



Изучение ядерных реакций на циклотроне Института физики АН УССР

О. Ф. Немец, М. В. Насечник, Н. П. Пучеров

В статье дается краткий обзор работ, выполненных на циклотроне Института физики АН УССР в 1957—1961 гг. Приводятся результаты исследования упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 6,8 Мэв, как на мишенях естественного изотопного состава (алюминий, железо, кобальт, никель, медь, цинк, серебро, кадмий, олово, свинец, вольфрам), так и на разделенных изотопах ($\text{Al}^{27,60,62,64}$, $\text{Cu}^{63,65}$, $\text{Zn}^{64,66,70}$, $\text{Zr}^{90,91,92,94}$, $\text{Sn}^{116,117,119,121}$). Исследование углового и энергетического распределения протонов в реакциях срыва дейтронов на ядрах Be^9 , C^{12} , $\text{Si}^{28,29}$, Ca^{40} , $\text{Ti}^{46,47,48}$, $\text{N}^{14,15,16,17,18}$, S^{32} , $\text{Zr}^{90,91}$, $\text{Mo}^{91,92,93,94}$, $\text{Cd}^{111,113}$, $\text{Sn}^{117,119}$ позволило определить синглы и четности основных и возбужденных состояний. Кроме реакций срыва изучались реакции подхвата, а также упругое и неупругое рассеяние дейтронов.

Введение

Циклотрон Института физики АН УССР был введен в эксплуатацию в середине 1957 г., а в конце того же года были получены результаты первых физических экспериментов. Циклотрон позволяет получать введенный пучок протонов с энергией 6,8 Мэв и пучок дейтронов с энергией 13,6 Мэв.

Для повышения стабильности и надежности работы в первоначальную конструкцию циклотрона были внесены существенные изменения. Разработано и осуществлено дистанционное управление и контроль за положением источника, дуантов, внешних шимм, изменена конструкция изоляторов отклоняющей пластины и схема задающего генератора, осуществлена стабилизация токов и напряжений и т. д. Все это позволило намного сократить время работы циклотрона с пучком до 90—95% рабочего времени.

Бесперебойная работа циклотрона позволила выполнить большой ряд исследований, результаты которых опубликованы в виде научных сообщений в различных журналах и трудах конференций.

В настоящей статье дается обзор работ,

выполненных большим коллективом сотрудников Института [1—39].

Физические исследования проводились по следующим основным направлениям: 1) проверка представлений оптической модели ядра, ее уточнение и определение параметров модели; 2) получение квантовых характеристик уровней ядер; 3) изучение механизма ядерных реакций.

Исследование взаимодействия протонов с атомными ядрами

Рассеяние пучков ядер — один из важнейших источников сведений о ядерном потенциале. Развитие оптической модели ядра стимулировало постановку цикла работ по изучению угловых распределений упруго рассеянных протонов с энергией 6,8 Мэв.

На рис. 1 схематически показано расположение основного оборудования, которое использовалось во всех измерениях, выполненных на циклотроне. Угловые распределения упруго рассеянных протонов изучались в камере рассеяния диаметром 1,6 м. Детектором протонов служил сцинтилляционный спектрометр с тонким кристаллом подслоя цезия. Амплитудный спектр импульсов спектрометра регистрировался 50-каналь-

ным амплитудным анализатором. Были изучены угловые распределения упруго рассеянных протонов на ядрах алюминия, железа, кобальта, никеля, меди, серебра, цинка, кадмия, олова, свинца, висмута [1—4]. Использовались мишени из естественной смеси изотопов.

Полученные угловые распределения можно разделить на три группы. В области тяжелых ядер дифференциальные сечения под большими углами оказываются меньше резерфордского. Область ядер среднего атомного

числа нарушается. Для таких ядер характерно большое рассеяние назад.

Достаточно плавный характер изменения угловых распределений с изменением массового числа ядра рассеивателя позволял надеяться на возможность описания рассеяния с помощью оптической модели ядра. Однако при исследовании группы ядер с $Z = 22 - 30$ оказалось, что постепенное, монотонное изменение угловых распределений при переходе от элемента к элементу нарушается [5]. В частности, величина дифференциального сечения для никеля и железа в области больших углов рассеяния оказалась значительно больше, чем для соседних с этими элементами кобальта, меди и цинка. Удовлетворительное объяснение этим фактам можно было дать лишь после проведения экспериментов с разделенными изотопами.

Совместно с сотрудниками Физико-технического института АН УССР А. К. Вальтером, А. П. Ключаревым, И. И. Залюбовским, В. И. Луциком в наших лабораториях были проведены эксперименты по упругому рассеянию протонов на ряде разделенных изотопов (Cr^{50} , Cr^{52} , Cr^{53} , Cr^{54} ; Ni^{58} , Ni^{60} , Ni^{62} , Ni^{64} ; Cu^{63} , Cu^{65} ; Zn^{64} , Zn^{66} , Zn^{70} , Zn^{70} , Zr^{90} , Zr^{91} , Zr^{92} , Zr^{96} ; Sn^{116} , Sn^{117} , Sn^{119} , Sn^{124}) [6—9]. Обогащенные мишени в виде свободных пленок были изготовлены в лаборатории А. П. Ключарева.

На рис. 2 видно, что угловые распределения для разных изотопов заметно отличаются друг от друга даже при небольшом различии в массовом числе. Прежде всего в ряде случаев наблюдается различие в величине дифференциального сечения в области больших углов рассеяния. Примером могут быть Cr^{52} и Cr^{53} , Ni^{58} и Ni^{62} .

Одним из возможных объяснений такого различия может служить разная величина сечений реакции (p, n), конкурирующей с упругим рассеянием. Однако такая интерпретация, несмотря на ее кажущуюся очевидность, нуждается в дальнейшей проверке.

Вторая особенность угловых распределений — сдвиг экстремумов в них с изменением массового числа. Экстремумы сдвигаются гораздо больше, чем это можно было ожидать на основе оптической модели ядра, считая, что радиус ядра изменяется по закону $R = r_0 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому при анализе угловых распределений на основе оптической модели для получения согласия с опы-

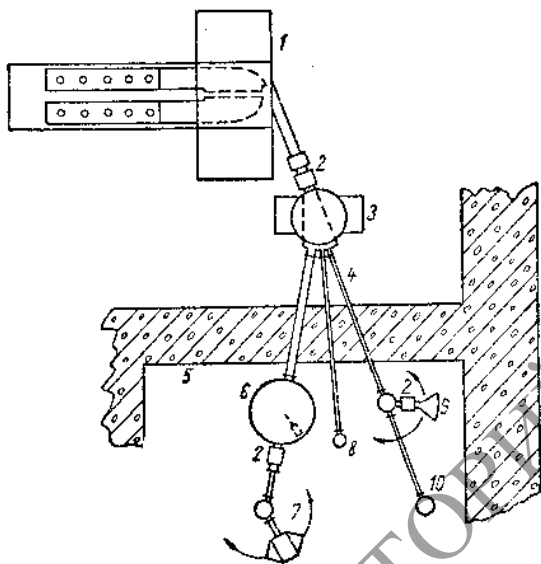


Рис. 1. Общая схема расположения экспериментального оборудования.

1 — пиннодион; 2 — фокусирующие линзы; 3 — поворотный магнит; 4 — мишень; 5 — защитная стенка; 6 — камера рассеяния; 7 — магнитный спектрограф; 8 — камера рассеяния; 9 — установка для измерения поляризации; 10 — установка для измерения (d, p, γ)-корреляции.

веса характеризуется наличием в угловых распределениях четко выделенных максимумов и минимумов, регулярно изменяющихся с изменением массового числа ядра рассеивателя. С ростом массового числа ядер мишени экстремумы в угловых распределениях сдвигаются в сторону меньших углов. Положение экстремумов достаточно хорошо описывается выражением $A^{1/3} \sin \frac{\theta_m}{2} = \text{const}$,

где θ_m — угол, при котором проявляется определенный экстремум. Наконец, в области легких ядер регулярность в изменении угловых распределений с изменением мас-

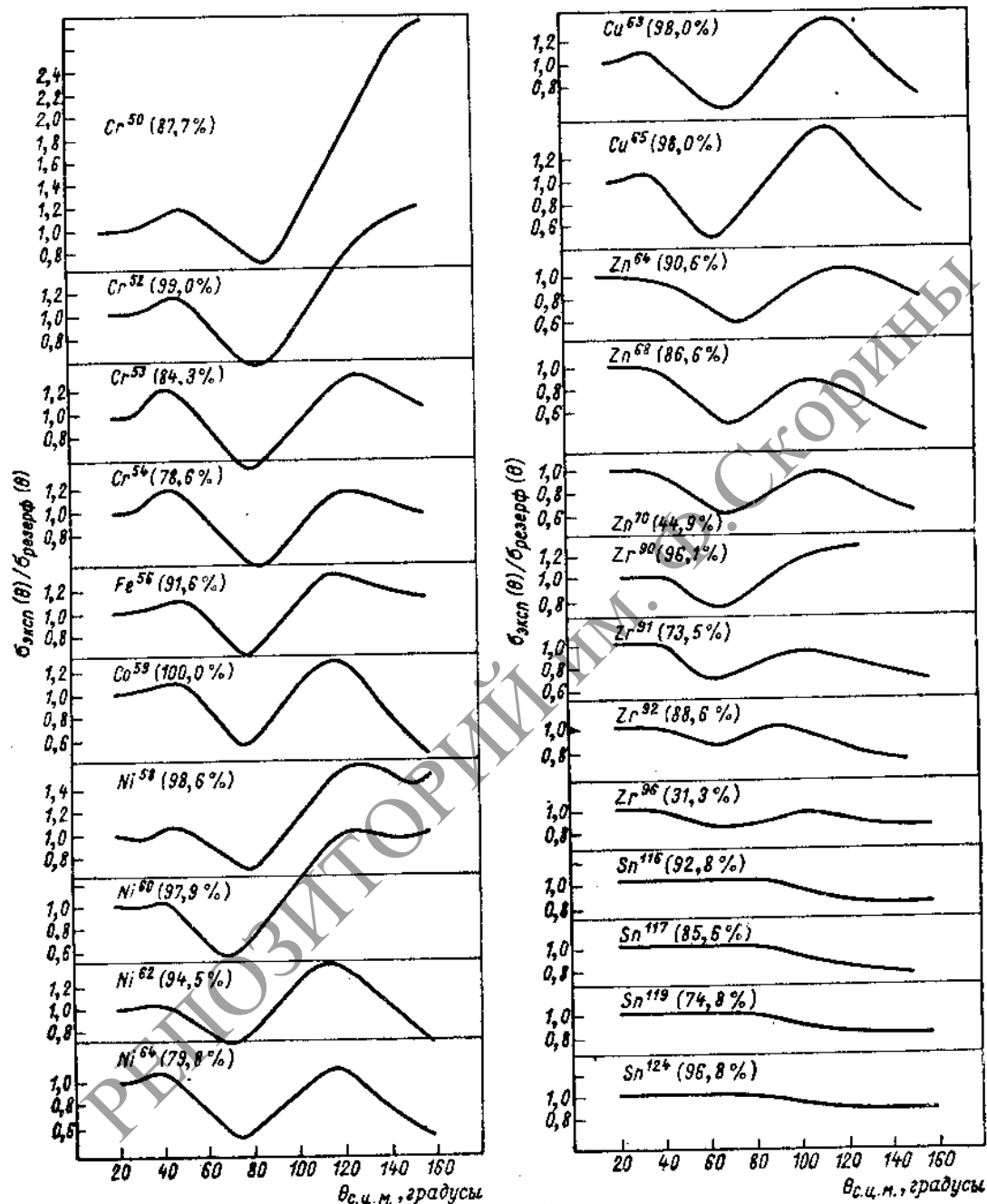


Рис. 2. Угловые распределения упруго рассеянных протонов с энергией 6,8 Мэв на разделенных изотопах. (Для каждого ядра указан процент обогащения мишени.)

том требуется при переходе от изотопа к изотопу либо изменение действительной части комплексного потенциала, либо изменение параметра r_0 .

Помимо упругого рассеяния, на ряде ядер исследовалось неупругое рассеяние протонов. В частности, были получены угловые распределения неупруго рассеянных протонов,

связанных с возбуждением первых уровней ядер Mg^{24} , Cr^{52} , Ni^{58} [10, 11]. Для ядер среднего атомного веса угловые распределения изотропны, что указывает на механизм неупругого рассеяния с образованием составного ядра. Для Mg^{24} наблюдается заметная асимметрия относительно 90° ; в этом случае можно ожидать один из возможных прямых процессов.

В последние годы была показана важная роль спин-орбитального взаимодействия в процессе упругого рассеяния нуклонов. Используя метод двойного рассеяния (в качестве второго рассеивателя применялся углерод), исследовали угловую зависимость поляризации при упругом рассеянии протонов на углероде, алюминии, никеле, меди, железе [12, 13]. Несмотря на сравнительно невысокую энергию протонов, используемых в эксперименте, было показано, что поляризация достигает величин порядка 30% даже для ядер среднего атомного веса. Это свидетельствует о важности спин-орбитального взаимодействия в исследованной энергетической области. Угловая зависимость поляризации характеризуется рядом максимумов и минимумов.

Ядерные реакции под действием дейтронов

Вследствие специфических особенностей дейтона (малой энергии связи, большого радиуса, большой асимметрии) его поведение в ядерных реакциях заметно отличается от поведения других частиц и в большинстве случаев определяет прямой механизм реакции. Поэтому реакции под действием дейтронов представляют большой интерес как для развития теории ядерных реакций, так и для ядерной спектроскопии.

Упругое рассеяние дейтронов. В первых работах по изучению угловых распределений упруго рассеянных дейтронов было обнаружено существенное отклонение от резерфордского рассеяния. Это отклонение могло вызываться как специфическими свойствами дейтона, так и ролью ядерного взаимодействия. Для получения дополнительной информации о механизме упругого рассеяния дейтронов были изучены их угловые распределения при рассеянии ядрами 18 элементов [14, 15]. Измерения проводились при помощи ионизационной камеры [16].

На рис. 3, а показаны угловые распределения, типичные для рассеяния дейтронов на

тяжелых, средних и легких ядрах. Ни одна из существующих в настоящее время теорий не позволяет интерпретировать угловые распределения во всем диапазоне атомных масс. Для тяжелых ядер ход сечений в области углов $\sim 40-70^\circ$ удалось объяснить, предположив, что здесь имеет место только электрическое расщепление дейтона. Так как уже для платины отношение $\frac{Ze^2}{\hbar v} \approx 5$, мы можем пользоваться квазиклассическим приближением [40]. В этом случае между параметром соударения и углом рассеяния существует однозначная связь

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{Ze^2}{2M_{\text{яд}} v^2 q - Ze^2}.$$

Если принять $q_{\text{яд}} = R_{\text{я}} + R_{\text{д}} - \lambda$, где $R_{\text{я}} = 1,35 \cdot A^{1/3}$ ферми; $R_{\text{д}} = 4,31$ ферми, то значения $\theta_{\text{кр}}$ для ядер от платины до урана находятся в пределах $60-75^\circ$. В то же время отклонения от резерфордского рассеяния наблюдаются при углах $\sim 40^\circ$, для которых значения q примерно на 6-8 ферми больше, чем $q_{\text{яд}}$. Совершенно очевидно, что на таких расстояниях от ядра ядерные силы заметного влияния на процесс рассеяния оказывать не могут, а единственным возможным процессом, ответственным за отклонение от резерфордского рассеяния, является электрическое расщепление дейтона. Этот вывод был в дальнейшем подтвержден в работах других авторов [41, 42].

Интересно, что дифракционная картина в угловых распределениях для всех ядер наблюдается при $\theta > \theta_{\text{кр}}$ (т. е. $q < q_{\text{яд}}$). Так как дифракционный характер угловых распределений связан с ядерным взаимодействием, это еще раз подтверждает, что квазиклассическое рассмотрение является в нашем случае хорошим приближением.

Для того чтобы выяснить, в какой степени изотопические эффекты, обнаруженные при изучении рассеяния протонов [6], могут проявляться при рассеянии других частиц, было измерено рассеяние дейтронов на изотопах никеля [17]. Как видно из результатов, представленных на рис. 3, б, такой изотопический эффект при рассеянии дейтронов не наблюдается. Это позволяет считать, что одной из вероятных причин различия сечений при рассеянии протонов на соседних изотопах является различие в сечениях конкурирующей (p, n)-реакции, а не «разрыхление»

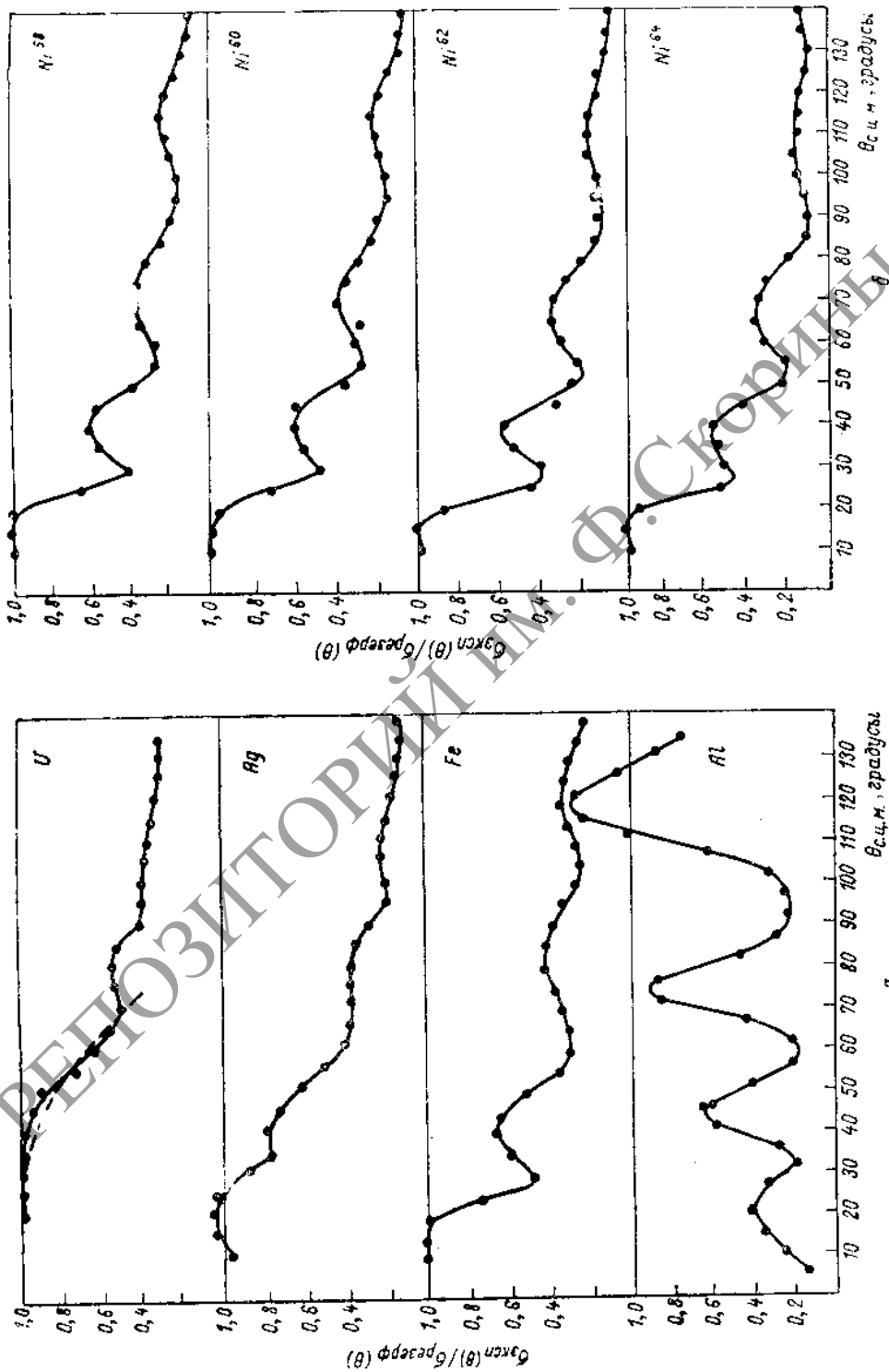


Рис. 3. Угловые распределения упруго рассеянных дейтронов с энергией 13,6 Мэв.

Таблица 1

Квантовые характеристики уровней ядер, полученные на неупругого рассеяния дейтронов

Ядро	J_{π}^{\pm}	$E^*,$ Мэв	l	J_{π}^{\pm}	$d\sigma(0^\circ)/d\omega$ мбар/степ	$a,$ фемто	$R,$ фемто
Be^9	3/2	2,43	1	5/2 ⁺	—	4	4,24
Mg^{24}	0 ⁺	1,37	2	2 ⁺	—	15,8	5,34
Si^{28}	0 ⁺	1,78	2	2 ⁺	18	7,2	5,40
Ti^{48}	0 ⁺	0,99	2	2 ⁺	74	6,2	6,15
Fe^{56}	0 ⁺	0,85	2	2 ⁺	80	7,0	6,37
Ni^{58}	0 ⁺	1,45	2	2 ⁺	70	7,0	6,43
Ni^{60}	0 ⁺	1,33	2	2 ⁺	49	7,0	6,50
Ni^{62}	0 ⁺	1,17	2	2 ⁺	36	6,9	6,54
Ni^{64}	0 ⁺	1,34	2	2 ⁺	100	7,0	6,58

Примечание. Здесь J_{π}^{\pm} , J_{π}^{\pm} — спин и четность ядра в начальном и конечном состояниях соответственно; E^* — энергия возбуждаемого уровня; l — передаваемый ядром орбитальный момент; $d\sigma(0^\circ)/d\omega$ — экспериментально измеренное дифференциальное сечение; a, R — радиусы, принимаемые в теории электрического и ядерного взаимодействия.

поверхности ядра при увеличении числа нейтронов сверх замкнутой оболочки. Правда, вследствие «рыхлости» самого дейтона он может быть менее чувствительным к изменениям поверхности ядра, чем протон.

Неупругое рассеяние дейтронов. Механизм неупругого рассеяния дейтронов может быть крайне разнообразным; к числу основных механизмов относится срыв, при котором дейтон испытывает виртуальную диссоциацию и с ядром взаимодействует только один из его нуклонов, прямое выбивание дейтона, срыв тяжелых частиц (процесс типа перезарядки), дифракционное рассеяние, кулоновское возбуждение и, наконец, образование составного ядра. Судить о роли тех или иных механизмов реакции можно по виду дифференциальных сечений. В имеющихся многочисленных работах, как правило, отсутствует информация о поведении дифференциальных сечений при неупругом рассеянии в области малых углов, поэтому при измерениях важно было обратить основное внимание на эту область углов.

Измерения проводились как с помощью упомянутой выше ионизационной камеры [16], так и с помощью ионизационной камеры, описанной в работе [18], и сцинтилляционного спектрометра [19]. Для дискриминации частиц различных сортов использовалось различие в значениях произведений удельных и полных ионизационных потерь $(\frac{dE}{dx} E)$.

Угловые распределения были измерены для ядер, перечисленных в табл. 1 [11, 20—22]. Во всех случаях наблюдается дифракционная картина, а максимум углового распределения находится под углом 0°. Типичное угловое распределение показано на рис. 4. Сплошная кривая представляет результаты расчета на основе теории срыва [43], а пунктирная — на основе теории электрического взаимодействия [44]. Как видно из рисунка, дифференциальное сечение в области малых углов удовлетворительно описывается теорией электрического взаимодействия и не может быть объяснено теорией ядерного взаимодействия, которое становится существенным лишь начиная с углов 20—25°. Максимум дифференциального сечения под углом 0° для $l = 2$ предсказывается и теорией дифракционного рассеяния [45], однако результаты расчета на основе этой

теории (как и расчеты для других механизмов реакции) не согласуются с экспериментальными данными.

Большой вклад в сечение за счет электрического взаимодействия (при $\theta < 25^\circ$) можно как нам кажется, качественно объяснить структурными особенностями дейтона, приводящими к большим значениям сечений конкурирующих реакций срыва (d, p) и (d, n). Полученные данные приведены в табл. 1.

Реакции срыва (d, p). После создания Батлером [46] теории реакций срыва они стали широко использоваться в ядерной спектроскопии. Достаточно сказать, что число посвященных этому вопросу работ превысило 500. Однако изучены главным образом ядра с $A \leq 40$. Это объясняется тем, что переход к более тяжелым ядрам должен сопровождаться повышением энергии дейтронов, так как угловые распределения оказываются сильно искаженными при энергии дейтронов выше кулоновского барьера. С другой стороны, использование дейтронов с энергией выше 23—25 Мэв также нежелательно, так как в этом случае максимумы угловых распределений для разных передаваемых орбитальных моментов падают под углом 0° и определение моментов становится ненадежным.

При нашем значении энергии дейтона (13,6 Мэв) передаваемые орбитальные моменты можно было однозначно определять для $A \leq 130$ и $l = 0 \div 4$. На рис. 5 показаны типичные угловые распределения для

дб,мбарн/дкр,степ

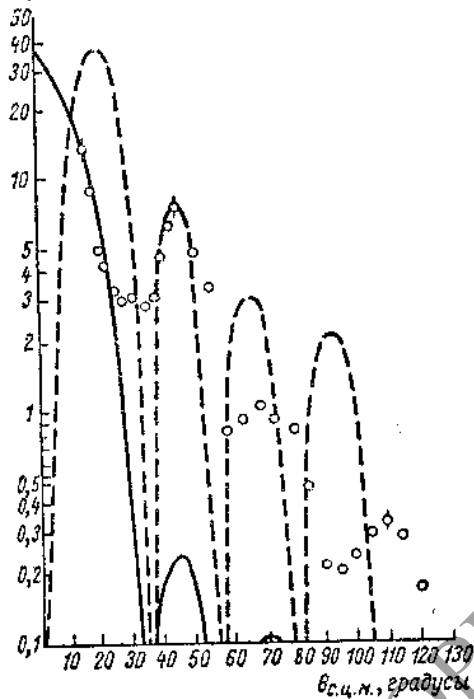


Рис. 4. Угловые распределения дейтонов, упруго рассеянных на Ni^{62} с возбуждением уровня 1,17 Мэв ($E_d^0 = 13,6$ Мэв):

○ — экспериментальные точки; — — — расчет по теории электрического взаимодействия ($d = 2$, $\tau_0 = 6,9 \cdot 10^{-13}$ см); — — — расчет по теории ядерного взаимодействия ($d = 2$; $d = 8,66 \cdot 10^{-13}$ см).

ядер Zr^{90} , Ti^{48} , Sn^{119} , Ca^{40} и селена в порядке возрастания l от 0 до 4. В табл. 2 приведены все полученные нами спектроскопические результаты [23—33].

Наряду с ядерно-спектроскопическими данными при изучении реакций срыва были получены некоторые результаты, представляющие, как нам кажется, интерес с точки зрения теории ядерных реакций. Так, для углерода, измерения на котором были выполнены при энергиях 4,65; 7,15; 12,1 и 13,3 Мэв, оказалось, что переход в основное состояние описывается теорией Батлера при значении радиуса, равном 4,6 ферми, для всех значений энергии, кроме минимальной. Для энер-

гии 4,65 Мэв радиус пришлось принять равным 5,5 ферми. Необходимость такого увеличения радиуса может быть вызвана динамическими особенностями реакций срыва, на которые указывал Уилкинсон [47].

Первое возбужденное состояние Zr^{92} имеет спин 2^+ . Так как спин Zr^{91} равен $5/2^+$, переход в это состояние в реакции срыва может сопровождаться передачей угловых моментов 0; 2 и 4, и наиболее интенсивным

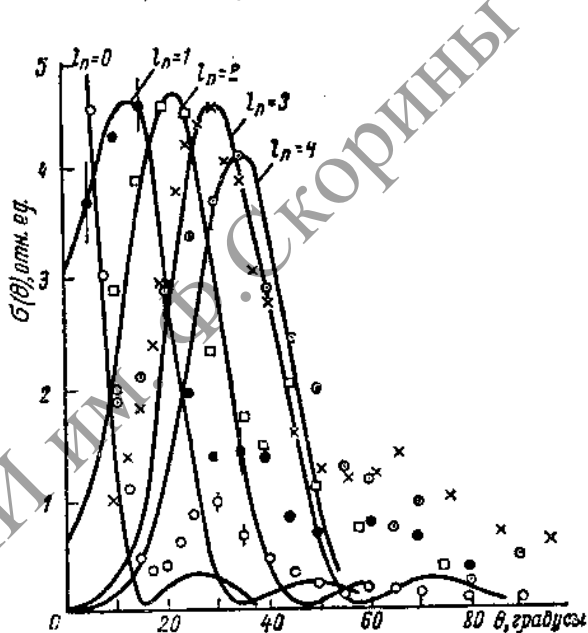


Рис. 5. Типичные угловые распределения протонов из реакций (d, p) при $E_d^0 = 13,6$ Мэв:

○ — Zr^{90} ; ● — Ti^{48} ; □ — Sn^{119} ; × — Ca^{40} ; ⊙ — селен; — — — результаты расчета на основе теории Батлера [46].

должен быть переход с передачей минимального орбитального момента. В то же время не наблюдается роста сечения в области малых углов, т. е. член с $l = 0$ отсутствует. Так как у циркония происходит заполнение нейтронного состояния $d_{5/2}$, требующее захвата нейтрона с орбитальным моментом, равным двум, то здесь мы сталкиваемся со случаем, когда правила отбора модели оболочек запрещают переход с передачей минимального орбитального момента, разрешенный в теории реакций срыва. На возможность таких ситуаций указывалось в работе Бете и Батлера [48]. Для переходов в основное состояние конечных ядер подобные явления наблюдались и ранее. Для перехода

Таблица 2

Спектроскопические данные, полученные из результатов исследований реакции (d, p)

Изо-топы	Спин и четность ядра мишени	Энергия ядра в конечном состоянии, Мэв	Передаваемый угловой момент	Четность и возможные спины конечных состояний	Наиболее вероятные значения сечения конечных состояний	Радиус взаимодействия в теории Батлера (10-13 см)	Абсолютные значения дифференциальных сечений в максимуме, мб/град/стер	Приведенные вероятности переходов $(2J_k+1)b^2$	Приведенные ширины уровней, b^2	Значения Q , Мэв
Be ⁹	3/2 ⁻	0	1	0 ⁺ , 1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	0 ⁺	4,8	2,15 (10°)	0,041	0,041	4,6
Be ⁹	3/2 ⁻	3,37	1	0 ⁺ , 1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	4,8	4,8 (10°)	0,050	0,04	1,22
Si ¹²	0 ⁺	0	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	1/2 ⁺	4,6	13 (15°)	0,048	0,024	2,73
Si ¹²	0 ⁺	3,09	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	4,6	39,6 (10°)	0,34	0,17	-0,36
Si ¹²	0 ⁺	3,68	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	4,6	—	—	—	-0,95
Si ¹²	0 ⁺	3,86	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	4,6	—	—	—	-1,13
Si ²⁸	0 ⁺	0	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	5,4	24,4 (5°)	0,0516	0,026	6,25
Si ²⁸	0 ⁺	1,28	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	3/2 ⁺	5,4	6,2 (25°)	0,081	0,020	4,97
Si ²⁸	0 ⁺	2,03	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	5,4	2,56 (25°)	0,033	0,0055	4,22
Si ²⁸	0 ⁺	3,07	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	—	5,4	1,4 (25°)	0,0158	—	3,18
Si ²⁸	0 ⁺	3,62	3	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻	7/2 ⁻	5,4	6,5 (30°)	0,19	0,0238	2,63
Si ²⁸	0 ⁺	4,86 4,90 4,93	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	5,4	57 (5°)	0,143	0,0358	1,32
Si ²⁹	1/2 ⁺	0	0	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺	5,45	5,4 (0°)	0,15	0,0152	8,39
Si ²⁹	1/2 ⁺	2,24	2	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	5,45	2,4 (25°)	0,014	0,0732	6,15
Ca ⁴⁰	0 ⁺	0	3	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻	7/2 ⁻	6,0	7,8 (30°)	0,0328	0,262	6,14
Ca ⁴⁰	0 ⁺	1,95	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	6,0	36,5 (10°)	0,0344	0,137	4,19
Ca ⁴⁰	0 ⁺	2,42	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,0	16,9 (10°)	—	0,061	3,72
Ti ⁴⁶	0 ⁺	0,160	3	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻	6,07	2,6 (30°)	—	0,0906	6,45
Ti ⁴⁷	5/2 ⁻	0	3	0 ⁺ , 6 ⁺	0 ⁺	6,1	0,33 (30°)	0,0745	0,0745	8,14
Ti ⁴⁷	5/2 ⁻	1,33	4	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺	2 ⁺	6,1	0,78 (10°)	0,00523	0,0262	6,81
Ti ⁴⁷	5/2 ⁻	2,31	1	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺	—	6,1	3,2 (10°)	—	0,097	5,83
Ti ⁴⁸	0 ⁺	0	3	5/2 ⁻ , 7/2 ⁻	7/2 ⁻	6,13	1,9 (30°)	0,0074	0,060	5,81
Ti ⁴⁸	0 ⁺	1,35	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	6,13	30 (10°)	0,03	0,12	4,46
Ti ⁴⁸	0 ⁺	1,7	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,13	14 (10°)	—	0,054	4,11
Ti ⁴⁸	0 ⁺	2,4	1 ⁺ (3)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,13	4,08 (50°)	—	0,0246	3,4
Ti ⁴⁹	7/2 ⁻	0	1 ⁺ (3)	0 ⁺ , —7 ⁺	0 ⁺	6,16	—	—	—	8,62
Ti ⁴⁹	7/2 ⁻	1,58	1	2 ⁺ , 3 ⁺ , 4 ⁺ , 5 ⁺	2 ⁺	6,16	—	—	—	7,04
Ti ⁴⁹	7/2 ⁻	2,8	0	3 ⁻ , 4 ⁻	—	6,16	—	—	—	5,82
Ni ⁵⁸	0 ⁺	0,0 0,34 0,88	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	5,5	26,2 (12,5°)	0,142	0,0355	6,7
Ni ⁵⁸	0 ⁺	3,05 3,42 3,46	1 ⁺ (4)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,4	6,3 (10°)	0,019	—	3,5
Ni ⁵⁸	0 ⁺	4,6	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	—	6,0	17,8 (20°)	0,140	—	2,1

Ядро мишеней	Спин и четность ядра мишеней	Энергия ядра в конечном состоянии, Мэв	Передаваемый угловой момент	Чистота и возможные спиново-конечные состояния	Наиболее вероятные значения спина конечных состояний	Радиус взаимодействия в теории Баллера (10 ⁻¹³ см)	Абсолютные значения дифференциальных сечений в максимуме мбар/стерад	Приведенные вероятности перехода (2J _k +1) ^{1/2}	Приведенные ширины уровней, бэ	Значения Q, Мэв
Ni ⁶⁰	0 ⁺	0,0 0,061 0,280 0,67	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	5,5	17,1 (12,5°)	0,084	0,021	5,6
Ni ⁶⁰	0 ⁺	1,1	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,47	4,2 (10°)	0,016	—	4,5
Ni ⁶⁰	0 ⁺	2,17	1 ⁺ (4)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,47	5,6 (10°)	0,018	—	3,6
Ni ⁶⁰	0 ⁺	2,75 3,10	0 ⁺ (2)	1/2 ⁺	1/2 ⁺	6,47	8,2 (5°)	0,016	0,008	2,9
Ni ⁶⁰	0 ⁺	3,54 3,77	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	—	6,00	10,2 (20°)	0,085	—	2,2
Ni ⁶²	0 ⁺	0	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	5,5	16,4 (10°)	0,066	0,0165	4,4
Ni ⁶²	0 ⁺	1,2	1 ⁺ (4)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,0	5,5 (10°)	0,0165	—	3,2
Ni ⁶²	0 ⁺	2,3	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	—	6,0	13,8 (15°)	0,108	—	2,1
Ni ⁶⁴	0 ⁺	0	1	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	3/2 ⁻	5,5	20,5 (10°)	0,077	0,0192	3,9
Ni ⁶⁴	0 ⁺	1,1	1 ⁺ (4)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁻	—	6,0	13,3 (10°)	0,044	—	2,8
Ni ⁶⁴	0 ⁺	2,2	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	—	6,0	20,3 (15°)	0,150	—	1,7
Sr ⁸⁸	0 ⁺	0	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	6,2	16,2 (20°)	0,03	0,175	4,32
Sr ⁸⁸	0 ⁺	1,05	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	7,1	25,5 (5°)	0,06	0,127	3,25
Zr ⁹⁰	0 ⁺	0	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	6,15	20 (20°)	0,225	0,0376	5,0
Zr ⁹⁰	0 ⁺	1,21	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	7,16	50 (5°)	0,252	0,126	3,79
Zr ⁹¹	5/2 ⁺	0	2	0 ⁺ , 1 ⁺ , ... 5 ⁺	0 ⁺	7,19	0,8 (17,5°)	0,059	0,059	6,5
Zr ⁹¹	5/2 ⁺	0,93	2	0 ⁺ , 1 ⁺ , ... 5 ⁺	2 ⁺	7,19	6 (17,5°)	0,412	0,0824	5,57
Mo ⁹²	0 ⁺	0	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	6,0	—	—	—	5,8
Mo ⁹²	0 ⁺	0,91	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	6,0	—	—	—	4,89
Mo ⁹⁴	0 ⁺	0	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	6,2	—	—	—	5,0
Mo ⁹⁴	0 ⁺	0,16	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	6,2	—	—	—	4,84
Mo ⁹⁴	0 ⁺	0,76—1,0	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	6,2	—	—	—	4,84
Mo ⁹⁵	5/2 ⁺	0	2	0 ⁺ , 1 ⁺ , ... 5 ⁺	0 ⁺	6,6	—	—	—	6,83
Mo ⁹⁵	5/2 ⁺	0,77	0 ⁺ (2)	0 ⁺ , 1 ⁺ , ... 5 ⁺	2 ⁺	6,6	—	—	—	6,06
Mo ⁹⁶	0 ⁺	0	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	5,8	—	—	—	4,5
Mo ⁹⁶	0 ⁺	0,66	0	1/2 ⁺	1/2 ⁺	5,8	—	—	—	3,84
Cd ¹¹¹	1/2 ⁺	0	0	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺	7,57	0,9 (5°)	0,00469	0,00469	7,28
Cd ¹¹¹	1/2 ⁺	0,618	2	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	6,6	0,15 (20°)	0,00470	0,00094	6,66
Cd ¹¹³	1/2 ⁺	0	0	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺	7,6	1,6 (5°)	0,00674	0,00674	6,7
Cd ¹¹³	1/2 ⁺	0,56	2	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	6,0	0,56 (20°)	0,0157	0,00314	6,19
Sn ¹¹⁷	1/2 ⁺	0	0	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺	7,67	2,4 (5°)	0,011	0,011	6,97
Sn ¹¹⁷	1/2 ⁺	1,210	2	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	6,36	0,33 (20°)	0,0095	0,0019	5,77
Sn ¹¹⁹	1/2 ⁺	0	0	0 ⁺ , 1 ⁺	0 ⁺	7,7	2,0 (5°)	0,0124	0,0124	7,02
Sn ¹¹⁹	1/2 ⁺	1,180	2	1 ⁺ , 2 ⁺ , 3 ⁺	2 ⁺	6,65	0,26 (28°)	0,00795	0,00159	5,84

в возбужденное состояние конечного ядра это пока единственный известный нам пример. Интересно, что в реакции $Mo^{95}(d, p)Mo^{96}$ с возбуждением первого уровня наблюдаются переходы с $l=0$ и $l=2$. При этом интенсивность перехода с $l=2$ (с учетом кинематического фактора) составляет $\sim 70\%$. Уменьшение запрета по $j-j$ связи по сравнению с Zr^{92} может быть вызвано тем, что у Zr^{92} сверх замкнутой оболочки имеется два нейтрона, а у Mo^{96} — четыре.

Сэтчлер теоретически показал, что вероятности реакций, сопровождающихся возбуждением последовательных уровней одной вибрационной или ротационной полосы, должны отличаться примерно на один порядок [49]. Для проверки выводов Сэтчлера были выполнены измерения на ядрах Cd^{111} , Cd^{113} , Sn^{117} и Sn^{119} . Отношения приведенных ширины, соответствующих переходам в основное и первое возбужденное состояния, оказались равными 4,4; 2,2; 4,8 и 5,7 для Cd^{113} , Cd^{114} , Sn^{118} и Sn^{120} соответственно. За исключением отношения для Cd^{114} они близки к предсказанным Сэтчлером.

Для получения информации о происхождении «гросс-структуры» в реакциях (d, p) под углом 40° были измерены спектры протонов при бомбардировке дейтонами ядер железа, Cu^{63} , Cu^{65} , селена, циркония, Nb^{93} , Ag^{107} , Ag^{109} , Cd^{116} , Su^{116} , Su^{118} , Su^{120} , Su^{124} , платины, золота, Pb^{208} и Bi^{209} , а также угловые распределения протонов из (d, p) -реакции на ядрах Cu^{63} , Cu^{65} , селена, ниобия, Cd^{115} , Su^{116} , Su^{118} , Su^{124} [34]. Сопоставление с данными измерений, проведенных с высоким разрешением, показывает, что максимумы «гросс-структуры» содержат несколько изолированных уровней. Каждый из максимумов может быть отнесен к соответствующей ядерной оболочке. Такое сопоставление можно провести по значениям Q и орбитальным моментам образующих «гросс-пик» состояний. Из подобного анализа следует, что в случае реакций (d, p) гросс-пик можно сопоставить с нейтронными оболочками ядра. Так, в селене переход в основное состояние сопровождается передачей углового момента $l=4$, соответствующего состоянию последнего нейтрона $g_{7/2}$, а переход в возбужденное состояние — передачей углового момента $l=0$, соответствующего минимальному орбитальному моменту состояний следующей оболочки. Если бы реакция

была связана с возбуждением протонной оболочки, то передаваемые угловые моменты должны были составлять 1 и 3, а наблюдающийся переход в основное состояние с $l=4$ был бы подавлен переходом с $l=1$. Аналогичная картина имеет место и для других ядер.

При переходе от платины и золота к свинцу и висмуту наблюдается скачкообразное изменение величины Q , которое можно объяснить

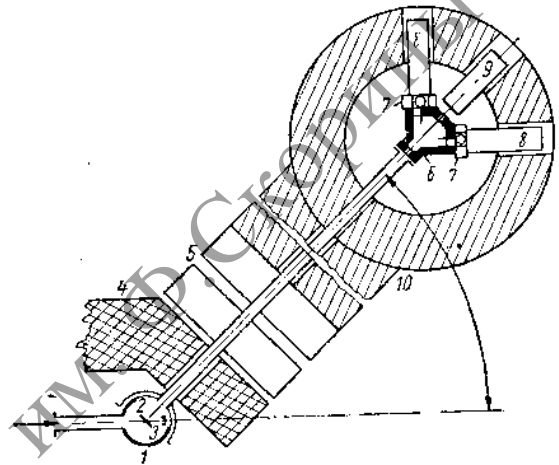


Рис. 6. Схема установки для изучения поляризации протонов, возникающих в (d, p) -реакциях: 1 — реакционная камера; 2 — мишень; 3 — цилиндрическая камера; 4 — сцинтилляционная камера; 5 — магнитные линзы; 6 — гелиевая камера рассеяния; 7 — пропорциональные счетчики; 8 — сцинтилляционные счетчики; 9 — монитор; 10 — парафиновая защита.

тем, что между золотом и свинцом происходит заполнение нейтронной оболочки со 126 нейтронами. При этом у платины, золота и свинца последние протоны находятся в одинаковых состояниях ($h_{11/2}$), а нейтронные состояния принадлежат разным оболочкам.

Наряду с изучением угловых распределений в реакциях срыва изучались также поляризация протонов [35, 36] и угловые (d, p, γ) -корреляции [37]. Общий вид установки, на которой измерялась поляризация, показан на рис. 6. Протоны из мишени 2 фокусировались квадрупальными линзами 5 и после торможения до энергии $\sim 11,5$ Мэв падали на рассеиватель из Ne^4 . Право-левая асимметрия рассеяния регистрировалась сцинтилляционными счетчиками 8, включенными на совпадения с пропорциональными счетчиками 7. Использование квадрупальных линз позволило ввести между первым

и вторым рассеянием мощную защиту 4, 10, что существенно облегчило эксперимент. Угловая зависимость поляризации была измерена на ядрах Be^9 , B^{10} , Si^{28} , Ca^{40} , Ni^{58} и Ni^{60} . Результаты измерений представлены в табл. 3. Во всех случаях знак поляризации положителен для $j=l+s$ и отрицателен для $j=l-s$.

Угловая (d, p, γ)-корреляция изучалась в реакции $\text{Be}^9(d, p)\text{Be}^{10}$ для перехода в первое возбужденное состояние. Измерения проводились в плоскости реакции. Протоновый счетчик находился в положении, соответствующем максимуму в угловом распределении. Измерительная установка состояла из специальной реакционной камеры, позволявшей вести измерения как в плоскости реакции, так и в плоскости, перпендикулярной оси отдачи, двух сцинтилляционных спектрометров и схемы быстро-медленных совпадений с разрешением $3 \cdot 10^{-9}$ сек. Полученная угловая корреляция может быть выражена аналитически функцией $W(\theta) = 1 - (0,39 \pm 0,06)\cos^2\theta$.

Другие типы реакций. Из других типов реакций изучались реакции $\text{Be}^9(d, t)\text{Be}^8$; $\text{Be}^9(p, d)\text{Be}^8$ и $\text{Be}^9(d, \alpha)\text{Li}^7$ [38—39]. Во всех случаях угловые распределения обладают резко выраженной направленностью вперед, свидетельствующей о прямом механизме реакции. Так как реакции (p, d) и (d, t) изучались на ядре Be^9 для одного и того же перехода, из отношения дифференциальных сечений этих реакций можно определить вероятность представления волновой функции тритона как волновой функции основного состояния дейтона плюс один нейтрон [50]. Вычисленное значение этой вероятности в нашем случае оказалось меньше 0,07.

Заключение

Исследования процессов взаимодействия протонов и дейтронов с отдельными изотопами позволили сделать следующее:

1. Обнаружить и изучить изотонный эффект в упругом рассеянии протонов на ядрах хрома, шкеля, меди, цинка, заключающийся в значительном различии дифференциальных сечений рассеяния на большие углы на изотопах, отличающихся друг от друга одним-двумя нейтронами.

2. Определить из энергетических и угловых распределений продуктов реакций срыва

Таблица 3

Данные о поляризации протонов в реакциях срыва ($E_d^0 = 13,6$ Мэв)

Ядро мишень	Энергия возбуждения конечного ядра, Мэв	Угол измерения, градуса	Передаваемый момент	Конечный спин	Число отсчетов срыва	Число отсчетов следа	Поляризация ($P \pm \Delta P$), %
Be^9	0	10	1	3/2	1457	1046	+33±6
		17			1657	1486	+14±5
		25			1732	1479	-16±5
		35			602	449	+29±10
		45			374	391	-4±10
		55			385	345	+11±11
	70	285	273	+4±10			
B^{10}	0	10	1	3/2	1105	914	+19±5
		20			1055	952	+10±5
		25			353	314	+11±8,5
		30			680	556	+17±6,5
		40			360	360	0±8,5
		50			966	916	+5±9
		60			268	221	+19±10
		70			190	159	+18±11
Ca^{40}	0	10	3	7/2	677	500	+30±8
		20			379	374	+1,3±8
		30			613	554	+10±6,5
		40			273	267	+2±9
		45			480	462	+4±7,5
		50			256	269	-5±9
		55			205	239	-15±9
		60			351	310	+12±9
65	385	401	-4±8				
70	408	410	-0,5±8				
Ni^{58}	0	10	1	3/2	769	631	+20±8
		20			418	407	+3±7
		30			1217	1122	+9±5
		50			119	98	+19,5±11
Si^{28}	1,28	10	0	4/2	539	514	+5±6,5
		20	2	3/2	1007	1000	+0,7±6
		30	2	3/2	475	540	-13±7
Ni^{60}	0	10	1	3/2	464	314	+39±7

квантовые характеристики как основных, так и низких возбужденных состояний для большого числа ядер.

3. Проверить применимость оптической модели ядра для описания процессов упру-

ного и неупругого рассеяния протонов и определить параметры модели с учетом поляризации, связанной со спин-орбитальным взаимодействием нуклонов в ядрах. Угловые за-

висимости при упругом рассеянии дейтронов можно объяснить на основании представлений об электрическом расщеплении дейтронов.

Поступила в Редакцию 19/VII 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Колтуц, М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров. В сб.: «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 304.
2. M. Pasetchnik, N. Poutcherov, I. Totzky. Comptes rendus du Congress International de Physique Nucleaire. Paris, 1958, p. 598.
3. Н. Н. Пучеров «Укр. физ. ж.», 4, 313 (1959).
4. M. Pasetchnik et al. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure. Canada, Kingston, 1960, p. 176.
5. Н. Н. Пучеров. «Укр. физ. ж.», 4, 318 (1959).
6. А. К. Вальтер и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 1419 (1960); «Укр. физ. ж.», 5, 270 (1960).
7. A. Valter et al. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure. Canada, Kingston, 1960, p. 173.
8. М. В. Пасечник и др. «Укр. физ. ж.», 6, 425 (1961).
9. А. К. Вальтер и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 71 (1961).
10. М. В. Пасечник, Н. Н. Пучеров, В. И. Чирко. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 24, 874 (1960).
11. О. Ф. Немец, Г. А. Прокопец. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 693 (1960).
12. М. В. Пасечник и др. Там же, 39, 915 (1960).
13. М. В. Пасечник и др. Труды совещания АН УССР по мирному использованию атомной энергии. Киев, Изд-во АН УССР, 1961.
14. Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 39, 1489 (1960).
15. Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец. Там же, 40, 477 (1961).
16. О. Ф. Немец. Труды сессии АН УССР по мирному использованию атомной энергии. Киев, Изд-во АН УССР, 1958, стр. 146.
17. Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец. «Ж. Эксперим. и теор. физ.», 42, 657 (1962).
18. Ю. В. Гофман и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 1305 (1961).
19. О. Ф. Немец, Ю. И. Стружко, В. В. Токаревский. «Приборы и техника эксперимента» (в печати).
20. О. Ф. Немец и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 24, 858 (1960).
21. Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец, Ю. С. Стружко. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 42, 653, (1962).
22. Ю. В. Гофман, О. Ф. Немец. Там же, 40, 13 (1962).
23. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 23, 1460 (1959).
24. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец. «Укр. физ. ж.», 4, 519 (1959).
25. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец, В. С. Прокопецко. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 287 (1960).
26. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец, М. Цериньо. Там же, 39, 3 (1960).
27. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 24, 865 (1960).
28. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец, В. С. Прокопецко. Там же, 872 (1960).
29. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 40, 1049 (1961).
30. О. Ф. Немец, В. В. Токаревский. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 25, 1138 (1961).
31. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец. Там же 25, 1308, (1961).
32. М. В. Пасечник, П. Г. Иваицкий. «Укр. физ. ж.», 6, 603 (1961).
33. Н. И. Зайка, О. Ф. Немец, В. В. Токаревский. «Ж. эксперим. и теор. физ.» (в печати).
34. О. Ф. Немец, В. Токаревский. Там же, 42, 1481 (1962).
35. Д. И. Тамбовцев. Там же (в печати).
36. М. В. Пасечник, Д. И. Тамбовцев. «Укр. физ. ж.», 7, 12 (1962).
37. Г. Росинов, О. Ф. Немец. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 26, № 12 (1962).
38. О. Ф. Немец, Л. С. Салтыков, М. В. Соколов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 38, 1663 (1960).
39. П. Г. Иваицкий. Там же (в печати).
40. J. French, M. Goldberger. Phys. Rev., 87, 899 (1952).
41. P. Gugelot et al. Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure. Canada, Kingston, 1960.
42. D. Hoffman. Nucl. Sci. Abstr., 15, 2604 (1961).
43. R. Huby, H. News. Philos. Mag., 42, 1442 (1951).
44. C. Mullin, E. Gath. Phys. Rev., 82, 144 (1951).
45. С. И. Дроздов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 28, 734 (1955); Е. В. Писопин. Там же, 31, 901 (1956); J. Blair. Phys. Rev., 115, 928 (1959).
46. S. Butler. Proc. Roy. Soc., A208, 559 (1951).
47. D. Wilkinson. Philos. Mag., 3, 1485 (1958).
48. H. Bethe, S. Butler. Phys. Rev., 85, 1045 (1952).
49. G. Satchler. Ann. phys., 3, 275 (1958).
50. S. Butler, E. Satchler. Phys. Rev., 88, 133 (1952).

