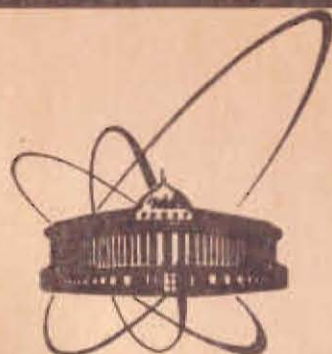


85-754



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

13-85-754

Э. Вилд, Х. Зодан, С. М. Лукьянов, В. И. Носокин,
Ю. Э. Пенионжкевич, В. С. Саламатин, Г. Г. Чубарян,¹
П. Гитшнер,² В. Зайдель,² Ф. Стари,² К. Д. Шиллин²

ДВУХПЛЕЧЕВОЙ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ
СПЕКТРОМЕТР УСТАНОВКИ "ДЭМАС"

¹ Ереванский физический институт

² Центральный институт ядерных исследований АН ГДР,
Россендорф.

1985

Реакции с тяжелыми ионами при энергиях $E \geq 5$ МэВ/нуклон характеризуются многообразием выходных каналов с образованием продуктов в широких диапазонах масс, зарядов и энергий. Поэтому для изучения механизма взаимодействия сложных ядер необходимо с высокой степенью точности выделять и идентифицировать продукты реакций, образующиеся в одном из возможных выходных каналов. Решить поставленную задачу можно, используя корреляционную методику^{/1/}, обладающую высокой разрешающей способностью по массе, заряду и другим измеряемым характеристикам.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РЕГИСТРАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЙ

С целью регистрации и идентификации продуктов в определенном канале реакции создан корреляционный двухплечевой времяпролетный спектрометр, схематическое изображение которого представлено на рис.1. Основу спектрометра составляют два мобильных позиционно-чувствительных времяпролетных плеча. Времяпролетная методика позволяет определять массу продукта с помощью измерений его скорости и энергии. На рис.2 представлен график зависимости относительного массового разрешения $\Delta M/M$ времяпролетного спектрометра от абсолютного временного Δt и относительного энергетического $\Delta E/E$ разрешений. Из него видно, что для получения относительного массового разрешения $\Delta M/M \sim 1\%$ при регистрации продуктов с энергией $E/M \sim 1$ МэВ/нуклон необходимо временное разрешение $\Delta t \sim 200$ пкс и $\Delta E/E \sim 0,8\%$. Создание в последние годы быстрых трансмиссионных временных детекторов^{/2-4/}, а также использование современных способов обработки сигналов^{/5/} с них сделало возможным получение субнаносекундного временного разрешения.

Временные отметки "Старт" и "Стоп" при прохождении частицей данной пролетной базы снимаются, соответственно, с временного детектора на основе микроканальных пластин /МКП/^{/3/} и лавинного счетчика^{/6/}.

Принцип работы стартового детектора основан на процессе вторичной электронной эмиссии, возникающей при прохождении заряженных частиц через тонкие пленки /толщиной ~ 20 мкг/см/. МКП применяются в качестве быстрого усилителя электронного тока. Изохронный перенос вторичных электронов на МКП в используемых детекторах осуществлялся с помощью электростатических или маг-

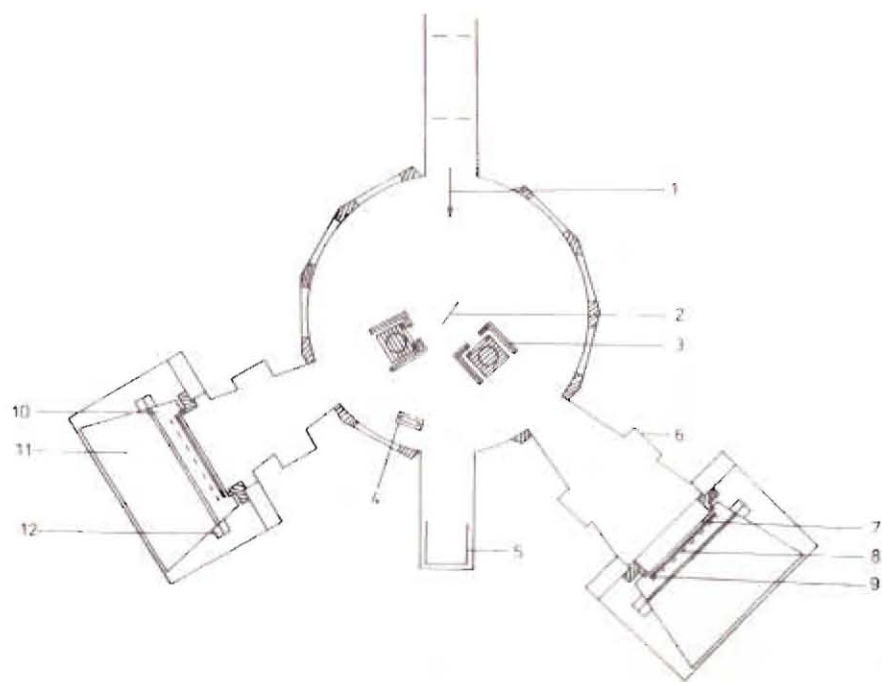


Рис.1. Схема двухплечевого времяпролетного спектрометра установки "ДЭМАС": 1 - пучок ионов, 2 - мишень, 3 - временные отметчики на основе ИКП с защитой, 4 - монитор, 5 - цилиндр Фарадея, 6 - времяпролетная база, 7 - входное окно, 8 - корректирующая сетка, 9 - лавинный счетчик, 10, 11 - ΔE - и E - сегменты анода соответственно, 12 - детектор x -координаты.

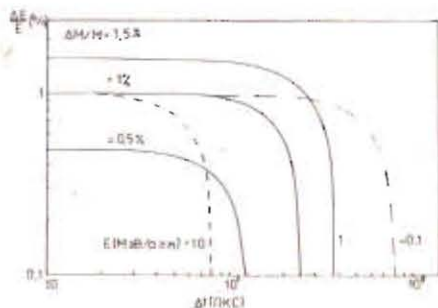


Рис.2. График зависимости относительного массового разрешения $\Delta M/M$ времяпролетного спектрометра от относительного энергетического $\Delta E/E$ и абсолютного временного Δt разрешений /сплошная линия - для ионов с энергией $E/M = 1$ МэВ/нуклон, пунктирная - для $E/M = 10$ МэВ/нуклон, штрихпунктирная - для $E/M = 0,1$ МэВ/нуклон/.

нитных систем. Выход вторичных электронов из вещества эмиттера происходит с поверхностного слоя глубиной до 100 \AA . Это позволяет использовать в детекторах очень тонкие эмиттеры, минимизируя энергетические потери при регистрации частиц с высокой удельной ионизацией. Наилучшее собственное временное разрешение таких детекторов $\Delta t_0 = 70:100 \text{ пс}$ ⁴, при этом эффективность регистрации с использованием эмиттеров из углерода или коллодия достигала 100% для осколков деления. Однако применение подобных эмиттеров для регистрации легких энергичных фрагментов ядерных реакций малоэффективно ⁷ вследствие низкого коэффициента вторичной эмиссии электронов. Поэтому для регистрации частиц с энергией ~ 10 МэВ/нуклон использовались специальные эмиттеры из рыхлого диэлектрического вещества /MgO/. Повышенный выход электронов из них объясняется тем, что процесс эмиссии происходит со всего объема рыхлого, пористого диэлектрического слоя с последующим размножением в порах вещества ⁷.

Обычно для достижения относительно большого угла регистрации в качестве "стопового" и энергетического детекторов используются плоскопараллельные лавинные счетчики /ППЛС/ и ионизационные камеры /ИК/ ⁸. Конструкция и основные параметры используемых в установке ППЛС и ИК описываются в работе ⁸. ППЛС, применяемый для получения быстрого стоп-сигнала, размещался непосредственно за входным окном в общем газовом объеме ионизационной камеры. Данный вариант конструкции позволил исключить ряд отсекающих фольг /способ изготовления которых описан в работе ⁹/ по сравнению с вариантом монтажа перед входным окном ИК, при этом также объединялась система газообеспечения счетчиков. Применение тонких фольг во входном окне ИК и лавинном счетчике повлекло за собой необходимость обеспечения низкого давления рабочего газа. Для осуществления максимальной тормозной способности в условиях низкого давления и ограниченного размера ИК в качестве рабочего газа использовались пары пентана при давлении $\sim 20:50 \text{ Тор}$. В результате измерений получено энергетическое разрешение $\Delta E = 70 \text{ кэВ}$ для α -частиц с энергией $E_\alpha = 5,5 \text{ МэВ}$.

Измерение угла вылета частицы относительно направления пучка осуществлялось по координатам попадания в ИК. Координата в плоскости реакции определялась с помощью специального координатного детектора ⁸, помещенного в промежутке между двумя сегментами анода /над целью в аноде/. Координата, перпендикулярная плоскости реакции и электродов ИК, получалась методом измерения времени дрейфа электронов от места их образования при прохождении регистрируемой частицы через объем газа до экранирующей сетки. Точность в измерении координат составляла величину $\sim 1 \text{ мм}$. Основные характеристики спектрометра приведены в таблице.

Таблица

Основные характеристики двухплечевого
времяпролетного спектрометра установки
"ДЭМАС"

Временное разрешение Δt	200 пс
Точность измерения скорости $\Delta v/v$	0,4%
Энергетическое разрешение ΔE	70 кэВ
Пределы измерения углов разлета продуктов: в плоскости реакции θ /от 20° до 165° /	$+ 7,5^\circ$ $+ 2,3^\circ$
вне плоскости ϕ	
Точность измерения углов	$0,2^\circ$
Телесный угол одного плеча $d\Omega$	25 мср
Массовое разрешение	$\pm 1,5$ а.е.м.

ПРИНЦИП КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ядерные реакции между сложными ядрами при энергиях ≤ 10 МэВ/нуклон с большой вероятностью приводят к образованию двух тяжелых фрагментов. Измеряя энергии, время пролета и угловые распределения таких коррелированных фрагментов, можно получить информацию о вкладе различных механизмов взаимодействия двух сложных ядер в полное сечение реакции. Кроме того, как будет показано в дальнейшем, корреляционные измерения с помощью двух времяпролетных плеч позволяют также отделить двухтельные каналы реакции от каналов, где испускаются три и более частицы. В проводимых экспериментах одно плечо обычно устанавливалось под фиксированным углом θ_3 к направлению пучка и имело угловой развор $\Delta\theta_3$. Другое плечо регистрировало продукт под углом θ_4 в интервале $\Delta\theta_4$, зависящем от характеристик входного канала $E_{\text{ион}}, M_1, M_2$, а также от θ_3, θ_4 , отношений масс продуктов $R = M_3/M_4$. Внутренние области на рис.3 включают двухтельные события, зарегистрированные в обоих времяпролетных плечах, причем θ_3 и $\Delta\theta_3$ остаются неизменными, а положение θ_4 изменяется в указанных границах углов, чтобы охватить все коррелированные продукты в интервале отношения масс $R = 0,22 \div 4,5$ в реакции $^{40}\text{Ar} / 220 \text{ МэВ} / + ^{232}\text{Th}$.

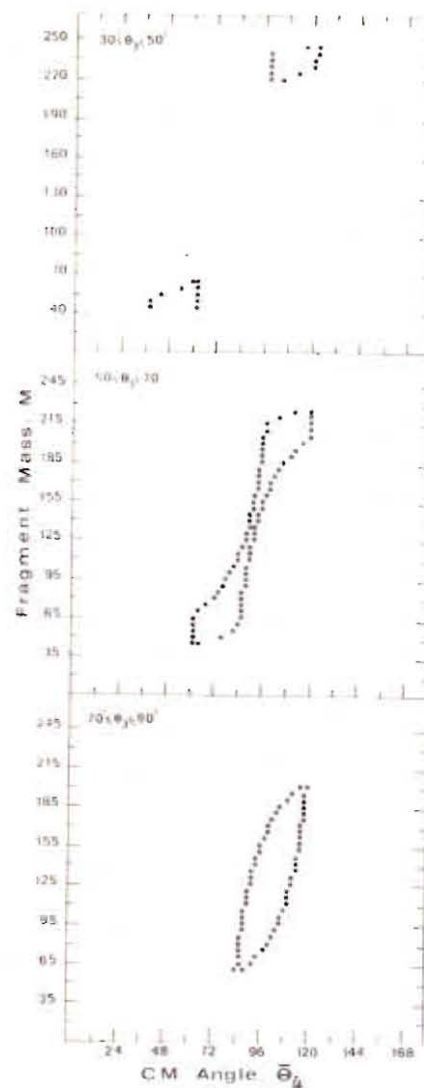


Рис.3. Результаты расчета параметров /массы и угла в с.ц.м. θ_4 / двухтельных событий, зарегистрированных в совпадении двух времяпролетных плеч при $52,5^\circ \leq \theta_3 \leq 67,5^\circ$ и $52,5^\circ \leq \theta_4 \leq 97,5^\circ$. События, имеющие значения M и θ_4 внутри областей, ограниченных точками, регистрируются в совпадении.

Расчеты проводились при помощи кинематических соотношений^{10/}, при этом полная кинетическая энергия /ПКЭ/ фрагментов в системе центра масс определялась по эмпирической формуле^{11/}:

$$\text{ПКЭ} = \frac{4M_3M_4}{A^2} \left(0,1071 \frac{Z_{\text{CN}}^2}{A^{1/3}_{\text{CN}}} + 22,1 \right),$$

где

$$A_{\text{CN}}(Z_{\text{CN}}) = A_{\text{пр}}(Z_{\text{пр}}) + A_{\text{т}}(Z_{\text{т}})$$

- массы и заряды составного ядра, налетающего иона и ядра мишени соответственно. В описываемом спектрометре угловой акцептанс детекторов составлял $\Delta\theta = 15^\circ$ в плоскости реакции и вне плоскости $\Delta\phi = 4,6^\circ$. Поэтому для регистрации продуктов в указанном диапазоне масс проводилась серия из трех последовательных измерений.

НАКОПЛЕНИЕ И ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Блок-схема электроники, применявшейся в спектрометре, приведена на рис.4. Она позволяла проводить измерения в режиме многократных совпадений сигналов, поступающих с детектирующих ус-

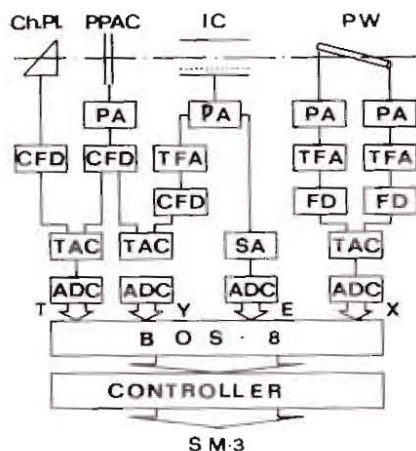


Рис.4. Блок-схема электроники с применением БОС-8. БУС - быстрый усилитель, ФСП - формирователь со следящим порогом, ВАП - время-амплитудный преобразователь, СУ - спектрометрический усилитель, АЦП - амплитудно-цифровой преобразователь.

тройств, и представляла собой две идентичные части, обслуживающие каждое "плечо" спектрометра и состоящие из быстрых и спектрометрических трактов. Быстрые тракты, включающие в себя быстрые усилители /БУС/, формирователи со следящим порогом /ФСП/ и время-амплитудные преобразователи /ВАП/, использовались для измерения координат и времени пролета.

Импульсы с время-амплитудных преобразователей и спектрометрических усилителей /СУ/ поступали на амплитудно-цифровые преобразователи /АЦП/. При регистрации двух коррелированных продуктов реакций с времяпролетного спектрометра снимается 8 параметров /по четыре с каждого плеча: энергия, время пролета X- и Y-координат попадания регистрируемой частицы в ионизационную камеру/.

Организация совпадений и передача событий в ЭВМ осуществлялись с помощью блока организации совпадений БОС-8¹² или согласователя ВЛ-1К. БОС-8 представляет собой медленную схему восьмикратных совпадений, вырабатывающую сигналы управления для линейных схем пропускания на входах АЦП, и общий для всех трактов сигнал регистрации, запускающий цикл передачи данных по магистрали КАМАК в ЭВМ. При работе с согласователем ВЛ-1К в нормальном состоянии линейные ворота АЦП закрыты. С приходом управляющего сигнала /например, с быстрой схемы совпадений сигналов лавинных счетчиков двух плеч/ ворота открываются и, если есть сигнал на входе кодировщика, то он преобразовывается и передается по магистрали КАМАК в ЭВМ.

Для организации регистрации и накопления экспериментальных данных разработана специальная программа "EVMESS", позволяющая записывать данные на магнитный диск по каждому событию, сортировать их и контролировать по заданным условиям во время набора. Двухмерный спектр рис.5 /где по осям отложены в каналах энергия E и энергия время-пролета TOF /при регистрации упругого рассеяния ионов ¹²⁹Xe на мишени из ¹⁹⁷Au, нанесенный на углеродную фольгу, аналогичен изображению на цветном мониторе ЭВМ SM-3, полученному в процессе набора данных. Программа "EVMESS" написана

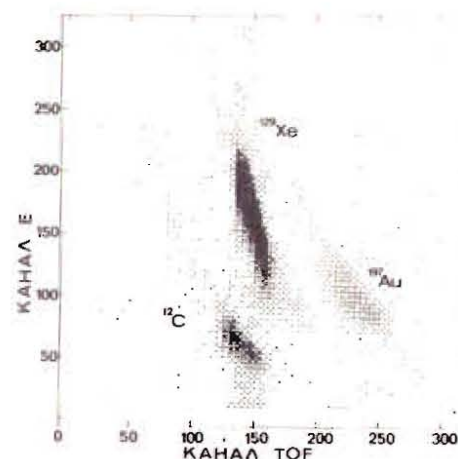
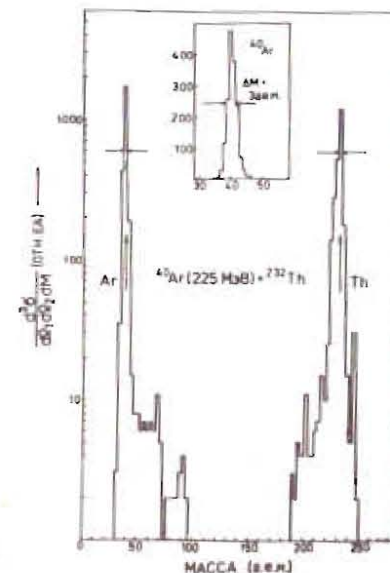


Рис.5. Изображение двухмерного спектра времени пролета TOF и энергий E на мониторе ЭВМ, полученного в реакции упругого рассеяния ионов ¹²⁹Xe на мишени ¹⁹⁷Au, нанесенной на углеродную фольгу.

Рис.6. Выход продуктов упругого рассеяния ⁴⁰Ar на ториевой мишени в зависимости от массы.



на фортране, а подпрограммы - на ассемблере. Данные, накопленные на диске, могут переписываться на магнитную ленту и в дальнейшем обрабатываться на ЭВМ ЕС-1060.

Обработка экспериментальных данных, записанных на диск или ленту, ведется после окончания набора. Измерение времени пролета, энергии, углов θ и ϕ /в плоскости реакции и вне ее соответственно/ в обоих времяпролетных плечах дает возможность идентификации зарегистрированных продуктов по массе, энергии, пространственному распределению. В качестве иллюстрации на рис.6 показан массовый спектр упруго-рассеянных ионов на ториевой мишени. Из рисунка видно, что массовое разрешение ΔM составляет величину ± 1.5 а.е.м. и практически не зависит от массы регистрируемого продукта.

Из набора полученных экспериментальных параметров / $E_{3,4}$, $t_{3,4}$, $\theta_{3,4}$, $\phi_{3,4}$ / возможны некоторые варианты для вычисления масс коррелированных продуктов:

вычисление масс по измеренным энергиям и углам по формуле [1]:

$$M_{3,4} = A_{CN} \frac{E_{4,3} \sin \theta_{4,3}}{E_{3,4} \sin^2 \theta_{3,4} + E_{4,3} \sin^2 \theta_{4,3}}$$

вычисление масс из измеренных значений скоростей и углов по формуле [13]:

$$M_{3,4} = A_{CN} \frac{v_{4,3} \sin \theta_{4,3}}{v_{3,4} \sin^2 \theta_{3,4} + v_{4,3} \sin^2 \theta_{4,3}}$$

независимое вычисление масс в каждом плече по формуле

$$M_{3,4} = \frac{2E_{3,4}}{v_{3,4}^2}$$

из экспериментально измеренных значений $E_{3,4}$ и $v_{3,4}$.

Два первых способа требуют дополнительного предположения о двухтелности процесса, т.е. $M_1 + M_2 = A_{CN} = M_3 + M_4$, чего не требуется для последнего варианта. Вычисления показывают, что наилучшее разрешение по массе получается, если применять второй способ, т.к. дисперсия по скорости из-за стрегглинга во входных окнах и пленках-электродах лавинного счетчика в четыре раза меньше дисперсии по энергии. Поэтому нами использовался второй вариант. Учитывались также поправки на потери энергии во входных окнах ИК и лавинных счетчиках для вычисления полной кинетической энергии:

$$ПКЭ = E_3 + E_4 = \frac{1}{2} A_{CN} \bar{v}_3 \bar{v}_4$$

Следует отметить, что корреляционная методика, основанная на определении масс продуктов из скоростей и углов разлета, позволяет получить значения ПКЭ и масс "первичных" продуктов до испарения нейтронов. В качестве примера на рис. 7 представлены выходы продуктов реакции $^{22}\text{Ne}/130 \text{ МэВ} + ^{249}\text{Cf}$ и упругого рассеяния $^{40}\text{Ar}/220 \text{ МэВ} + ^{232}\text{Th}$ в зависимости от массы и ПКЭ. Отбор событий двухтельного процесса производился из измеренных значений углов и скоростей, т.е. из экспериментальных данных, без всяких предположений о механизме реакций. В случае двухтельного процесса суммарный угол $\bar{\theta} = \bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4$ в системе центра масс должен быть равен $\bar{\theta} = 180^\circ$ и определялся по формуле:

$$\bar{\theta} = \arctg \frac{1}{1 - \frac{v_{cm}}{v_3 \sin \theta_3}} + \arctg \frac{1}{1 - \frac{v_{cm}}{v_4 \sin \theta_4}}$$

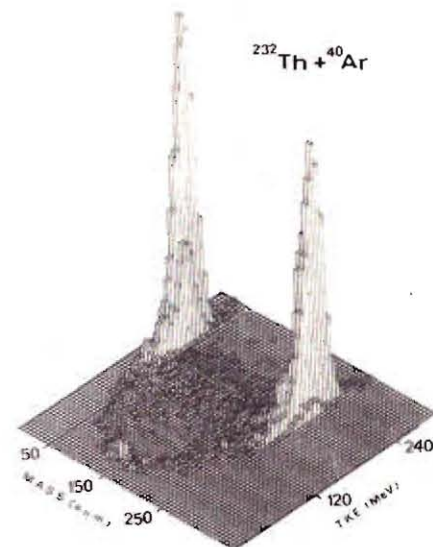
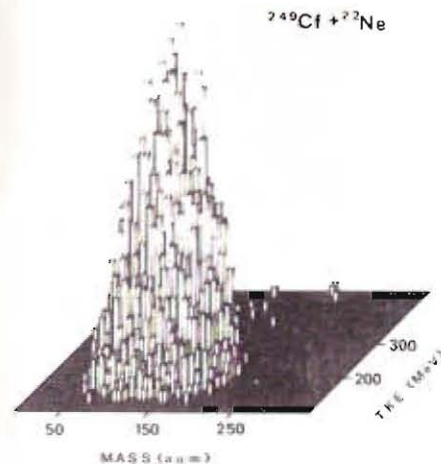
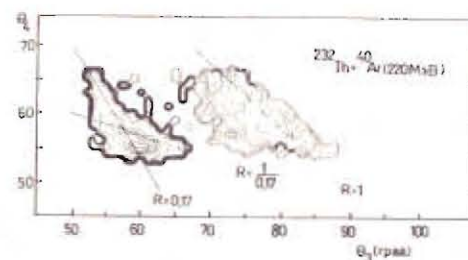


Рис. 7. Выход продуктов реакции $^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf}$ и упругого рассеяния $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ в зависимости от массы и ПКЭ.

Рис. 8. Выход продуктов реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/220 \text{ МэВ}$ в зависимости от углов в лабораторной системе θ_3 и θ_4 . Прямыми линиями показана расчетная зависимость θ_3, θ_4 при различных соотношениях масс регистрируемых продуктов $R = 1$ соответствует образованию продуктов с массой $A_3 = A_4 = \frac{A_{CN}}{2}$, $R = \frac{40}{232} = 0,17$ - упругому рассеянию/.



где v_{cm} - скорость центра масс. На рис. 8 представлен выход продуктов реакции $^{40}\text{Ar}/220 \text{ МэВ} + ^{232}\text{Th}$ в зависимости от лабораторных углов θ_3 и θ_4 . Видно, что зарегистрированные события группируются в двух разделенных областях, соответствующих упругому рассеянию и процессу развала образовавшейся составной ядерной системы. Результат преобразования лабораторной корреляционной функции в систему центра масс показан на рис. 9. Из рисунка следует, что большая часть событий соответствует двухтельному процессу, и только некоторая часть не подчиняется равенству

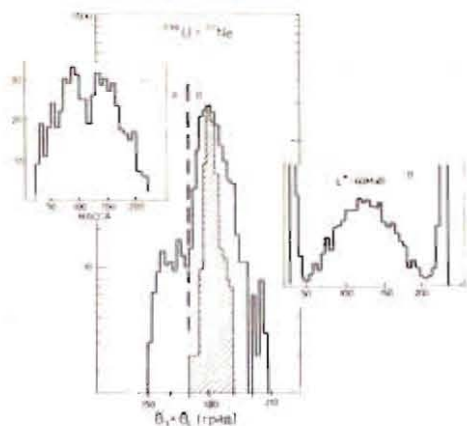


Рис.9. Выход продуктов реакции $^{22}\text{Ne} / 178 \text{ МэВ} / + ^{238}\text{U}$ в зависимости от суммы углов разлета в системе центра масс $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4$. На вставках показаны массовые распределения: А - для событий с $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4 < 180$, В - для событий с $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4 > 180$.

ву $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4 = 180^\circ$. Заштрихованная часть спектра представляет собой корреляционную функцию упругого рассеяния, ширина которой заметно меньше, чем ширина кривой,

соответствующей неупругим процессам. Эту разницу в ширинах можно объяснить испарением нуклонов в случае неупругого процесса. На вставках рис.9 представлены массовые распределения осколочно-подобных продуктов, образовавшихся в реакции $^{22}\text{Ne} / 178 \text{ МэВ} / + ^{238}\text{U}$ / для двухтельного (В) и для событий с $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4 < 180^\circ$ (А). Для первой группы наблюдается симметричное массовое распределение, а для событий с $\bar{\theta}_3 + \bar{\theta}_4 < 180^\circ$ - двугорбое, характерное для деления Th и U при низких энергиях возбуждения. Вероятно, это обусловлено процессом деления мишенеподобных продуктов, образовавшихся вследствие передачи незначительного числа нуклонов налетающим ионом. Таким образом, кинематически удалось выделить события, соответствующие различным механизмам, и наблюдать характерные структурные особенности в массовых распределениях.

В настоящее время на описанном спектрометре проведено экспериментальное исследование массовых распределений продуктов реакций $^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf}$, $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$, $^{56}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ [14]. Предметом дальнейших исследований явится изучение явления асимметричных массовых распределений продуктов реакций с тяжелыми ионами при энергиях возбуждения $< 50 \text{ МэВ}$. С этой точки зрения весьма перспективным являются реакции с испусканием быстрых заряженных частиц, при которых могут образовываться "холодные" ядра.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну за постоянное внимание и поддержку настоящей работы, Р.Кирбаху - за помощь в конструировании основных деталей, И. и К.Хайделям - за помощь при наладке детекторов спектрометра и обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.Зодан и др. ОИЯИ, Р7-10671, Дубна, 1977.
2. Zebelman A.M., Meyer W.G., Halbach K. Nucl.Instrum.and

Methods, 1977, v.141, p.439.

3. В.Д.Дмитриев. Х.Зодан, С.М.Лукьянов. Препринт ОИЯИ, 7-12290, Дубна, 1979.
4. Р.Котте и др. В кн.: "Совещание по экспериментам на пучках тяжелых ионов", Варна, 1984. ОИЯИ, Д7-84-736, Дубна, 1984, стр.90.
5. Э.Вилл. В кн.: "Совещание по экспериментам на пучках тяжелых ионов", Варна, 1984. ОИЯИ, Д7-84-736, Дубна, 1984, стр.73.
6. В.Зайдель и др. ПТЭ, № 4, 1983, стр.52.
7. Р.Л.Кавалов и др. ПТЭ № 3, 1984, стр.46.
8. R.Bock et al. GSI - Report, 79-3, 1979.
9. Z.Feldmann et al. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZFK-530, Rossendorf, 1984.
10. Д.М.Балдин, В.И.Гольданский, И.Л.Розенталь. Кинематика ядерных реакций. Гос. изд-во физико-математической литературы, М., 1959.
11. V.E.Viola, Jr.T.Sikkeland. Phys.Rev., 1963, v.130., p.2044.
12. А.М.Сухов, Г.Ф.Гриднев. ОИЯИ, 13-80-11, Дубна, 1980.
13. R.Bock et al. Nucl.Phys., A388(1982), 334.
14. Х.Зодан и др. Краткие сообщения ОИЯИ, 4-84, Дубна, 1984, стр.15-20.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1985 года.