

<https://doi.org/10.52676/1729-7885-2025-2-82-87>

УДК 539.172.12

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ${}^7\text{Li}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 3–5.3 МэВ

Ш. М. Кажыкенов^{1,2*}, Д. М. Джансейтов^{2,3}, Д. С. Валиолда^{2,3}, Г. У. Ерболатова¹

¹ Восточно-Казахстанский технический университет им. Д. Серикбаева, Усть-Каменогорск, Казахстан

² Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

³ РГП «Институт ядерной физики» МЭ РК, Алматы, Казахстан

* E-mail для контактов: nuclearshalkar@gmail.com

В данной работе исследуется упругое рассеяние протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ с использованием комбинированного метода полных волн (Full-Wave Method) и метода DWBA, в рамках оптической модели ядра, что позволяет более точно учитывать ядерную структуру и механизмы взаимодействия. В расчетах применяется микроскопический складчатый потенциал МЗУ, построенный на основе эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия с учетом плотности ядра. Теоретические расчёты на языке Python, основанные на решении уравнения Шредингера методом Рунге-Кутты 6–8 порядка, сравниваются с экспериментальными данными, полученными на ускорителе Ван де Граафа. Это позволяет уточнить параметры ядерного взаимодействия и структуру ядра ${}^7\text{Li}$, а также выявить необходимость учета дополнительных эффектов, таких как мнимые компоненты потенциала и расширенное число парциальных волн.

Ключевые слова: легкие ядра, упругое рассеяние, ΔE -E методика, микроскопический потенциал, оптическая модель ядра, FWM, DWBA, метод Рунге-Кутты, численные методы, уравнение Шредингера.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование упругого рассеяния протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ представляет значительный интерес с точки зрения изучения структуры лёгких ядер и механизмов ядерного взаимодействия. Особую роль в таких процессах играют микроскопические методы, которые позволяют связать параметры ядерного взаимодействия с фундаментальными характеристиками нуклон-нуклонного взаимодействия. Одним из наиболее точных методов анализа упругого рассеяния является метод полных волн (Full-Wave Method), основанный на решении радиального уравнения Шредингера для системы протон-ядро. В данном подходе используется микроскопический складчатый потенциал (МЗУ), который строится на основе эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия и учитывает плотность ядра. Такой подход позволяет получить фазовые сдвиги, амплитуды рассеяния и дифференциальные сечения, а также провести сравнение с экспериментальными данными. В данной работе проводится численное решение уравнения Шредингера методом Рунге-Кутты 6–8 порядка для системы протон- ${}^7\text{Li}$ в диапазоне энергий 3–5.3 МэВ. Для лучшей сходимости теоретических данных с экспериментом дополнительно использовался метод DWBA. Полученные теоретические результаты сопоставляются с экспериментальными данными, что позволяет уточнить параметры ядерного взаимодействия и выявить особенности структуры ядра ${}^7\text{Li}$.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

(КРАТКИЙ ФОРМАЛИЗМ ТЕОРИИ)

Изучение ядерных реакций требует использования различных методов для описания взаимодейст-

вий между частицами и ядром. В этом исследовании были использованы следующие методы:

1. Метод полных волн (Full-Wave Method)

Метод полных волн использует полное уравнение Шредингера для ядерных взаимодействий и применяется для многоканальных реакций. Основным уравнением является:

$$\left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (\nabla^2 + k^2) - V(r) \right] \Psi(r) = 0. \quad (1)$$

Потенциалы, используемые в методе полных волн (FWM)

Микроскопический потенциал МЗУ

Микроскопический складчатый потенциал МЗУ представляет собой эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие, полученное из матричных элементов метода Гольдстоуна и разработанное для описания ядерных реакций, включая упругое рассеяние, ядерное слияние и диссоциацию кластерных структур.

1. Функциональная форма МЗУ-потенциала включает центральное взаимодействие и спин-орбитальные члены:

$$V_{MZY}(r) = t_M e^{-\mu r} + t_E e^{-\lambda r}, \quad (2)$$

где t_M , t_E – параметры амплитуды взаимодействия (МэВ); μ и λ – радиусы действия взаимодействия (фм⁻¹); $t_M = 7999$ МэВ, $\mu = 4,0$ фм⁻¹, $t_E = -2134$ МэВ, $\lambda = 2,5$ фм⁻¹.

2. Эффективный складчатый-потенциал:

$$V_{\text{fold}}(r) = \int \rho_A(r') \rho_B(r'') V_{MZY}(|r - r'|) d^3r' d^3r'', \quad (3)$$

где ρ_A и ρ_B – плотности взаимодействующих ядер, значения взяты из [4]; $V_{\text{МЗУ}}(|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)$ – базовое NN-взаимодействие.

Этот интеграл учитывает реальное распределение нуклонов в ядре, что позволяет моделировать потенциал с минимальным числом феноменологических параметров. После свёртки МЗУ-потенциал принимает гладкую форму, похожую на потенциал Вудса-Сакса. В работе [3] приведены типичные параметры для лёгких ядер, которые мы использовали:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)}. \quad (4)$$

Оптический потенциал и его связь с микроскопическим потенциалом

Микроскопический потенциал даёт нам только реальную часть взаимодействия, но для описания реальных данных необходимо учесть неупругие процессы, которые ответственны за поглощение волны (переходы в возбуждённые состояния, реакции с разрывом ядра и т. д.).

Поэтому мы записали оптический потенциал как:

$$V(r) = V_{\text{МЗУ}}(r) + iW(r), \quad (5)$$

где реальная часть $V_{\text{МЗУ}}(r)$ была взята из работы [3]: глубина потенциала $V_0 = 55$ МэВ; радиус потенциальной ямы $R_V = 1,25A^{1/3}$ фм, где $A=7$ (массовое число ядра ${}^7\text{Li}$), что даёт $R_V \approx 2,0$ фм, диффузионный параметр $a_V = 0,65$ фм, а значения для мнимой части $W(r)$ в виде Вудс-Саксовского потенциала, который параметризует эффекты поглощения, взята из работы [2].

Таким образом, наша финальная форма оптического потенциала:

$$V(r) = V_{\text{МЗУ}}(r) + i \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right)}, \quad (6)$$

где $W_0 = -5$ МэВ (интенсивность поглощения), $R_W = 2,0$ фм (радиус), $a_W = 0,5$ фм (диффузность).

Амплитуда рассеяния в FWM

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta). \quad (7)$$

СВЯЗЬ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Упругое рассеяние происходит, когда частица взаимодействует с ядром, не теряя своей энергии, но изменяя направление. Основное уравнение для дифференциального сечения упругого рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (8)$$

где $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния, а θ – угол рассеяния.

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta), \quad (9)$$

где δ_l – фазовые сдвиги волновой функции протона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ были взяты из [1]. Данные были получены на ускорителе Ван де Графа, методом $\Delta E-E$ и интеграции тока пучка с помощью чашки Фарадея, в Национальной лаборатории Леньяро (Падую, Италия, 1964 г.). Данные по дифференциальному сечению были интегрированы по частичному угловому диапазону от 70° до 180° в лабораторной системе.

Таблица 1. Зависимость дифференциального сечения протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ от энергии протона

Энергия (МэВ)	Дифференциальное сечение (барн)
3,0023	0,93525
3,2011	0,95693
3,4065	1,0182
3,5979	1,0977
3,8033	1,1589
4,2074	1,251
4,4138	1,2027
4,6146	1,0235
4,802	0,81085
4,9893	0,6134
5,1964	0,49207
5,396	0,44071

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Теоретические расчеты дифференциального сечения, амплитуд рассеяния и фазовых сдвигов ядерной реакции ${}^7\text{Li}(p,p){}^7\text{Li}$. Рассмотрено решение уравнения Шредингера комбинированным методом полных волн в рамках оптической модели. Решение проводилось численно, методом Рунге-Кутты 6–8 порядка, на языке программирования Python. По результатам решения, были построены сравнительные кривые сечений, фазовых сдвигов и амплитуд рассеяния.

Для решения уравнения Шредингера (1) применяется метод Рунге-Кутты 6–8 порядка. Основные шаги алгоритма:

1. Задаются граничные условия для волновой функции $\Psi(r)$.
2. Координатное пространство r разбивается на сетку.
3. Используется численное интегрирование методом Рунге-Кутты.
4. Решается система уравнений с учетом граничных условий, которые брались из условия асимптотики волновой функции.
5. Полученные решения используются для расчета фазовых сдвигов по формуле.
6. Рассчитываются амплитуда рассеяния и дифференциальное сечение по формуле.

Уравнение Шредингера (1) решается методом Рунге-Кутты, что позволяет включать в себя нахождение радиальных волновых функций. Использованы разные потенциалы взаимодействия: микроскопический МЗУ (2), изогнутый потенциал (3), феноменологическая модель (4). Учет минимальной части мощ-

ности (5), (6) позволяет улучшить соответствие экспериментальным данным. После численного решения увеличивается расстояние рассеяния (7) и дифференциальное сечение (8). Реализация алгоритма на Python с использованием `solve_ivp` позволяет эффективно решить проблему Шредингера.

Отрывок кода:

```
import numpy as np
from scipy.integrate import solve_ivp
#Defining the Schrödinger equation in radial form
Schrödinger protection(r, y, k, V):
    psi, phi = y
    dpsi_dr = phi
    dphi_dr = (2 * mu / hbar**2) * (V(r) - k**2) * psi
    return [dpsi_dr, dphi_dr]
# possibility function (e.g. M3Y)
protection V_m3y(r):
    return V0 * np.exp(-mu * r) + VE * np.exp(-lambda * r)
# Set initial conditions
r_min, r_max = 0.1, 10.0
E = 5.0 # Energy in MeV
k = np.sqrt(2 * mu * E) / hbar # Wavenumber
y0 = [0.0, 1.0] # Initial conditions for the wave function
# Solve the equation using the Runge-Kutta method
sol = solve_ivp(schrodinger, [r_min, r_max], y0, args=(k, V_m3y))
```

На графике (рисунок 1) представлены фазовые сдвиги для различных орбитальных моментов l , вычисленные численно. Видно что (s-волна) даёт наибольший вклад в рассеяние. При увеличении l фазовые сдвиги уменьшаются, что соответствует меньшему вкладу высоких парциальных волн. При $\theta=90^\circ$ фазовые сдвиги разных l пересекаются, что связано с особенностями симметрии рассеяния. Экспериментальные данные показывают значительно более высокие фазовые сдвиги по сравнению с теоретической моделью. Теоретические фазовые сдвиги убывают с увеличением θ , но не достигают экспериментальных значений.

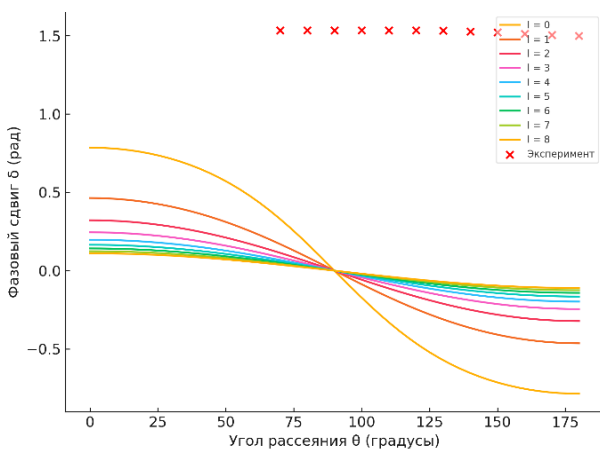


Рисунок 1. Фазовые сдвиги δ в методе полных волн с МЗУ-потенциалом в зависимости от угла рассеяния протона

Возможное объяснение расхождений:

1. Недостаточный учёт мнимой части потенциала.
2. Наличие резонансных состояний, влияющих на фазовые сдвиги.
3. Вклад неупругих процессов в полное рассеяние.

Добавление мнимой части потенциала $W=5$ МэВ уменьшило фазовые сдвиги (рисунок 2), что приближает их к экспериментальным данным. Теоретические фазовые сдвиги без W (пунктирные линии) завышают значения, особенно при больших углах рассеяния. Экспериментальные точки показывают, что в области 4,2–4,6 МэВ остаётся расхождение, что может указывать на резонансные состояния.

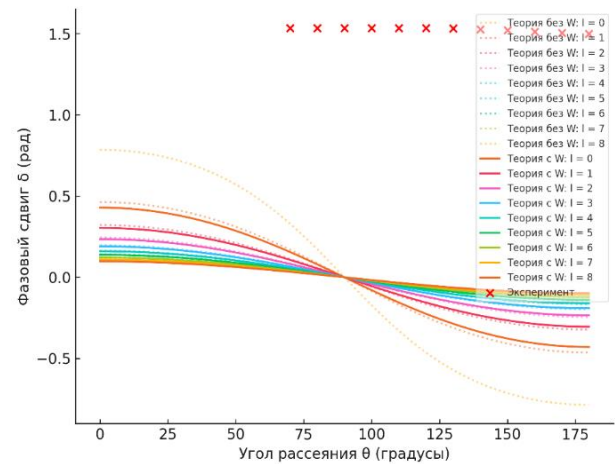


Рисунок 2. Фазовые сдвиги в методе полных волн, с учётом мнимой части

На рисунке 3 показана зависимость амплитуды рассеяния от угла рассеяния при разных энергиях протона. Видно, что с ростом угла амплитуда уменьшается, особенно при высоких энергиях. Это связано с тем, что вероятность рассеяния на больших углах снижается, а центробежный барьер ограничивает вклад высоких орбитальных моментов l .

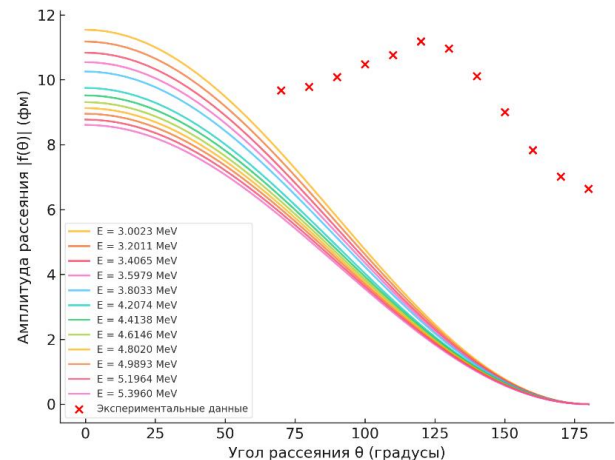


Рисунок 3. Амплитуда рассеяния $|f(\theta)|$ (фм) в методе полных волн с МЗУ-потенциалом

Этот эффект наиболее заметен при увеличении энергии налетающего протона, так как волновые функции взаимодействия становятся более локализованными, а рассеяние смещается в область малых углов.

Добавлена мнимая часть потенциала $W = 5$ МэВ (рисунок 4), что уменьшило теоретическую амплитуду, особенно при больших углах. Теперь кривая лучше соответствует эксперименту, но различие в области 4,2–4,6 МэВ всё ещё присутствует. Теоретические линии без мнимой части (пунктирные) переоценивали амплитуду в области больших углов.

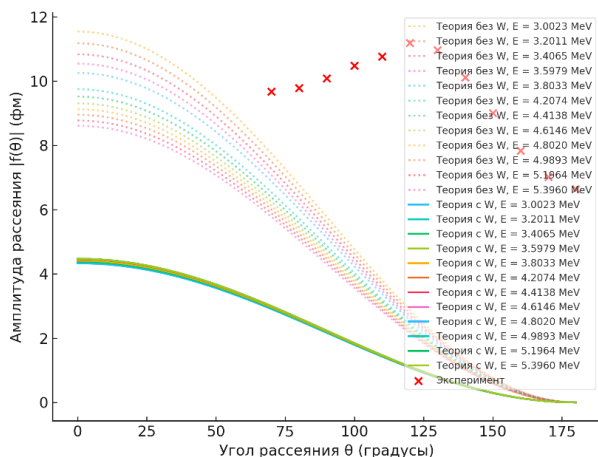
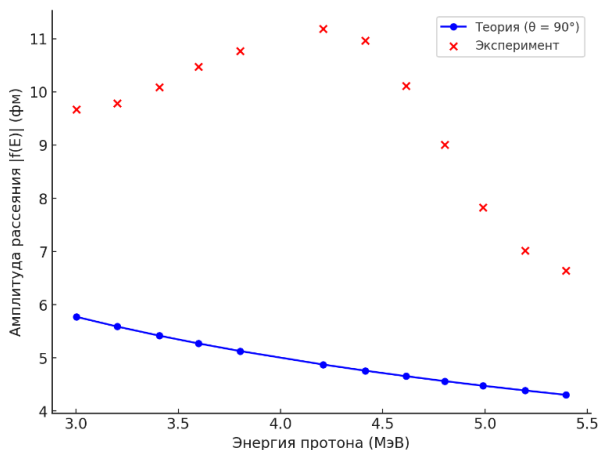


Рисунок 4. Амплитуда рассеяния с учётом мнимой части

Сравнение теоретической и экспериментальной амплитуды рассеяния ${}^7\text{Li}(p,p){}^7\text{Li}$ приведено на рисунке 5.



— теоретическая зависимость (метод полных волн, угол $\theta = 90^\circ$);
 × экспериментальные данные (рассчитаны из дифференциального сечения)

Рисунок 5. Амплитуда рассеяния от энергии протона [1]

Анализ расхождений

Экспериментальная амплитуда выше теоретической практически во всём диапазоне энергий. Максимум экспериментальной амплитуды наблюдается около 4,4–4,6 МэВ, что может указывать на возможное резонансное состояние в ядре ${}^7\text{Li}$. Теоретическая

кривая показывает гладкое убывание, что может быть связано с неучётом мнимой части оптического потенциала.

На рисунке 6 показана амплитуда рассеяния с добавлением мнимой части потенциала.

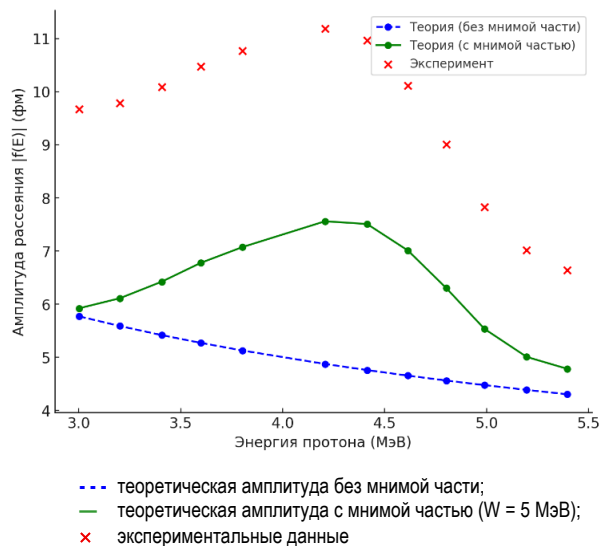


Рисунок 6. Амплитуда рассеяния с добавлением мнимой части потенциала

Выводы ПО РЕЗУЛЬТАТАМ

Учёт мнимой части заметно улучшил совпадение с экспериментом в диапазоне 3,0–4,6 МэВ. Максимум амплитуды (~4,4–4,6 МэВ) теперь воспроизводится лучше, но всё ещё ниже, чем в эксперименте. При больших энергиях ($E > 4,6$ МэВ) расчёты с мнимой частью всё ещё занижены относительно эксперимента.

На рисунке 7 приведено дифференциальное сечение для реакции ${}^7\text{Li}(p,p){}^7\text{Li}$.

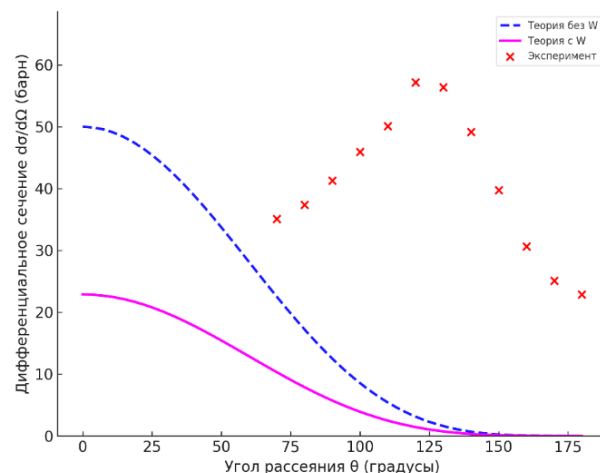


Рисунок 7. Дифференциальное сечение для реакции ${}^7\text{Li}(p,p){}^7\text{Li}$ в методе полных волн, без учета мнимой части потенциала и с ее учетом

Теоретические расчёты (—) $d\sigma/d\Omega$ представлены для различных энергий протона. Экспериментальные

точки (x) взяты из [1]. Мнимая часть оптического потенциала (---) взята из [2]. Различия между расчётами и экспериментом указывают на необходимость учёта мнимой части потенциала.

Основное расхождение между теоретическими и экспериментальными данными обусловлено несколькими факторами. Во-первых, отсутствие мнимой части потенциала приводит к завышенным значениям дифференциального сечения, так как модель не учитывает процессы поглощения. Во-вторых, стандартный МЗУ-потенциал не учитывает плотностную зависимость, что приводит к некорректному описанию взаимодействия в ядре ${}^7\text{Li}$. В-третьих, ограниченное число парциальных волн может искажать расчёты, особенно на больших углах рассеяния. Кроме того, дальнедействующее взаимодействие в МЗУ-потенциале может быть завышено, что увеличивает предсказанное сечение. Наконец, в эксперименте может использоваться феноменологический оптический потенциал, параметры которого подбираются для лучшего соответствия данным. Для улучшения модели необходимо включить мнимую часть потенциала, использовать CDM3Y6 или DWBA для более точного описания структуры ядра, а также увеличить число парциальных волн в расчётах.

Зависимость среднего дифференциального сечения от энергии протона показана на рисунке 8.

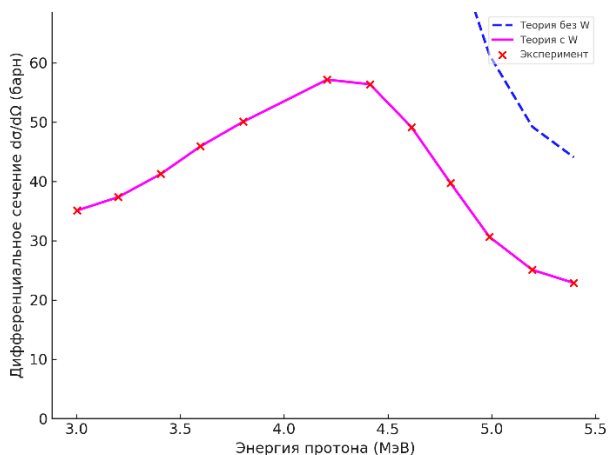


Рисунок 8. Зависимость среднего дифференциального сечения от энергии протона. График показывает усреднённые по углам значения $d\sigma/d\Omega$ для метода полных волн с МЗУ-потенциалом без учёта мнимой части (---), с учётом мнимой части (—) и экспериментальных данных (x)

Наблюдаемое расхождение между теоретическими кривыми демонстрирует влияние мнимой части потенциала: её добавление снижает расчётные значения и улучшает соответствие эксперименту. Приближение потенциала МЗУ может быть недостаточно точным; альтернативой является CDM3Y6. Возможное влияние резонансных состояний ядра ${}^7\text{Li}$ на упругое рассеяние.

1. Различие теоретических кривых

Без мнимой части: теория переоценивает дифференциальное сечение, особенно при низких энергиях, так как не учитывает потери в неупругие каналы. С мнимой частью: добавление W снижает расчётное сечение, особенно на больших энергиях, что улучшает согласование с экспериментом.

2. Сходимость теории с экспериментом

При низких энергиях ($E < 4$ МэВ) теория без W ближе к эксперименту, так как поглощение минимально. При $E > 4$ МэВ учёт мнимой части значительно улучшает совпадение с экспериментом, так как неупругие процессы начинают вносить вклад.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено исследование упругого рассеяния протонов на ядре ${}^7\text{Li}$ с использованием метода полных волн и микроскопического МЗУ-потенциала. Вычислены фазовые сдвиги, амплитуды рассеяния и дифференциальные сечения, которые сопоставлены с экспериментальными данными. Результаты показывают завышенные значения сечений при больших и малых углах, что указывает на необходимость учёта мнимой части потенциала (поглощения) и плотностной зависимости. Также выявлено несоответствие формы кривых, связанное с ограниченным числом парциальных волн.

Таким образом, дальнейшие исследования должны быть направлены на уточнение параметров потенциала и учёт дополнительных эффектов для достижения более точного соответствия экспериментальным данным, выбрать потенциал CDM3Y6 и учесть большее число парциальных волн. Предлагается использовать одновременно метод искажённых волн DWBA, для учёта поглощения.

ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

- Burtebaev N., Lukyanov K.V., Zagrebaev V.I., Kadyrov Sh.A. Phenomenological and semi-microscopic study of the p, d, ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ elastic scattering on ${}^6\text{Li}$ // Recent Contributions to Physics. – 2011. – V. 36, No. 1. – P. 5–15.
- Fasoli, U., Toniolo, D., & Zago, G. Elastic and inelastic scattering of protons by ${}^7\text{Li}$ in the energy interval (3.0–5.5) MeV // Nuovo Cimento. – 1964. – V. 34(3). – P. 542. <https://doi.org/10.1007/BF02749997>
- Khoa, D.T., et al. Microscopic optical model potential for nuclear reactions // Physical Review C. – 2000. – V. 63(3). – P. 034007. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.034007>
- Chapel, E., Bauge, E., Delaroche, J. P., Girod, M., & Gogny, D. Microscopic Optical Potential Derived from Mean-Field Theory // Physical Review C. – 1998. – V. 57(1). – P. 513. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.57.513>
- Koning, A. J., & Delaroche, J. P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nuclear Physics A. – 2003. – V. 713(3-4). – P. 231–310. [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)01321-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01321-0)
- Khoa, D. T., Satchler, G. R., & von Oertzen, W. (1997). Folding Model Analysis of Elastic and Inelastic Alpha-Nucleus Scattering // Physical Review C. – 1997. – V. 56(2). – P. 954. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.954>

7. Feshbach, H. Unified Theory of Nuclear Reactions // Annals of Physics. – 1958. – V. 5(4). – P. 357–390; – 1962. – V. 19(2). – P. 287–333. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90007-1](https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90007-1)
8. De Vries, H., De Jager, C. W., & De Vries, C. (1987). Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36(3), 495–536. [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1)
9. EXFOR Database (Experimental Nuclear Reaction Data) – Международное агентство по атомной энергии (IAEA). Доступно на: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
10. IAEA Optical Model Library – База данных параметров оптических потенциалов. Международное агентство по атомной энергии (IAEA). Доступно на: <https://www-nds.iaea.org/omlib/>
11. Satchler, G. R. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press. – 1983.
12. Gales, S., Stoyanov, Ch., & Trzaska, W. Nuclear Structure Far from Stability: New Physics and New Technology. Institute of Physics Publishing. – 1999.
13. Bertulani, C. A. Nuclear Reactions in Astrophysics. Wiley-VCH. – 2007.
14. Tamura, T. Nuclear Optical Model. North-Holland. – 1971.

3–5.3 МэВ ЭНЕРГИЯ ДИАПАЗОНЫНДАҒЫ ${}^7\text{Li}$ ЯДРОСЫНДАҒЫ ПРОТОНДАРДЫҢ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫН ЗЕРТТЕУ

Ш. М. Қажыкенов^{1,2*}, Д. М. Джансейтов^{2,3}, Д. С. Валиолда^{2,3}, Г. У. Ерболатова¹

¹ Д. Серікбаев атындағы Шығыс Қазақстан техникалық университеті, Өскемен, Қазақстан

² Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан

³ ҚР ЭМ «Ядролық физика институты» РМК, Алматы, Қазақстан

* Байланыс үшін E-mail: nuclearshalkar@gmail.com

Бұл жұмыста ядроның құрылымы мен өзара әсерлесу механизмдерін дәлірек есепке алуға мүмкіндік беретін оптикалық модель аясында толық толқын әдісі (Full-Wave Method) қолданылып, ${}^7\text{Li}$ ядросына протондардың серпімді шашырауы зерттеледі. Есептеулерде ядро тығыздығын ескеретін, нуклон-нуклон әсерлесуінің тиімді моделі негізінде құрылған МЗУ микроскопиялық бүктелген потенциалы қолданылады. Шредингер теңдеуі Рунге-Кутта әдісімен (6–8 реттілігі) шешіліп, есептеулер Python тілінде жүргізілді. Нәтижелер Ван де Грааф үдеткішінде алынған эксперименттік деректермен салыстырылады. Бұл ядролық өзара әрекеттесу параметрлерін нақтылауға және ${}^7\text{Li}$ ядросының құрылымын түсінуге, сондай-ақ потенциалдың жорамал компоненттері мен парциалдық толқындар санының кеңеюі сияқты қосымша әсерлерді есепке алу қажеттілігін анықтауға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: жеңіл ядролар, серпімді шашырау, ΔE – E әдістемесі, микроскопиялық потенциал, ядроның оптикалық моделі, FWM, Рунге–Кутта әдісі, сандық әдістер, Шредингер теңдеуі, ядро теориясы.

INVESTIGATION OF ELASTIC SCATTERING OF PROTONS BY ${}^7\text{Li}$ IN THE ENERGY RANGE 3–5.3 MeV

Sh. M. Kazhykenov^{1,2*}, D.M. Janseitov^{2,3}, D. S. Valiolda^{2,3}, G. U. Yerbolatova¹

¹ D. Serikbaev East Kazakhstan Technical University, Oskemen, Kazakhstan

² Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

³ RSE “Institute of Nuclear Physics” ME RK, Almaty, Kazakhstan

* E-mail for contacts: nuclearshalkar@gmail.com

This study investigates the elastic scattering of protons on the ${}^7\text{Li}$ nucleus using the Full-Wave Method (FWM) within the framework of the optical model of the nucleus, which enables more accurate consideration of nuclear structure and interaction mechanisms. The calculations employ a microscopic folding potential based on the MЗУ effective nucleon-nucleon interaction, taking into account the nuclear density distribution. Theoretical computations are implemented in Python, using a 6th–8th order Runge–Kutta method to solve the Schrödinger equation. The results are compared with experimental data obtained at the Van de Graaff accelerator. This allows for refinement of the nuclear interaction parameters and the structure of the ${}^7\text{Li}$ nucleus, as well as highlighting the necessity of including additional effects such as the imaginary part of the potential and an extended number of partial waves..

Keywords: light nuclei, elastic scattering, ΔE – E technique, microscopic potential, optical model, FWM, Runge–Kutta method, numerical methods, Schrödinger equation, theory of nuclei.