

Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А.,  
Жолдыбаев Т.К.,  
Насурлла М., Садыков Б.М.,  
Сакута С.Б.

**Эффекты преломления  
в рассеянии  $\alpha$ -частиц и  
 $^3\text{He}$  на ядрах  $^{14}\text{N}$  при энергиях  
около 50 МэВ**

Исследование упругих и квазиупругих процессов взаимодействия частиц и ядер с ядрами остается одним из приоритетных направлений ядерной физики, и связано это с получением информации о структурных характеристиках ядер и механизмах взаимодействия сталкивающихся систем. При энергии  $\alpha$ -частиц 48,2 МэВ и энергиях  $^3\text{He}$  50 и 60 МэВ на ядрах  $^{14}\text{N}$  исследовано упругое и неупругое рассеяние с возбуждением состояний 3,95 МэВ ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ). Анализ угловых распределений проводился методом связанных каналов и методом искаженных волн. Получено хорошее описание экспериментальных данных в полном диапазоне углов с потенциалами, имеющими объемные интегралы в пределах 400 – 500 МэВ $\times$ Фм<sup>3</sup>. В измеренных угловых распределениях упругого рассеяния четко проявляются эффекты радужного рассеяния, обусловленные преломляющими свойствами реального ядерного потенциала. Полученная информация способствует пониманию процессов взаимодействия сложных частиц с ядрами, выяснению различных механизмов в формировании сечения рассеяния, получению сведений о структуре ядра и может быть использована в исследованиях широкого класса ядерных реакций с участием ионов  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ .

**Ключевые слова:** упругое и неупругое рассеяние, нуклиды гелия, оптическая модель, оптический потенциал, метод искаженных волн, метод связанных каналов.

Duisebayev A., Duisebayev B.A.,  
Zholdybayev T.K.,  
Nassurlla M., Sadykov B.M.,  
Sakuta S.B.

**Effects of refraction in the  
scattering of  $\alpha$ -particles and  $^3\text{He}$   
on  $^{14}\text{N}$  nuclei at energies about  
50 MeV**

The study of elastic and quasi-elastic processes of particles and nuclei with nuclei interaction remains one of the priority areas of nuclear physics, since they provide the information on structural characteristics of nuclei and the mechanisms of colliding systems interaction. The elastic and inelastic scattering of  $\alpha$ -particles with energy 48,2 MeV and  $^3\text{He}$  ions with energies 50 and 60 MeV on  $^{14}\text{N}$  nuclei with excitation states 3,95 MeV ( $1^+$ ) and 7,03 MeV ( $2^+$ ) have been carried out. Analysis of the angular distributions was performed using methods of coupled channel and the distorted-waves. Good descriptions of experimental data were obtained in the full range of angles with potentials having the volume integrals in the range 400 – 500 Fm<sup>3</sup> $\times$ MeV. In the measured angular distributions of elastic scattering are clearly evident of rainbow scattering effects due to the refractive properties of the real nuclear potential. The resulting information assists to understand the processes of interaction of complex particles with nuclei, identification of various mechanisms in the formation of the scattering cross section, obtaining information about the nucleus structure and can be used in the studies of a wide class on nuclear reactions involving  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  ions.

**Key words:** Elastic and inelastic scattering, helium nuclides, optical model, optical potential, distorted waves method, method of coupled channels.

Дүйсебаев Ә., Дүйсебаев Б.Ә.,  
Жолдыбаев Т.К.,  
Насурлла М., Садыков Б.М.,  
Сакута С.Б.

**50 МэВ шамасындағы  
энергияларда  $^{14}\text{N}$  ядроларында  
 $\alpha$ -бөлшектер мен  
 $^3\text{He}$  шашырауының  
сыну эффектілері**

Соқтығысатын жүйенің әсерлесу механизмін және ядро құрылымының сипаттамасы жөнінде ақпарат алу ядролық физикада ядролардың ядро және бөлшектермен серпімді және квазисерпімді әсерлесу процесін зерттеуге байланысты маңызды бағыт болып қалуда.  $^{14}\text{N}$  ядроларында 48,2 МэВ энергиялы  $\alpha$ -бөлшектердің және 50 және 60 МэВ энергиялы  $^3\text{He}$  күйлері 3,95 МэВ ( $1^+$ ) және 7,03 МэВ ( $2^+$ ) қоздырылған серпімді және серпімсіз шашырау зерттелді. Бұрыштық үлестірілулерге талдау байланысқан арналар әдісімен және бұрмаланған толқындар әдісімен жүргізілді. 400 – 500 МэВ $\times$ Фм<sup>3</sup> шектерінде көлемді интегралдары бар потенциалдармен бұрыштардың толық ауқымында эксперименттік деректердің жақсы сипаттамасы алынды. Серпімді шашыраудың өлшенген бұрыштық үлестірілулерінде нақты ядролық потенциалдың сыну қасиеттерімен шартталған әртүстілік эффектілері айқын көрінеді.

**Түйін сөздер:** серпімді және серпімсіз шашырау, гелий нуклидтері, оптикалық модель, оптикалық потенциал, бұрмаланған толқындар әдісі, байланысқан арналар әдісі

**ЭФФЕКТЫ  
ПРЕЛОМЛЕНИЯ  
В РАССЕЯНИИ  
 $\alpha$ -ЧАСТИЦ И  
<sup>3</sup>HE НА ЯДРАХ <sup>14</sup>N  
ПРИ ЭНЕРГИЯХ  
ОКОЛО 50 МЭВ****Введение**

Анализ данных по рассеянию частиц на основе оптической модели является основным источником информации о потенциалах межъядерного взаимодействия. Хорошо известно, однако, что для сложных частиц с числом нуклонов  $a \geq 2$  такой анализ неоднозначен. Особенно неопределенная ситуация возникает при низких энергиях ( $E < 10$  МэВ/нуклон). Многочисленными исследованиями установлено, что неоднозначность в определении параметров реальной части ядерного потенциала может быть как непрерывной, так и дискретной.

Если глубина реальной части ядерного потенциала велика по сравнению с энергией налетающей частицы (что реализуется при низких энергиях), то при достаточно малых прицельных параметрах угол отклонения рассеянной частицы под действием ядерного притяжения может превышать  $180^\circ$ . В этом случае рассеяние во всем диапазоне углов имеет выраженную дифракционную структуру, характерную для рассеяния на поглощающей сфере. Однако при более высоких энергиях налетающая частица может отклониться лишь на углы, не превышающие некоторого своего максимального значения и в этой точке сечение, согласно классической механике, обращается в бесконечность. В квантовой механике, сечение все же конечно, но при не очень сильном поглощении здесь должен наблюдаться максимум, за которым следует экспоненциальный спад. Этот эффект обусловлен преломляющими свойствами реальной части ядерного потенциала и аналогичен явлению радуги в оптике. Величина и угловая зависимость сечений в условиях наблюдения ядерной радуги очень чувствительны к реальной части ядерного потенциала, и, как впервые было показано в работах [1, 2], анализ таких данных в рамках оптической модели позволяет снять дискретную неоднозначность его определения.

Рассеяние  $\alpha$ -частиц на ядрах <sup>14</sup>N исследовалось ранее при энергиях от 20 до 30 МэВ [3-5], 35 МэВ [6], 40,5 МэВ [7], 48,7 [8], 54,1 МэВ [8] и 104 МэВ [9]. При энергиях менее 40 МэВ [3-7] в угловых распределениях упругого рассеяния наблюдается дифракционная картина, характерная для рассеяния на поглощающей сфере. Анализ, выполненный в работе [3], где изме-

рения проводились в полном угловом диапазоне, выявил дискретную неоднозначность выбора оптического потенциала. Одинаково хорошее описание экспериментальных данных получается с различными семействами потенциалов со значениями объемных интегралов реальной части от 200 до 1000 МэВ·Фм<sup>3</sup>. С повышением энергии характер рассеяния сильно меняется. Но именно в этой переходной области ощущается большой недостаток экспериментальной информации. Имеются всего две работы, в которых исследования проводились при энергиях более 40 МэВ. Так при энергии около 50 МэВ [8] было показано, что дифракционная структура наблюдается лишь в области углов передней полусферы, причем с увеличением угла она затухает и переходит в широкий характерный для ядерного радужного рассеяния максимум под углом около 90°. Общий характер углового распределения не меняется и при энергии  $\alpha$ -частиц 104 МэВ [9]. Отличие лишь в том, что вся структура сдвигается в сторону малых углов, а радужный бамп наблюдается под углом около 40°.

Очень мало до сих пор данных было получено и о рассеянии  ${}^3\text{He}$  на  ${}^{14}\text{N}$  при энергиях более 20 МэВ. Ранее угловые распределения были измерены в области углов передней полусферы при энергиях 26,3 МэВ [10] и 72 МэВ [11]. Эффекты ядерного радужного рассеяния проявляются только при энергии 72 МэВ. Кроме того, ранее нами были опубликованы результаты измерений упругого рассеяния при энергиях 50 и 60 МэВ [12] с предварительным анализом полученных данных по оптической модели.

Неупругое рассеяние  $\alpha$ -частиц с возбуждением состояний ядра  ${}^{14}\text{N}$  исследовалось лишь в двух работах при энергиях 35 – 40 МэВ [6, 7] в области углов от 10° до 70°. С пучком  ${}^3\text{He}$  аналогичных исследований вообще не проводилось. Неупругое рассеяние именно на легких ядрах представляет интерес с двух точек зрения. Во-первых, структура низколежащих состояний достаточно хорошо известна, что очень важно для анализа, и, во-вторых, плотность уровней здесь не так высока, что позволяет проводить измерения их дифференциальных сечений даже в условиях не очень высокого энергетического разрешения.

Представляет интерес также сопоставление рассеяния  $\alpha$ -частиц и  ${}^3\text{He}$ . На особенность угловых зависимостей дифференциальных сечений могут влиять следующие обстоятельства. Во-первых,  $\alpha$ -частицы представляют собой ядра с полностью заполненной 1s-оболочкой,

а их энергия связи в легких ядрах примерно на 10 – 15 МэВ меньше, чем  ${}^3\text{He}$ . Поэтому можно ожидать, что обменные процессы  $A(\alpha, A)\alpha$  и  $A({}^3\text{He}, A){}^3\text{He}$  будут давать разный вклад в рассеяние. Во-вторых, в рассеянии  ${}^3\text{He}$  в отличие от  $\alpha$ -частиц в принципе может давать вклад спин-орбитальное взаимодействие. И, наконец, для  $\alpha$ -частиц возможны только изоскалярные возбуждения ( $\Delta T = 0$ ), тогда как для частиц с  $S \neq 0$ ,  $T \neq 0$  доступны переходы как с передачей спина, так и изоспина.

Целью настоящей работы является исследование упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц и  ${}^3\text{He}$  на ядрах  ${}^{14}\text{N}$  при энергиях в районе 50 – 60 МэВ, то есть там, где уже четко начинают проявляться эффекты ядерного радужного рассеяния.

### Экспериментальная методика и результаты измерений

Измерения проводились на пучках  $\alpha$ -частиц и  ${}^3\text{He}$ , выведенных из изохронного циклотрона У-150М Института ядерной физики (Алматы, Республика Казахстан). Энергия  $\alpha$ -частиц составляла 48,2 МэВ, а  ${}^3\text{He}$  – 50 и 60 МэВ.

В эксперименте использовалась газовая мишень, представляющая собой цилиндрический контейнер, наполненный естественным азотом (с содержанием  ${}^{14}\text{N}$  99,61%) до ~ 1 атмосферы. Эффективная толщина мишени составляла от 1 до 7 мг/см<sup>2</sup> в зависимости от угла измерений. Ошибка в оценке толщины мишени составляла не более 3%. Более подробно конструкция мишени описана в работе [13].

Рассеянные частицы регистрировались телескопом счетчиков, состоящим из двух кремниевых детекторов с толщинами 100 мкм ( $\Delta E$ ) и 2 мм ( $E$ ).  $\alpha$ -частицы и  ${}^3\text{He}$  отделялись от других заряженных частиц с помощью методики двумерного анализа ( $\Delta E$ - $E$ ). Общее энергетическое разрешение составляло около 400 кэВ и определялось в основном разбросом энергии в пучке и толщиной мишени.

Типичные спектры рассеянных частиц показаны на рис. 1. В спектрах  $\alpha$ -частиц (рис. 1а) помимо упругого пика хорошо выделяются переходы в состояния при энергиях возбуждения 3,95 (1<sup>+</sup>) и 7,03 МэВ (2<sup>+</sup>). Пик при  $E_x = 5,8$  МэВ соответствует двум неразрешенным в нашем эксперименте дублетам: 4,915 (0<sup>-</sup>)-5,106 (2<sup>-</sup>) и 5,691 (1<sup>-</sup>)-5,834 (3<sup>-</sup>). Кроме уже отмеченных переходов, в области высоких энергий возбуждения на всех углах проявляются интенсивные структуры при  $E_x = 11,2$  и 13,0 МэВ. Они также

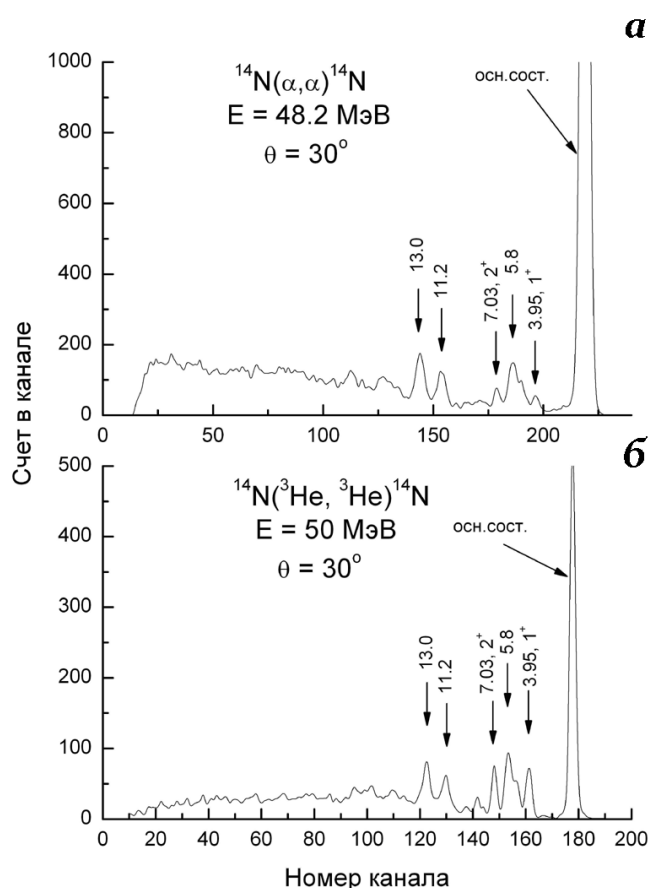
наблюдались ранее с лучшим энергетическим разрешением в работе [6] при энергии  $\alpha$ -частиц около 35 МэВ. Хорошо известные уровни ядра  $^{14}\text{N}$  с изоспином  $T = 1$  [14] в области энергий возбуждения от 8 до 10 МэВ, а также уровень 2,31 МэВ ( $0^+$ ) не проявляются.

Спектр рассеянных ядер  $^3\text{He}$ , как можно видеть из рис. 1б, очень похож на спектр  $\alpha$ -частиц. Это указывает на то, что переходы на уровни с  $T = 1$  в рассеянии  $^3\text{He}$ , как и  $\alpha$ -частиц, не играют существенной роли.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния были измерены в диапазоне углов от 10 до

170° в лабораторной системе. Угловые распределения, как можно видеть из рисунков, приведенных в следующей главе, имеют дифракционную структуру вплоть до углов 60 – 70°, которая на больших углах сменяется широким максимумом последующим спадом без выраженных осцилляций. В неупругом рассеянии с переходом в состояния 3,95 ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ), измеренном в области углов до 100 – 120°, дифракционная структура менее выражена и на малых углах находится в противофазе с упругим рассеянием.

Статистические ошибки измеренных дифференциальных сечений не превышали 10%.



**Рисунок 1** – а) – энергетический спектр рассеянных на ядрах  $^{14}\text{N}$   $\alpha$ -частиц при энергии 48,2 МэВ, измеренный под углом 30°; б) – энергетический спектр рассеянных на ядрах  $^{14}\text{N}$   $^3\text{He}$  при энергии 50 МэВ, измеренный под углом 30°.

### Анализ и обсуждение результатов

Измеренные угловые распределения упругого и неупругого рассеяния с возбуждением состояний 3,95 МэВ ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ) ядра  $^{14}\text{N}$  анализировались в рамках метода связанных

каналов с использованием программы FRESKO [15].

Расчеты искажений во входном и выходном каналах проводились с центральным потенциалом без учета спин-орбитального взаимодействия:



$$U(r) = -V_f(r) + i4a_w W_D \frac{df_w(r)}{dr} + V_C(r) \quad (1)$$

Первые два члена представляют собой ответственный за ядерное взаимодействие потенциал с поверхностным поглощением. Радиальная зависимость  $f_i(r)$  описывалась форм-фактором вудс-саксоновской параметризации с приведенным радиусом  $r_{V(w)}$  и диффузностью  $a_{V(w)}$ :

$$f_i = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}\right) \right]^{-1}. \quad (2)$$

$V_C$  есть кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы с радиусом  $R_C = r_C A^{1/3}$  (при  $r_C = 1,3$  ФМ) и зарядом  $Z_p Z_t e^2$ .

Для нахождения оптимальных значений параметров  $V$ ,  $W_D$ ,  $r_{V^2}$ ,  $a_{V^2}$ ,  $r_{W^2}$ ,  $a_{W^2}$  сначала анализировалось только упругое рассеяние в рамках оптической модели ядра с использованием программы SPI-GENOA [16]. Поиск параметров осуществлялся автоматически подгонкой расчетных угловых распределений к экспериментальным данным методом наименьших квадратов при стартовых значениях были, предложенных в работе [17]. В процессе подгонки для уменьшения неоднозначности мы старались не уходить далеко от рекомендованных значений геометрических параметров ( $r_{V^2}$ ,  $a_{V^2}$ ) реальной части потенциала. В расчетах по методу связанных каналов для лучшего согласия с экспериментальными данными были лишь незначительно уменьшены глубины мнимой части ( $W_D$ ). Окончательные параметры потенциалов приведены в табл. 1.

**Таблица 1** – Параметры потенциалов, использованных в расчетах методом связанных каналов

$a$	$E$ , МэВ	$V$ , МэВ	$r_{V^2}$ , ФМ	$a_{V^2}$ , ФМ	$W_D$ , МэВ	$r_{W^2}$ , ФМ	$a_{W^2}$ , ФМ	$J_{V^2}$ , МэВ $\times$ ФМ $^3$	$J_{W^2}$ , МэВ $\cdot$ ФМ $^3$
${}^3\text{He}$	50	100,0	1,225	0,725	11,0	1,56	0,69	409,8	142,6
	60	102,0	1,225	0,725	13,0	1,56	0,69	418	168,5
${}^4\text{He}$	48,2	145,0	1,200	0,890	6,88	1,61	0,80	509,4	84,7

Как видно из таблицы 1, объемные интегралы реальной части ( $J_{V^2}$ ) находятся в пределах 400 – 500 МэВ $\times$ ФМ $^3$ . Хорошо известно, что эта величина определяется однозначно, чем глубина потенциала, так как относительно небольшие вариации одного из параметров потенциала может компенсироваться изменением другого, не меняя качества описания экспериментальных данных (непрерывная неоднозначность) и значения  $J_{V^2}$ . Таким образом, этот интеграл лучше всего характеризует определенные семейства потенциалов. Для взаимодействия  ${}^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц с ядрами  $1p$ -оболочки наиболее разумными считаются значения объемного интеграла  $J_{V^2} \sim 400$  МэВ $\times$ ФМ $^3$ . Это следует как из предсказаний микроскопической теории (фолдинг-модель), так и данных феноменологического анализа упругого рассеяния в области энергий от 10 до 200 МэВ [8, 18, 19].

Схема связи (рис.2), использованная в расчетах, включала упругое и неупругое рассеяние с переходом в возбужденные состояния ядра  ${}^{14}\text{N}$ . Переходы между основным и возбужденными состояниями рассчитывались в рамках ротационной модели с формфактором:

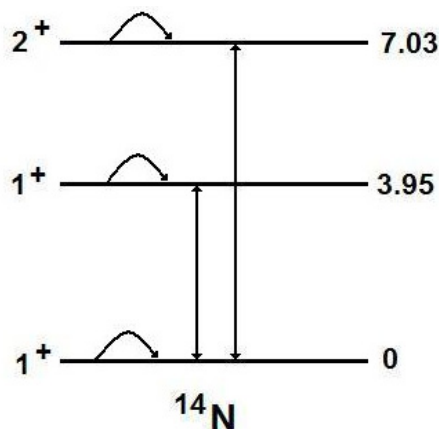
$$V_\lambda(r) = \frac{\delta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(r)}{dr}, \quad (3)$$

для квадрупольных ( $\lambda = 2$ ) переходов. Здесь  $\delta_\lambda$  – длина деформации ( $\delta_\lambda = \beta_\lambda R$ ). Эффекты от реориентации, определяемые матричным элементом  $\langle E J^\lambda | V_2 | E J^\pi \rangle$  также были включены в схему связи (рис. 2). Найденные длины деформации приведены в табл. 2.

Анализ неупругого рассеяния проводился не только в рамках макроскопической, но и микроскопической модели, в которой возбуждение описывается как одночастичный переход между орбитами, вызываемый взаимодействием налетающей частицы и нуклона ядра мишени. В этом случае вычисления проводились методом искаженных волн с нулевым радиусом взаимодействия по программе DWUCK4 [20]. Расчеты облегчались тем, что структура возбужденных состояний ядра  ${}^{14}\text{N}$  хорошо известна вплоть до энергии 10 МэВ. В частности, на основании существующих экспериментальных данных [21] и теоретических предсказаний оболочечной модели [22] основное состояние имеет конфигурацию  $(p_{1/2})^2_{j=1+}$  над остовом  ${}^{12}\text{C}$ , а возбужден-

ным уровням 3,95 ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ) приписывается дырочная структура с конфигурациями  $(p_{3/2}^{-1} p_{1/2}^{-1})_{j=1^+}$ ,  $(p_{3/2}^{-1} p_{1/2}^{-1})_{j=2^+}$ . Эти состояния могут образоваться при переходе  $p_{3/2}$ -нуклона из остова  $^{12}\text{C}$  в оболочку  $p_{1/2}$ . Для  $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$  перехода переданный угловой момент ( $l$ ) может принимать

значения  $l = 0$  или  $2$ , а переданный полный угловой момент  $j = 1$  или  $2$ , тогда согласно правилу отбора  $j = l = s$ ,  $\Delta\pi = (-1)^l$  при отсутствии переворота спина ( $s = 0$ ) и изменения четности ( $\pi$ ) переданный орбитальный момент может принимать только одно значение  $l = 2$ .



**Рисунок 2** – Схема связи, использованная в расчетах упругого и неупругого рассеяния методом связанных каналов

Одночастичные волновые функции вычислялись для вудс-саксоновского потенциала с приведенным радиусом  $r_0 = 1,25$  Фм и диффуз-

ностью  $a = 0,65$  Фм. Глубина потенциала выбиралась такой, чтобы получалась нужная энергия связи нуклонов.

**Таблица 2** – Длины деформации ( $\delta_2$ ) и силы взаимодействия ( $V_0$ ), полученные из анализа неупругого рассеяния по программам FRESCO и DWUCK4

$a$	$E$ , МэВ	$E_x$ , МэВ	$J^\pi$	$\delta_2$ , Фм	$V_0$ , МэВ
$^4\text{He}$	48,2	3,95	$1^+$	0,5	45
		7,03	$2^+$	0,5	45
$^3\text{He}$	50	3,95	$1^+$	0,7	45
	60	3,95	$1^+$	1,0	65

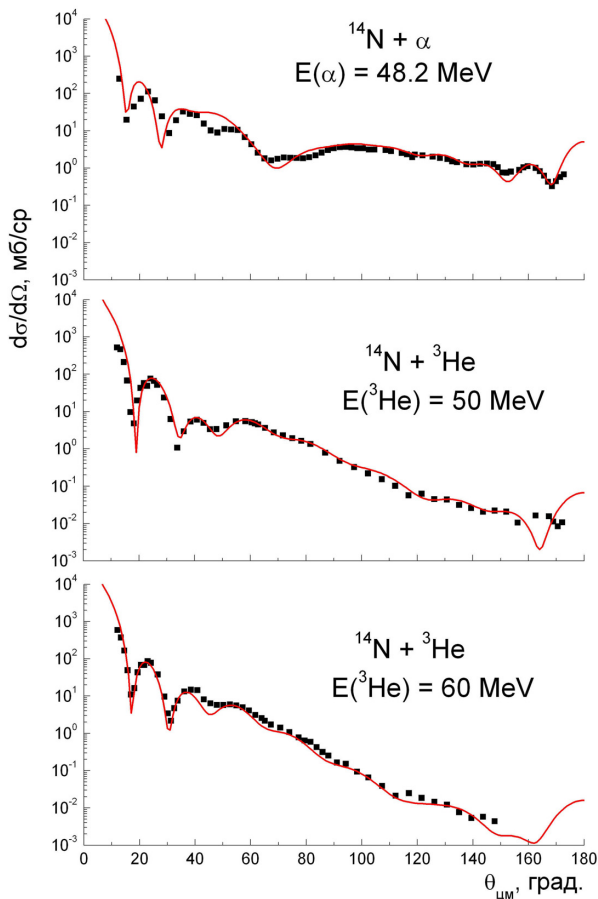
Для грубой оценки тензорной компонентой во взаимодействии, обеспечивающем переход  $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$ , можно пренебречь. Таким образом, в расчете сечений учитывался только один центральный изоскалярный член эффективного взаимодействия. Его радиальная зависимость имела вид потенциала Юкавы  $V(r) = V_0 \exp(-\mu r) / (\mu r)$  с параметром  $\mu = 0,7$  Фм $^{-1}$ . Сила взаимодействия  $V_0$  находилась из сравнения вычисленных сечений с экспериментальными данными. Полученные значения приведены в табл. 2.

Сопоставление результатов расчетов угловых распределений упругого и неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц и  $^3\text{He}$  на ядрах  $^{14}\text{N}$  с возбуждением состояний 3,95 ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ) показано на рис. 3 и 4. Сплошные кривые – сечения, вычисленные методом связанных каналов с потенциалами из Табл. 1 и длинами квадрупольной деформации  $\delta_2$  из Табл. 2.

Расчеты хорошо воспроизводят наблюдаемую дифракционную структуру в упругом рассеянии в области углов передней полусферы

ры и более плавный спад сечений на средних и больших углах (рис. 3). Характер угловых распределений неупругого рассеяния (рис. 4) со слабо выраженной дифракционной структурой также описывается достаточно хорошо как коллективной (сплошные кривые), так и микроскопической (штриховые кривые) моделями. Следует подчеркнуть, что одинаково хорошее описание экспериментальных данных как для  $\alpha$ -частиц, так и  ${}^3\text{He}$  указывает на то, что механизм обмена и вклад спин-орбитального взаимодействия (для  ${}^3\text{He}$ ) не играет существенной роли.

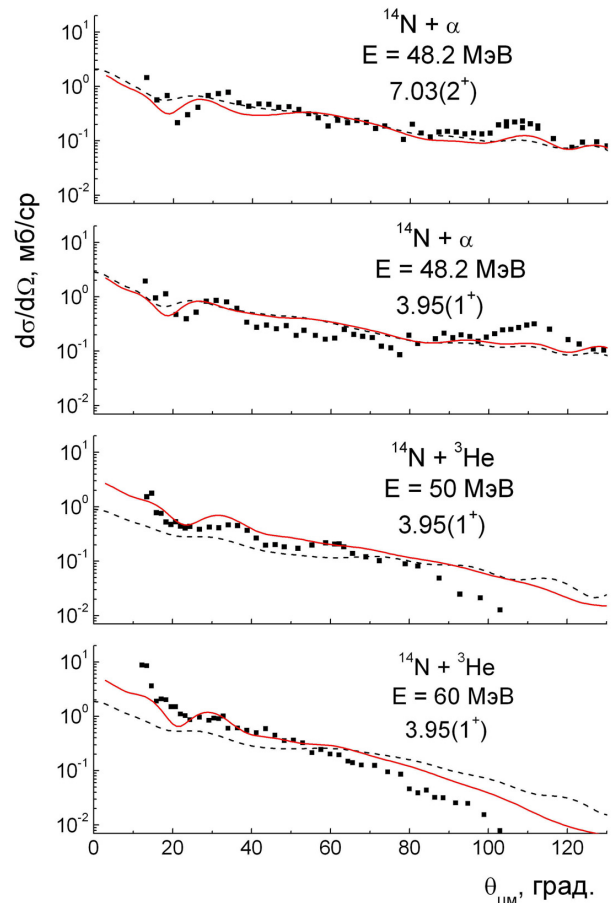
Радиальные зависимости для реальной  $V(r)$  и мнимой  $W_D(r)$  частей найденных потенциалов,



**Рисунок 3** – Угловые распределения упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц ( $E = 48,2$  МэВ) и  ${}^3\text{He}$  при энергиях 50 и 60 МэВ на ядрах  ${}^{14}\text{N}$ . Точки – эксперимент. Кривые – расчет методом связанных каналов

параметры которых приведены в табл. 1, представлены на рис. 5а и 5б, соответственно. Отметим следующие особенности. Для  $\alpha$ -частиц глубина мнимого потенциала меньше реального как во внутренней области ядра, так и на периферии за ядерной поверхностью, в то время как для  ${}^3\text{He}$  на больших расстояниях  $V(r) \approx W(r)$ .

Положению ядерной поверхности, где наряду с кулоновскими в игру вступают и ядерные силы, можно сопоставить радиус сильного поглощения ( $R_{sa}$ ). Обычно  $R_{sa}$  определяется как расстояние наибольшего сближения двух сталкивающихся ядер по резерфордской орбите для парциальной волны  $l_{sa}$  с коэффициентом прохождения  $T_l = 1 - |S_l|^2 = 0,5$  [23]



**Рисунок 4** – Угловые распределения неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 48,2 МэВ и  ${}^3\text{He}$  при энергиях 50 и 60 МэВ на ядрах  ${}^{14}\text{N}$  с возбуждением состояний 3,95 МэВ ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ). Точки – эксперимент. Сплошные кривые – расчет методом связанных каналов с форм-фактором коллективной модели. Штриховые кривые – расчет в рамках микроскопической модели методом искаженных волн

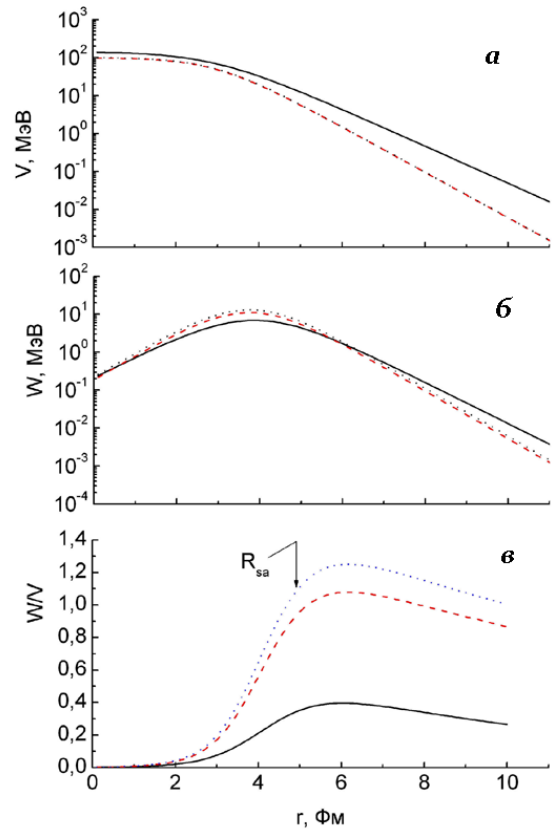
$$R_{sa} = \frac{\eta}{k} \left\{ 1 + \left[ 1 + \left( \frac{l+1/2}{\eta} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (4)$$

где  $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ ,  $\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v}$  – параметр Зоммерфельда,  $|S_l|$  – модуль элемента матрицы рассеяния для парциальной волны  $l$ . В нашем случае значение  $R_{sa}$  находится в пределах 4,8 – 5,0 Фм.

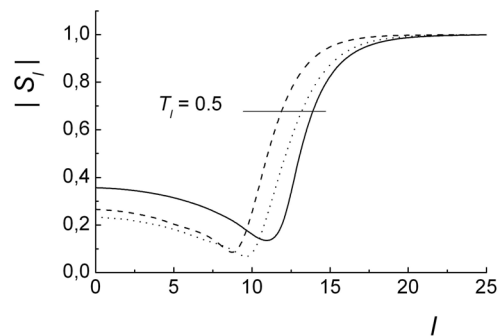
Более наглядно роль поглощения видна из рис 5в, где представлена функция  $w(r) = W(r)/V(r)$ , иногда называемая приведенным мнимым потенциалом [24], так как его можно связать с потерей потока падающих частиц, взвешенного по распределению ядерной плотности, которая приближенно характеризуется  $V(r)$ . Видно, что максимум этой функции приходится на область вблизи радиуса сильного поглощения  $R_{sa}$ . Значения модулей элементов матрицы рассеяния  $|S_l|$  для потенциалов из табл. 1 показаны на рис.6. Эти графики по существу представляют собой профили поглощения рассеянных частиц на потенциале. Для парциальных волн  $l > 15$  поглощения практически нет ( $T_l \ll 1$ ), но и для малых волн ( $l < 10$ ), связанных с прохождением частиц внутренней области ядра, прозрачность все еще достаточно велика ( $T_l \sim 0,9 - 0,95$ ). Согласно исследованию упругого рассеяния  $^3\text{He}$  при энергиях 50 и 60 МэВ на ядрах  $^{13}\text{C}$  [25] в этой области ( $r < 5$  Фм) чувствительность к реальной части ядерного потенциала максимальна. Следовательно, дифференциальные сечения рассеяния частиц на большие углы должны в значительной степени определяться преломляющими свойствами потенциала реальной части потенциала на малых расстояниях.

Качественную картину упругого рассеяния проще всего понять на языке полуклассических траекторий. Такой подход вполне оправдан, так как число парциальных волн, дающих вклад в рассеяние, как видно из рис. 6 достаточно велико. В полуклассическом представлении дифференциальное сечение под данным углом определяется вкладом траекторий, отвечающих рассеянию на ближнем и дальнем краях ядра с амплитудами  $f_N(\theta)$  и  $f_F(\theta)$ , соответственно [26]. При этом, в рассеянии на ближнем крае преобладает кулоновское взаимодействие, тогда как на дальнем – ядерное. Таким образом, полная амплитуда рассеяния имеет вид:

$$f(\theta) = f_N(\theta) + f_F(\theta). \quad (5)$$



**Рисунок 5** – Радиальные зависимости реальных ( $V(r)$ ) (а) и мнимых ( $W_D(r)$ ) (б) частей потенциалов из табл. 1. Радиальные зависимости отношений  $W_D/V$  (в). Сплошные кривые –  $\alpha$ -частицы. Штриховые и пунктирные кривые –  $^3\text{He}$  с энергиями 50 и 60 МэВ, соответственно

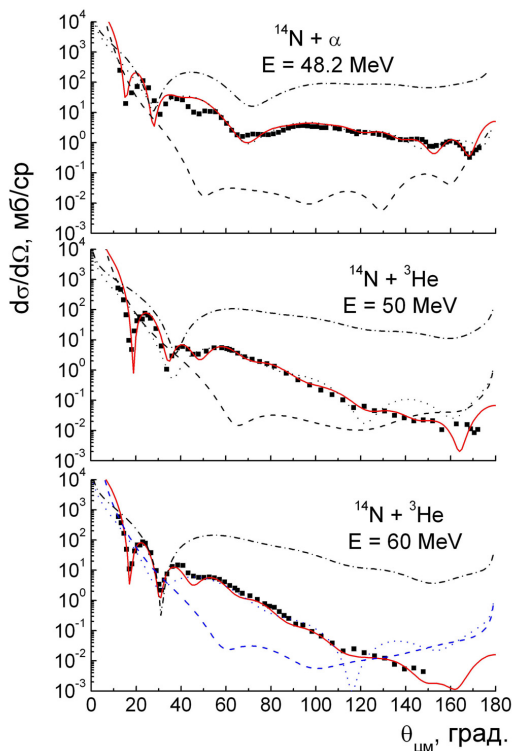


**Рисунок 6** – Значения модулей элементов матрицы рассеяния  $S_l$  для потенциалов из табл. 1. Сплошные кривые –  $\alpha$ -частицы. Штриховые и пунктирные кривые –  $^3\text{He}$  с энергиями 50 и 60 МэВ, соответственно

Соответствующие этим компонентам дифференциальные сечения, вычисленные с потенциалами табл. 1 с помощью программы FRES-CO, сопоставляются с экспериментальными угловыми распределениями упругого рассеяния

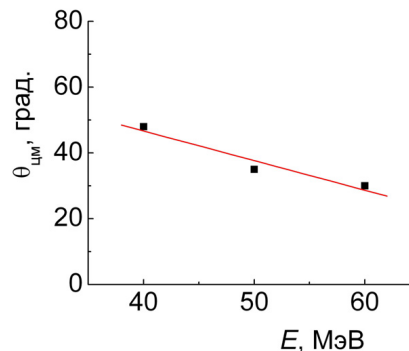


на рис. 7. На малых углах, как видно из рисунка,  $f_F(\theta) < f_N(\theta)$ , но амплитуда для ближней компоненты спадает с углом значительно быстрее, так что под некоторым углом амплитуды пересекаются ( $f_F(\theta) = f_N(\theta)$ ). А уже на больших углах рассеяние на дальнем крае ядра доминирует. Интерференционная картина, особенно ярко выраженная вблизи точки пересечения двух компонент, соответствует двухщелевой дифракции Фраунгофера в оптике с расстояниями между максимумами  $\Delta\theta = \pi/l_{sa}$  [24]. Именно это и наблюдается в экспериментальных угловых распределениях ( $\Delta\theta \approx 15^\circ$ ). Дальняя компонента полностью воспроизводит бесструктурный характер угловых распределений в области средних углов с хорошо выраженным широким максимумом и следующим за ним экспоненциальным спадом. Следует отметить, что за углами  $120 - 140^\circ$  амплитуды  $f_F(\theta)$  и  $f_N(\theta)$  снова сближаются, и здесь вновь возникает дифракционная структура, правда, гораздо менее выраженная, чем на малых углах.



**Рисунок 7** – Сопоставление расчетных и экспериментальных сечений для упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 48,2 МэВ и  ${}^3\text{He}$  с энергиями 50 и 60 МэВ. Точки – эксперимент. Кривые – расчетные сечения. Сплошные кривые – суммарные сечения, штриховые – расчет для ближней компоненты, пунктирные – расчет для дальней компоненты, штрихпунктирные – расчет для дальней компоненты с  $W = 0$

Наблюдаемые широкие максимумы связываются с наличием предельного угла в функции отклонения, обусловленного преломляющими свойствами ядерного потенциала, а точнее его реальной части. Согласно классической механике под этим углом сечение должно обращаться в бесконечность, а на больших углах, в области тени, в нуль. По аналогии с оптикой этот угол ( $\theta_R$ ) называется углом ядерной радуги. Наличие поглощения может значительно замаскировать эффект ядерной радуги в угловых распределениях. Чтобы сделать ситуацию более прозрачной, были проведены расчеты сечений для дальней компоненты с нулевой мнимой частью ( $W = 0$ ) для потенциалов табл.1. Расчеты, как можно видеть из рисунка, показывают, что максимум и последующий спад, наблюдаемые в угловых распределениях действительно связаны с преломляющими свойствами ядерного потенциала, а поглощение приводит лишь к общему уменьшению сечения. Структура, наблюдаемая при  $\theta < \theta_R$  в сечениях для дальней компоненты, особенно ярко выраженная при  $W = 0$  связывается с интерференцией двух траекторий с  $l_<$  и  $l_>$  для одного и того же отрицательного угла функции отклонения для дальней компоненты  $f_F$ . Такая структура описывается функцией Эйри [27] с чередованием максимумов и минимумов. Эти осцилляции имеют ширину  $\Delta\theta = \pi/(l_> - l_<)$ , что значительно превышает аналогичную величину для осцилляций, возникающих в результате интерференции  $f_F(\theta)$  и  $f_N(\theta)$ . Если в рассеянии  ${}^3\text{He}$  при энергиях 50 и 60 МэВ наблюдается лишь один Эйри минимум под углами  $35^\circ$  и  $30^\circ$ , соответственно, то для  $\alpha$ -частиц наблюдается два минимума, один под углом  $70^\circ$  (первичная радуга), а другой  $28^\circ$  (вторичная радуга).



**Рисунок 8** – Зависимость положения угла Эйри минимума от энергии пучка. Точка для энергии 40 МэВ взята из работы [11].

Известно [28], что с увеличением энергии падающих частиц углы радуги сдвигаются по закону  $\theta \sim 1/E$ . Это демонстрируется рис. 8, где приведена зависимость положения первого Эйри минимума от энергии пучка.

Таким образом, в угловых распределениях упругого рассеяния  ${}^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц на ядрах  ${}^{14}\text{N}$  при энергиях около 50 МэВ четко проявляются эффекты радужного рассеяния, обусловленные преломляющими свойствами ядерного потенциала.

### Заключение

При энергии  $\alpha$ -частиц 48,2 МэВ и  ${}^3\text{He}$  50 и 60 МэВ исследовано упругое и неупругое рассеяние на ядрах  ${}^{14}\text{N}$  с возбуждением состояний 3,95 МэВ ( $1^+$ ) и 7,03 МэВ ( $2^+$ ). Измеренные угловые распределения анализировались методом связанных каналов, в котором переходы в возбужденные состояния рассчитывались в рамках коллективной модели с учетом эффектов реориентации. Получено хорошее описание экспериментальных данных без включения в анализ механизмов обмена и спин-орбитального взаимодействия. Это указывает на то, что они не играют существенной роли в рассеянии  $\alpha$ -частиц и  ${}^3\text{He}$  при энергиях около 50 МэВ. Микроскопическая модель с эффективным взаимодействием Юкавы, также достаточно хорошо воспроизводит неупругое рассеяние.

Объемные интегралы реальной части найденных потенциалов находятся в пределах 400 – 500 МэВ $\times$ Фм<sup>3</sup>, что согласуется с предсказаниями микроскопической теории и с данными глобального анализа упругого рассеяния  ${}^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц в области энергий 10 – 200 МэВ. Отношения радиальных зависимостей  $W(r)/V(r)$  ис-

пользованных в расчетах потенциалов характеризуются максимумом вблизи радиуса сильного поглощения ( $R_{sa}$ ), а сами потенциалы указывают на достаточно высокую прозрачность для малых парциальных волн в области максимальной чувствительности к реальной части при  $r < R_{sa}$ .

В измеренных угловых распределениях упругого рассеяния четко проявляются эффекты ядерного радужного рассеяния. Об этом свидетельствует следующее:

1. Наличие фраунгоферовских осцилляций в передней полусфере, особенно значительных на углах, где амплитуды рассеяния на ближнем и дальнем краях ядра сравнимы.

2. Наличие широкого максимума и последующего монотонного спада сечений на больших углах, связываемых с существованием предельного угла в функции отклонения частицы в ядерном поле притяжения.

3. Воспроизведение этой структуры в дальней компоненте, обусловленной преломляющими свойствами ядерного потенциала, в том числе и в расчетах с нулевой мнимой частью. Это указывает на то, что наблюдаемый спад обусловлен именно преломляющими свойствами ядерного потенциала, а не поглощением.

4. Периоды осцилляционной структуры, наблюдаемые в угловых распределениях, как в полных сечениях, так и в дальней компоненте согласуются с предсказаниями полуклассической модели радужного рассеяния.

5. Энергетическая зависимость положения Эйри минимума в дальней компоненте согласуется с предсказанием полуклассической модели.

*Работа выполнена при поддержке программы Грантового финансирования научных исследований МОН РК, грант 0605/ГФ.*

### Литература

- 1 Goldberg D.A., Smith S.M. Criteria for the Elimination of Discrete Ambiguities in Nuclear Optical Potentials // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol.29. – P.500.
- 2 Goldberg D.A., Smith S.M., Burdzik G.E. Refractive Behavior in Intermediate-Energy Alpha Scattering // Phys.Rev. – 1974. – Vol.C10. – P.1362.
- 3 England J.B.A., Casal E., Garcia A., Picazo T., Aguilar J., Sen Gupta H.M. Optical model analysis of the elastic scattering of 20–24 MeV  $\alpha$ -particles by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  and  ${}^{20}\text{Ne}$  // Nucl. Phys. – 1977. –Vol.A284. – P.29.
- 4 Oeschler M., Schroter H., Fuchs H., Baum L., Gaul G., Lüdecke H., Santo R., Stock R. Shell-Structure Effect on Elastic  $\alpha$  Scattering // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol.28. – P.694.
- 5 Kuznetsov B.I., Ovsyannikova R.E., Chernov I.P. Elastic scattering of 26.6 MeV alpha-particles on light nucleus // ЯФ. – 1972. – Т.15. – С.673.
- 6 Peterson R.J., Hamill J.J. Alpha particle scattering to negative parity states of  ${}^{14}\text{N}$  // Z.Phys. – 1982. – Vol.A305. – P.275-280.
- 7 Harvey B.G., Meriwether J.R., Mahoney J., Bussieve de Nercy A., Horen D.J. Scattering of 40.5-MeV Alpha Particles by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , and  ${}^{18}\text{O}$  // Phys.Rev. – 1966. –Vol.146. – P.712.

- 8 Abele H., Hauser H.J., Korber A., et.al. Measurement and folding-potential analysis of the elastic alpha-scattering on light nuclei // *Zeit. fuer Phys.* – 1987. – Vol.326. – P.373-381.
- 9 Hauser G., Lohken R., Rebel H., Schatz G., Schweimer G.W., Specht J. Elastic scattering of 104 MeV alpha particles // *Nucl.Phys.* – 1969. – Vol.128. – P.81-109.
- 10 Mukhamedzhanov A.M., Bem P., Brown B.A., et.al. Asymptotic normalization coefficients for  ${}^{14}\text{N}+p\rightarrow{}^{15}\text{O}$  and the astrophysical S factor for  ${}^{14}\text{N}(p,g){}^{15}\text{O}$  // *Phys. Rev.* – 2003. – Vol.67. – P.065804.
- 11 Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov S.N., et.al. Rainbows in nuclear reactions and the optical potential // *Phys. Scr.* – 1990. – Vol.32. – P.89.
- 12 Адодин В.В., Буртебаев Н.Т., Дуйсебаев А.Д. Радужные эффекты в процессах рассеяния и реакции ( ${}^3\text{He},\alpha$ ) на ядрах  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{12,13}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  при энергиях ионов  ${}^3\text{He}$  50 и 60 МэВ // *ЯФ.* – 1992. – Т.55. – С.577-589.
- 13 Дуйсебаев А.Д., Буртебаев Н., Иванов Г.Н., Бергер В.Д., Арзуманова З.М. Газовая мишень // *Изв.АН КазССР. Сер. физ.-мат.* – 1984. – №4. – С.73-74.
- 14 Ajenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei A=13–15 // *Nucl. Phys.* – 1991. –Vol.A523. – P.1.
- 15 Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // *Comput. Phys.Rep.* – 1988. – Vol.7. – P.167-212.
- 16 Perey F. SPI-GENOA. An optical model search code (unpublished).
- 17 Satchler G.R., Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // *Phys.Rep.* – 1979. – Vol.55. – P.183-254.
- 18 G6rngen R., Hinterberger F., Jahn R., et al. Optical model analysis of the elastic scattering of 45 MeV  ${}^3\text{He}$  particles on 1p shell nuclei // *Nucl. Phys.* – 1979. –Vol.A320. – P.296-308.
- 19 Trost H.-J., Lezoch P., and Strohbush U. Simple optical model treatment of the elastic  ${}^3\text{He}$  scattering // *Nucl. Phys.* – 1987. – Vol.A462. – P.333-357.
- 20 Kunz P.D. Computer program DWUCK4. Zero range distorted wave Born approximation. (unpublished).
- 21 Warburton E.K., Pinkston W.T. Shell Model Assignments for the Energy Levels of  $\text{C}^{14}$  and  $\text{N}^{14}$  // *Phys. Rev.* – 1960. – Vol.118. – P.733.
- 22 True W.W. Nitrogen-14 and the Shell Model // *Phys.Rev.* – 1963. – Vol.130. – P.1530.
- 23 Madurga G., Jadruga A., Lozano M. Refractive or diffractive interpretation of heavy-ion elastic scattering // *Phys. Rev.* – 1981. – Vol.C23. – P.1536.
- 24 Brandan M.E., Satchler G.R. The interaction between light heavy-ions and what it tells us // *Phys. Rep.* – 1997. – Vol.285. – P.143-243.
- 25 Burtebaev N., Duiysebaev A., Sakuta S.B. Elastic Scattering of  ${}^3\text{He}$  Nuclei on  ${}^{13}\text{C}$  Nuclei at 50 and 60 MeV and Ambiguity in Choosing optical potentials // *Physics of atomic Nuclei.* – 2000. – Vol.63. – P.625-632.
- 26 Hussein M.S., McVoy K.W. Nearside and farside: The optics of heavy ion elastic scattering // *Prog.Part.Nucl.Phys.* – 1984. – Vol.12. – P.103-170.
- 27 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. // *Наука.* – М, 1973. – Т.3.
- 28 Knoll J., Schaeffer R. Semiclassical scattering theory with complex trajectories // *Ann. Phys.* – 1976. – Vol.97. – P.307-366.

### References

- 1 Goldberg D.A., Smith S.M. Criteria for the Elimination of Discrete Ambiguities in Nuclear Optical Potentials // *Phys. Rev. Lett.* – 1972. – Vol.29. – P.500.
- 2 Goldberg D.A., Smith S.M., Burdzik G.E. Refractive Behavior in Intermediate-Energy Alpha Scattering // *Phys.Rev.* – 1974. – Vol.C10. – P.1362.
- 3 England J.B.A., Casal E., Garcia A., Picazo T., Aguilar J., Sen Gupta H.M. Optical model analysis of the elastic scattering of 20–24 MeV  $\alpha$ -particles by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  and  ${}^{20}\text{Ne}$  // *Nucl. Phys.* – 1977. –Vol.A284. – P.29.
- 4 Oeschler M., Schroter H., Fuchs H., Baum L., Gaul G., L6udecke H., Santo R., Stock R. Shell-Structure Effect on Elastic  $\alpha$  Scattering // *Phys. Rev. Lett.* – 1972. – Vol.28. – P.694.
- 5 Kuznetsov B.I., Ovsyannikova R.E., Chernov I.P. Elastic scattering of 26.6 MeV alpha-particles on light nucleus // *JaF.* – 1972. – Т.15. – С.673.
- 6 Peterson R.J., Hamill J.J. Alpha particle scattering to negative parity states of  ${}^{14}\text{N}$  // *Z.Phys.* – 1982. – Vol.A305. – P.275-280.
- 7 Harvey B.G., Meriwether J.R., Mahoney J., Bussieve de Nercy A., Horen D.J. Scattering of 40.5-MeV Alpha Particles by  $\text{C}^{12}$ ,  $\text{C}^{13}$ ,  $\text{N}^{14}$ ,  $\text{N}^{15}$ ,  $\text{O}^{16}$ , and  $\text{O}^{18}$  // *Phys.Rev.* – 1966. –Vol.146. – P.712.
- 8 Abele H., Hauser H.J., Korber A., et.al. Measurement and folding-potential analysis of the elastic alpha-scattering on light nuclei // *Zeit. fuer Phys.* – 1987. – Vol.326. – P.373-381.
- 9 Hauser G., Lohken R., Rebel H., Schatz G., Schweimer G.W., Specht J. Elastic scattering of 104 MeV alpha particles // *Nucl.Phys.* – 1969. – Vol.128. – P.81-109.
- 10 Mukhamedzhanov A.M., Bem P., Brown B.A., et.al. Asymptotic normalization coefficients for  ${}^{14}\text{N}+p\rightarrow{}^{15}\text{O}$  and the astrophysical S factor for  ${}^{14}\text{N}(p,g){}^{15}\text{O}$  // *Phys. Rev.* – 2003. – Vol.67. – P.065804.
- 11 Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Ershov S.N., et.al. Rainbows in nuclear reactions and the optical potential // *Phys. Scr.* – 1990. – Vol.32. – P.89.

- 12 Adodin V.V., Burtebaev N.T., Dujsebaev A.D. Raduzhnye jeffekty v processah rassejaniya i reakcii ( $3\text{Ne},\alpha$ ) na jadrach  $9\text{Be}$ ,  $12,13\text{S}$ ,  $14\text{N}$ ,  $16\text{O}$  pri jenergijah ionov  $3\text{Ne}$  50 i 60 MjeV // JaF. – 1992. – T.55. – С.577-589.
- 13 Dujsebaev A.D., Burtebaev N., Ivanov G.N., Berger V.D., Arzumanova Z.M. Gazovaja mishen' //Izv.AN KazSSR. Ser. fiz.-mat. – 1984. – №4. – S.73-74.
- 14 Ajenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei  $A=13-15$  // Nucl. Phys. – 1991. – Vol.A523. – P.1.
- 15 Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comput. Phys.Rep. – 1988. – Vol.7. – P.167-212.
- 16 Perey F. SPI-GENOA. An optical model search code (unpublished).
- 17 Satchler G.R., Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // Phys.Rep. – 1979. – Vol.55. – P.183-254.
- 18 Görgen R., Hinterberger F., Jahn R., et al. Optical model analysis of the elastic scattering of 45 MeV  $3\text{He}$  particles on  $1p$  shell nuclei // Nucl. Phys. – 1979. – Vol.A320. – P.296-308.
- 19 Trost H.-J., Lezoch P., and Strohbush U. Simple optical model treatment of the elastic  $3\text{He}$  scattering // Nucl. Phys. – 1987. – Vol.A462. – P.333-357.
- 20 Kunz P.D. Computer program DWUCK4. Zero range distorted wave Born approximation. (unpublished).
- 21 Warburton E.K., Pinkston W.T. Shell Model Assignments for the Energy Levels of  $\text{C}14$  and  $\text{N}14$  // Phys. Rev. – 1960. – Vol.118. – P.733.
- 22 True W.W. Nitrogen-14 and the Shell Model // Phys.Rev. – 1963. – Vol.130. – P.1530.
- 23 Madurga G., Jdraqua A., Lozano M. Refractive or diffractive interpretation of heavy-ion elastic scattering // Phys. Rev. – 1981. – Vol.C23. – P.1536.
- 24 Brandan M.E., Satchler G.R. The interaction between light heavy-ions and what it tells us // Phys. Rep. – 1997. – Vol.285. – P.143-243.
- 25 Burtebaev N., Dujsebaev A., Sakuta S.B. Elastic Scattering of  $3\text{He}$  Nuclei on  $13\text{C}$  Nuclei at 50 and 60 MeV and Ambiguity in Choosing optical potentials // Physics of atomic Nuclei. – 2000. – Vol.63. – P.625-632.
- 26 Hussein M.S., McVoy K.W. Nearside and farside: The optics of heavy ion elastic scattering // Prog.Part.Nucl.Phys. – 1984. – Vol.12. – P.103-170.
- 27 Landau L.D., Lifshic E.M. Kvantovaja mehanika. // Nauka. – M, 1973. – T.3.
- 28 Knoll J., Schaeffer R. Semiclassical scattering theory with complex trajectories // Ann. Phys. – 1976. – Vol.97. – P.307-366.