Электромагнитные взаимодействия дейтрона при низких и средних энергиях

М.Н. Невмержицкий, М.И. Левчук, Р.Г. Шуляковский,

Дейтрон как средство изучения нейтрона

Вследствие отсутствия свободной плотной нейтронной мишени реакции на ядре, прежде всего — на дейтроне, служат основным источником сведений о нейтроне и об "элементарных" амплитудах взаимодействия на нем.

Дейтрон как средство изучения нейтрона

Среди электромагнитных реакций на нуклоне и ядрах большой интерес представляют реакции комптоновского рассеяния и фоторождения пиона. Энергетические диапазоны экспериментального изучения данных реакций определяются порогом рождения пиона: комптоновское рассеяние рассматривается ниже порога.

Причины интереса к исследуемым реакциям

Электромагнитные реакции на нуклоне позволяют изучать структуру нуклона на средних и больших расстояниях. Комптоновское рассеяние – источник поляризуемостей нуклона.

Фоторождение пиона на нуклоне:

- источник коэффициентов мультипольного разложения и др.;
- пион голдстоуновский бозон КХД, следствие нарушения киральной симметрии;
- возможности дополнительного изучения нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействий.

Комптоновское рассеяние на дейтроне и поляризуемости нейтрона

Поляризуемости нуклонов

Нуклоны – частицы с внутренней структурой, существование которой проявляется, в том числе, и в электромагнитных взаимодействиях.

Так, под действием внешнего электромагнитного поля нуклоны проявляют свойство поляризуемости. Под действием внешнего поля нуклон деформируется, приобретая дополнительную энергию

$$V_{pol}(r) = -\frac{1}{2} 4\pi [\alpha \mathbf{E}^2(r) + \beta \mathbf{H}^2(r)]$$

Вклад в амплитуду рассеяния

$$T_{pol} = 4\pi \left[\omega^2 \alpha \mathbf{e} \cdot \mathbf{e'}^* + \beta \left(\mathbf{e} \times \mathbf{k} \right) \cdot \left(\mathbf{e'}^* \times \mathbf{k'} \right) \right],$$

где $\mathbf{e}(\mathbf{e}')$ и $\mathbf{k}(\mathbf{k}')$ – векторы поляризации и импульса начального (конечного) фотона, ω – энергия фотона.

Комптоновское рассеяние на протоне

Разложение дифференциального сечения в лабораторной системе с учетом поляризуемостей имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\rm Po} - \frac{e^2}{4\pi m}\omega^2 \left[\frac{\alpha+\beta}{2}\left(1+\cos\Theta\right)^2 + \frac{\alpha-\beta}{2}\left(1-\cos\Theta\right)^2\right] + O(\omega^4),$$

Комптоновское рассеяние на протоне

Разложение дифференциального сечения в лабораторной системе с учетом поляризуемостей имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\rm Po} - \frac{e^2}{4\pi m}\omega^2 \left[\frac{\alpha+\beta}{2}\left(1+\cos\Theta\right)^2 + \frac{\alpha-\beta}{2}\left(1-\cos\Theta\right)^2\right] + O(\omega^4),$$

 $\left(rac{d\sigma}{d\Omega}
ight)_{
m H}$

сечение Поуэлла рассеяния фотона на точечной
 заряженной частице спина ½ с аномальным магнитным
 моментом

Комптоновское рассеяние на протоне

Разложение дифференциального сечения в лабораторной системе с учетом поляризуемостей имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{P_0} - \frac{e^2}{4\pi m}\omega^2 \left[\frac{\alpha+\beta}{2}\left(1+\cos\Theta\right)^2 + \frac{\alpha-\beta}{2}\left(1-\cos\Theta\right)^2\right] + O(\omega^4),$$

В комптоновском рассеянии на нейтроне поляризуемости проявляются при ω^4

Правило сумм Балдина

Сумма поляризуемостей может быть рассчитана как (Балдин, 1960)

$$\alpha_N + \beta_N = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_N(\omega)}{\omega^2} d\omega,$$

где ω_0 – порог фотопоглощения на нуклоне (Левчук & Львов, 2000)

$$\alpha_p + \beta_p = 14.0 \pm 0.5; \qquad \alpha_n + \beta_n = 15.2 \pm 0.5$$

в единицах 10⁻⁴ Фм³

Анализ экспериментальных данных по дифференциальному сечению комптоновского рассеяния на протоне при энергиях $\omega < 150 \text{ МэВ}$ дал значения

$$\alpha_p = 11.7 \pm 0.8(exp) \pm 0.7(theory)$$

И

 $\beta_p = 2.3 \pm 0.9(exp) \pm 0.7(theory)$

Трудности:

- отсутствие плотной, стабильной нейтронной мишени;
- малость дифференциального сечения комптоновского рассеяния на нейтроне.

Трудности:

- отсутствие плотной, стабильной нейтронной мишени;
- малость дифференциального сечения комптоновского рассеяния на нейтроне.

Рассеяние нейтронов в кулоновском поле тяжелых ядер (Еник, 1997):

$$\alpha_n \sim 7 \div 19$$

$$\gamma d \rightarrow \gamma' np$$

Теория (Левчук, Львов, Петрунькин, 1994)

Эксперимент (Коссерт и др., 2002)

- Угол рассеяния 136⁰
- Энергии фотона 200 \div 400 МэВ

 $\alpha_n = 12.5 \pm 1.8(stat)^{+1.1}_{-0.6}(syst) \pm 1.1(model)$

 $\beta_n = 2.7 \mp 1.8(stat)^{+0.6}_{-1.1}(syst) \mp 1.1(model)$

$$\gamma d \rightarrow \gamma' d'$$

Можно измерить
$$\alpha_s=rac{lpha_p+lpha_n}{2}$$
, $\beta_s=rac{eta_p+eta_n}{2}$ и использовать данные по протону

$$\alpha_p = 11.7 \pm 1.1, \ \beta_p = 2.3 \pm 1.1$$

 $\gamma d \rightarrow \gamma' d'$

Данные	α,	β_{s}	$\alpha_s - \beta_s$
Иллинойс	11.8±1.4	2.9∓1.4	8.9±2.8
SAL	11.7±1.2	2.8 ∓ 1.2	8.9±2.4
MAX-lab	13.1±1.9	1.4 ∓ 1.8	11.7±3.7
MAX-lab	13.2±0.9	1.4∓0.9	11.8±1.8
Среднее	12.7±0.7	2.1∓0.6	10.6±1.2

Таким образом, результат обработки данных в рамках модели (Левчук & Львов, 2000) дает



$$\alpha_s = 12.7 \pm 0.7, \qquad \beta_s = 2.1 \pm 0.6$$

 $vd \rightarrow v'd'$



Итоги

$$\gamma d \rightarrow \gamma' np$$

$$\alpha_n = 12.5 \pm 1.8(stat)^{+1.1}_{-0.6}(syst) \pm 1.1(model)$$

$$\beta_n = 2.7 \mp 1.8(stat)^{+0.6}_{-1.1}(syst) \mp 1.1(model)$$

$$\gamma d \longrightarrow \gamma' d'$$

$$\alpha_n = 13.7 \pm 1.8, \qquad \beta_n = 1.9 \pm 1.6$$

Некогерентное фоторождение пиона на дейтроне

Мотивация исследования

Ранее имевшиеся данные относились к энергиям выше 200 МэВ (при пороге около 150МэВ).

2018 год — первые измерения сечения реакции $\gamma d \to \pi^- pp$ в пороговой области энергий $E_{\gamma} < 160$ МэВ (лаборатория МАХ IV Лундского университета).

Пусть

$$k = (k^0, \mathbf{k}), p_d = (\varepsilon_d, \mathbf{p}_d), q = (\varepsilon_\pi, \mathbf{q}), p_1 = (\varepsilon_1, \mathbf{p}_1), p_2 = (\varepsilon_2, \mathbf{p}_2)$$

4-импульсы $\gamma, d, \pi^-, N_1, N_2$ соответственно;

$$k^0_{lab} = E_{_{\gamma}}$$
 И $k^0_{_{cm}} = \omega = E_{_{\gamma}}M$ / $W_{_{\gamma d}}$ —

энергия фотона в лабораторной системе и системе центра масс соответственно, где $W_{\gamma d} = \sqrt{M^2 + 2ME_{\gamma}}$ – инвариантная масса, M – масса дейтрона.

Удобно в качестве кинематических переменных взять энергию фотона, импульс пиона и углы вылета одного из протонов в системе центра масс конечной нуклон-нуклонной пары.

Тождество

$$W_{NN} = 2\varepsilon_P = 2\sqrt{\mathbf{P}^2 + m^2} = \sqrt{(k + p_d - q)^2}$$

позволяет найти импульс нуклона *P*. Буст импульсов **P** и – **P** со скоростью

$$\mathbf{v} = (\mathbf{k} + \mathbf{p}_d - \mathbf{q}) / (k^0 + \varepsilon_d - \varepsilon_\pi)$$

дает импульсы конечных протонов

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{P} + \gamma \mathbf{v} \left[\frac{\gamma}{1+\gamma} \mathbf{v} \cdot \mathbf{P} + \varepsilon_p \right], \quad \mathbf{p}_2 = -\mathbf{P} + \gamma \mathbf{v} \left[-\frac{\gamma}{1+\gamma} \mathbf{v} \cdot \mathbf{P} + \varepsilon_p \right], \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\mathbf{v}^2}},$$

т.е. кинематика полностью определена.

Дифференциальное сечение реакции имеет вид $\frac{d\sigma}{d\mathbf{q}d\Omega_{\mathbf{P}}} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{m^2 \varepsilon_d \left|\mathbf{P}\right|}{8k \cdot p_d} \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{6} \left|T\right|^2.$

Множитель ½ возникает из-за тождественности нуклонов, 1/6 – из-за усреднения по начальным спиновым состояниям частиц. В $|T|^2$ подразумевается суммирование по поляризациям начальных и конечных частиц.



 Для описания дейтронной вершины использовалась дейтронная волновая функция, полученная для CD-Bonn NN-потенциала.



Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. C – 2001. – Vol. 63, № 2 – 024001(32).

- Для описания дейтронной вершины использовалась дейтронная волновая функция, полученная для CD-Bonn NN-потенциала.
- Для описания фоторождения пиона на нуклоне использована модель MAID07.



A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV / D. Drechsel [et al.] //Nucl. Phys. A – 1999. – Vol. 645, Iss. 1 – P. 145–174.

- Для описания дейтронной вершины использовалась дейтронная волновая функция, полученная для CD-Bonn NN-потенциала.
- Для описания фоторождения пиона на нуклоне использована модель MAID07.
- Амплитуда pp-рассеяния получена путем решения интегрального уравнения Липпмана-Швингера для CD-Bonn потенциала.



Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. C – 2001. – Vol. 63, № 2 – 024001(32).

- Для описания дейтронной вершины использовалась дейтронная волновая функция, полученная для CD-Bonn NN-потенциала.
- Для описания фоторождения пиона на нуклоне использована модель MAID07.
- Амплитуда pp-рассеяния получена путем решения интегрального уравнения Липпмана-Швингера для CD-Bonn потенциала.



 Амплитуда πN-рассеяния – решение уравнения Липпмана-Швингера для сепарабельного потенциала, построенного в работе

Nozawa S., Blankleider B., Lee T. S. H. *Nuclear Physics A*, 1990, vol. 513, iss. 3–4, pp. 459–510.

Полное сечение фоторождения. Энергетическая зависимость

Экспериментальные данные – лаборатория МАХ IV Лундского университета (2018).

Сплошная красная линия:

Near-threshold π⁻ photoproduction on the deuteron [Electronic recourse] / Strandberg, B. [et al.] // Repository of e-prints arxiv.org. – Mode of access: https://arxiv.org/abs/1812.03023. – Date of access: 14.11.2019.

Сплошная синяя линия:

Near-threshold incoherent pion photoproduction on the deuteron with final-state interaction effects / E. M. Darwish [et al.] // Annals of Physics – 2019. – Vol. 411 – 167990(26).



Полное сечение фоторождения. Энергетическая зависимость

Примечательно, что поведение данных по реакции $\gamma d \to \pi^+ nn$ схоже с приведенными теоретическими предсказаниями для $\gamma d \to \pi^- pp$





Полное сечение фоторождения. Энергетическая зависимость



Дифференциальные сечения



Правило сумм Герасимова — Дрелла — Хирна

$$\frac{4\pi^2 \alpha \kappa^2}{m^2} S = \int_0^\infty \frac{\sigma_P(E_\gamma) - \sigma_A(E_\gamma)}{E_\gamma} dE_\gamma,$$

где σ_P и σ_A - полные сечения фотопоглощения с параллельными и антипараллельными состояниями спинов фотонов и частиц-мишени соответственно

Спирально-зависимые дифференциальные

сечения для π



Спирально-зависимые дифференциальные

сечения для π^0 Ey=150 MeV Ey=155 MeV E_y=160 MeV 0.15 0.15 0.15 لتهاظلوا إسلها المالية ا 0.1 0.1 0.1 0.05 0.05 0.05 0 0 60 120 180 60 120 180 60 120 180 0 0 0.25 0.25 0.25 bo^\dQ__ [µb/m] 0.2 0.2 0.2 0.15 0.15 0.15 0.1 0.1 0.1 0.05 0.05 0.05 Ω 0 60 120 180 60 120 180 60 120 180 0 0 0.1 0.1 0.1 فزم^حم)ظکي إينه/در] 0 0 0 -0.1 -0.1 -0.1 -0.2 -0.2 -0.2 60 120 180 60 120 180 120 180 0 0 0 60 θ_ [deg] [dog] [deg] θ_ θ

Поляризационные наблюдаемые

Сечение рассеяния на поляризованной дейтронной мишени записывается как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \{ 1 - \sqrt{\frac{3}{4}} \mathbf{P}_z \sin \theta_H \sin \phi_H \mathbf{T}_{11} + \sqrt{\frac{1}{2}} \mathbf{P}_{zz} [\frac{3\cos^2 \theta_H - 1}{2} \mathbf{T}_{20} - \frac{3}{8} \sin 2\theta_H \cos \phi_H \mathbf{T}_{21} + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta_H \cos^2 2\phi_H \mathbf{T}_{22}] \},$$

Поляризационные наблюдаемые

$$\sum = \frac{(d\sigma/d\Omega_{\pi})^{\parallel} - (d\sigma/d\Omega_{\pi})^{\perp}}{(d\sigma/d\Omega_{\pi})^{\parallel} + (d\sigma/d\Omega_{\pi})^{\perp}} = -\frac{1}{S} 2 \int_{q\min}^{q\max} fq^2 dq$$
$$\times \int d\Omega_{\bar{P}} \operatorname{Re} \sum_{m_2 m_1 m_d} \langle m_2 m_1 | T | + 1 m_d \rangle$$
$$\times \langle m_2 m_1 | T | - 1 m_d \rangle^*,$$

$$T_{11} = \frac{1}{S}\sqrt{6} \int_{q\min}^{q\max} fq^2 dq \int d\Omega_{\vec{P}}$$

$$\times \operatorname{Im} \sum_{m_2m_1\lambda} (\langle m_2m_1 | T | \lambda + 1 \rangle - \langle m_2m_1 | T | \lambda - 1 \rangle))$$

$$\times \langle m_2m_1 | T | \lambda 0 \rangle^*,$$

$$T_{20} = \frac{1}{S} \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{q\min}^{q\max} fq^2 dq \int d\Omega_{\vec{P}}$$

$$\times \sum_{m_2m_1\lambda} (|\langle m_2m_1 | T | \lambda - 1 \rangle|^2 + |\langle m_2m_1 | T | \lambda + 1 \rangle|^2)$$

$$-2|\langle m_2m_1 | T | \lambda 0 \rangle|^2),$$

$$T_{21} = \frac{1}{S}\sqrt{6} \int_{q\min}^{q\max} fq^2 dq \int d\Omega_{\vec{P}}$$

$$\times \operatorname{Re} \sum_{m_2m_1\lambda} (\langle m_2m_1 | T | \lambda - 1 \rangle - \langle m_2m_1 | T | \lambda + 1 \rangle)$$

$$\times \langle m_2m_1 | T | \lambda 0 \rangle^*,$$

$$T_{22} = \frac{1}{S} 2\sqrt{3} \int_{q\min}^{q\max} fq^2 dq \int d\Omega_{\vec{P}}$$

$$\times \operatorname{Re} \sum_{m_2m_1\lambda} \langle m_2m_1 | T | \lambda - 1 \rangle \langle m_2m_1 | T | \lambda + 1 \rangle^*.$$

Угловые распределения односпиновых асимметрий в реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ при различных энергиях фотона в лабораторной системе



Угловые распределения односпиновых асимметрий в реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$ при различных энергиях фотона в лабораторной системе





Угловые распределения односпиновых асимметрий в реакции $\gamma d \to \pi^0 n p$ при различных энергиях фотона в лабораторной системе









Когерентное фоторождение пиона на дейтроне

Мотивация исследования

В 2020 году опубликованы уникальные измерения компоненты тензора анализирующей способности *T*₂₀ для реакции γ*d* → π⁰*d*. Измерения проводились на установке ВЭПП-3 в Институте ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН.

Measurement of the tensor analyzing power T_{20} for the reaction $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ / V.V. Gauzshtein [et al.] // Eur. Phys. J. – 2020. – Vol. 56, No. 6. – 169 (7).

Расчет проводится в γd цм-системе. Обозначим как

$$k = (\omega, \vec{k}), \quad p = (E, -\vec{k}), \quad q = (\varepsilon_{\pi}, \vec{q}), \quad p' = (E', -\vec{q})$$

4-импульсы γ , d, π^0 , d' соответственно.

$$W_{\gamma d} = \sqrt{M^2 + 2ME_{\gamma}} -$$

полная энергия системы, $E_{\gamma}~-$ энергия фотона в лабораторной системе.

Отметим, что для массы пиона $\mu = 134.98~{
m MeV}$ пороговая энергия реакции равна

$$E_{\gamma}^{\text{th}} = \mu + \frac{\mu^2}{2M} = 139.8 \text{ MeV}$$

В качестве независимых кинематических переменных используем энергию фотона в лабораторной системе E_{γ} и угол вылета пиона в цм-системе θ .

Импульс пиона в системе центра масс можно выразить как $q = \frac{1}{2W} \sqrt{[W^2 - (M + \mu)^2][W^2 - (M - \mu)^2]}$

Кинематика, таким образом, полностью определена

Мы вычисляем только половину из 18 ампитуд, например те, для которых $\lambda = 1,$ и используем равенство

$$\langle -m'_d | T | -\lambda - m_d \rangle = (-1)^{m_d + m'_d} \langle m'_d | T | \lambda m_d \rangle,$$

следующее из сохранения четности.

Следовательно, неполяризованное дифференциальное сечение реакции можно записать как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{EE'q}{E_{\gamma}MW} \frac{1}{6} 2 \sum_{\substack{m_d m'_d \\ m_d = m'_d}} |\langle m'_d| T | 1m_d \rangle|^2 = \frac{1}{16\pi^2} \frac{EE'}{W^2} \frac{q}{\omega} \frac{1}{6} 2 \sum_{\substack{m_d m'_d \\ m_d = m'_d}} |\langle m'_d| T | 1m_d \rangle|^2$$

Компоненту тензорной анализирующей способности T_{20} , таким образом, можно определить следующим выражением

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sum_{m'_d} (|\langle m'_d | T | 1 - 1 \rangle|^2 + |\langle m'_d | T | 1 + 1 \rangle|^2 - 2|\langle m'_d | T | 1 0 \rangle|^2)}{\sum_{m'_d m_d} |\langle m'_d | T | 1 m_d \rangle|^2}$$

Модель реакции

В этом расчете мы ограничиваемся плосковолновым импульсным приближением (ПВИА)



Модель реакции

• Для описания дейтронной вершины мы используем дейтронную волновую функцию, полученную из зарядозависимого боннского нуклон-нуклонного потенциала (CD-Bonn NN potential).

Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. C – 2001. – Vol. 63, № 2 – 024001(32).

Модель реакции

- Для описания дейтронной вершины мы используем дейтронную волновую функцию, полученную из зарядозависимого боннского нуклон-нуклонного потенциала (CD-Bonn NN potential).
- Для элементарных амплитуд реакции $\gamma N \to \pi N$ использована унитарная изобарная модель MAID07 в CGLN параметризации.

A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV / D. Drechsel [et al.] //Nucl. Phys. A – 1999. – Vol. 645, Iss. 1 – P. 145–174.

Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production / G.F. Chew [et al.] / Phys. Rev. – 1957. – Vol. 106, No. 6. – P. 1345–1355.

Зависимость от выбора нуклон-нуклонного потенциала 0.0 0.0 0.0 E, = 260 MeV E, = 340 MeV E. = 400 MeV -0.1 -0.2 -0.2 0.2 ب الاح -0.4 -0.4 -0.3 -0.6 -0.6 -0.4 -0.8 -0.8 -0.5 -1 0 .1 0 100 130 140 130 100 110 120 130 140 110 120 100 110 120 140

 θ [deg]

θ [deg]

- ^{θ [deg]} • Черные кривые: CD-Bonn;
- Синие кривые: V18;
- Красные кривые: Nijm93.

Результаты для Nijmll совпадают с результатами для V18.



Эксперимент: V.V. Gauzshtein [et al.] // Eur. Phys. J. – 2020. – Vol. 56, No. 6. – 169 (7).

Черные линии: MAID07 + CD Bonn deuteron wave function (our results).

Синие линии: Coherent π^0 and η photoproduction on the deuteron / S.S. Kamalov, L. Tiator, C. Bennhold // Phys. Rev. C – 1997. – Vol. 55, No. 1 – P. 98–110.

Красные линии: MAID07 + CD Bonn wave function (E.M. Darwish // Private communication).

Голубая линия: Coherent pion photoproduction on the deuteron in the ∆ resonance region / P. Wilhelm, H. Arenhövel // Nucl. Phys. A. – 1995. – Vol. 593. – No. 4. – P. 435–462.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!