

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УПРУГО РАССЕЙАННЫХ ДЕЙТРОНОВ С $E=18$ МэВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ С $E=5,5$ МэВ НА 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg, 25-Mg, 27-Al

В.В. Дьячков, Н.Т. Буртебаев*, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков
НИИЭТФ КазНУ им. аль-Фараби, *ИЯФ НЯЦ РК г. Алматы

Разработана прецизионная методика измерения угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния заряженных частиц с помощью позиционно-чувствительных твердотельно-трековых детекторов. Выполнено измерение дифференциальных сечений в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, \alpha)^{27}\text{Al}$ при энергии альфа-частиц 5,5 МэВ. Выполнено измерение полупроводниковой методикой на изохронном циклотроне У-150М угловых распределений упругорассеянных дейтронов с энергией 18 МэВ на 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg, 25-Mg и теоретически обработаны по модели метода комплексных угловых моментов (МКУМ).

Существенная развитость квантовомеханической теории ядерных реакций и достаточно полный учет влияния на них деталей ядерной структуры позволяет предсказывать все новые тонкие явления в угловых распределениях. Так, в работе [1-2] развита теория упругого рассеяния тяжелых ионов на ядрах с большим параметром Зоммерфельда (френелевская дифракция). Показано, что для ядер, имеющих нижние коллективные состояния вращательного типа, экстремумы угловых френелевских осцилляций сдвигаются в область больших или меньших углов в зависимости от того вытянуто ядро ($\text{sign}\beta > 0$) или сплюснуто ($\text{sign}\beta < 0$), где β – параметр квадрупольной ядерной несферичности. Эти сдвиги имеют величины от 0^0 (для сферических ядер) до $\geq 1-2^0$ (для деформированных ядер). Особо отметим, что угловые сдвиги френелевских фаз измеряются только в упругом рассеянии без привлечения неупругого рассеяния, как это требовалось в методе сдвигов блэровских фаз во фраунгоферовской дифракции [3]. Это создает уникальную возможность измерения абсолютных величин и знаков деформации нечетных ядер, ранее недоступных для подобных экспериментов. Заметим, что в нечетных ядрах нижнее вращательное состояние $2+$ «рассыпается» на мультиполи близких уровней в соответствии со спин-спиновым взаимодействием « $2+$ - спин основного состояния». Такое предсказание является стимулом для разработки адекватной экспериментальной методики, позволяющей с высокой угловой точностью ($\Delta\theta \sim 0,1-0,8^0$) измерять дифференциальные сечения на пучках ускорителей тяжелых ионов.

Следует учесть также необходимость обеспечения равнозначности измерения дифференциальных сечений во всем угловом диапазоне для уверенного определения положения максимумов и минимумов френелевской дифракции. Решение такой задачи достигается только с помощью позиционно чувствительных детекторов. Позиционно чувствительные полупроводниковые детекторы позволяют одновременные измерения, как правило, в диапазоне $5-7^0$ с дальнейшей перестановкой их по углу. Точки шивки, а также разновременность измерения разных угловых участков практически превращает такие измерения в квазиточечные и не позволяет обнаруживать, указанные выше, тонкие эффекты.

На рис. 1 представлено сопоставление экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния ионов кислорода на изотопах никеля [4]: ^{58}Ni ($\beta = +0,17$ [3]) и ^{64}Ni ($\beta = -0,19$ [3]). Видно, что сдвиг френелевских фаз составляет величину 18^0 ; что может быть обусловлено разностью в энергиях в 2 МэВ, разностью в массах (в 2 а.е.м.) и разностью в знаках квадрупольной несферичности. Все три эффекта изотопический, энергетический и несферический в литературе изучены не достаточно и их измерения представляют значительный интерес.

Из угловых распределений френелевского типа определялся граничный угол θ_{ep} , под которым мы понимаем начало резкого отклонения $\sigma_{el}(\theta)/\sigma_R(\theta)$ от единицы. Такой угол определялся из эксперимента для каждого типа налетающих частиц, их энергии и конкретной

мишени. Там, где экспериментальные данные были отрывочными они аппроксимировались в область френелевских углов по оптической модели (ОМ) или по модели параметризованных фазовых сдвигов (ПФА), параметры которых можно найти в работах [4-7]. Нами были получены зависимости граничного угла θ_{zp} от энергии налетающих частиц [8]. Из полученных закономерностей видно, что, поскольку френелевская дифракция определяется параметром Зоммерфельда, диапазоны френелевских углов меньше (эксперимент становится трудновыполнимым): во-первых, с уменьшением Z налетающей частицы; во-вторых, с увеличением ее энергии; в третьих, с уменьшением Z ядра-мишени.

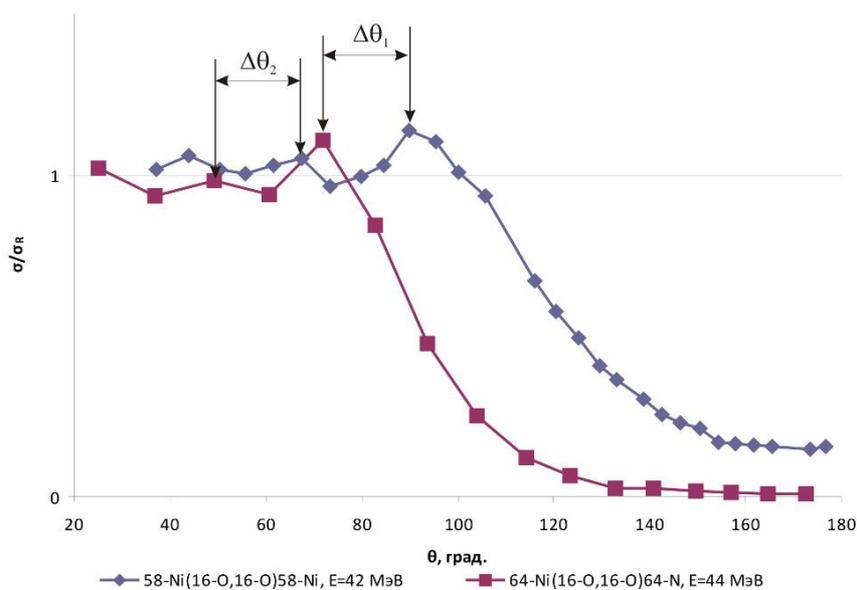


Рис.1. Дифракция ионов кислорода френелевского типа при энергии около 42 МэВ на изотопах никеля [4]

В настоящей работе для прецизионных измерений во всем требуемом диапазоне углов (0-40°) использованы твердотельные трековые детекторы (ТТД) на основе полиэтилентерефталата, нитрата целлюлозы и рентгеновских пленок СВ-BU New. Решающим условием для применения ТТД послужило их уникальное свойство зависимости диаметров треков от энергии ионов. Спектроскопическая методика ТТД разработана нами и изложена в статье [9] «Исследование возможности спектрометрии α -частиц с помощью трековых детекторов и создания позиционно чувствительных спектрометров на их основе». В работах [10-12] указаны методики и оптимальные условия для химической обработки ТТД.

Методика эксперимента по измерению углового распределения упруго рассеянных альфа-частиц сводилась к следующему. Поток альфа-частиц испущенных альфа-источником ^{238}Pu с энергией 5499 кэВ, проходит через коллимирующую систему и попадает на мишень, которая расположена перпендикулярно оси пучка в центре камеры рассеяния (рис.2). Частицы, упруго рассеянные на мишени, вылетают аксиально-симметрично относительно оси пучка в угол 4π . В плоскости реакции устанавливается позиционно-чувствительный ТТД детектор. Такое симметричное расположение позиционно-чувствительного детектора необходимо для прецизионного измерения физического нуля и определения плоскости реакции в которой происходят измерения.

Угловая точность измерения дифференциальных сечений определяется геометрическими параметрами камеры рассеяния. Максимально возможная угловая разрешающая способность коллиматора $(\Delta\Theta)_{\text{max}}$ в приближении прямоугольной функции углового разрешения для системы «коллиматор-мишень» имеет вид [13].

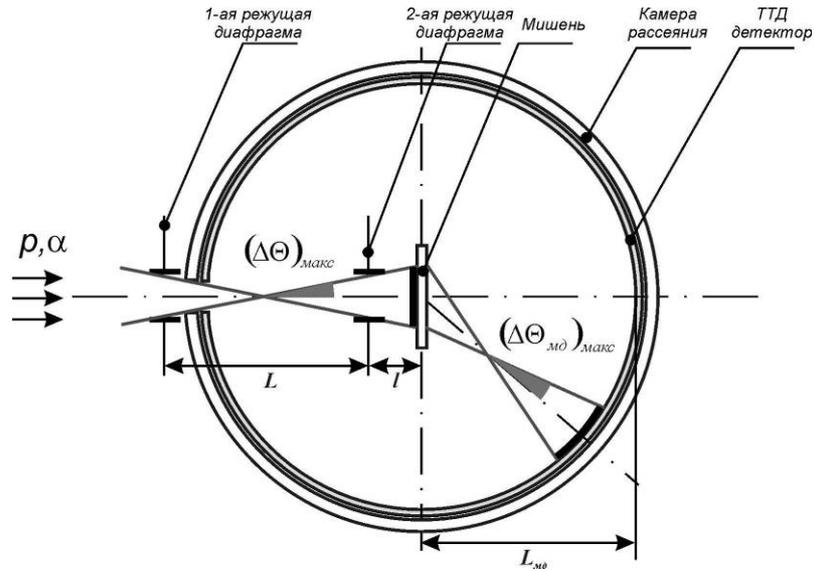


Рис.2. Схема коллимирующей системы и геометрия камеры рассеяния

$$(\Delta\Theta)_{\text{макс}} = 2\arctg \frac{d_1 + d_2}{2L}, \quad (1)$$

где d_1 – первая режущая диафрагма, d_2 – вторая режущая диафрагма, L – расстояние между ними. При этом диаметр пучка на мишени d_m равен

$$d_m = d_2 + (d_1 + d_2) \frac{l}{L}, \quad (2)$$

где l – расстояние от второй режущей диафрагмы до мишени. Аналогично для углового разрешения системы мишень-детектор $(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}}$ можно записать

$$(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}} = 2\arctg \frac{d_m + d_{\text{сн}}}{2L_{\text{мд}}}, \quad (3)$$

где $d_{\text{сн}}$ – эффективный диаметр площади сектора позиционно-чувствительного детектора, интегрируемого под данным углом рассеяния Θ , $L_{\text{мд}}$ – расстояние от мишени до позиционно-чувствительного детектора. Полная угловая разрешающая способность спектрометра $\Delta\Theta_{\text{сн}}$, используемого в настоящей работе, таким образом, равна

$$\Delta\Theta_{\text{сн}} = \sqrt{\alpha(\Delta\Theta)_{\text{макс}}^2 + \beta(\Delta\Theta_{\text{мд}})_{\text{макс}}^2}, \quad (4)$$

где α и β – некоторые коэффициенты, определяемые из эксперимента.

Вся геометрия эксперимента рассчитана с помощью специально разработанного программного обеспечения, и представлена на рис.3. На рис. 4 показана рабочая версия эксперимента.

Угловое распределение регистрировалось ТТД на основе полиэтилентерефталата.

В качестве мишени ^{27}Al была использована алюминиевая фольга. Толщина мишени определялась по пробегу альфа-частиц от эталонного альфа-источника в алюминии на автоматизированной альфа-спектрометрической установке «Прогресс 2000» (Амплитуда). В качестве эталонного альфа-источника использовался триплет $^{233}\text{U} + ^{238}\text{Pu}, ^{239}\text{Pu}$. С использованием функции «пробег-энергия» [14] толщина алюминиевой мишени оказалась равной 12,7 мкм.

В использованной геометрии эксперимента цена деления 1 градуса равна 1,26 мм на ТТД. Угловая неопределенность равна толщине линии линейки градусов на рис. 6.

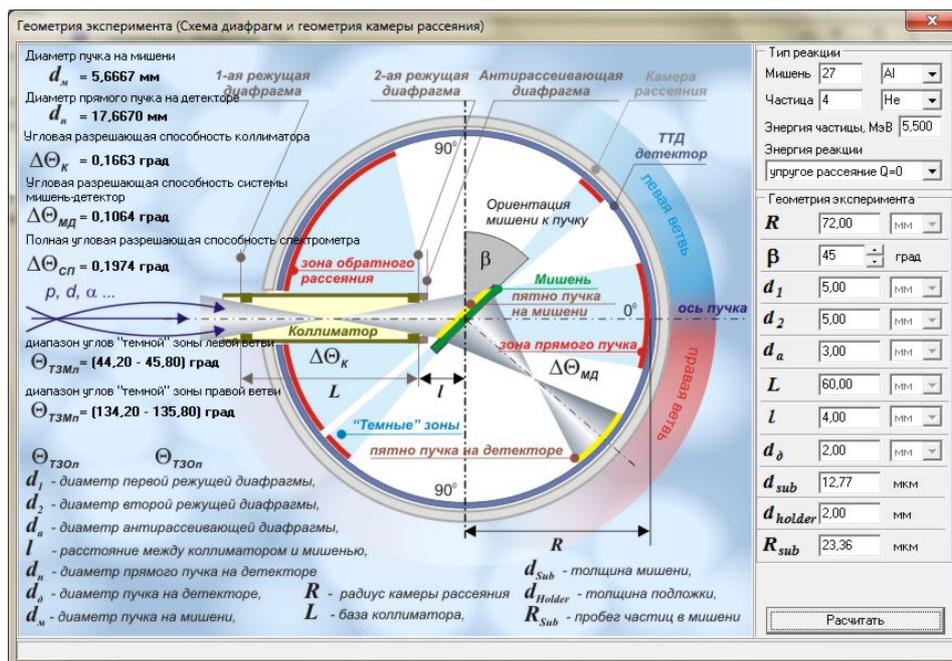


Рис.3. Геометрия эксперимента для измерения углового распределения упругорассеянных альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ на ядре 27-Al



Рис.4. Камера рассеяния для измерения углового распределения упругорассеянных альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ на ядре 27-Al

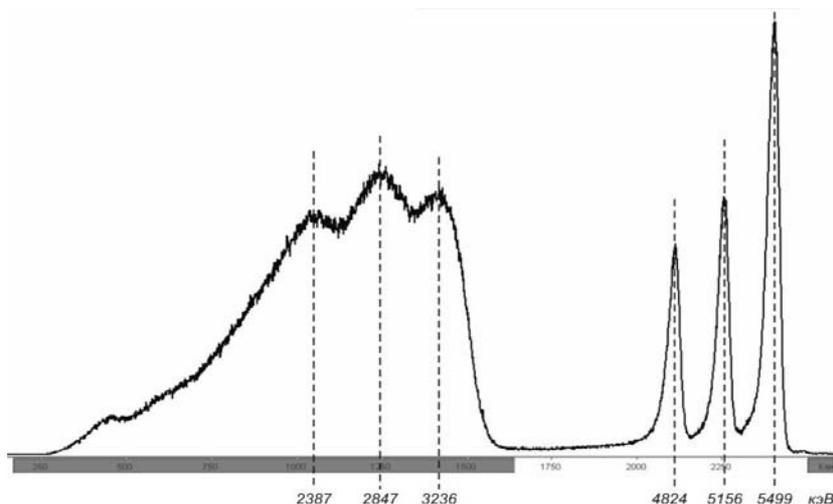


Рис.5. Определение толщины мишени 27-Al

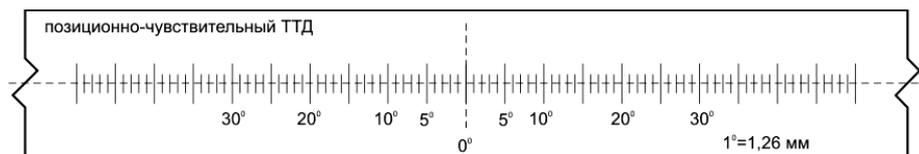
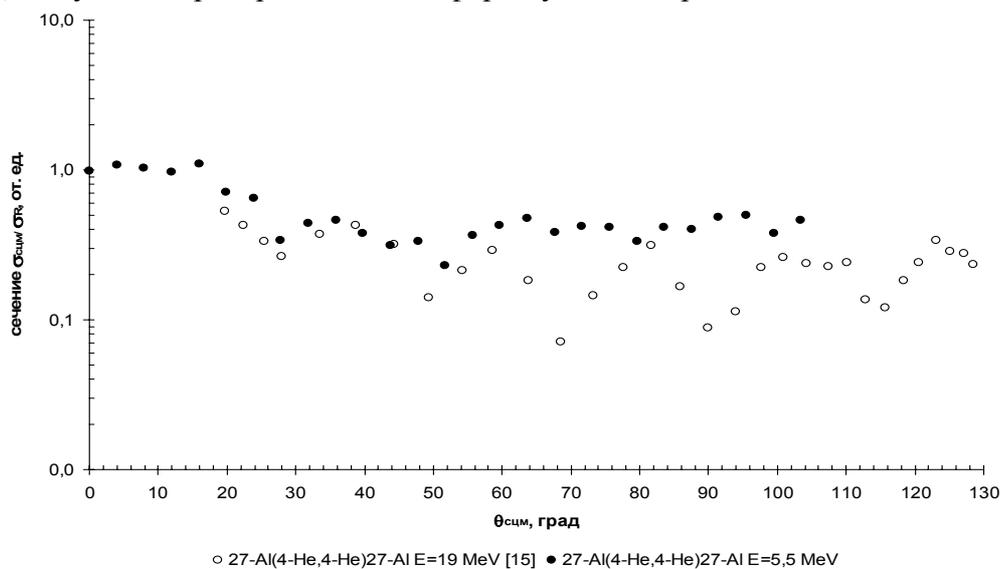


Рис.6. Извлечение углового распределения из позиционно-чувствительного ТТД

Угловое распределение в ТТД было обработано с шагом 4^0 . На рис. 7 представлено угловое распределение упруго рассеянных альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ на ядре ^{27}Al , полученное настоящей методикой, в сравнении с литературными данными при близкой энергии. Видно, что угловые распределения по форме удовлетворительно совпадают.



○ $^{27}\text{Al}(4\text{-He},4\text{-He})^{27}\text{Al}$ E=19 MeV [15] ● $^{27}\text{Al}(4\text{-He},4\text{-He})^{27}\text{Al}$ E=5,5 MeV

Рис.7. Угловое распределение упругорассеянных альфа-частиц с энергией 5,5 МэВ на ядре ^{27}Al ; при энергии альфа-частиц 19 мэВ [15]

Измерения проводились на мишенях 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg, 25-Mg, характеристики некоторых из них приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Ядерные мишени

Изотоп	Характеристика мишени	Толщина, мг/см ²	содержание
13-C	самоподдерживающаяся	0,40	86 %
24-Mg	самоподдерживающаяся	0,816	99,9 %
25-Mg	самоподдерживающаяся	0,78	97,87 %

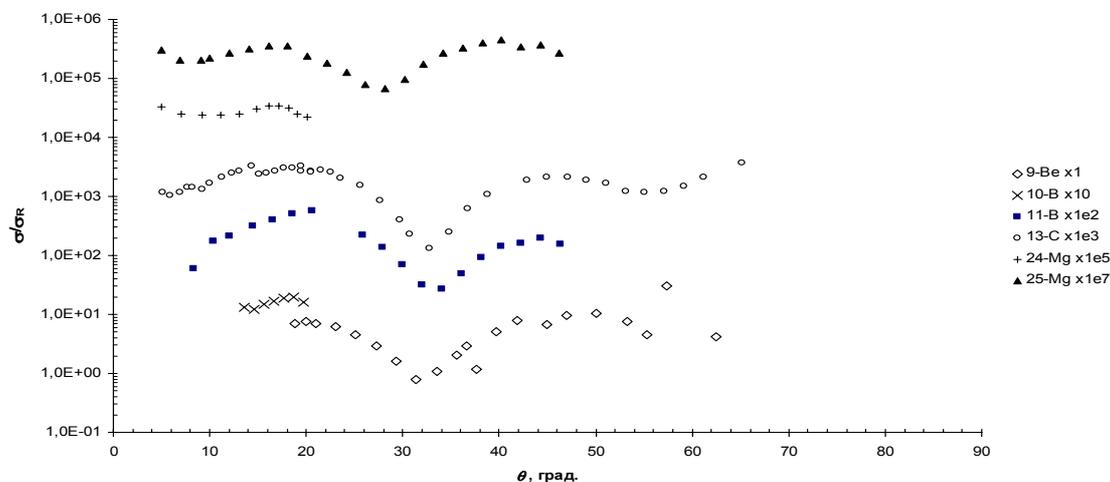


Рис.8. Угловые распределения упругорассеянных дейтронов с энергией 18 МэВ

В рамках модели сильно поглощающего ядра угловые распределения в одном из аналитических вариантов параметризованного фазового анализа имеют вид [16]

$$\sigma_0(\theta) = \frac{8\pi}{k^2} |a|^2 l_0 \frac{b^2 + \cos^2((l_0 + 0,5)\theta + \gamma)}{\sin(\theta) \cdot e^{2\beta\theta}} \quad (5)$$

где $|a|, l_0, \beta, b, \gamma$ - свободные параметры теории.

С помощью МКУМ по осцилляциям фраунгоферовской дифракции определим орбитальный момент l_0 , с помощью которого вычислим радиус взаимодействия

$$R_{\text{вз}} = \frac{1}{k} \left(n + \sqrt{n^2 + l_0(l_0 + 1)} \right), \quad (6)$$

где k – волновое число; n – кулоновский параметр.

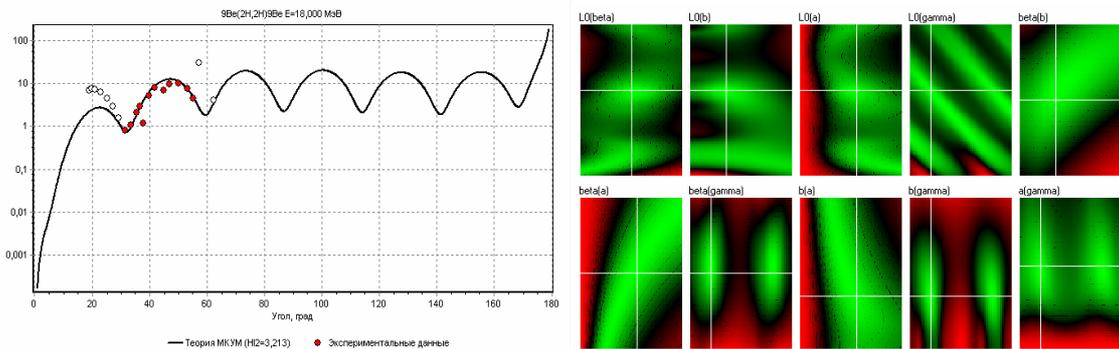


Рис.8. – Угловые распределения и χ^2 -распределения для пар свободных параметров МКУМ упругорассеянных дейтронов на ${}^9\text{Be}$

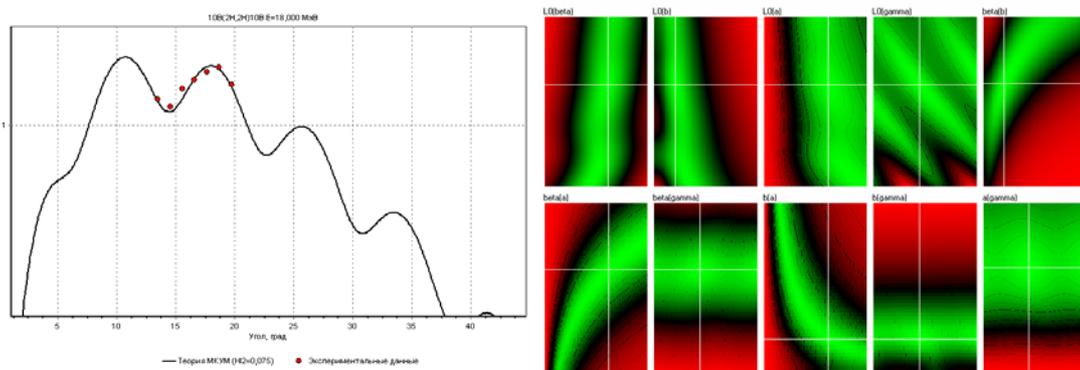


Рис.9. Угловые распределения и χ^2 -распределения для пар свободных параметров МКУМ упругорассеянных дейтронов на ${}^{10}\text{B}$

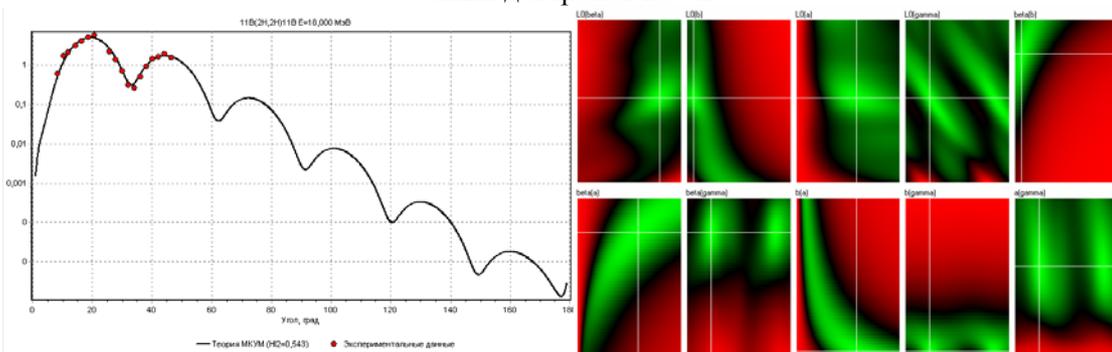


Рис.10. Угловые распределения и χ^2 -распределения для пар свободных параметров МКУМ упругорассеянных дейтронов на ${}^{11}\text{B}$

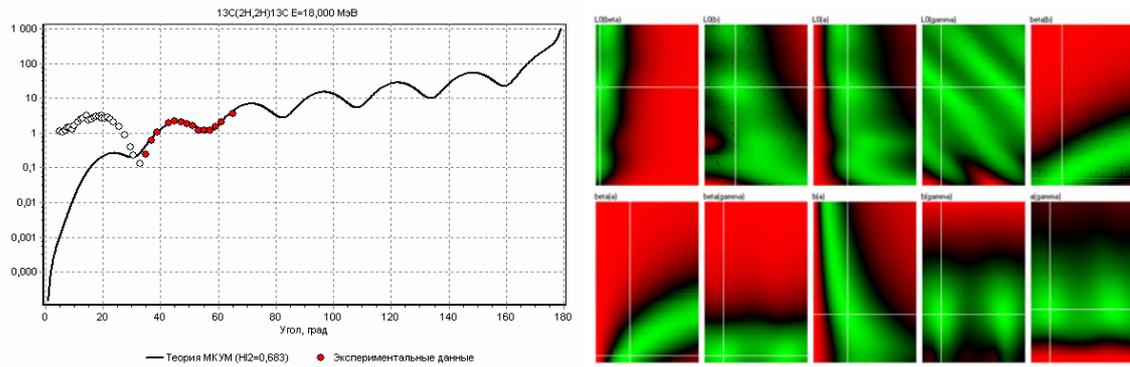


Рис.11. Угловые распределения и χ^2 -распределения для пар свободных параметров МКУМ упругорассеянных дейтронов на ^{13}C

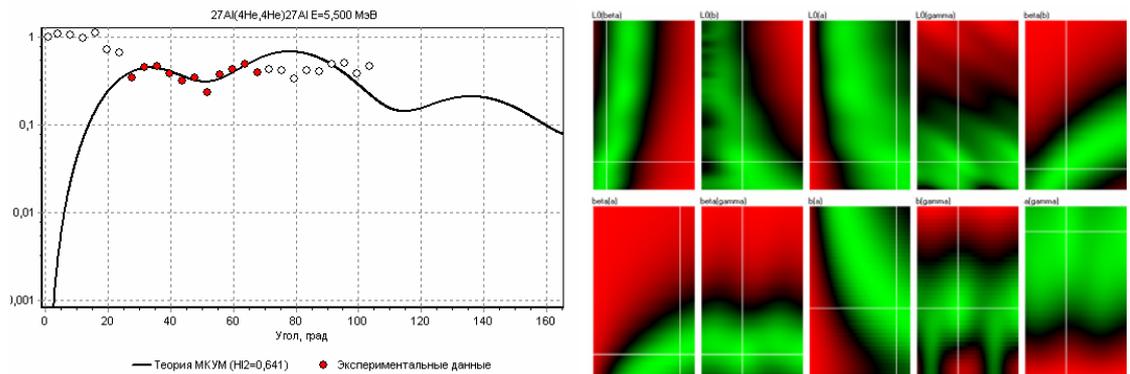


Рис.12. Угловые распределения и χ^2 -распределения для пар свободных параметров МКУМ упругорассеянных альфа-частиц на ^{27}Al

Таблица 10 – Оптимальные свободные параметры МКУМ для реакций упругорассеянных ионов на ядрах в широком диапазоне Z ядер-мишеней, геометрические параметры ядер и область фраунгоферовской дифракции

Ионы	M шень	E , МэВ	k , 1/фм	n	R_{int} , фм	θ_c , град	l_0	β	b	$ a $	γ	$\theta_{min} - \theta_{max}$, град	χ^2
α	^9Be	11,00	0,839	0,243	4,906	7,14	3,40	0,80	0,90	0,70	1,50	45-95	0,171
		13,60	0,933	0,219	5,462	5,11	4,40	0,00	0,90	0,20	1,20	50-110	2,426
		18,00	1,074	0,190	6,308	3,30	6,10	1,00	0,35	1,10	1,00	30-56	3,213
		27,00	1,332	0,153	4,077	3,31	4,80	1,10	1,00	1,00	1,80	38-100	0,389
	^{10}B	11,80	0,886	0,296	6,302	6,40	4,80	0,00	0,50	0,10	0,40	15-60	1,963
		18,00	1,094	0,240	6,787	6,52	5,00	6,50	1,00	3,10	2,20	15-60	0,075
	^{11}B	18,00	1,111	0,242	5,786	4,46	5,70	3,96	0,30	5,80	1,15	30-90	0,543
		27,70	1,378	0,195	4,702	3,54	5,80	0,50	0,90	0,50	1,25	30-90	0,938
^{13}C	13,70	0,992	0,336	3,339	12,79	2,50	0,00	0,90	0,15	2,60	50-105	0,707	
	18,00	1,137	0,293	6,401	4,80	6,50	0,20	0,60	0,33	0,90	33-105	0,683	
^{24}Mg	56,00	2,137	0,343	5,071	3,75	10,10	2,00	0,90	1,80	1,40	21-50	0,645	
α	^{27}Al	5,50	0,894	3,261	8,576	14,78	2,50	1,50	0,80	8,70	2,00	25-70	0,641

Литература

1. Котляр В.В., Шебеко А.В. // О дифракционных явлениях в упругом рассеянии тяжелых ионов. Ядерная физика, Т.34, вып. 2(8), 1981, С. 370-385.
2. Котляр В.В., Шебеко А.В. // Эффекты высших приближений по параметрам ядерной деформации в упругом рассеянии тяжелых ионов. Ядерная физика, Т.35, в.4, 1982, С.912-916.
3. Юшков А.В // Поверхность $\beta(Z,N)$ ядерной деформации для ядер с $Z=2\div 102$. ЭЧАЯ Т.24, вып.2, 1993, С. 348-408.

4. Mili Biswas // Comparative study of radius of sensitivity of the optical model potentials for $6\text{Li}+58,64\text{Ni}$ and $16\text{O}+58,64\text{Ni}$ // Physical review C 77, 017602 (2008)
5. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Канашевич В.И., Лаптев С.В., Юшков А.В. Упругое рассеяние α -частиц под малыми углами на ядрах никеля и свинца // Изв. АН СССР, сер. физ., т. 32, №4, 1968, с. 636-339.
6. Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Юшков А.В. // Рассеяние альфа-частиц на изотопах свинца, Ядерная физика, т. 9, вып. 4, 1969, с.702-709.
7. Жукова О.А., Мульгин С.И., Юшков А.В. // Анализ упругого рассеяния ионов ^3He в рамках формализма S-матрицы, Ядерная физика, 1979, Т.30, вып. 4(10), С. 981-989.
8. В.В. Дьячков, Курчаева О.Ю., А.В. Юшков // Оценка границ области возникновения эффекта френелевской дифракции де-бройлевских волн на ядрах для налетающих частиц с $z=0-2$. Вестник КазНУ. Серия физическая. №1 (21) Алматы, 2006, с. 151-154.
9. В.В. Дьячков, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков Исследование возможности спектрометрии α -частиц с помощью трековых детекторов и создания позиционно чувствительных спектрометров на их основе // Вестник КазНУ. Серия физ. настоящ. сборника Алматы, 2010.
10. В.В. Дьячков, А.В. Юшков // Трекообразование при регистрации α -частиц твердотельно-трековыми детекторами. Вестник КазНУ. Серия физ. №1 (28) Алматы, 2009, с. 46-54.
11. Р.Л.Флейшнер, П.Б.Прайс, Р.М.Уокер // Треки заряженных частиц в твердых телах. Принципы и приложения. Ч. 1. Методы исследования треков. М., Энергоиздат, 1981, 152
12. С.П.Третьякова // Диэлектрические детекторы и их использование в экспериментальной ядерной физике. ЭЧАЯ, 1992. – Т. 23. – вып. 2. – С. 365-429.
13. Кутербеков К.А., Юшков А.В. // Метод измерения угловых характеристик камеры рассеяния. Приборы и техника эксперимента. М: 1986, 35-37 с.
14. О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. Издательство "Наукова думка", Киев, 1975, с.416.
15. R.M.Eisberg, C.E.Porter // Scattering of alpha particles // Reviews of modern physics, volume 33. number 2 april, 1961.
16. Инопин Е.В., Программы и тезисы докладов на XVII Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Изд. «Наука», М. – Л., 1967.

ЭНЕРГИЯСЫ $E=18$ МэВ СЕРПІМДІ ШАШЫРАҒАН ДЕЙТРОНДАРДЫҢ ЖӘНЕ $E=5,5$ МэВ АЛЬФА- БӨЛШЕКТЕРДІҢ 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg,25-Mg, 27-Al ЭЛЕМЕНТТЕРІНЕ БҰРЫШТЫҚ ТАРАЛУЫ

В.В. Дьячков, Н.Т. Бүртебаев, А.Л. Шакиров, А.В. Юшков

Позиционды-сезгіш қатты денелі трек детектордың көмегімен зарядталған бөлшектің серпімді шашырауының дифференциалдық қимасының бұрыштық таралуының өлшеу прецизиондық әдістемесі жасалды. $E=5,5$ МэВ альфа-бөлшектің $^{27}\text{Al}(\alpha,\alpha)^{27}\text{Al}$ реакциясында дифференциалдық қималары өлшенді. У-150М изохрондық циклотронда жартылай өткізгіш әдістемесімен 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg,25-Mg элементтеріне $E=18$ МэВ серпімді шашыраған дейтрондардың бұрыштық таралуы орындалды және кешендік бұрыштық моменттер әдісінің моделі бойынша теория жүзінде өңделді.

ELASTIC SCATTERING ANGULAR DISTRIBUTION DEUTERONS WITH $E=18$ MeV AND ALPHA-PARTICLES WITH $E = 5.5$ MeV AT 9-Be, 10-B, 11-B, 13-C, 24-Mg,25-Mg, 27-Al

V.V. Dyachkov, N.T. Burtbaev, A.L. Shakirov, A.V. Yushkov

Developed high-precision technique for measuring the angular distributions of differential cross sections for elastic scattering of charged particles using a position-sensitive solid-track detectors. Measured the differential cross sections for the reaction $^{27}\text{Al}(\alpha,\alpha)^{27}\text{Al}$ at energies of alpha particles 5.5 MeV. Measured the semiconductor technique at the isochronous cyclotron U-150M angular distributions of deuterons with energy 18 MeV in 9-Be, 10-B, 11-B, 1913-C, 24-Mg ,25-Mg and theoretically treated by the model of the method of complex angular moments (MKUM).