в работах^{4,5/}.

На рис.2 представлена блок-схема одного из вариантов установки, предназначенной для выделения короткоживущих продуктов реакций полного слияния ионов высокой энергии /более 10 МэВ/нукл./ с ядрами, характеризующимися низким сечением образования /менее 10^{-30} см²/ и испытывающих α -распад или деление. Основой установки является электромагнит типа СП-57 с диаметром полюсов 100 см. В этом электромагните можно получить напряженность поля до 17 кЭ на радиусе 42 см при зазоре 10 см и осуществить круговое движение продуктов полного слияния в широком диапазоне массовых чисел и кинетических энергий.

Облучаемая мишень находится внутри электромагнита. Выбитые из мишени ядра отдачи движутся по круговой траектории и сбор их производится после оборота на угол, близкий к 360° . Таким способом осуществляется их фокусировка в горизонтальной плоскости. Фокусировка по вертикали производится за счет азимутальной вариации магнитного поля: мишень и детектор находятся внутри сектора /90°/ с повышенной напряженностью поля. Отклоняющие пластины /их длина 60 см при зазоре 3 см/ находятся на участке

с пониженной напряженностью магнитного поля. К пластинам прикладывается постоянное напряжение 5-10 кВ, подбором его можно осуществить отклонение ядер отдачи на угол в 2° /легкие продукты прямых реакций при этом практически не меняют направления/. Азимутальная вариация магнитного поля, а также электрическое поле приводят к тому, что орбита ядер отдачи не является замкнутой кривой, и сборник ядер отдачи располагается на расстоянии ~ 10 см от мишени. Расчеты электрического и магнитного полей, траектории движения ядер отдачи, эффективности их сбора и коэффициентов разделения их от других продуктов реакций приводятся в отдельной публикации.

В случае низкого сечения и высокого коэффициента отделения пучка бомбардирующих частиц и продуктов прямых реакций изучаемые ядра отдачи можно собирать непосредственно на детекторе, регистрирующем продукты их распада. Такое совмещение сборника и детектора приводит к существенному повышению эффективности регистрации ядерного излучения /до 100% для осколков деления и 50% для α -частиц/. Измерения временных интервалов между импульсами от ядер отдачи и продуктов их распада позволяет определить время жизни образующегося в реакции изотопа.

Более перспективным является использование позиционно-чувствительного полупроводникового детектора, который позволяет определить место попадания ядер отдачи. В этом случае для временного анализа отбираются лишь те события, которые соответствуют одной и той же координате на детекторе. Это уменьшает число случайных совпадений, позволяет работать с большими нагрузками и исследовать цепочки распадов.

Поскольку на детектор с близкой по величине эффективностью собираются все продукты реакций полного слияния, то необходима идентификация по массовому числу каждого из них. Эта идентификация производится по измерению времени оборота ядер отдачи в магнитном поле на заданный угол. Из выражения /3/ видно, что это время не зависит от скорости ядер отдачи, а определяется отношением его массы к ионному заряду M/q . В случае тяжелых ядер отдачи $M/q > 10$, поэтому продукты реакции с разными q растянуты по временной шкале значительно шире, чем соседние изотопы. Одновременное измерение времени пролета и характеристик распада образующихся в реакциях изотопов, среди которых, как правило, один или несколько являются известными, позволяет идентифицировать по A и Z и все остальные продукты реакции.

Для измерения времени оборота используется либо временная структура пучка, либо два детектора /рис.2/. Последний случай позволяет получить значительно большую точность. Например, при использовании микроканальных пластин, регистрирующих вторичные электроны из тонких пленок, достигнуто временное разрешение

10^{-10} с^{-6} . Это обеспечивает четкое разделение ядер отдачи по массовым числам /при времени оборота $t = 10^{-8} \text{ с}$, $\frac{\Delta t}{t} = 10^{-4}$, а $\frac{\Delta A}{A} > 4 \cdot 10^{-3}$ /.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянный интерес к работе, а также Н.И.Тарантину, С.И.Козлову и Б.И.Кленину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Betz H.D. Rev.Mod.Phys., 1972, 44, p.465.
2. Wittkower A.B., Betz H.D. Atomic Data Tables, 1973, 5, p.113.
3. Volkov V.V. Nucleonica, 1976, 21, p.55.
4. Ewald H. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1976, 139, p.223.
5. Münzenberg G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 161, p.65.
6. Zebelman A.M. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 141, p.439.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1981 года.