

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ИЗОТОПАХ БОРА ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Имамбеков Онласын, профессор Казахского Национального университета имени аль-Фараби, 050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби 71, e-mail: onlas@mail.ru

Ибраева Елена, Главный научный сотрудник Казахского Национального университета имени аль-Фараби, 050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби 71

Абдраманова Гулбану, PhD аспирант Казахского Национального университета имени аль-Фараби, 050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби 71, e-mail: banu.95@mail.ru

Аннотация. Рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов, π^{\pm} -и K^+ -мезонов промежуточных энергий с ядрами ${}^9\text{B}$ и ${}^{10}\text{B}$ в рамках дифракционной теории Глаубера. Вывод матричных элементов проведен с волновой функцией в мультикластерной

модели и модели оболочек. Расчет дифференциальных сечений выполнен с точностью до трехкратного рассеяния. Результаты расчетов для ядра ^{10}B сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Проверена чувствительность дифференциального сечения к структурам исследуемых ядер.

Ключевые слова: упругое рассеяние, дифракционная теория Глаубера, экзотические легкие ядра.

ELASTIC HADRON SCATTERING BY BORON ISOTOPES AT INTERMEDIATE ENERGIES

Imambekov Onlasyn, professor of the Kazakh National University named after al-Farabi, 050040, Kazakhstan, Almaty, 71 al-Farabi Ave., e-mail: onlas@mail.ru

Ibraeva Elena, Chief Researcher, Al-Farabi Kazakh National University, 050040, Kazakhstan, Almaty, 71 al-Farabi Ave.

Abdramanova Gulbanu, PhD graduate student of the Kazakh National University named after al-Farabi, 050040, Kazakhstan, Almaty, al-Farabi ave. 71, e-mail: banu.95@mail.ru

Annotation. Differential cross sections for elastic scattering of protons and $p \pm$ and $K + -$ mesons of intermediate energies with 9B and 10B nuclei are calculated in the framework of the Glauber diffraction theory. The matrix elements are derived with a wave function in a multicluster model and a shell model. Differential cross sections are calculated with an accuracy of up to threefold scattering. The calculation results for the 10B nucleus are compared with the available experimental data. The sensitivity of the differential cross section to the structures of the nuclei under study is checked.

Key words: elastic scattering, Glauber's diffraction theory, exotic light nuclei.

Введение

Экспериментальное и теоретическое изучение взаимодействия различных частиц с ядрами является важной задачей теории атомного ядра и ядерных реакций. Это – тест, позволяющий исследовать как структуру ядер, так и механизмы взаимодействия с ними налетающих частиц. Например, исследование рассеяния высокоэнергичных электронов позволило получить интересную информацию о структуре ядер, об импульсном распределении и о распределении зарядов внутри ядра. Для того, чтобы получить информацию о распределении не только заряженных, но и нейтральных частиц, а также информацию о свойствах ядерных сил, недостаточно рассмотрение одного электромагнитного взаимодействия. Здесь необходимо рассмотреть рассеяние сильно-взаимодействующих частиц – адронов. Из всех адронов, наиболее подробно, как экспериментально, так и теоретически, изучено рассеяние протонов. В настоящее время для рассеяния протонов на многих, в том числе и на нестабильных, ядрах в широком диапазоне энергии измерены дифференциальные сечения и поляризационные характеристики и т.д.

Протоны как инструмент исследования свойств ядер принципиально ничем не отличаются от других адронов, например, от мезонов. Поэтому использование мезонов в качестве зондов, наряду с протонами, не представляет особых проблем. Наоборот, ожидается, что исследование рассеяния мезонов позволяет получить дополнительную, интересную информацию о структуре ядра, так как свойства (масса, спин, изоспин, кварковая структура и т.д.) протонов и мезонов различны, и благодаря этому они по-разному взаимодействуют с нуклонами мишени. Это должно проявиться в наблюдаемых характеристиках рассеяния. Например, хорошо известно, что π -мезоны из-за наличия в составе антикварков при взаимодействии с нуклонами мишени образуют устойчивые

резонансные состояния и из-за этого сильно поглощаются в ядерной среде. Длина свободного пробега в ядерной среде для π -мезона составляет порядка 1 фм, что меньше среднего межнуклонного расстояния, из-за этого он взаимодействует преимущественно только с поверхностью ядра. Тогда как взаимодействия протонов и K^+ -мезонов с нуклонами мишени при промежуточных энергиях нерезонансное, и длина свободного пробега в ядерной среде, например, для K^+ -мезонов составляет порядка 5-7 фм. Из-за этого эти частицы проникают глубоко внутрь ядра, что позволяет использовать их как зонд для исследования внутренней части ядра.

В данной работе мы исследуем рассеяние протонов, π - и K^+ -мезонов на изотопах бора ^{10}B и ^9B . Выбор именно этих изотопов в качестве исследуемых объектов не случаен. Известно, что значимость многих фундаментальных исследований связаны с проблемами ядерной энергетики. В ядерной энергетике не менее важными являются вопросы утилизации ядерных отходов, радиационная безопасность, медицинское применение радиационных источников и т.д. С этими проблемами тесно связано исследование свойств различных, в том числе и радиоактивных, ядер. Изотопы бора из-за своих структурных особенностей являются хорошими поглотителями нейтронов, поэтому в термоядерных реакторах последнего поколения их используют в качестве конструктивных элементов. В связи с этим всестороннее и детальное исследование, не только нейтронопогложительных, но и других свойств этих ядер посредством различных реакции, является важной задачей. Полученные из таких исследований результаты существенно расширят базу данных по свойствам этих ядер и позволят более глубоко понять их структуру.

Ядро ^{10}B стабильное. В основном состоянии оно имеет следующие квантовые числа $J^\pi, T = 3^+, 0$. Для описания его структуры и основных характеристик используются различные ядерные модели и методы. Например, в работе [1] его структура описана на основе тензорно-оптимизированной модели оболочек, а в работе [2] для описания его структуры использован метод антисимметризованной молекулярной динамики. В работе [3] учитывается его кластерная структура, и основные характеристики рассчитываются на основе трехчастичной (α - α - n)-модели.

Рассеяние протонов на ^{10}B при промежуточных энергиях экспериментально исследовано в работах [4-6]. В работе [4], выполненной в TRIUMF (Канада), измерено дифференциальное сечение рассеяния протонов на передние углы (до 70°) при энергии 200 МэВ. Здесь измерены, наряду с упругим, и неупругие каналы с переходом на следующие уровни: 0.718 МэВ (1^+), 1.740 МэВ (0^+), 2.154 МэВ (1^+), 3.587 МэВ (2^+), 4.774 МэВ (3^+) и 6.025 МэВ (4^+). Теоретический анализ полученных результатов сделан на основе приближения искаженных волн. В работах [5,6] приведены результаты экспериментов по рассеянию поляризованных протонов при энергии 197 и 200 МэВ выполненной в циклотроне университета Индиана. В них, наряду с дифференциальным сечением, измерены и поляризационные характеристики, такие как, анализирующая способность (A_y), поляризация (P) и поляризационные переходные коэффициенты (D_{NN} , D_{LL} и т.д.). Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими расчетами в борновском приближении с искаженными волнами, использующие эмпирические эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия. Для рассеяния π - и K^+ -мезонов промежуточных энергии на ядре ^{10}B в настоящее время эксперименты отсутствуют.

Ядро ^9B нестабильный и короткоживущий изотоп бора. Квантовое число его основного состояния $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$, а время жизни $800(300) \times 10^{-21}$ с. Выполнение эксперимента по рассеянию адронов на этом ядре сопряжены с техническими трудностями из-за его нестабильного и короткоживущего характера, поэтому в настоящее время такие эксперименты отсутствуют. В связи с этим мы в данной работе проведем только теоретический анализ рассеяния адронов.

Теоретический анализ рассеяния адронов (протонов, π - и K^+ -мезонов) на ^{10}B и ^9B мы проведем на основе дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера [7]. Теория

Глаубера является признанным и очень надежным инструментом в таких исследованиях и в настоящее время очень успешно используется для анализа различных упругих и неупругих процессов (см. например, одну из последних работ [9]). В пользу использования в нашей работе именно этого метода указывает энергия налетающих частиц (несколько сот МэВ) и кинематика самих процессов, где рассеяние происходит преимущественно вперед при небольшой передаче импульса. При такой энергии и кинематике хорошо выполняются основные приближения теории – эйкональное и адиабатическое приближения, поэтому использование этой теории вполне обосновано. Примечательность данной теории заключается также в том, что она позволяет в результатах расчета выделить эффекты идущие как от особенностей структуры ядра, так и от механизмов процесса. Такая возможность теории позволяет провести детальный анализ рассматриваемых процессов.

Для описания внутренней структуры исследуемых ядер используем две модели: трехтельная $2\alpha N$ -кластерная модель для ядра ${}^9\text{B}$ и оболочечная модель с промежуточной связью для ядра ${}^{10}\text{B}$. Волновые функции ${}^9\text{B}$ рассчитаны с парными $\alpha\alpha$ - и αN -взаимодействиями с запрещенными принципом Паули состояниями. Учет антисимметризации по всем нуклонам учитывался приближенно, через исключения запрещенных состояний полного трехчастичного решения. Волновая функция рассчитана в двух вариантах: в первом варианте учет принципа Паули связан с использованием l -зависящего $\alpha\alpha$ -потенциала Али-Бодмера, содержащего отталкивание на малых расстояниях, во втором варианте используется глубокий притягивающий $\alpha\alpha$ -потенциал Бака с запрещенными принципом Паули состояниями. В обоих вариантах αN -потенциал выбирался с обменной майороновской компонентой, которая приводит к четно-нечетному расщеплению фазовых сдвигов, хорошо воспроизводящей фазы с $l = 0, 1$ и 2 . Внутреннее состояние ядра ${}^{10}\text{B}$ описываем на основе волновой функции в оболочечной модели со следующими компонентами: $-0.418[42]^{12}\text{D}_1 + 0.679[42]^{13}\text{D}_2 - 0.481[42]^{13}\text{F}$ [10].

1 КРАТКИЙ ФОРМАЛИЗМ

В соответствии с теорией многократного рассеяния Глаубера амплитуда упругого рассеяния адронов на составном ядре массой A может быть записана в следующем виде:

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle, \quad (1)$$

здесь \mathbf{p}_\perp - прицельный параметр, индексом « \perp » обозначены двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка, $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ – амплитуда перехода из начального $\Psi_i^{JM_i}$ в конечное $\Psi_f^{JM_f}$ состояние ядра под действием оператора Ω ; в случае упругого рассеяния $\Psi_i^{JM_i} = \Psi_f^{JM_f}$, $\mathbf{R}_A = \frac{1}{A} \sum_{n=1}^A \mathbf{r}_n$ – координата центра масс ядра, \mathbf{k} – импульс налетающих частиц в с.ц.м., \mathbf{q}_\perp – переданный в реакции импульс.

Взаимодействие протонов с нуклонами ядра определяется глауберовским оператором многократного рассеяния

$$\Omega = 1 - \prod_{i=1}^A (1 - \omega_i(\mathbf{p} - \mathbf{p}_\perp)) = \sum_{i=1}^A \omega_i - \sum_{i < j} \omega_i \omega_j + \sum_{i < j < k} \omega_i \omega_j \omega_k - \dots (-1)^{A-1} \omega_1 \omega_2 \dots \omega_A, \quad (2)$$

В (2) первый член ряда отвечает за однократные соударения частиц, второй – за двукратные, и т.д. до последнего члена, отвечающего за A -кратные соударения. Разложение (2) дает удобный способ установления значимости членов однократных соударений и соударений высших порядков. В нашем расчете в операторе Ω мы ограничимся для ядра ${}^{10}\text{B}$ двукратными, а для ядра ${}^9\text{B}$ трехкратными соударениями, поскольку ряд (2) сходится быстро, и каждый последующий член ряда дает вклад в сечение на порядки меньшего предыдущего.

Профильная функция $\omega_i(\rho - \rho_\perp)$

$$\omega_i(\rho - \rho_\perp) = \frac{1}{(2\pi ik)} \int d\mathbf{q}_i \exp(-i\mathbf{q}_i(\rho - \rho_\perp)) \cdot f_{pN}(q_i) \quad (3)$$

определяется через элементарную $f_{pN}(q)$ амплитуду, параметризованную так, чтобы ее коэффициенты имели реальный физический смысл:

$$f_{pN}(q_i) = \frac{k\sigma_{pN}}{4\pi} (i + \varepsilon_{pN}) \exp(-\beta_{pN}^2 q_i^2 / 2), \quad (4)$$

σ_{pN} – полное сечение рассеяния протона на нуклоне, ε_{pN} – отношение действительной части амплитуды к мнимой, β_{pN} – параметр наклона конуса амплитуды. Параметры элементарной pN -амплитуды являются входными параметрами теории и определяются из независимых экспериментов.

Далее для расчета амплитуды переходов $\langle \Psi_i^{JM_j} | \Omega | \Psi_f^{JM'_j} \rangle$ необходимо задавать волновых функции ядер. Состояние ядра ${}^9\text{B}$ определяем в динамической мультикластерной модели [9]. В этой модели волновая функция определяется в виде

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (5)$$

где \mathbf{r}, \mathbf{R} – координаты Якоби, Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 – внутренние волновые функции кластеров (которые считаются такими же, как волновые функции свободных частиц), $\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ – волновые функции их относительного движения. Состояние ${}^9\text{B}$ определяем в трехтельной (α - α - n) – модели, поэтому в (5) индексами 1 и 2 обозначены α -частицы, а индексом 3 – n . В (5) координата \mathbf{r} описывает относительное α - α – движение, ей сопряжен орбитальный момент λ с проекцией μ ; координата \mathbf{R} описывает относительное движение между центром масс α - α и n , ей сопряжен орбитальный момент l с проекцией m . Волновую функцию относительного движения разложим в ряд по парциальным волнам

$$\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda l S} \Psi_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (6)$$

Каждая парциальная функция факторизуется на радиальную и спин-угловую:

$$\Psi_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi_{\lambda l}(r, R) F_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (7)$$

Радиальная часть волновой функции аппроксимируется линейной комбинацией гауссовских функций:

$$\Phi_{\lambda l}(r, R) = r^\lambda R^l \sum_{ij} C_{ij}^{\lambda l} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2). \quad (8)$$

Веса компонент $C_{ij}^{\lambda l}$ находятся в результате численного решения уравнения Шредингера вариационным методом, коэффициенты α_i, β_j задаются на тангенциальной сетке. Спин-угловая часть

$$F_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{M_L M_S} \langle \lambda \mu l m | LM_L \rangle \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | SM_S \rangle \langle LM_L SM_S | JM_j \rangle Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}) Y_{lm}(\mathbf{R}) \chi_{SM_S} \quad (9)$$

есть произведение коэффициентов Клебша–Гордана, определяющих схему сложения моментов ($s_i m_i$ – спины и проекции «валентных» частиц, L, M_L, S, M_S, J, M_J – орбитальный, спиновый и полный моменты ядер), на сферические $Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}), Y_{lm}(\mathbf{R})$ и спиновую χ_{SM_S} функции.

Волновая функция ядра ${}^{10}\text{B}$ определяется в оболочечной модели в следующем виде [10]:

$$\Psi_{if} = \sum_{nlm} \Psi_{nlm} = \sum_j P_j \left| (1s)^4 (1p)^6 [f]^{(2T_j+1)(2S_j+1)} L_j \right\rangle =$$

$$= \sum_{\kappa=1,2} P_{2\kappa} \left| (1s)^4 (1p)^6 [42]^{13} D_{\kappa} \right\rangle + P_3 \left| (1s)^4 (1p)^6 [42]^{13} F \right\rangle =$$

$$= \sum_m \sum_{\kappa=1,2} P_{12\kappa} \varphi_{n=l=0}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) \varphi_{22\kappa m}(\mathbf{r}_5, \dots, \mathbf{r}_{10}) + P_3 \varphi_{n=l=0}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) \varphi_{33m}(\mathbf{r}_5, \dots, \mathbf{r}_{10}), \quad (10)$$

$$\varphi_{00}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) = \prod_{i=1}^4 \varphi_{00}(\mathbf{r}_i); \quad \varphi_{22m}(\mathbf{r}_5, \dots, \mathbf{r}_{10}) = \prod_{j=5}^{10} \sum_{\kappa=1,2} \varphi_{22\kappa m}(\mathbf{r}_j); \quad \varphi_{33m}(\mathbf{r}_5, \dots, \mathbf{r}_{10}) = \prod_{j=5}^{10} \varphi_{33m}(\mathbf{r}_j); \quad (11)$$

$$\Psi_{if} = \Psi_{nlm}(\mathbf{r}) = \sum_{\kappa=1,2} P_{2\kappa} \prod_{i=1}^4 \varphi_{00}(\mathbf{r}_i) \prod_{j=5}^{10} \varphi_{22\kappa m}(\mathbf{r}_j) + P_3 \prod_{i=1}^4 \varphi_{00}(\mathbf{r}_i) \prod_{j=5}^{10} \varphi_{33m}(\mathbf{r}_j), \quad (12)$$

где $P_2 = \sum_{\kappa=1,2} P_{2\kappa}$, P_3 – компоненты разложения волновой функции $^{10}\text{В}$ по базису LS -связи,

индекс κ указывает на наличие двух компонентов с $L = 2$.

Выражение амплитуды $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ рассчитанные с волновыми функциями (7) и (10) очень громоздки, поэтому, опуская их, лишь отметим, что дифференциальное сечение рассматриваемых процессов определяется по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q}_{\perp})|^2, \quad (13)$$

2 РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты наших расчетов представлены на рисунках 1-4. На рисунке 1 приведено, рассчитанные нами, дифференциальное сечение рассеяния протонов на ядре $^{10}\text{В}$ при различных энергиях. Сплошная линия соответствует энергии протона 200 МэВ, пунктир – 500 МэВ, точки – 800 МэВ. Экспериментальные данные взяты из работ [4-6]. Из рисунка видно, что сечение при всех энергиях убывает с увеличением угла рассеяния. При малых углах абсолютное значение сечения тем больше, чем больше энергия нелетающего протона. Однако, как видно из рисунка, сечение при больших энергиях убывает быстрее чем при малой энергии с увеличением угла. Имеющиеся экспериментальные данные описываются нашими теоретическими расчетами удовлетворительно.

На рисунке 2 приведены результаты расчетов дифференциальных сечении рассеяния протонов (сплошная линия), π^+ -мезонов (пунктир) и K^+ -мезонов (точки) на ядре $^{10}\text{В}$ при энергии 500 МэВ. При этой энергии в настоящее время для этих процессов экспериментальные данные отсутствуют. Поэтому ограничиваемся здесь проведением только теоретического анализа. Как видно из рисунка, с возрастанием угла рассеяния, дифференциальное сечение убывает для всех частиц. На всех кривых заметна дифракционная структура. Для π^+ -мезона сечение убывает несколько быстрее чем для протона, однако по абсолютной величине они сравнимы. Абсолютная величина сечения для K^+ -мезонов примерно на полтора порядка меньше чем сечение рассеяния остальных частиц. Такие различия объясняются особенностями соответствующих элементарных pN -, π^+N - и K^+N - амплитуд. Согласно оптической теореме мнимая часть амплитуды для K^+N -рассеяния определяется полным сечением σ_{tot} , а оно для K^+N - существенно меньше чем для π^+N - и pN -рассеяния и как следствие этого соответствующее дифференциальное сечение также меньше.

На рисунках 3 и 4 приведены аналогичные результаты расчетов сечения рассеяния на ядре $^9\text{В}$. Расчеты были выполнены с двумя вариантами волновых функций. В первом варианте для $\alpha\alpha$ -взаимодействия использовались потенциал Али-Бодмера с отталкивающим кором, а во втором – глубокий притягивающий потенциал Бака с запрещенными состояниями. В обоих вариантах αN - потенциал одинаковый. Результаты расчетов двух вариантов не сильно отличаются друг от друга. Здесь приведены результаты расчетов с потенциалом Али-Бодмера. На рисунке 3 приведены результаты расчетов суммарного сечения (сплошная линия) рассеяния протонов при энергии 200 МэВ. Здесь также приведены

вклады в сечение от отдельных кратностей рассеяния: пунктирная линия вклад от однократного, точка-пунктир – от двукратного, точки – от трехкратного рассеяния. Как видно из рисунка до углов рассеяния $\sim 35^\circ$ основной вклад в суммарное сечение вносит однократное рассеяние, в районе углов 30° - 40° вклад от однократного и двукратного рассеяния сравнивается, а при дальнейшем росте угла рассеяния двукратное рассеяние доминирует. Вклад трехкратного рассеяния при больших углах на порядок меньше чем вклад двукратных рассеяний. На рисунке 4 так же, как на рисунке 2, приведен сравнительный анализ сечения рассеяния протона, π^+ -мезона (пунктир) и K^+ -мезона. Для этого ядра также получается качественно аналогичная картина.

В заключении следует отметить, что дифракционная теория Глаубера позволяет удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные. Сравнительный анализ рассеяния протонов и π - и K^+ -мезонов показывает, что их результаты хорошо коррелируют между собой. Также из всех расчетов видно, что с ростом угла рассеяния возрастает роль внутренней части ядра и сечение в области больших углов становится чувствительно к структуре ядра, например, к наличию или отсутствию отталкивающего кора.

Работа выполнена при поддержке гранта AP05132620 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takayuki Myo et al. Structures in $^9,^{10}\text{Be}$ and ^{10}B studied with the tensor-optimized shell model // Prog. Theor. Exp. Phys. – 2015 – 063D03 (18 pages). DOI: 10.1093/ptep/ptv077.
2. Kuchera A. N., Rogachev G. V., Goldberg V. Z. et al. Molecular structures in T=1 states of ^{10}B // Phys. Rev. – 2011 – C 84 – 054615. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054615>.
3. Amos K., Karataglidis S., Kim Y.J. et al. Low excitation structure of ^{10}B probed by scattering of electrons and of 197 MeV polarized protons. // Nuclear Physics A – 2010 – vol.836 – p.59–81. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.01.162>
4. Lewis P.R., Shute G.G., Spicer B.M. et al. Intermediate-energy proton scattering from ^{10}B // Nuclear Physics A – 1991 – vol.532 – Issues 3–4 – p.583-616 [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90599-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(91)90599-2)
5. Baghaei H., Lindgren R. A., Slocum P. et al. Spin Transverse-Longitudinal Composition of the Isovector Effective NN Interaction from ^{10}B ($p \rightarrow, p \rightarrow'$) at 200 MeV // Phys. Rev. Lett. – 1992 – vol.69 – p.2054 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2054>
6. Betker A. C., Chang S., Stephenson E. J. et al. Reaction mechanism for natural parity (p, p') transitions in ^{10}B // Phys. Rev. C – 2005 – vol.71 – p.064607 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.064607>
7. Glauber R. G., Lectures in Theoretical Physics., (Interscience, New York; London, 1959) S. Hatakeyama. Complete Glauber calculations for proton-nucleus inelastic cross sections. // Nucl.Phys.A. – 2019. – Vol. 985. – P. 20-37. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.02.004>
8. Voronchev V.T. et al. Three-Body Calculations of A=9 Nuclei with Supersymmetric α - α Potentials. // Few-Body Systems – 1995 – vol.18 – p.191-202. <https://doi.org/10.1007/s006010050011>
9. Бояркина А.Н. Структура ядер 1p-оболочки. Изд.МГУ, Москва, 1973

Подписи к рисункам

Рис.1. Дифференциальное сечение рассеяния протонов на ядре ^{10}B при различных энергиях. Сплошная линия – рассеяние при энергии 200 МэВ, пунктир – при 500 МэВ, точки – при 800 МэВ. Экспериментальные данные из работ [4-6].

Рис.2. Дифференциальное сечение рассеяния адронов на ядре ^{10}B при энергии 500 МэВ. Сплошная линия – рассеяние протонов, пунктирная линия - π^+ -мезонов, точки – K^+ -мезонов.

Рис.3. Дифференциальное сечение рассеяния протонов на ядре ^9B . Вклады отдельных

кратностей рассеяния. Пунктир – однократное, точка-пунктир – двукратное, точки – трехкратное рассеяние. Сплошная линия – сумарное сечение рассеяния.

Рис.4. Дифференциальное сечение рассеяния адронов на ядре ${}^9\text{В}$ при энергии 500 МэВ. Обозначении такое же как на рис.2.

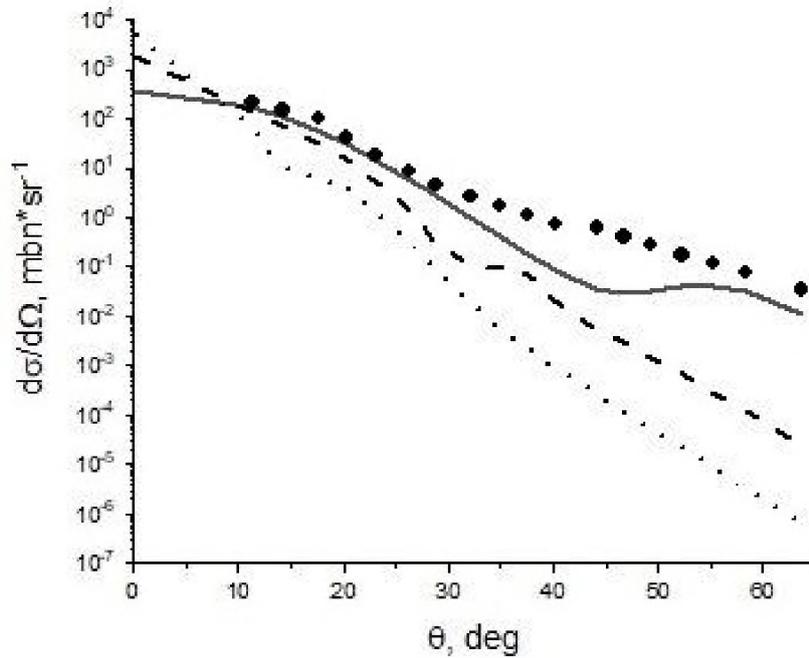


Рис.1

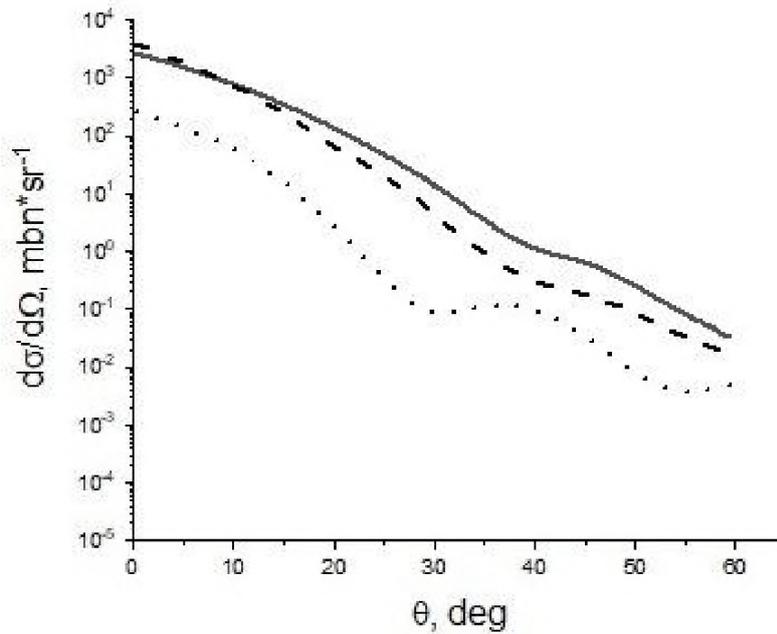


Рис.2

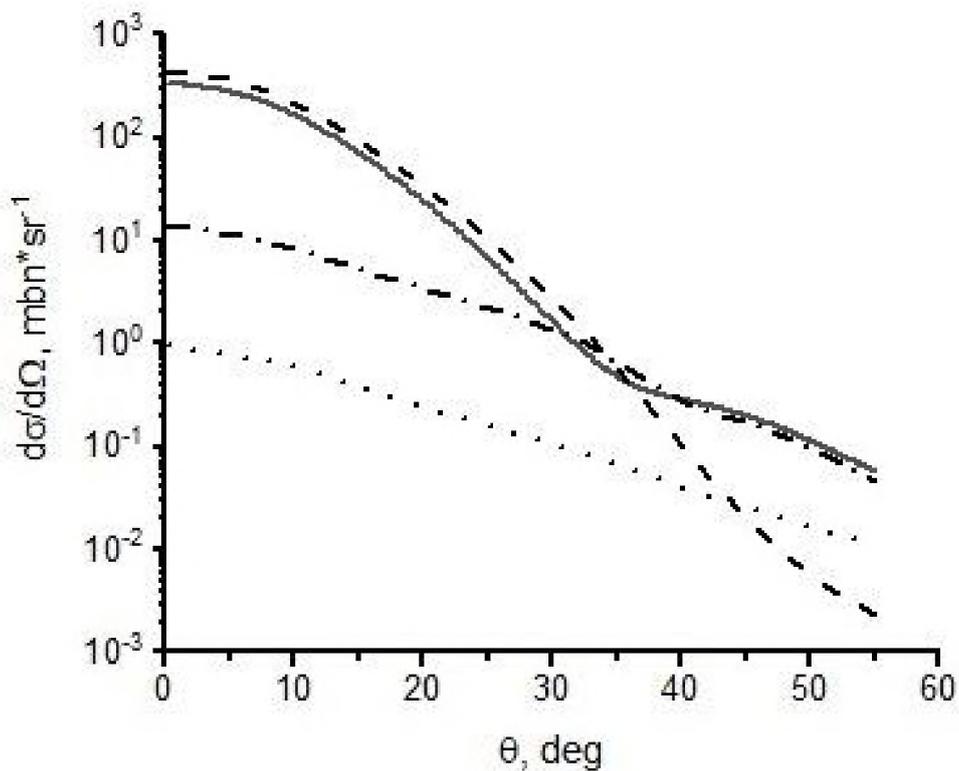


Рис.3

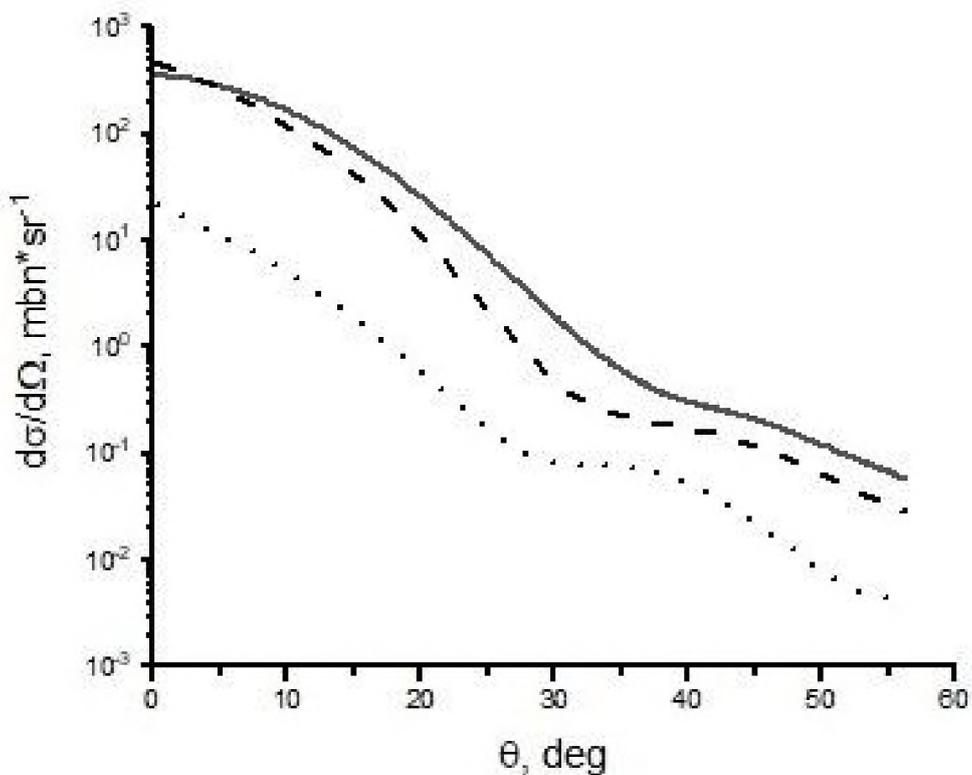


Рис.4