

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 32

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЦИКЛОТРОНЕ НИИЯФ МГУ

Цель работы. Ознакомление с техническими средствами, используемыми при исследовании ядерных реакций на ускорителях, освоение методики получения и предварительной обработки экспериментальных энергетических спектров продуктов ядерных реакций, измерение дифференциальных сечений реакции, знакомство с некоторыми проблемами физики ядерных реакций.

§ I. Введение

Ядерными реакциями называются процессы, в результате которых изменяется внутреннее состояние взаимодействующих ядер или происходит их взаимное превращение. Обычно ядерные реакции протекают при столкновении ядер. Экспериментально ядерные реакции осуществляются в результате облучения мишеней из различных веществ пучками ускоренных частиц. При этом в качестве бомбардирующей мишень "снарядов" могут пользоваться не только ядра, но и элементарные частицы, в том числе и гамма-кванты.

Наиболее простыми являются ядерные реакции парного типа (двухчастичные), когда в результате столкновения двух частиц снова образуются две частицы. Обычный вид записи ядерной реакции такой:



или в другом обозначении $A(a, v)B$. Такая запись означает, что частица a сталкивается с ядром A , в результате чего образуется ядро B и вылетает частица v (возможно, что $a = v$ и $A = B$). Например, запись реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ должна быть прочитана так: «На ядро углерода с числом нуклонов 12 воздействует α -частица, в результате образуется ядро азота с числом нуклонов 15 и вылетает протон». В общем случае столкновение двух частиц может сопровождаться образованием не только двух, но и большего числа частиц (трехчастичные и многочастичные ядерные реакции).

Ядерные реакции характеризуются тепловым эффектом Q , равным разности масс покоя вступающих в ядерную реакцию и образующихся в результате реакции ядер, выраженной в энергетических единицах (обычно в МэВ, 1 а.е.м. = 931 МэВ). Если

тепловой эффект положителен, то ядерная реакция идет при энергии сталкивающихся ядер выше кулоновского барьера и с выделением энергии. Если же тепловой эффект отрицателен, то для осуществления ядерной реакции энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта.

Еще одной важной характеристикой ядерных реакций является вероятность их осуществления, или эффективное сечение реакции (обычно - просто сечение). Сечение реакции связывает число превращений, происходящих в единицу времени, с потоком бомбардирующих частиц и плотностью вещества мишени. Единицей измерения сечения ядерной реакции является барн ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$). Вероятность вылета продуктов реакции под определенным углом θ по отношению к направлению бомбардирующих частиц характеризуется дифференциальным сечением $[d\sigma(\theta)/d\Omega]$.

Начальное и конечное состояния каждой из реакций удобно характеризовать видом частиц и наборами квантовых чисел, определяющих внутреннее состояние частиц и их относительное движение. Совокупность указанных характеристик называют каналом реакции. Обычно начальный (входной) канал фиксируют условиями эксперимента. Определив тип образующейся легкой частицы, энергию, направление движения и другие характеристики образующихся частиц (продуктов реакции), выделяют конечный (выходной) канал.

Исследование ядерных реакций является одним из основных инструментов изучения структуры атомных ядер. Использование ядерных реакций для изучения свойств ядер требует знания механизма взаимодействия частиц в ядерной реакции. Структурные особенности ядер также существенно влияют на ход ядерной реакции; некоторые процессы могут иметь большую вероятность, а другие подавлены или полностью запрещены. Экспериментальное изучение ядерных реакций в течение последних лет развивается очень широко. Расширяется область энергий бомбардирующих частиц, используются более монохроматичные источники ускоренных частиц, совершенствуется методика регистрации и анализа продуктов реакции, увеличивается число исследуемых мишеней, расширяется круг изучаемых реакций. Ядерные реакции являются основным методом получения и исследования ядер, далеких от области стабильности – экзотических легких ядер (например, ^5H , ^7H , ^{10}He и др.), получения сверхтяжелых ядер ($Z = 114$), поиска нейтронных ядер и т. д.

§ 2. Основные механизмы ядерных реакций на легких ядрах

Взаимодействие налетающей частицы с ядром в любой ядерной реакции включает в себя взаимодействие большого числа нуклонов. Решить точно задачу о взаимодействии многих нуклонов практически невозможно. Поэтому для численного расчета характеристик ядерных реакций используются различные теоретические модели (механизмы) реакции.

Составное ядро. В модели составного ядра Бора предполагается, что при попадании бомбардирующей частицы в ядро образуется долгоживущая система (составное ядро), распад которой не зависит от способа ее образования. Физические основы такой концепции состоят в следующем. Из-за сильного взаимодействия налетающей частицы с ядром ее энергия быстро распределяется между всеми нуклонами ядра, в результате чего каждый из нуклонов, как правило, будет иметь энергию, существенно меньшую энергии связи, и не сможет сразу покинуть ядро. Составное ядро «живет» в течение относительно длительного времени (до 10^{-14} с, тогда как время пролета нуклона с энергией несколько МэВ расстояния, равного радиусу ядра, составляет величину на 7 - 8 порядков меньшую), пока на одном нуклоне или нуклонной ассоциации, находящихся вблизи границы ядра, не сконцентрируется энергия, превосходящая энергию связи. Механизм составного ядра наиболее ярко проявляется при относительно небольших энергиях (нескольких МэВ) падающих частиц, когда вероятность захвата их ядром достаточно велика.

При описании процесса, идущего через стадию образования составного ядра, обычно различают две области возбуждения составного ядра. В первой из них ширина энергетических уровней значительно меньше среднего расстояния между уровнями, во второй - ширина уровней составного ядра много больше расстояния между уровнями. В последнем случае составное ядро может быть описано статистической моделью. В статистической модели ядерных реакций имеют дело не с квантовыми характеристиками определенных уровней составного ядра, а с величинами, усредненными по некоторому интервалу энергий возбуждения.

Статистическую модель составного ядра можно использовать и для реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ при $E_\alpha > 20$ МэВ (энергии возбуждения составного ядра ^{16}O более 21 МэВ). При такой энергии возбуждения плотность уровней составного ядра достаточно большая, чтобы выполнялись статистические критерии.

Известно, что угловое распределение протонов в этом случае должно быть симметричным относительно 90° .

Прямые процессы. В 1951 г. Батлером была предложена теоретическая модель для расчета характеристик ядерных реакций, по своей физической основе противоположная модели составного ядра. Если в модели составного ядра предполагается, что падающая частица взаимодействует со всеми нуклонами ядра, то в модели Батлера считается, что реакция осуществляется путем прямого взаимодействия нуклонов, находящихся на поверхности падающей частицы и ядра-мишени, а остальные нуклоны вообще не участвуют в реакции, образуя инертный остов. Такая модель носит название модели прямых реакций. Время протекания прямых реакций сравнимо со временем пролета частицей расстояний порядка размеров ядра (10^{-22} с). Модель прямых реакций наиболее правильно описывает физическую картину при относительно больших энергиях ($> 10 - 20$ МэВ).

Простейший прямой процесс - процесс однонуклонного срыва был предложен для объяснения углового распределения протонов в реакции (d, p). В дальнейшем этот механизм реакции использовался различными авторами для объяснения угловых распределений продуктов реакций с более сложными частицами. Однако в этих случаях успех оказался значительно скромнее. Хорошее описание углового распределения протонов из реакции (d, p) связано с малой энергией связи протона в дейтроне ($\sim 2,2$ МэВ) по сравнению с энергией связи нуклонов в ядре (~ 8 МэВ), в результате чего развал дейтрона очень вероятен уже на периферии ядра. Для объяснения реакций с участием частиц, более сложных, чем дейтрон, необходимо привлекать другие механизмы, связанные не только с развалом налетающей частицы, но и с развалом ядра мишени. В частности, для реакции (α , p) кроме механизма срыва трехнуклонного кластера необходимо рассматривать механизмы срыва тяжелой частицы с ядра мишени, последовательного срыва нуклонов и т.д.

§ 3. Сопоставление теоретических моделей с экспериментальными данными

Механизм образования составного ядра и прямые процессы являются крайними случаями и в большей или меньшей степени присутствуют в любой реакции. Кроме них должен существовать широкий класс "промежуточных" механизмов, время протекания которых меньше времени жизни составного ядра и больше времени

пролета частицей расстояния порядка размера ядра.

Для выяснения механизма ядерных реакций обычно исследуют угловую и энергетическую зависимости дифференциальных сечений.

На рис. 1 кружками представлено типичное экспериментальное угловое распределение дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ при $E_\alpha=30,5$ МэВ. Пунктирной кривой показана расчетная зависимость $d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ от угла вылета протона θ_p для той же реакции в предположении механизма срыва тритонного кластера. Видно, что данная теоретическая модель достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты только в области углов $\theta_p < 90^\circ$ и заметно не согласуется с экспериментом при больших углах вылета протона. Можно предположить, что такое расхождение теории с экспериментом вызвано присутствием и других механизмов протекания реакции.

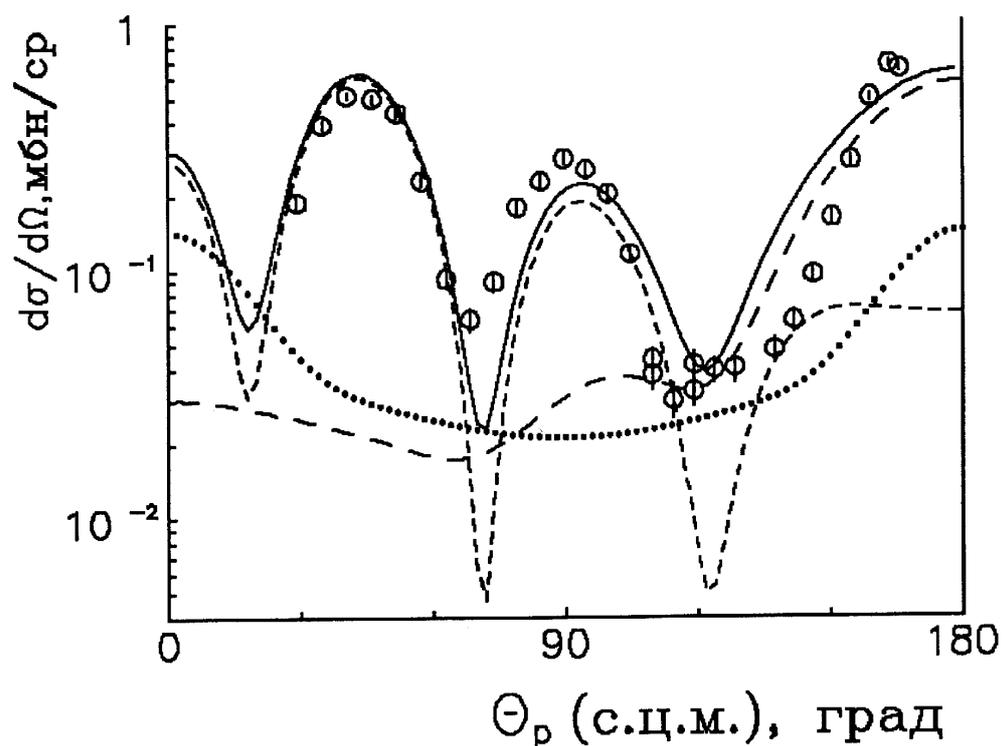


Рис. 1. Экспериментальное угловое распределение протонов в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ (кружки) и теоретические зависимости $d\sigma/d\Omega(\theta)$, вычисленные в следующих предположениях о механизме реакции: пунктир – механизм срыва тритона; длинный пунктир – механизм срыва тяжелой частицы, сплошная кривая – сумма этих двух механизмов, точечная кривая – механизм образования

составного ядра.

Длинным пунктиром показаны результаты теоретических расчетов в предположении механизма срыва тяжелой частицы, т.е. процесса, в котором разваливается ядро мишени ^{12}C на два виртуальных кластера ^{11}B и протон. Налетающая альфа-частица соединяется с кластером ^{11}B , а протон вылетает.

Сплошной кривой на рис. 1 показано угловое распределение дифференциального сечения реакции, вычисленное с учетом обоих упомянутых механизмов. Видно, что эта кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными во всем интервале углов вылета протонов.

Точечная кривая на рис. 1 представляет результаты расчета в предположении механизма образования составного ядра. Очевидно, что такой механизм не играет существенной роли в этой реакции при данной энергии бомбардирующих частиц.

Полученный результат наглядно показывает, что механизм кластерного срыва не является единственным механизмом реакций с участием легких ядер. Рассмотренный пример демонстрирует также возможность определения механизма реакции путем анализа экспериментальных угловых зависимостей дифференциального сечения реакции.

§ 4. Описание экспериментальной установки

ЦИКЛОТРОН. Источником ускоренных α -частиц в экспериментальной установке является циклотрон. Циклотрон - исторически первый циклический ускоритель - был изобретен в 1930 г. Лоуренсом. Принцип работы циклотрона можно понять из схемы на рис. 2.

В циклических ускорителях заряженные частицы приобретают высокую конечную энергию в результате многократного прохождения ускоряющего зазора, к которому приложено сравнительно небольшое электрическое напряжение. Для реализации этого принципа ускорения в рабочей камере циклотрона помимо электрического поля создается магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости, в которой движется частица. Заряженные частицы в таком магнитном поле движутся по круговым траекториям, причем радиус окружности пропорционален импульсу частицы. При каждом прохождении ускоряющего промежутка энергия частицы A возрастает, соответственно растет радиус орбиты частицы B , и в результате частица движется по раскручивающейся спирали. На последнем витке спирали

включается электрическое отклоняющее поле, которое выводит частицу С из области действия магнитного поля, и далее частица движется по прямой. Величина магнитного поля и частота электрического поля подбираются такими, что частица попадает в ускоряющий промежуток в нужной фазе. Напряжение ускоряющего поля ограничивается электрической прочностью системы. Оно обычно не превышает 100 кВ, соответственное приращение энергии за каждый оборот частицы составляет до 100 кэВ.

Циклотрон НИИЯФ МГУ, запущенный в эксплуатацию в 1958 г., имеет максимальный диаметр орбиты 120 см и максимальную энергию ускоренных частиц 7,5 МэВ/нуклон.

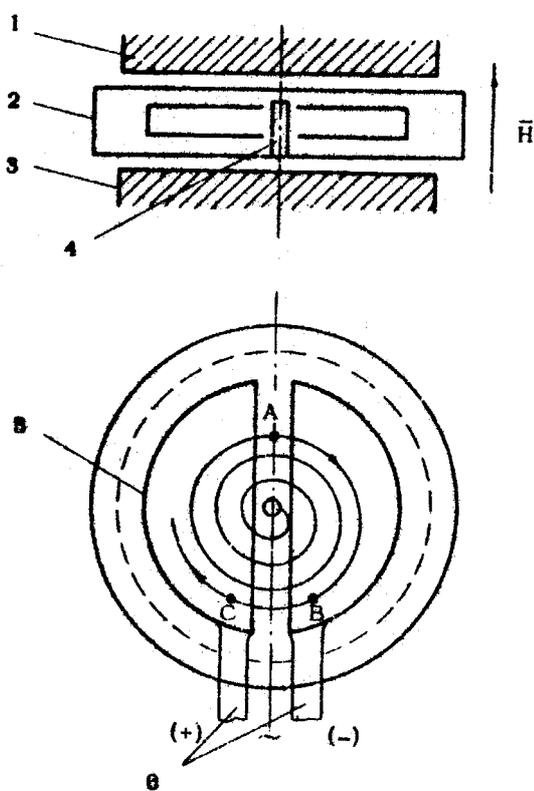


Рис. 2. Схема циклотрона: 1, 3 – полюсы электромагнита, 2 – вакуумная камера, 4 – ионный источник, 5 – дуанты, 6 – штоки для подачи напряжения.

Основные технические параметры 120-см циклотрона НИИЯФ МГУ, на котором проводится работа, приведены в табл. 1.

Параметры циклотрона НИИЯФ МГУ

Диаметр рабочей камеры		120 см
Масса электромагнита		120 т
Напряженность магнитного поля		5,5 – 15,5 кВ
Рабочая частота		8,5 – 12,5 МГц
Амплитуда ВЧ-напряжения		60 кВ
Энергия ускоренных частиц	протонов	5 – 8,5 МэВ
	дейтронов	10 – 15,7 МэВ
	α -частиц	20 – 30 МэВ

Средства получения и измерения вакуума. В рабочей камере циклотрона, в ионопроводах и в камере рассеяния, содержащей мишень и устройства для измерения параметров ионного пучка, создается вакуум.

Вакуумом в технике называется состояние газа при давлении ниже атмосферного. Количественно вакуум характеризуется давлением газа в рассматриваемом объеме. Единицей давления в системе СИ является паскаль, $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ ($1 \text{ Па} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$).

Давление внутри циклотрона, в ионопроводах и в камере рассеяния составляет 10^{-4} Па . Такой вакуум принято называть высоким. Для его достижения используется двухступенчатая откачка с использованием насосов разных типов.

Предварительная откачка объема от атмосферного давления до давления $1 - 10^{-1} \text{ Па}$ (так называемого форвакуума или предварительного вакуума) производится с помощью механических вращательных масляных насосов различных конструкций. Принцип их действия основан на всасывании газа из откачиваемого объема во внутреннюю полость насоса, последующем сжатии газа и выбрасывании газа через выпускное отверстие. Для уплотнения рабочих объемов в таких насосах используется масло.

Дальнейшая откачка объема от $\sim 10^{-1}$ до 10^{-4} Па обычно производится диффузионными паромасляными насосами, действие которых основано на захвате частиц откачиваемого газа струей паров масла, созданной в насосе за счет испарения масла при нагреве и применения специального сопла. После переноса частиц газа к выпускному отверстию насоса масло конденсируется на охлажденных стенках и вновь поступает в испаритель.

Существенным недостатком паромасляных насосов является

загрязнение откачиваемого объема парами масла, которые в некотором количестве попадают туда из насоса. Для предотвращения такого загрязнения используются охлаждаемые ловушки различных конструкций, устанавливаемые между входным патрубком насоса и откачиваемым объемом. Пары масла конденсируются на охлажденных поверхностях ловушек.

В современных вакуумных установках часто используется безмасляная откачка с применением электроразрядных или турбомолекулярных насосов. Принцип действия первых основан на ионизации откачиваемого газа, частичном распылении катода ионным пучком и связывании ионов и нейтральных молекул на электродах, а вторых - на выбрасывании молекул газа из откачиваемого объема лопастями быстро вращающегося ротора.

Измерение давления газа производится с помощью манометров. В диапазоне давлений 10^2 - 10^{-1} Па наиболее часто используются термодатные манометры. Мерой давления в этих манометрах является термо - э.д.с. термодатные, отвод тепла от которой осуществляется за счет теплопроводности окружающего газа. При понижении давления в объеме, а следовательно, и концентрации частиц, отвод тепла от спая термодатные уменьшается и ее термо - э.д.с. растет.

Для измерений давления в области 10^{-1} – 10^{-5} Па используются ионизационные (термоэлектронные) манометры, в которых мерой давления (концентрации частиц газа) является текущий на коллектор ионный ток, обусловленный ионизацией молекул газа внутри манометра потоком электронов. Электроны испускаются накаливаемым катодом и ускоряются сеткой, к которой приложен положительный потенциал.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Источником α -частиц служит 120-см циклотрон - 1, ускоряющий α -частицы до энергии 30 МэВ. Пучок α -частиц, выведенный из циклотрона по вакуумному ионопроводу - 4, фокусируется магнитными квадрупольными линзами - 2 и отклоняется магнитом - 3 на угол 15° . Затем пучок через систему коллимирующих щелей и диафрагм проходит в вакуумную камеру рассеяния - 8. Камера имеет горизонтальную прорезь высотой 10 мм (интервал углов от 15° до 168°) для регистрации вне камеры частиц, образующихся в результате реакции. Чтобы обеспечить вакуумную герметичность камеры, прорезь закрыта лавсановой пленкой толщиной 20 мкм с резиновым уплотнением. В центре камеры рассеяния под углом 45° к направлению пучка размещается мишень - 9 - пленка углерода,

лавсана ($C_{10}H_8O_4$) или золотая фольга. Детектор устанавливается перед щелью на платформе под определенным углом относительно направления пучка α -частиц в интервале углов от 20° до 160° . Пучок α -частиц после прохождения мишени попадает в устройство, называемое цилиндром Фарадея и расположенное на пути пучка за мишенью. Цилиндр Фарадея соединен с интегратором тока - прибором, с помощью которого производят мониторингирование первичного пучка (измерение и контроль количества зарядов, попавших в цилиндр Фарадея). При определенном заряде, накопленном на цилиндре Фарадея (и, соответственно, на входном конденсаторе интегратора тока), на выходе интегратора вырабатывается электрический импульс, который передается на пересчетный прибор. Число импульсов на пересчетном приборе позволяет нормировать результаты измерения на заданное число частиц первичного пучка α -частиц. Калибровка интегратора тока по известным сечениям реакций позволяет представлять измеряемые сечения в абсолютных единицах.

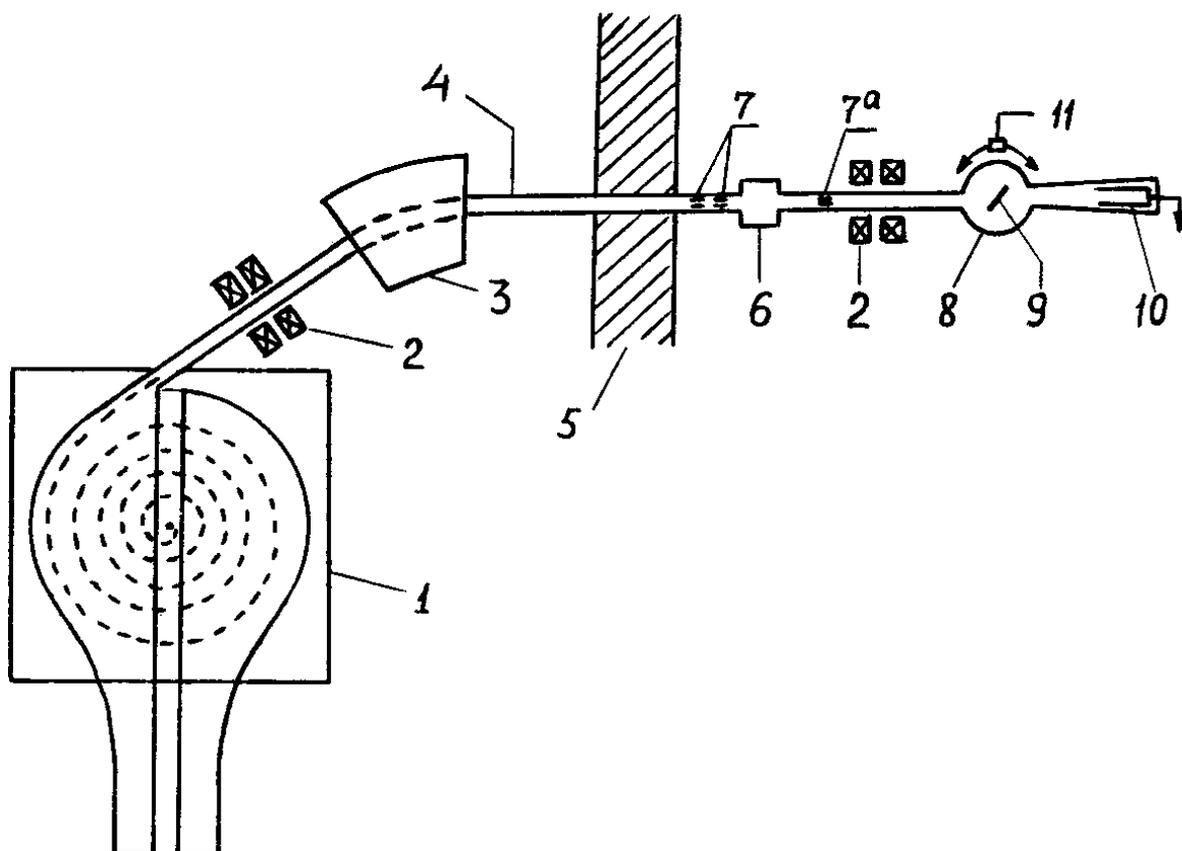


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – циклотрон, 2 – квадрупольные

линзы, 3 – отклоняющий магнит, 4 – ионопровод, 5 – стена, 6 – вакуумный клапан, 7 – щели, диафрагмы, 8 – камера рассеяния, 9 – мишень, 10 – цилиндр Фарадея, 11 – полупроводниковый детектор

Ток пучка, выведенного из циклотрона, составляет до 5 мкА, ток пучка на мишени - от 0.1 мкА и меньше (по необходимости).

При прохождении пучка α -частиц с энергией выше нескольких МэВ через углеродную (лавсановую) мишень могут протекать различные ядерные реакции: упругое и неупругое рассеяние α -частиц, реакции (α, p) , (α, d) , (α, t) и другие реакции. В результате из мишени вылетают различные легкие частицы (α -частицы, p , d , t , и др.), имеющие сложный энергетический спектр, соответствующий спектру состояний конечных ядер, энерговыделению в реакции (Q) и т.д.

Детекторы, расположенные вокруг мишени, позволяют зарегистрировать число частиц, вылетающих в данном направлении, и их энергетический спектр. При изучении ядерных реакций обычно необходимо выделить именно те частицы (канал реакции), которые исследуются в данном эксперименте. В экспериментах по изучению (α, p) реакции на легких ядрах основная трудность состоит в выделении протонов на фоне α -частиц, упруго и неупруго рассеянных на ядре мишени. Дейтроны, тритоны и ядра ^3He , которые могут образоваться в реакциях (в данном случае при облучении лавсана α -частицами), имеют пробег и энергию значительно меньшие, чем у протонов.

Пробеги этих частиц не превышают толщины лавсановой пленки на камере. Отделение протонов от α -частиц осуществляется помещением алюминиевой фольги нужной толщины перед детектором. Действительно, α -частицы с энергией 30 МэВ имеют пробег в алюминии около 390 мкм, а протоны из исследуемой реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N} \sim 1500$ мкм, поэтому, помещая перед детектором алюминиевую фольгу толщиной, равной пробегу α -частиц, можно их полностью затормозить. Потеря энергии протонов при этом оказывается незначительной.

Однако часто не удается осуществить выделение нужных частиц столь простым способом. Приходится использовать более сложные способы идентификации частиц по массам и заряду. Одним из более универсальных способов является использование телескопа двух полупроводниковых счетчиков и соответствующей электронной схемы.

Телескопом измеряют две динамические характеристики

быстрой частицы, такие как энергия, импульс, пробег, удельные потери энергии и т.д. (например, телескоп $\Delta E-E$ с последующим двумерным анализом). Соответственно можно определить две другие характеристики этой частицы, например, массу частицы и ее энергию. Выбор конкретного метода идентификации зависит от типа исследуемых реакций и условий эксперимента.

При выполнении настоящей работы для регистрации частиц используется кремниевый полупроводниковый детектор диффузионно-дрейфового типа с толщиной рабочего слоя 2мм и напряжением смещения около 100 В.

Для того чтобы исключить возможность попадания на детектор частиц, образующихся при взаимодействии пучка α -частиц с деталями камеры (фоновое излучение), перед детектором располагается коллиматор. Частицы попадают на детектор через коллиматор, образованный двумя щелями. Размер щелей и расстояние от детектора до мишени определяют телесный угол, под которым детектор "видит" мишень и угловое разрешение эксперимента. Телесный угол Ω вычисляется по формуле:

$$\Omega = \frac{xy}{R^2},$$

где xy - площадь детектора, на которую попадают частицы, R - расстояние от центра мишени до детектора.

Угловое разрешение ϕ определяется в основном горизонтальным размером пучка X , попадающего на мишень M , и горизонтальным размером щели x (рис. 4). Для более точной оценки углового разрешения к полученному значению необходимо добавить величину $\sim 1^\circ$, обусловленную непараллельностью пучка частиц из циклотрона.

Поскольку при работе циклотрона из-за высокого уровня радиации находиться в экспериментальном зале нельзя, то регистрирующая аппаратура и наблюдатель располагаются в другом помещении (измерительном зале). Электрический импульс детектора, соответствующий попаданию в него заряженной частицы, усиленный малошумящим зарядочувствительным предусилителем по длинному коаксиальному кабелю передается на амплитудный анализатор импульсов в измерительный зал.

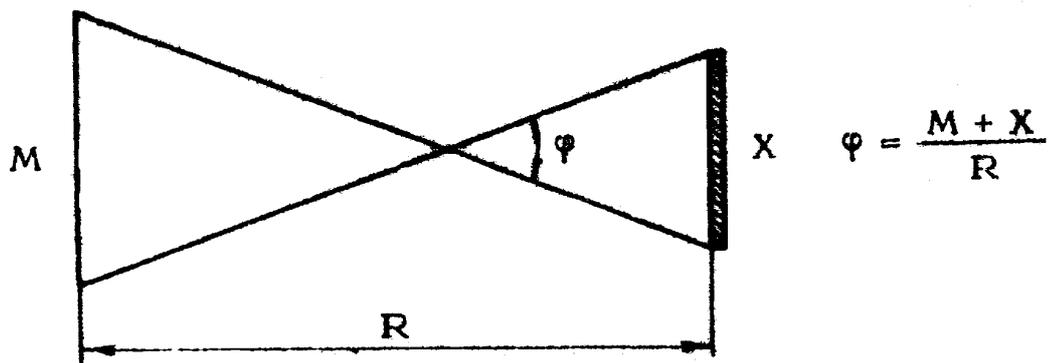


Рис. 4. Определение углового разрешения детектора.

§ 5. Подготовка установки к работе.

Рамку с мишенями укрепляют на штоке. Шток вместе с верхней крышкой ставят на камеру рассеяния и затягивают вакуумное уплотнение. Затем форвакуумным насосом откачивают установку до давления 1 - 2 Па. Давление измеряют вакууметром ВИТ-2А, предварительно включенным для прогрева (10 - 15 мин). Убедившись в том, что в камере рассеяния удовлетворительный форвакуум, открывают клапан к диффузионному насосу. Насос должен быть подготовлен к работе (откачан форвакуумным насосом около 10 - 15 мин), а затем нагрет в течение 20 - 30 мин. Получив в камере рассеяния вакуум $\sim 10^{-2}$ Па, можно открыть клапан - 6 (рис. 3), разделяющий вакуумные объемы камеры рассеяния и циклотрона.

Схема электронного оборудования экспериментальной установки приведена на рис. 5. Одновременно с откачкой камеры рассеяния подготавливают к измерениям электронное оборудование, расположенное в экспериментальном зале циклотрона: включают питание детектора и малощумящего зарядочувствительного предусилителя, а также выпрямитель, с которого подают напряжение на интегратор тока. В измерительном зале включают пересчетные приборы, амплитудный анализатор импульсов. Подготовив экспериментальную установку и приборы к измерениям, закрывают дверь экспериментального зала и просят операторов циклотрона вывести пучок α -частиц. Контроль за током пучка осуществляют по звуковому сигналу и по пересчетному прибору или интенсиметру.

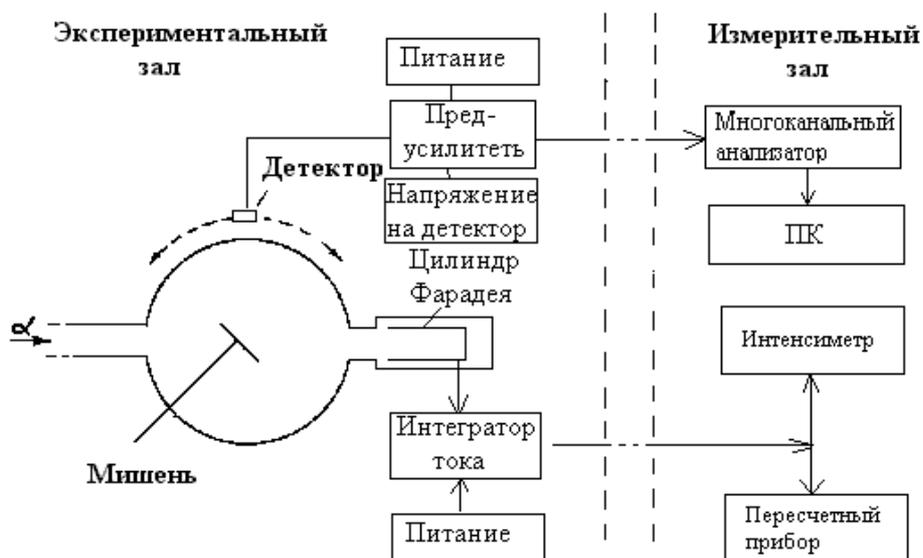


Рис. 5. Схема электронного оборудования экспериментальной установки.

§ 5. Измерения и обработка результатов

ЗАДАНИЕ 1

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ α -ЧАСТИЦ, РАССЕЯННЫХ НА ЗОЛОТЕ И ЛАВСАНЕ, И ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$

После вывода пучка α -частиц и настройки его операторами ускорителя на заданную интенсивность измеряют спектр α -частиц, рассеянных на золоте, углероде, лавсане, и протонах, образующихся при взаимодействии α -частиц с ядрами водорода, углерода, кислорода (в том числе и в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$). Измерение выполняют для угла рассеяния 90° .

Измеряют спектр протонов при 50° в условиях, когда перед детектором стоит алюминиевая фольга толщиной 340 мкм (две пластины по 170 мкм). В этом случае α -частицы полностью тормозятся в этом поглотителе, т.к. их пробег не превышает 300 мкм. Кроме Al поглотителя перед детектором находится лавсановая пленка и слой воздуха, эффективная суммарная толщина которых составляет 30 мкм Al.

Далее выполняется идентификация основных групп на спектрах α -частиц и протонов. Для этого следует воспользоваться программами расчета кинематики рассеяния и реакции, а также

программой с таблицами пробег- энергия (программы в каталоге STUD) и положение основных групп в энергетических спектрах (номера канала анализатора) соотнести с рассчитанными значениями энергий. Полученный результат сравнить со спектром, приведенным на рис. 6а.

Для более точной идентификации нужной группы протонов из исследуемой реакции должна быть проверена линейность измерительного тракта и определена энергетическая цена канала анализатора. Линейность проверяют по положению известных групп в спектрах α - частиц, рассеянных на золоте и на углеродной пленке. Энергетическая цена канала анализатора определяется в МэВ на канал из тех же спектров:

$$\bar{K} = (1/n) \sum_{i=1}^n (E_i / N_i),$$

где E_i – энергия группы в спектре, i -канал, в котором находится центр этой группы, n -число групп.

Для определения цены канала сначала находят значения энергии α -частиц, вылетающих из мишени под углом, под которым проводится измерение (рис. 7). Из этих значений необходимо вычесть потери энергии в лавсановой пленке и в воздухе между пленкой и детектором (эффективная толщина 30 мкм Al). Затем идентифицируют группу протонов, образующихся в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p_0)^{15}\text{N}$. На рис. 8 а и б приводятся кривые пробег-энергия α -частиц и протонов в Al соответственно (можно воспользоваться программами расчета в каталоге STUD). Формулы для расчета энергии частиц приводятся в приложении 1 (см. также [3]). Используя эти результаты, определяют энергию протонов, теряемую в детекторе, и затем, зная K , находят номер канала, в котором должна быть группа протонов (p_0), соответствующая образованию ядра ^{15}N в основном состоянии.

3 А Д А Н И Е 2 ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\alpha, p_0)^{15}\text{N}$

После идентификации указанной группы протонов измеряют угловую зависимость ее интенсивности. Для этого, поочередно помещая детектор под углами 90, 80, 70, 30, 25° и 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150°, относительно падающего пучка (углы выставляются по лимбу, закрепленному на камере), измеряют спектры на

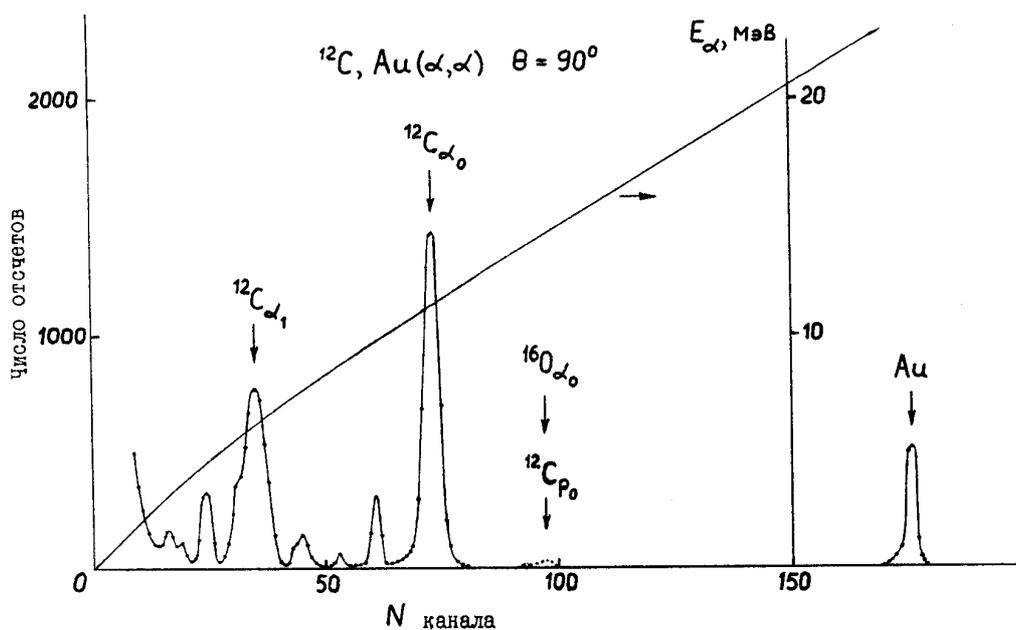
определенное число отсчетов интегратора.

Для того чтобы исключить в измерениях возможные ошибки нестатистического характера, обычно выполняют два измерения одинаковых спектров (чтобы можно было определить, находятся ли оба измерения в пределах статистических ошибок, т.е. $|N_1 - N_2| < \sqrt{N_1} + \sqrt{N_2}$). Не должно быть слишком много (более 5%) пар спектров, отличающихся между собой на величину, большую суммы их статистических ошибок.

Если результаты двух измерений под одним углом в пределах статистических ошибок совпадают, то их нужно суммировать и найти статистическую ошибку измеренного сечения в относительных единицах, $N_1 + N_2$ со статистической ошибкой $\pm \sqrt{N_1 + N_2}$.

Все точки должны быть измерены с относительной ошибкой не хуже 10% в максимуме сечения и 15 % в минимуме.

Измерения в области углов передней полусферы (0 - 90°) и в области задней полусферы (90 - 180°) выполняют при разных положениях мишени относительно падающего пучка. Рамка с мишенью располагается так, чтобы плоскость мишени была повернута к детектору. Измерение под углом 90° выполняют при двух положениях рамки, чтобы связать измерения в области больших и малых углов, так как из-за неточного положения рамки эффективная толщина мишени может быть различной.



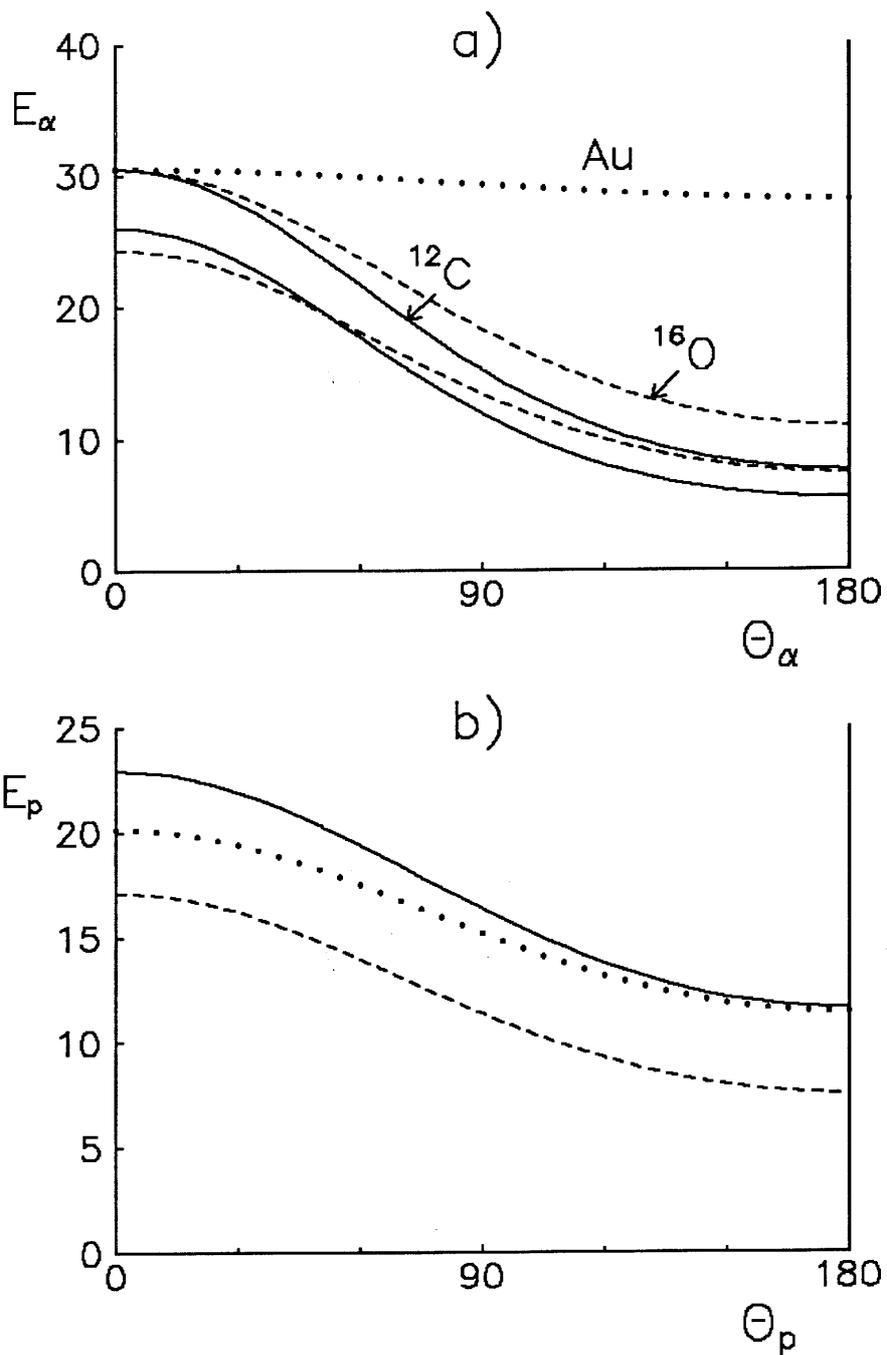


Рис. 7. Зависимость энергии продуктов реакции от угла вылета при бомбардировке мишени α -частицами с энергией $E_\alpha = 30,5$ МэВ; а – для рассеяния α -частиц ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{197}Au ; б – для протонов из реакции (α, p) на ядрах ^{12}C (сплошная и пунктир) и ^{16}O (точечная).

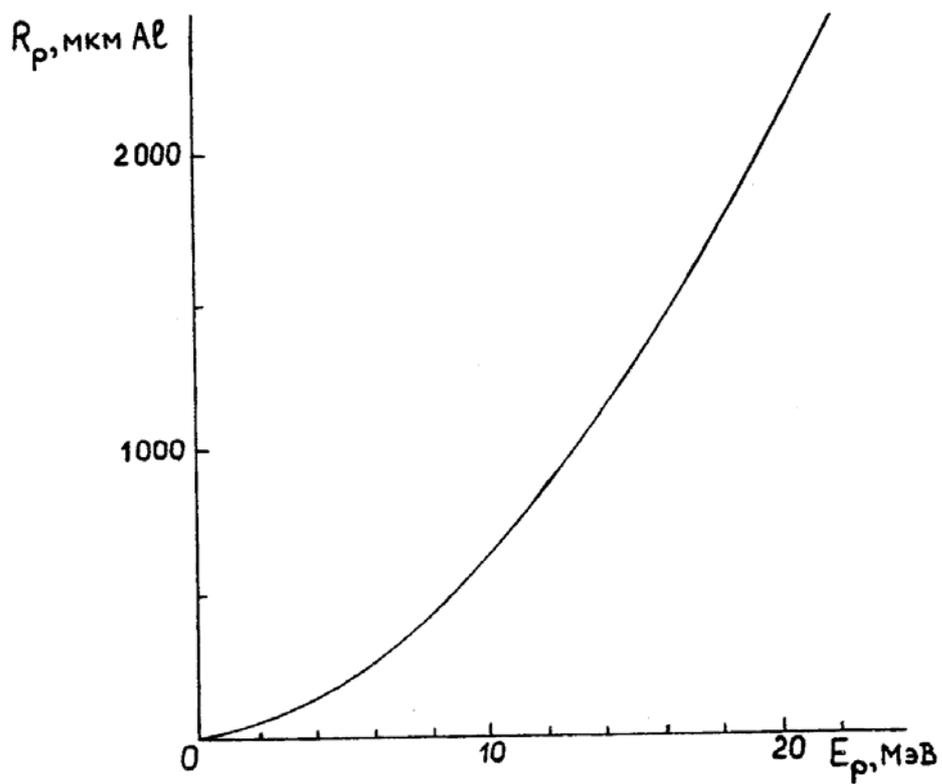
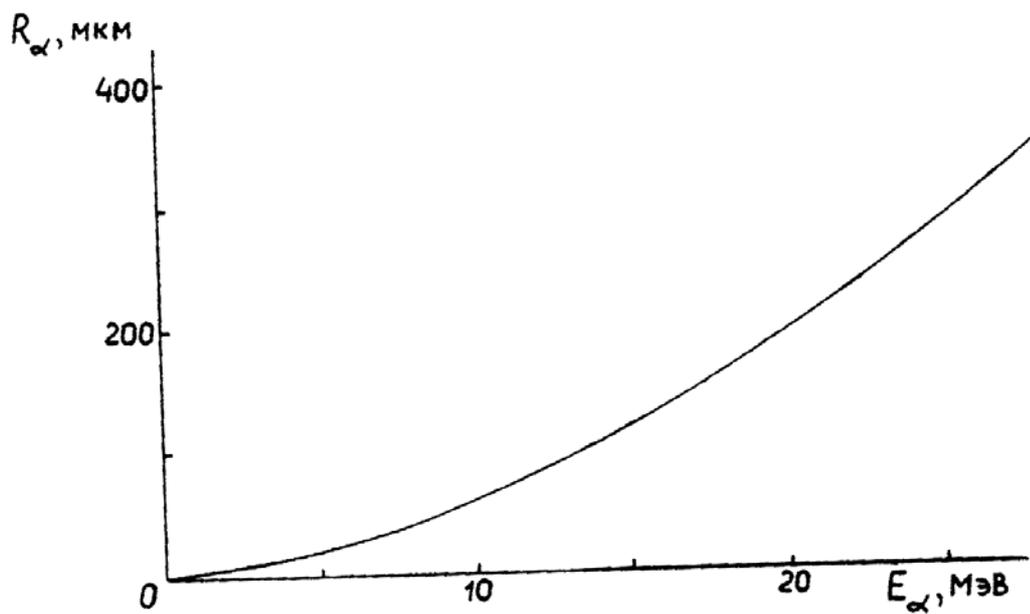


Рис. 8. Кривые пробег – энергия частиц в Al: а – для α -частиц, б – для протонов.

Необходимо также при углах 25, 90, 120° измерить фон:

1) частиц, образующихся не в мишени (перед счетчиком надо поставить алюминиевую фольгу, толщина которой больше пробега протонов) или не протонов;

2) частиц, рассеянных на коллимирующих щелях и на рамке для мишени (вместо мишени на пути пучка ставят рамку без мишени).

Если фон значителен, т.е. составляет более 10% от интенсивности исследуемой группы, то его следует учесть. Процедура точного учета фона, вообще говоря, сложная. Часто фон учитывают следующим образом. Находят среднее содержимое канала анализатора справа и слева от пика (например, среднее по трем каналам) и линейно интерполируют на каналы исследуемого пика.

Полученные результаты по измерению углового распределения следует оформить в виде таблицы.

Таблица 2

№ пп	θ_p	$N_{\text{инт}}$	n_{p_0}	$\sum N_{\text{инт}}$	$N_{p_0} = \frac{\sum N_{\text{инт}}}{\sum n_{p_0}}$	$N_{p_0}^{10000}$	$N_{p_0}^{1000} \times c$	примечание
1.	90	10000	234±16	20000	474±22	237±1		мишень
2.		10000	240±16			1		к малым углам
3.	80	10000						
4.		10000						
15.	25	10000						
16.		10000						мишень к больш- шим углам
17.	90	10000						
18.		10000						
19.	100	10000						
		10000						

Если значения $N_{p_0}^{10000}$ для $\theta_p = 90^\circ$, полученные при положении мишени "к малым углам" совпадают в пределах статистической ошибки со значениями $N_{p_0}^{10000}$ для $\theta_p = 90^\circ$, полученными при положении "к большим углам", то их можно сложить.

Если эти величины отличаются больше, чем на статистическую ошибку, то результаты, полученные для $\theta_p > 90^\circ$,

следует умножить на коэффициент $C = (N_{p_0}^{10000})_{\text{м.углы}} / (N_{p_0}^{10000})_{\text{б.углы}}$

Вместе с результатами измерений следует привести рассчитанные значения телесного угла и углового разрешения детектора (диаметр пятна пучка на мишени - 4 мм).

Результаты работы следует также представить в виде графической зависимости дифференциального сечения реакции от угла вылета протонов в системе центра масс.

Литература

1. Гофман В.В., Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова Думка, 1975.
2. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э.Сегре, том III. – М.: ИЛ, 1961, сс. 553 - 677.
3. Голдин Л.Л. Физика ускорителей. - М.: Наука. 1983.
4. Розанов Л. Н. Вакуумная техника, - М.: Высшая школа, 1982.

Контрольные вопросы

1. Какие процессы называются ядерными реакциями?
2. Назовите основные механизмы ядерных реакций на легких ядрах.
3. Определение сечения реакции, дифференциальное сечение реакции.
4. Каков принцип ускорения заряженных частиц в циклотроне?
5. Какие частицы и с какой энергией используются при выполнении настоящей работы?
6. С помощью каких средств получается и измеряется вакуум в экспериментальной установке?
6. Какой детектор используется для регистрации продуктов ядерных реакций? Каков принцип его работы?
7. Какова роль поглотителя, устанавливаемого перед детектором? Назовите несколько простейших методов разделения продуктов ядерных реакций по массам.
8. Назовите основные электронные устройства, используемые в работе.
9. Чем отличается лабораторная система координат от системы центра масс.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При рассмотрении ядерных реакций используются две системы координат: лабораторная система (л.с.к.), в которой до столкновения одна из частиц (ядро мишени) покоится, и система центра инерции, в которой покоится центр массы всей системы, т.е. суммарный импульс всех частиц равен нулю. Экспериментально все величины измеряются в лабораторной системе (иногда для удобства анализа экспериментальных данных вводят систему координат, в которой покоится налетающая частица - зеркальная или антилабораторная система). Однако теоретические формулы и выкладки принимают более простой вид, если пользоваться системой центра инерции (с.ц.и.), где ядерные реакции характеризуются максимальной симметрией. Систему центра инерции называют также системой центра масс (с.ц.м.).

Кинематика реакции $A(\alpha, p)B$ в лабораторной системе и в системе центра масс изображена на рис. 9. Там же показана связь углов в этих двух системах. Для практических целей удобно пользоваться результатами справочника /3/.

Для выполнения задания 1 (идентификация нужной группы протонов) необходимо знать энергию вылетающих протонов в лабораторной системе координат в зависимости от угла их вылета. Используя законы сохранения энергии и импульса в лабораторной системе, для энергии E_p можно получить следующее выражение:

$$E_p = \frac{m_\alpha m_p}{M^2} E_\alpha \left[\cos \theta_p \pm \sqrt{\frac{M[(m_{^{15}\text{N}} - m_\alpha)E_\alpha + m_{^{15}\text{N}}Q]}{m_\alpha m_p E_\alpha} + \cos^2 \theta_p} \right]^2, \quad (1)$$

где M – сумма массовых чисел во входном (выходном) канале, Q - энерговыделение реакции $Q = (m_\alpha + m_{^{12}\text{C}}) - (m_p + m_{^{15}\text{N}}) - E_{\text{возб.}}$.

Для реакции $^{12}\text{C}(\alpha, p)^{15}\text{N}$ - $Q = -4.96$ МэВ. Энергия протонов, вылетающих под углом 90° к падающему пучку, определяется по упрощенной формуле:

$$E_p(90^\circ) = [(m_{^{15}\text{N}} - m_\alpha)E_\alpha + m_{^{15}\text{N}}Q] / M. \quad (2)$$

Энергию протонов для любого угла вылета протонов можно найти также по рис. 7, где зависимость (1) представлена графически.

Для перехода от лабораторных углов и сечений к соответствующим величинам в системе центра масс используются следующие формулы: $\tilde{\theta}_p - \theta_p = \alpha, \sin \alpha = r \sin \theta_p,$

$$r = \sqrt{\frac{m_\alpha m_p E_\alpha}{m_{15N} (MQ + m_{12C} E_\alpha)}}, \quad (3)$$

$$d\sigma_{с.ц.м.}^{отн.ед.}(\tilde{\theta}_p) = d\sigma_{лаб}(\theta_p) \frac{\sin^2 \theta_p}{\sin^2 \tilde{\theta}_p} \cos \alpha. \quad (4)$$

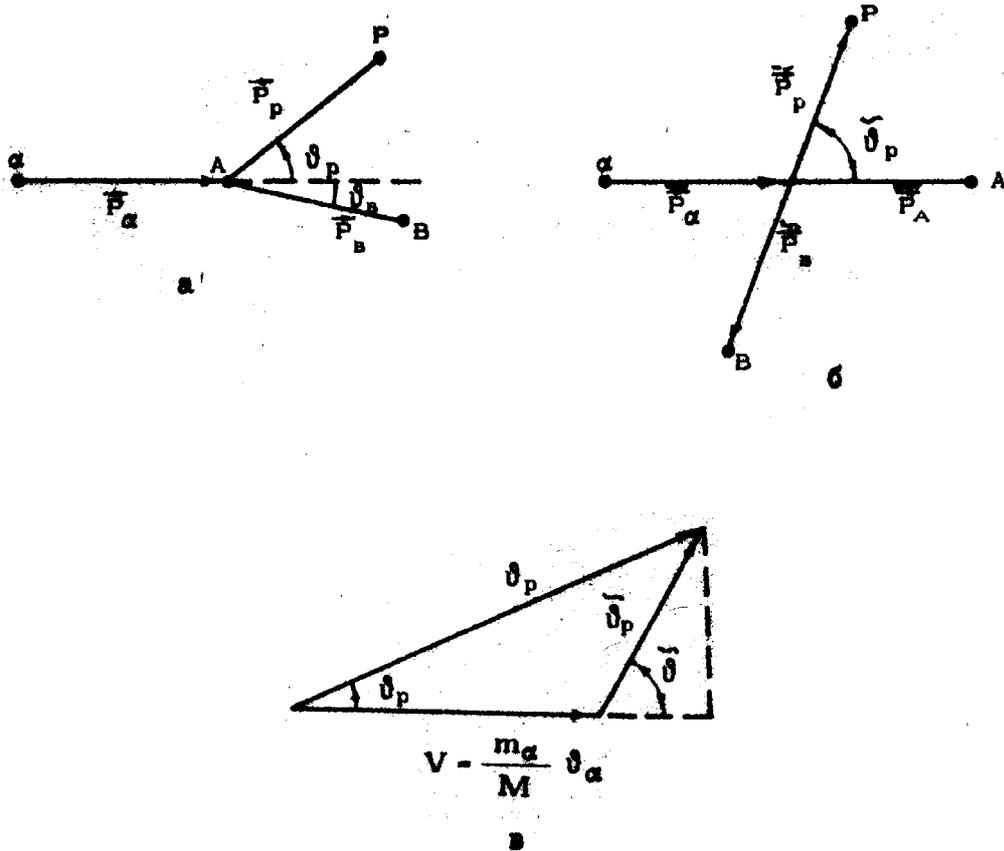


Рис. 9. Кинематика реакции $A(\alpha,p)B$: а – лабораторная система, б – система центра масс, в – связь между углами в лабораторной системе и системе центра масс.

Дифференциальное сечение $d\sigma_{с.ц.м.}^{отн.ед.}(\tilde{\theta}_p)$ в мб/стер определяется следующим соотношением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{с.ц.м.}}(\tilde{\theta}_p) \left[\frac{мб}{стер} \right] = \frac{6,35 \cdot 10^{-6}}{qd\Omega N} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ц.м.}^{отн.ед.}(\tilde{\theta}_p). \quad (5)$$

В выражении (5) величина $q = 1,1 \times 10^{-4}$ - цена деления отсчета интегратора в микрокулонах, N - число отсчетов интегратора, d - толщина мишени в $мг/см^2$; Ω - телесный угол в стерadianах, под

которым детектор "видит" мишень. Значение Ω определяется при выполнении задания 1, толщина мишени задается студенту преподавателем.