

ІНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ІМЕНІ О.І. АХІЄЗЕРА
НАЦІОНАЛЬНИЙ НАУКОВИЙ ЦЕНТР
«ХАРКІВСЬКИЙ ФІЗИКО–ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Котляр Володимир Вікторович

УДК 539.172

ДИСЕРТАЦІЯ

**ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРОЦЕСИ
ЗА УЧАСТЮ ТРИЧАСТИНКОВИХ СИСТЕМ**

01.04.02 — «теоретична фізика»

Фізико–математичні науки

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико–математичних наук.

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ В.В.Котляр

Науковий керівник **Бакай Олександр Степанович**, доктор фізико–математичних наук, професор, академік НАН України

АНОТАЦІЯ

Котляр В.В. Електромагнітні процеси за участю тричастинкових систем.

– Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 «Теоретична фізика» (104 – Фізика та астрономія). – Інститут теоретичної фізики імені О.І. Ахієзера Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України, Харків, 2021.

Дисертаційна робота присвячена розвитку методів у теорії електромагнітної взаємодії за участю систем трьох частинок та дослідженню процесів розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ фотонами та електронами, а також радіаційного захвату протонів дейтронами. На основі подальшого вдосконалення наявних і розробці нових методів вивчається вплив двочастинкових струмів, що генеруються обміном мезонами, на диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в реакціях з реальними фотонами. В дослідженнях використовуються числові розв'язки рівнянь Фаддєєва для реалістичних моделей дво- та тричастинкових ядерних сил. Аналіз спінової структури зв'язаного стану трьох нуклонів та розрахунки двохчастинкового розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ фотонами виконуються з хвильовими функціями в тензорній формі.

В тензорному представленні хвильові функції зв'язаного стану трьох нуклонів залежать від векторів відносних імпульсів, \vec{p} та \vec{q} , чотирьох спінових і трьох зарядових (ізоспінових) змінних. Тензорна хвильова функція ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ з повним ізоспіном $\frac{1}{2}$ складається з $32x$ комплексних компонент. Для тензорної хвильової функції зв'язаного стану трьох нуклонів отримано вирази у вигляді суперпозиції добутків спін-кутових тензорів та парціально-хвильових компонент.

В обчисленнях, результати яких наведено нижче, використовуються числові розв'язки рівнянь Фаддєєва для сучасних реалістичних моделей вза-

ємодії між нуклонами, таких як боннський, паризький, аргонський AV18 нуклон–нуклонні потенціали та AV18 у поєднанні з урбанськими тричастинковими силами Urb–IX. Розв’язки рівнянь Фаддєєва, з якими проводяться обчислення, являють собою числові дані для парціально–хвильових компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ з $\alpha = 1 \dots 34$. Ці компоненти мають значення орбітальних (повних) кутових моментів у двочастинковій підсистемі та нуклона спектатора $L, l \leq 5$ ($J \leq 4$, та $j \leq 9/2$). Розроблена конструкція тензорної хвильової функції є новою.

З тензорною хвильовою функцією було досліджено поляризації нуклонів, а також залежні від проекцій спінів імпульсні розподіли нуклонів і протон–дейтронних кластерів у орієнтованих $3N$ –ядрах.

Згідно з проведеними розрахунками, поляризація нейтрона в ядрі ${}^3\text{He}$ становить 87 % ... 90 % для розглянутих потенціалів взаємодії між нуклонами. Для поляризації протона отримано негативні значення, які змінюються в межах від -2.6 % до -2 % залежно від використовуваної хвильової функції з’язаного стану $3N$ –системи. Поляризації нуклонів, які є інтегральними характеристиками спінових станів нуклонів, а також імпульсні розподіли нуклонів і pd –кластерів незначно варіюються для використовуваних хвильових функцій при значеннях імпульсів $q \lesssim 300$ MeV/c. Відмінності між хвильовими функціями, наприклад для паризького та боннського NN–потенціалів, помітно виявляють себе в імпульсних розподілах нейтронів (pd –кластерів) при $q \gtrsim 300(450)$ MeV/c.

Досліджено імпульсні розподіли нуклонів і pd –кластерів, що залежать від спінових змінних, як функції кутів вектора $\vec{q}/|\vec{q}|$. Визначено області імпульсів \vec{q} , в яких поляризації нуклонів досягають помітної величини, та орієнтовані ядра ${}^3\text{He}$ можуть становити інтерес для використання їх в якості ефективної поляризованої протонної або нейтронної мішені.

Тензорне представлення для хвильової функції та методи, що розроблено для обчислення та аналізу імпульсних розподілів нуклонів та pd –кластерів,

було застосовано в дослідженні амплітуд двочастинкового фоторозщеплення ${}^3\text{He}$. Такі амплітуди містять крім хвильових функцій також матричні елементи оператора електромагнітного струму ядра ${}^3\text{He}$.

В даній роботі гамільтоніан електромагнітної взаємодії ядра містить вклади одночастинкових струмів та двочастинкових мезонних обмінних струмів. Струми взаємодії, до яких належать мезонні обмінні струми, є суттєвим елементом теорії електромагнітної взаємодії за участю атомних ядер. Незалежність амплітуд реакцій від калібрування електромагнітного поля забезпечується, як відомо, в розрахунках з власними векторами гамільтоніана ядра \mathcal{H} для початкових та кінцевих станів систем нуклонів разом з електромагнітним струмом ядра, що містить струми взаємодії та задовольняє рівнянню безперервності з тим же самим гамільтоніаном \mathcal{H} . Досвід, накопичений в теорії фото- та електророзщеплення дейтрону, свідчить, що сумісне врахування мезонних обмінних струмів та взаємодії в кінцевому стані реакції є важливим для отримання обґрунтованих передбачень та інтерпретації експериментальних даних.

В дисертаційній роботі з метою дослідження впливу двочастинкових мезонних обмінних струмів на перерізи реакцій та поляризаційні спостережувані в електромагнітних процесах за участю тричастинкових систем було розвинено нові методи, які забезпечують включення мезонних обмінних струмів до розрахунків амплітуд в імпульсному представленні для зв'язаних станів та станів розсіяння трьох нуклонів з використанням числових розв'язків рівнянь Фаддєєва.

Ааналіз і обчислення матричних елементів мезонних обмінних струмів піонного радіусу дії проведено для матричних елементів між зв'язаним станом трьох нуклонів та базисними станами в просторі трьох нуклонів з квантовими числами в схемі jJ -зв'язку. Трансформацію та спрощення матричних елементів, які мають вигляд багатовимірних інтегралів, здійснено за допомогою методів квантової теорії кутового моменту та спеціальних функцій

математичної фізики.

Шестикратні інтеграли по кутовим змінним відносних імпульсів було перетворено до виду добутку чотири- та двократних інтегралів. В рамках одного з розроблених підходів ці інтеграли було розраховано на основі числових методів. Такий підхід забезпечив гнучкість в обчисленнях амплітуд досліджуваних процесів та використання різних моделей двочастинкових струмів. Із застосуванням аналітичних методів розмірність чотирикратних кутових інтегралів була зменшена до двох, що дозволило провести незалежну перевірку результатів і прискорити числові розрахунки. Такий альтернативний підхід, для якого є важливою аналітична форма виразів для мезонних обмінних струмів, вимагає окремого розглядання кожної моделі двочастинкових струмів.

Розвинуто формалізм, на основі якого послідовно побудовано мультипольні розклади для Фур'є-образу ядерного струму. Без залучення довгохвильового наближення ці розклади перетворено з ціллю врахування вкладів багаточастинкових струмів взаємодії в мультиполях електричного типу, які виражено в термінах матричних елементів зарядової щільності. Мультипольне представлення для струму ядра отримано в формі, яка враховує частину вкладів багаточастинкових струмів у обчисленнях з одночастинковим оператором зарядовим щільності та дозволяє проводити з ним розрахунки в імпульсному представленні для станів нуклонів. Побудоване перетворення є аналогом теореми Зігерта.

На основі розроблених методів для обчислення матричних елементів мезонних обмінних струмів та мультипольного представлення для струму ядра проведено вивчення механізмів радіаційного захвату протонів дейтронами при енергіях нижче порогу народження π -мезонів. Обчислення проведено з урахуванням взаємодії між протонами та дейтронами в початковому стані реакції. Показано, що струми взаємодії істотно впливають на диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані та суттєво зменшують розходжен-

ня між результатами обчислень та експериментальними даними в цій кінематичній області. З порівняння спостережуваних, отриманих з явними конструкціями мезонних обмінних струмів, і за допомогою аналога теореми Зіггера, впливає, що при енергії фотонів $E_\gamma^{lab} \lesssim 70$ MeV обидва підходи дають близькі результати. Відмінності між передбаченнями на основі цих підходів виявляються при більших енергіях та в кутових розподілах в областях поблизу 0° та 180° .

Дослідження впливу мезонних обмінних струмів на спостережувані в радіаційному захопленні протонів дейтронами при енергіях нижче порогу народження π -мезонів було доповнено вивченням механізмів реакції фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ поблизу та вище цього порогу. Ядерний струм, з яким розраховано амплітуди реакції, містить одночастинкові конвекційний та спіновий струми, двочастинкові мезонні обмінні струми піонного радіусу дії, а також струм, що описує спін-орбітальну електромагнітну взаємодію з нуклонами. Обчислення проведено з тензорною хвильовою функцією зв'язаного стану трьох нуклонів. Кінцевий стан реакції описувався антисиметризованим добутком хвильових функцій дейтрона та протона.

Досліджено відносну роль розглянутих електромагнітних струмів у формуванні енергетичних та кутових залежностей диференціального перерізу $\sigma(E_\gamma, \theta_p) \equiv d\sigma/d\Omega_p$ реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$, а також диференціальних перерізів та коефіцієнта асиметрії $\Sigma(E_\gamma, \theta_p)$ в $\vec{\gamma}{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими гамма-квантами. Енергію фотонів позначено E_γ , кут емісії фотонів — θ_p .

Розрахунки з хвильовими функціями для чотирьох використаних реалістичних моделей ядерних сил показують, використання одночастинкових механізмів фотопоглинання не дозволяє описати експериментальні дані про диференціальні перерізи реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ при енергіях фотонів вище порогу народження π -мезонів.

Включення π -мезонних обмінних струмів приводить до збільшення диференціального перерізу $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$, яке може досягати, наприклад 3,85

(4,50) разів при енергії фотонів $E_\gamma^{lab} = 100$ MeV (120 MeV) в розрахунках з хвильовою функцією для AV18 (боннського) потенціалу. Кут емісії протонів у системі центру мас позначено θ_p^{cm} . Включення двочастинкових механізмів фотопоглинання зменшує (збільшує) чутливість перерізів реакції (коефіцієнта асиметрії) до ядерних хвильових функцій.

Урахування струмів взаємодії значною мірою зменшує відмінності між результатами обчислень і експериментальними даними. Перерізи $\sigma(E_\gamma^{lab} = 240$ MeV, $\theta_p^{cm} = 90^\circ$), які розраховано з конвекційним, спіновим, спін-орбітальним, π -мезонними обмінними струмами та з використанням хвильових функцій для боннського та AV18UrbIX потенціалів, складають ~ 60 % і ~ 75 % від експериментальних значень. Водночас, вклади π -мезонних обмінних струмів, які розраховано в наближенні плоских хвиль, не поліпшують опис даних про коефіцієнт асиметрії.

Відносна роль спін-орбітального струму збільшується з енергією E_γ^{lab} , проте π -мезонні обмінні струми роблять менш помітним вплив спін-орбітального струму на спостережувані. Спін-орбітальний струм зменшує переріз $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm})$ при кутах емісії протонів $\theta_p^{cm} \lesssim 30^\circ$ і коефіцієнт асиметрії Σ при $60^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$.

Вперше показано, що вклади мезонних обмінних струмів у амплітуду реакції якісно змінюють характер енергетичних і кутових розподілів перерізу та коефіцієнта асиметрії Σ , отриманих з S-хвилями. Включення π -мезонних обмінних струмів згладжує ці розподіли, призводить до заповнення мінімуму функції $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ; L = l = 0)$, яку розраховано з конвекційним та спіновим струмами, а також до зміни знака Σ . Вплив π -мезонних обмінних струмів на спостережувані визначається компонентами хвильових функцій з парними $L + S$, головним чином з $L = S = 0$. Спін у двочастинковій підсистемі позначено S . Струми взаємодії підсилюють роль S-хвиль відносно до інших компонент хвильової функції. Диференціальний переріз і коефіцієнт асиметрії реакції в області $E_\gamma^{lab} \simeq 120$ MeV...300 MeV визначаються ком-

понентами хвильових функцій ядра ${}^3\text{He}$ з $J = 0, 1$ і 2 . Вклади компонент хвильових функцій з $J = 3, 4$ не є суттєвими.

Розроблено нову модель π -мезонних обмінних струмів, яка дозволяє включити в теорію фотопроцесів на атомних ядрах ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, які знаходяться на масовій оболонці. Струми в моделі, що запропоновано, містять електромагнітні формфактори нуклонів. Аргументи цих формфакторів виражено через імпульси нуклонів, що беруть участь у процесі, та енергію фотона. У граничному випадку, коли аргументи формфакторів покладаються рівними квадрату переданого 4-імпульсу, побудована модель призводить до конструкцій мезонних обмінних струмів, які було використано в розрахунках перерізів реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$. Показано, що наслідком урахування таких ефектів є зменшення впливу π -мезонних обмінних струмів на диференціальні перерізи реакції в 2,1 рази при $E_\gamma^{lab} = 300$ MeV і $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. За тих же умов ефекти сходу з енергетичної оболонки зменшують цей переріз на 31 %. Дані наведено для перерізів, що отримано з хвильовими функціями для паризького потенціалу.

Методи обчислення амплітуд фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ та радіаційного захоплення протонів дейтронами, що розроблено, є новими. Дослідження двочастинкових механізмів фотопоглинання в $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ з розв'язками рівнянь Фаддєєва для початкового pd -стану та ядра ${}^3\text{He}$ в області енергій фотонів нижче порогу народження π -мезонів виконано вперше. Вивчення впливу мезонних обмінних струмів на спостережувані в $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \text{p} + \text{d}$ з використанням повних розв'язків рівнянь Фаддєєва для хвильової функції зв'язаного стану трьох нуклонів, аналіз ролі компонент хвильової функції з орбітальними моментами 1,3,4 і 5, а також ефектів сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів проведено вперше.

Результати досліджень, викладені в дисертації, є внеском в теорію елек-

тромагнітної взаємодії за участю атомних ядер, в розвиток та поглиблення уявлень про механізми реакцій радіаційного захоплення та фоторозщеплення ядер. На основі проведених обчислень було надано інтерпретацію експериментальних даних, що отримано в Харківському Фізико–Технічному Інституті, Univ. of Wisconsin tandem accelerator lab., Paul Scherrer Institut, Univ. of Illinois, Saskatchewan Accelerator Lab., Saclay, Frascati, Kyushu Univ., а також на Indiana Univ. Cyclotron Facility та MAMI accelerator в Mainz. Результати досліджень було використано при підготовці експерименту в Paul Scherrer Institut. Методи, що було розвинено, можуть бути основою для розрахунків амплітуд інших процесів у області проміжних енергій, де парціально–хвильові розкладання є неефективними, для вивчення ефектів, обумовлених слабкою взаємодією в системі трьох нуклонів, а також для отримання передбачень для спостережуваних у процесах з реальними та віртуальними фотонами з метою розробки програм нових експериментів.

Підхід, що розроблено для обчислення та дослідження структури залежних від спінів імпульсних розподілів нуклонів і pd -кластерів в орієнтованих $3N$ -ядрах, може бути також корисним для вивчення поляризаційних властивостей c - і b -кварків у орієнтованих зачарованих і боттом баріонах.

Ключові слова: електромагнітна взаємодія, радіаційне захоплення, фото-реакції, мезонні обмінні струми, ядра гелію та тритію, імпульсні розподіли, поляризаційні спостережувані.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕТРАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Kotlyar V.V., Kamada H., Golak J., Glöckle W. Partial wave decomposition for meson exchange currents in few nucleon systems. *Few Body Systems*. 2000. Vol. 28, № 1. P. 35–63. [Квартиль Q2 \(2000\)](#).

2. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V., Sagara K., Akiyoshi H. Faddeev Calculations of Proton-Deuteron Radiative Capture with Exchange Currents. *Phys. Rev. C*. 2000. Vol. 62, № 5. P. 054005-1–054005-16. [Квартиль Q1 \(2000\)](#).

3. Kamada H., Golak J., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Faddeev calculations of Proton–Deuteron Radiative Capture with π^- and ρ –Meson Exchange Currents of the Argonne Potentials. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 684, №.3-4. P. 618–622. [Квартиль Q2 \(2001\)](#).

4. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Ziemer G., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Selected electromagnetic processes in three–nucleon systems. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 689, № 1–2. P. 41-48. [Квартиль Q2 \(2001\)](#).

5. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Calculation of the cross section for the reaction at intermediate photon energies. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2001. Vol. 1(37). P. 50–52.

6. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Two–body photodisintegration of ^3He at intermediate energies. *Journal of Kharkiv National Univ., Phys. series: Nuclei, Particles, Fields*. 2001. Vol. 529, №3(15). P. 12–20.

7. Kotlyar V.V., Jourdan J. Spin structure of three–nucleon bound states. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2005. Vol. 6(45). P. 24–29.

8. Belyaev A.A., Gloeckle W., Golak J., Kamada H., Kotlyar V.V., Witala H. Off–Shell Effects in Electromagnetic Interaction with Bound Nucleons. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2001. Vol. 6(1). P. 187–191.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

9. Kotlyar V.V. Calculation of Polarization Observables in Photo- and Electrodisintegration of ^3He . *The 3rd Int. Symposium "Dubna Deuteron-95"*: Conf. proc. (Dubna, Russian Federation, July 4–7, 1995). Dubna, 1996. P. 221–226.

10. Kotlyar V.V. Mechanisms of Two-Body Breakup of Polarized ^3He by Polarized Electrons. *The 12th Int. Symposium on High-Energy Spin Phys*: Conference proceedings (Amsterdam, The Netherlands, Sept. 10–14, 1996). Eds. C.W. de Jager, et al. World Scientific, 1997. P. 402–404.

11. Kotlyar V.V. Two- and Three-Body Disintegration of ^3He by Polarized Photons and Electrons. *European Research Conference "Polarization in Electron Scattering"*: Abstr. (Santorini, Greece, Sept. 12-17, 1995). Santorini, 1995. P. 85–86.

12. Kotlyar V.V., Nogga A., Kamada H., Golak J., Glöckle W., Witala H. Mechanisms of two-body ^3He photodisintegration above the pion production threshold. *17th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics*: Abstr. (Durham, USA, June 5-10, 2003). Eds. W.Glöckle et al. Durham, 2003. P. 210–211.

13. Котляр В.В. Асимметрии зависящих от спинов импульсных распределений нуклонов в ядрах ^3He і ^3H . *III Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 28 февраля – 4 марта, 2005). Харьков, 2005. С. 17–18.

14. Котляр В.В. Возможность исследования ядерных волновых функций в расщеплении поляризованного ядра ^3He поляризованными электронами. *IV Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 27 февраля–3 марта 2006). Харьков, 2006. С. 27–28.

15. Котляр В.В., Щеглова А.А. Зависящие от спинов импульсные распределения нуклонов в поляризованном ядре ^3He . *VII Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 23 – 27 февраля 2009). Харьков, 2009. С. 80.

ABSTRACT

Kotlyar V.V. Electromagnetic processes involving three–particle systems. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in Physics and Mathematics: Specialty 01.04.02 "Theoretical physics"(104 – Physics and Astronomy). – National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" The National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The dissertation is devoted to the development of methods in the theory of electromagnetic interaction with three–particle systems and to the study of the ^3He disintegration by photons and electrons, as well as radiative capture of protons by deuterons. Based on the further improvement of existing and on development of new methods, the influence of two–particle currents generated by meson exchange on differential cross sections and polarization observables in the reactions with real photons is studied. Numerical solutions of the Faddeev equations for realistic models of two– and three–particle nuclear forces are used in the research. Analysis of the spin structure of the bound state of three nucleons and calculations of two–particle disintegration of the ^3He nucleus by photons are performed with the wave functions in the tensor form.

In the tensor representation, the wave function depends on the vectors of relative momenta, \vec{p} and \vec{q} , four spin and three charge (isospin) variables. Tensor wave function of nuclei ^3He and ^3H with full isospin $\frac{1}{2}$ consists of 32 complex components. For the tensor wave function of the bound state of three nucleons, expressions in the form of the superposition of the products of spin–angular tensors and partial–wave components are obtained.

Numerical solutions of Faddeev equations for realistic models of interaction between nucleons, such as Bonn, Paris, Argon AV18 nucleon–nucleon potentials and AV18 in combination with Urban three–particle forces Urb–IX are used in the calculations, the results of which are given below. The solutions of Faddeev

equations, with which the calculations are performed, are given in the form of numerical data for partial-wave components $\Psi_\alpha(p, q)$ with $\alpha = 1 \dots 34$. These components have the orbital (full) angular momenta in the two-particle subsystem and of the spectator nucleon $L, l \leq 5$ ($J \leq 4$ and $j \leq 9/2$). The developed construction of the tensor wave function is new.

The polarizations of nucleons and the momentum distributions of nucleons and proton-deuteron clusters in oriented $3N$ nuclei, that depend on spin projections, are studied with the tensor wave function.

According to the performed calculations, the polarization of the neutron in the nucleus ${}^3\text{He}$ is 87%...90% for the considered potentials of interaction between nucleons. For the proton polarization, negative values are obtained, which vary from -2.6% to -2% depending on the used wave function of the bound state of the $3N$ system. The polarizations of nucleons, which are integral characteristics of the spin states of nucleons, as well as the momentum distributions of nucleons and pd-clusters slightly differ for the wave functions at momenta $q \lesssim 300$ MeV/c. Differences between wave functions, for example for the Paris and Bonn NN-potentials, are noticeable in the momentum distributions of neutrons (pd-clusters) at $q \gtrsim 300(450)$ MeV/c.

Spin dependent momentum distributions of nucleons and pd-clusters as functions of the vector $\vec{q}/|\vec{q}|$ direction are studied. The areas of momentum \vec{q} in which the polarizations of nucleons reach a significant value and in which the oriented ${}^3\text{He}$ nuclei may be of interest for use as an effective polarized proton or neutron target are determined.

Amplitudes of the ${}^3\text{He}$ two-body photodisintegration are calculated with wave functions in the tensor representation and employing the methods developed for analysis of the momentum distributions of nucleons and pd-clusters in the oriented $3N$ nuclei. In addition to the wave functions, such amplitudes also contain matrix elements of the electromagnetic current operator of the nucleus ${}^3\text{He}$.

In this work, the Hamiltonian of the electromagnetic interaction with a nucleus

contains the contributions of single-particle currents and two-particle meson exchange currents. Interaction currents, which include meson exchange currents, are an essential element of the theory of electromagnetic interaction with atomic nuclei. The independence of the amplitudes of reactions from the calibration of the electromagnetic field is provided, as is known, in calculations with the eigenvectors of the nuclear Hamiltonian \mathcal{H} for the initial and final states of nucleon systems together with the electromagnetic current of the nucleus that contains interaction currents and satisfies the continuity equation with the same Hamiltonian \mathcal{H} . According to the experience gained in the theory of photo- and electrodisintegration of deuteron, the combined consideration of meson exchange currents and interaction in the final state of the reaction is essential for making well-grounded predictions and for experimental data interpretation.

With the aim to study influence of two-particle meson exchange currents on the reaction cross sections and polarizations observables in electromagnetic processes with participation of the three-particle systems, new methods are developed. The methods provide inclusion of meson exchange currents in calculations of the amplitudes with 3N bound and scattering states using numerical solutions of Faddeev equations in the momentum representation.

Analysis and calculation of the matrix elements of π -meson exchange currents are carried out for the matrix elements between the bound state of three nucleons and the basis states in the space of three nucleons with quantum numbers in the jJ -coupling scheme. The matrix elements, which have the form of multidimensional integrals, are transformed and reduced using the methods of quantum theory of angular momentum and special functions of mathematical physics.

Six-fold integrals over the angular variables of relative momentum are transformed into the product of four- and two-fold integrals. In one of the developed approaches, these integrals are calculated employing numerical methods. This approach provides flexibility in calculations of the amplitudes

and the use of different models of two-nucleon currents. With the help of analytical methods, the dimensionality of four-fold angular integrals is reduced down to two, which gives independent verification of the results and speed up numerical calculations. Such an alternative approach, for which the analytical form of expressions for meson exchange current is important, requires a separate consideration of each model of two-particle currents.

A formalism is developed, on the basis of which the multipole expansion for Fourier transform of nuclear current is consistently constructed. Without any use of long-wavelength approximation, the multipole expansion is transformed to account for contributions of many-particle interaction currents in multipoles of electric type that are expressed in terms of charge density matrix elements. The multipole representation for the nuclear current is obtained in the form in which a part of the many-body currents is included in calculations with a single-particle charge density operator. This form is suitable for calculations in momentum representation for nuclear states. The transformation is an analog of Siegert theorem.

Mechanisms of radiative capture of protons by deuterons are studied with the methods developed for calculation of matrix elements of meson exchange currents and the multipole representation for a nuclear current. Interval of energies below the pion-production threshold is analyzed. The calculations are performed with inclusion of the interaction between protons and deuterons in the initial state of the reaction. The interaction currents are shown to affect significantly the differential cross sections and polarization observables and essentially reduce the differences between the results of calculations and experimental data in this kinematic region. From the comparison of the observables, obtained with the explicit form of meson exchange currents and with the analog of Siegert theorem, it follows that at photon energy $E_\gamma^{lab} \lesssim 70$ MeB both approaches give similar results. Differences between predictions obtained within these approaches are found at higher energies and in angular distributions near 0° to 180° .

The study of the meson exchange current effects on observables in proton–deuteron radiation capture at energies below the pion production threshold is supplemented by research into the mechanisms of two–body ${}^3\text{He}$ photodisintegration near and above this threshold. The nuclear current with which the reaction amplitudes are calculated contains one–particle convection and spin currents, two–particle π –meson exchange currents, and a current that originates from the spin–orbit electromagnetic interaction with nucleons. The calculations are performed with the tensor wave function of the bound state of three nucleons. The final state of the reaction is taken as the antisymmetric product of the wave functions of the deuteron and proton.

In the energy region of photons above the π –meson production threshold the relative role of the discussed electromagnetic currents in the formation of energy and angular dependencies of the differential cross section $\sigma(E_\gamma, \theta_p)$ of the reaction $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ and the asymmetry coefficient Σ in $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ with linearly polarized photons is investigated.

Calculations with wave functions for the four realistic models of nuclear forces show that the theory based on the use of single–particle photoabsorption mechanisms does not allow to describe experimental data on the differential cross sections of the reaction $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ at photon energies above the pion production threshold.

The inclusion of π –meson exchange currents results in an increase of the differential cross section $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$, which can reach, for example, 3.85 (4.50) times when $E_\gamma^{lab} = 100$ MeV (120 MeV) in calculations with the wave function for AV18 (Bonn) potential. The inclusion of two–particle photoabsorption mechanisms reduces (increases) the sensitivity of the cross sections (asymmetry coefficient) to nuclear wave functions.

Inclusion of the interaction currents significantly reduces the differences between the results of calculation and the experimental data. Calculations of the cross sections $\sigma(E_\gamma^{lab} = 240\text{MeV}, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$, with convection, spin, spin–orbit,

π -meson exchange currents and with wave functions for Bonn and AV18UrbIX potentials yield $\sim 60\%$ and $\sim 75\%$ of the experimental data. At the same time, the contributions of π -meson exchange currents, which are calculated in the plane wave approximation, do not improve the description of the data on the asymmetry coefficient.

The relative role of spin-orbit current increases with energy E_γ^{lab} , however π -meson exchange currents reduce the influence of spin-orbit current on the observables. Spin-orbit current decreases the cross section σ at proton emission angles $\theta_p^{cm} \lesssim 30^\circ$ and the asymmetry coefficient Σ at $60^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$.

It is shown for the first time that the contributions of meson exchange currents to the reaction amplitude qualitatively change the energy and angular distributions of the cross section and the asymmetry coefficient Σ obtained with S -waves. Inclusion of π -meson exchange currents smooths these distributions and leads to filling of a minimum of $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p = 90^\circ; L = l = 0)$, as a function of the photon energy. These contributions also change the sign of Σ . The influence of π -meson exchange currents on the observables is determined by the components of wave functions with even values of $L + S$, mainly with $L = S = 0$. Interaction currents enhance the role of S -waves relatively to other components of the wave function. Differential cross section and reaction asymmetry coefficient in the region $E_\gamma^{lab} \simeq 120 \text{ MeV} \dots 300 \text{ MeV}$ are determined by the components of the ${}^3\text{He}$ wave functions with $J = 0, 1$, and 2 . The contributions of the components of the wave functions with $J = 3, 4$ are not significant.

A new model of π -meson exchange currents has been developed. This model allows to include in the theory of photoprocesses on atomic nuclei the off-energy-shell effects in the absorption of real photons by a system of interacting nucleons that are on the mass shell. The currents in the proposed model contain electromagnetic form factors of nucleons. The arguments of these form factors are expressed through the momenta of nucleons involved in the process and of the photon energy. In the limiting case, when the arguments of the form factors

are taken to be equal to the four-momentum transfer squared, the developed model results in the construction of meson exchange currents which is used in the calculations of the cross sections of the reaction $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$. It is shown that the off-energy-shell effects lead to a decrease of the of π -meson exchange current influence on the differential cross sections of the reaction by 2.1 times at $E_\gamma^{lab} = 300$ MeB and $\theta_p = 90^\circ$. Under the same conditions, these effects reduce the cross section by 31%. Data are given for cross sections computed with wave functions for the Paris potential.

The methods of calculations developed for the amplitudes of photodisintegration of the ^3He nucleus and for the radiative capture of protons by deuterons are new. Investigation of two-particle mechanisms of photoabsorption in $\text{p} + \text{d} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ with solutions of the Faddeev equations for the initial pd state and the ^3He nucleus in the region of photon energies below the π -meson production threshold is performed for the first time. Study of the meson exchange currents influence on the observables in $\gamma + ^3\text{He} \rightarrow \text{p} + \text{d}$ with complete solutions of the Faddeev equations for the wave function of the bound state of three nucleons, analysis of the role of the wave function components with orbital moments 1,3,4 and 5, as well as the off-energy-shell effects in absorption of real photons by a system of interacting nucleons are performed for the first time.

The results of the researches presented in the dissertation contribute to the theory of electromagnetic interaction with atomic nuclei, to the development of knowledge about the mechanisms of radiative capture and photodisintegration reactions. On the basis of the performed calculations, the experimental data, that were obtained in National Science Center Kharkov Institute of Physics and Technology, Univ. of Wisconsin tandem accelerator lab., Paul Scherrer Institut, Univ. of Illinois, Saskatchewan Accelerator Lab., Saclay, Frascati, Kyushu Univ., and at Indiana Univ. Cyclotron Facility та MAMI accelerator в Mainz, are interpreted. The results of the studies were used in the preparation of the experiment at Paul Scherrer Institut.

The developed methods can serve as a basis for the amplitude calculations of other processes in the area of intermediate energies, where partial-wave decompositions are inefficient, for studies of the effects due to weak interaction in the system of three nucleons, as well as for obtaining predictions for observables in processes with real and virtual photons with the aim to develop programs for new experiments. An approach developed to calculate and to study the structure of spin-dependent momentum distributions of nucleons and pd-clusters in oriented 3N nuclei can also be useful to investigate the polarization properties of c - and b -quarks in oriented charm and bottom baryons.

Keywords: electromagnetic interaction, radiative capture, photoreactions, meson exchange currents, helium and tritium nuclei, momentum distributions, polarization observables.

ЗМІСТ

ЗМІСТ	20
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА АБРЕВІАТУР	22
ВСТУП	23
РОЗДІЛ 1. ДОСЯГНЕННЯ ТА НЕВИРІШЕНІ ПРОБЛЕМИ В ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ЗА УЧАСТЮ ТРИНУКЛОННИХ ЯДЕР	33
Висновки до розділу 1	50
РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЬ ЯДЕРНОГО СТРУМУ ТА АМПЛІТУДИ РЕАКЦІЇ ДВОЧАСТИНКОВОГО ФОТОРОЗЩЕПЛЕННЯ ЯДРА ${}^3\text{He}$	52
2.1. Електромагнітний струм ядра	53
2.2. Властивості симетрії амплітуд $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та спостережувані у реакції з лінійно поляризованими фотонами	57
2.3. Вклади одночастинкових та двочастинкових струмів в амплітуди реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$	60
Висновки до розділу 2	65
РОЗДІЛ 3. ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ ТА СПІНОВА СТРУКТУРА ЯДРА ${}^3\text{He}$	68
3.1. Тензорна форма хвильової функції тринуклонних ядер	69
3.2. Поляризація та залежні від спінових станів імпульсні розподіли протонів та нейтронів в 3N -ядрах	76
3.3. Імпульсні розподіли поляризованих протон-дейтронних кла- стерів в ядрі ${}^3\text{He}$	89
Висновки до розділу 3	100

РОЗДІЛ 4. ЕФЕКТИ МЕЗОННИХ ОБМІННИХ СТРУМІВ В РАДІАЦІЙНОМУ ЗАХОПЛЕННІ ПРОТОНІВ ДЕЙТРОНАМИ ПРИ ЕНЕРГІЯХ НИЖЧЕ ПОРОГА НАРОДЖЕННЯ π -МЕЗОНІВ	104
4.1. Методи обчислення амплітуд реакцій $\gamma^3\text{He} \rightleftharpoons \text{pd}$ з урахуванням двочастинкових струмів	105
4.2. Мультипольні розклади та аналог теореми Зігерта	118
4.3. Мезонні обмінні струми в протон-дейтронному радіаційному захопленні	122
Висновки до розділу 4	126
РОЗДІЛ 5. МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ ВИЩЕ ПОРОГА НАРОДЖЕННЯ π -МЕЗОНІВ	130
5.1. Однчастинкові та двочастинкові механізми фотопоглинання в реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$	131
5.2. Залежність перерізів реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ від компонент хвильових функцій	142
5.3. Ефекти сходу з енергетичної оболонки в реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$	149
Висновки до розділу 5	157
ВИСНОВКИ	162
Подяки	165
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	166
ДОДАТОК А. Базисні стани з квантовими числами в схемі jJ - та \mathcal{LS} - зв'язку для системи трьох нуклонів	185
ДОДАТОК Б. Парціальні компоненти хвильової функції ядра ^3He	188
ДОДАТОК В. Функції F та G для π -мезонних обмінних струмів	189
ДОДАТОК Г. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	191

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА АБРЕВІАТУР

ХФ	—	хвильова функція;
ІР	—	імпульсний розподіл;
ЕМ	—	електромагнітний;
КС	—	конвекційний струм;
СС	—	спіновий струм, струм намагніченості;
СОС	—	спін-орбітальний струм;
МОС	—	мезонний обмінний струм;
π МОС	—	МОС, що генерується обміном π -мезонами;
ρ МОС	—	МОС, що генерується обміном ρ -мезонами;
ФФ	—	формфактор;
\vec{p}, \vec{q}	—	імпульси Якобі в системі трьох частинок;
$\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$	—	хвильова функція зв'язаного стану трьох нуклонів в тензорному представленні;
E_γ	—	енергія фотонів;
θ_p	—	кут емісії фотонів;
$\sigma(E_\gamma, \theta_p)$	—	диференціальний переріз $d\sigma/d\Omega_p$ реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$;
$\Sigma(E_\gamma, \theta_p)$	—	коефіцієнт асиметрії (аналізуюча здатність) в реакції $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Прогрес, досягнутий за останні десятиріччя в теорії електромагнітної (ЕМ) взаємодії за участю три-нуклонних ядер, є пов'язаним значною мірою з використанням розв'язків рівнянь Фаддєєва для зв'язаного стану та станів розсіювання, які отримано з сучасними реалістичними моделями ядерних сил. До числа таких моделей відносяться, наприклад, боннський CD-Bonn і аргонський AV18 нуклон-нуклонні потенціали, урбанські тричастинкові сили UrbIX.

До кінця 90-х років у радіаційному захопленні протонів дейтронами, фото- та електророзщепленні ядра ${}^3\text{He}$ було досліджено ефекти, які зумовлено перерозсіянням у початковому або кінцевих станах. У розрахунках широко використовувалося припущення про одночастинкові механізми реакцій. Частина вкладів дво- та тричастинкових струмів взаємодії в амплітуди реакцій з реальними фотонами враховувалася в довгохвильовому наближенні за допомогою теореми Зігерта.

Включення струмів взаємодії є необхідною умовою [1–5] для забезпечення калібрувальної незалежності амплітуд ЕМ процесів, що розраховуються. Як відомо з теорії реакцій електророзщеплення дейтрона, мезонні обмінні струми (МОС) можуть якісно змінити диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані [3, 6–9].

Отримання надійної інформації про електромагнітні формфактори ($\Phi\Phi$) нейтронів з даних про поляризаційні спостережувані в електророзщепленні ядра ${}^3\text{He}$, неузгодженість між результатами розрахунків і експериментальними даними для радіаційного захоплення та фотореакцій також вимагають більш послідовного розгляду та аналізу механізмів реакцій, зокрема обумовлених струмами взаємодії. Двочастинкові механізми реакцій помітно збільшують [3, 10–14] диференціальні перерізи $\gamma^3\text{He} \rightarrow p d$ та дозволяють зменшити розходження між розрахованими та вимірюваними перерізами. Роль МОС у цій реакції вивчалася в роботах [3, 10–14] у рамках наближення плоских

хвиль для кінцевого стану, тобто взаємодія між протонами і дейтронами в кінцевому стані не враховувалась.

Необхідність розробки методів, на основі яких МОС можуть бути включеними в розрахунки з точними числовими розв'язками рівнянь Фаддєєва [15, 16] для зв'язаного стану та станів розсіювання, вивчення залежності теоретичних передбачень від моделей ЕМ струму та обчислень спостережуваних з хвильовими функціями (ХФ), що отримано з реалістичними ядерними силами, вивчення впливу компонент ХФ на спостережувані разом з потребою інтерпретації наявних даних та підготовки програм нових експериментальних досліджень визначає актуальність теми дисертації.

Розвиток теорії ЕМ взаємодії за участю тринуклонних ядер, зокрема розробка підходів, які дозволяють врахувати прояви багаточастинкових механізмів реакцій, досліджувати структуру зв'язаного стану трьох нуклонів та обчислювати спостережувані в реакціях з реальними та віртуальними фотонами є актуальними завданнями як в фундаментальному, так і в прикладному відношеннях.

Мета та завдання дослідження. Основною метою дисертаційної роботи є розвиток теорії ЕМ взаємодії за участю тринуклонних ядер, яка враховує МОС та ґрунтується на сучасних досягненнях у розв'язанні рівнянь Фаддєєва для зв'язаних станів і станів розсіювання. Для досягнення поставленої мети в дисертаційній роботі були сформульовані такі основні завдання:

— Розробка методів і відповідних комп'ютерних програм для обчислення в імпульсному представленні вкладів двочастинкових МОС в амплітуди радіаційного захоплення протонів дейтронами, фото– та електророзщеплення ядра ${}^3\text{He}$. Істотною вимогою до розвинутих підходів є можливість їх використання в розрахунках з урахуванням перерозсіяння в початковому або кінцевому станах реакцій.

— Отримання представлення для матричних елементів оператора ядерного струму, яке дозволяє ефективно враховувати багаточастинкові струми взає-

модії в розрахунках в імпульсному представленні з парціально-хвильовими компонентами ядерних станів.

— Побудова тензорної ХФ зв'язаного стану системи трьох нуклонів на основі числових розв'язків парціально-хвильових рівнянь Фаддєєва для реалістичних моделей ядерних сил та аналіз спінової структури ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ з використанням розробленої тензорної форми для ХФ.

— Обчислення спостережуваних у процесах, що розглядаються, для пошуку кількісних та якісних ефектів, обумовлених двонуклонним поглинанням реальних і віртуальних фотонів. Дослідження відносної ролі одно- та двочастинкових механізмів реакцій, а також залежності спостережуваних від компонент ХФ ядер в різних кінематичних умовах.

Об'єктом дослідження є процес радіаційного захоплення протонів дейтронами та реакції двочастинкового розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними та віртуальними фотонами.

Предметом дослідження є механізми поглинання реальних і віртуальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в розглянутих реакціях, структура зв'язаних станів трьох нуклонів, що є залежною від спінів.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань в дисертації використовувалися методи теорії ЕМ взаємодії за участю гадронів та атомних ядер [17–19], методи квантової теорії малонуклонних систем [20–31], методи квантової теорії кутового моменту [32–39], та теорії спеціальних функцій математичної фізики, які є добре апробованими та широко застосовуються в теоретичній ядерній фізиці, теорії ядерних реакцій, зокрема в теорії ЕМ взаємодії за участю атомних ядер, фізики елементарних частинок, а також у математичній фізиці.

Наукова новизна отриманих результатів. У дисертаційній роботі вперше отримано наступні результати:

1. Розвинуто підхід для дослідження ролі двочастинкових МОС в ЕМ вза-

ємодії за участю систем трьох частинок. З використанням розкладання двочастинкових МОС по незвідних тензорних добутках спінових операторів розроблено метод для розрахунків амплітуд реакцій з реальними та віртуальними фотонами на ядрі ${}^3\text{He}$. Метод становить основу для обчислення амплітуд незалежно від функціональної форми МОС разом з використанням числових розв'язків парціально-хвильових рівнянь Фаддєєва в імпульсному представленні для реалістичних моделей ядерних сил. Для моделі МОС, що задовільняє рівнянню безперервності з потенціалом однопійного обміну, знайдено більш ефективний метод, що суттєво зменшує обсяг числових розрахунків.

2. Із застосуванням запропонованих методів розраховано диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в реакції $pd \rightarrow \gamma {}^3\text{He}$ з урахуванням двочастинкових МОС та ефектів перерозсіяння в початковому стані. Показано, що МОС змінюють як кількісно, так і якісно кутові залежності спостережуваних у розглянутій реакції, які обчислено з включенням взаємодії між протоном і дейтроном у початковому стані.

3. Для реакції радіаційного захоплення протонів дейтронами проведено порівняння спостережуваних, отриманих з урахуванням струмів взаємодії за допомогою аналога теореми Зігерта та на основі явного включення МОС. Для диференціальних перерізів та поляризаційних спостережуваних вказано кінематичні умови, за якими струми взаємодії можуть бути ефективно врахованими за допомогою теореми Зігерта.

4. Отримано вирази для ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів у тензорному представленні з використанням числових даних для парціально-хвильових компонент зі значеннями орбітальних моментів $0 \leq L, l \leq 5$, а також повних кутових моментів у двочастинковій підсистемі $J \leq 4$ та нуклона-спектатора $j \leq 9/2$. З використанням тензорної ХФ розраховано залежні від проекцій спінів імпульсні розподіли (ІР) нуклонів і протон-дейтронних кластерів у орієнтованих $3N$ -ядрах і зроблено детальний аналіз залежності цих ІР від вектора імпульсу нуклона-спектатора.

5. Диференціальні перерізи двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ в області енергій вище порога народження π -мезонів розраховано з тензорною ХФ ядра ${}^3\text{He}$, яка включає вклади наведених вище тринуклонних станів для аргонського AV18 нуклон-нуклонного потенціалу в поєднанні з урбанськими тричастинковими силами Urb-IX та з урахуванням МОС піонного радіусу дії (π МОС). Визначено групи компонент ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, для яких π МОС істотно впливають на спостережувані в цій реакції.

6. Показано, що π МОС якісно змінюють характер енергетичних і кутових розподілів диференціального перерізу реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та коефіцієнта асиметрії реакції з лінійно-поляризованими фотонами, що отримано з S-хвилями у ХФ ядра ${}^3\text{He}$. Встановлено, що включення π МОС згладжує ці розподіли, та виявлено ефект заповнення глибокого мінімуму в перерізі реакції як функції енергії фотонів, а також зміни знака коефіцієнта асиметрії.

7. Проведено детальний аналіз залежності спостережуваних від компонент ХФ ядра ${}^3\text{He}$ та показано, що в області енергій фотонів $E_\gamma^{lab} \lesssim 300$ MeV вплив π МОС на спостережувані визначається компонентами ХФ з парними значеннями суми орбітального момета та спіну пари нуклонів $L+S$, головним чином з $L = S = 0$. Виявлено, що струми взаємодії підсилюють роль S-хвиль по відношенню до інших компонент ХФ, та в цій області енергій фотонів додавання тринуклонних станів з $J = 3,4$ до станів з $J = 0,1,2$ не має помітного впливу на спостережувані.

8. Розроблено модель π МОС, в якій ураховуються ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, що належать масовій оболонці. З цією моделлю проведено обчислення перерізів реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та продемонстровано, що зменшення диференціального перерізу реакції за рахунок таких модифікацій МОС досягає величини ~ 30 % при $E_\gamma^{lab} = 300$ MeV і куті емісії фотонів $\theta_p^{cm} = 90^\circ$.

Практичне та наукове значення отриманих результатів. Дослідження, що проведено в дисертації, сприяють поглибленню знань про механізми поглинання фотонів системою взаємодіючих нуклонів і спінової структури ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$.

На основі розроблених у дисертації методів для розрахунків амплітуд реакцій отримано спостережувані в радіаційному захопленні протонів дейтронами та двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$ з урахуванням вкладів двочастинкових МОС, та надано інтерпретацію результатів експериментів у Харкові, Univ. of Wisconsin tandem accelerator lab., Paul Scherrer Institut, Univ. of Illinois, Saskatchewan Accelerator Lab., Saclay, Frascati, Kyushu Univ., а також на Indiana Univ. Cyclotron Facility та MAMI accelerator in Mainz. Результати досліджень, що було проведено, використовувались під час підготовці експерименту в Paul Scherrer Institut [40] і становлять інтерес для розробки програм нових експериментів.

Методи, що було запропоновано в дисертації, застосовується в роботах [41–45] та ін., співавтором яких здобувач не є, для подальшого вивчення радіаційного захоплення протонів дейтронами, розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними та віртуальними фотонами, а також дослідження комптонівського розсіювання на цьому ядрі.

Розроблений підхід для обчислення амплітуд фотореакцій може послужити основою для створення нових методів, які не використовують парціально-хвильові розклади для опису зв'язаних станів і станів неперервного спектру в системах двох або трьох частинок, зокрема для розрахунків поляризації важких зачарованих (c) та боттом (b) кварків, що народжуються в розсіянні протонів або ядер.

Конструкції для ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$, що запропоновано, можуть бути використаними в дослідженнях багаточастинкових механізмів процесів із участю цих ядер, наприклад, фото- та електронородження мезонів, розсіювання електронів, в якому порушується парність.

Тензорна форма є корисною для вивчення структури ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів. В [46] тензорну ХФ було виражено в термінах просторових, спінових та ізоспінових функцій, що перетворюються за незвідними представленнями симетричної групи, а також встановлено співвідношення між операторною формою Гержой–Швінгера [47] та тензорною формою для ХФ. Використовуючи тензорну форму ХФ, в [48] було запропоновано операторне представлення для просторово–парних та просторово–непарних компонент зв'язаного стану трьох нуклонів.

Підхід, розроблений для дослідження спінової структури $3N$ -ядер, може бути застосованим для аналізу поляризаційних властивостей c - та b -кварків у поляризованих зачарованих і боттом баріонах.

Особистий внесок здобувача. Результати дисертації опубліковано у статтях [49–56], доповідях [57, 58] і тезах доповідей на наукових конференціях [59–63].

Основні результати, на яких заснована дисертація, отримано здобувачем самостійно, в співавторстві за його безпосередньою участю або під його керівництвом.

У дослідженнях, що проведено зі співавторами, здобувач брав участь у формулюванні основних ідей досліджень, постановці завдань для їх реалізації, виборі та розробці методів їх вирішення, у виконанні основних аналітичних розрахунків. Здобувач також здійснював контроль та верифікацію результатів спільної із співавторами роботи.

В роботі [49] автором запропоновано методи для дослідження двочастинкових механізмів радіаційного захоплення протонів дейтронами та двочастинкового розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними та віртуальними фотонами. За допомогою розроблених здобувачем методів їм проведено аналітичні розрахунки для знаходження матричних елементів ядерного струму, що містять МОС.

В [50–52] дисертант розробив підхід для обчислення поляризаційних спостережуваних, який дозволяє використовувати амплітуди реакцій [49], отри-

мав представлення для Фур'є-образу матричного елемента ядерного струму, яке ефективно враховує частину струмів взаємодії та є аналогом теореми Зігерта, розробив програми для числових розрахунків і виконав частину обчислень.

В [53, 54] здобувачем побудовано тензорне представлення для ХФ ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$, що використовує числові розв'язки рівнянь Фаддєєва для реалістичних моделей ядерних сил. З тензорною ХФ [53, 54] автором проведено [55, 57, 58, 63] дослідження ІР нуклонів і протон–дейтронних кластерів, які залежать від спінових станів та поляризаційних спостережуваних в $e^3\text{He} \rightarrow e'pd$. Використовуючи тензорну ХФ [53, 54], здобувач провів у [53, 54, 59–62] аналіз впливу парціально–хвильових компонент зв'язаного стану системи трьох нуклонів та $\pi\text{МОС}$ на спостережувані в реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow pd$ з лінійно поляризованими фотонами та на основі обчислень довів, що внески $\pi\text{МОС}$ в операторі ядерного струму істотно змінюють перерізи, зменшуючи розбіжності між результатами розрахунків та експериментальними даними.

В [54, 56, 57] дисертант запропонував модель МОС, яка враховує ефекти сходу з енергетичної оболонки в поглинанні фотонів системою взаємодіючих нуклонів, і виконав числові розрахунки диференціальних перерізів $\gamma^3\text{He} \rightarrow pd$ із цією моделлю струмів і показав, за яких умов такі модифікації струмів помітно впливають на диференціальні перерізи реакції.

Апробація результатів дисертації. Матеріали дисертації було представлено на конференціях і симпозіумах

- The 3rd International Symposium "Dubna Deuteron-95" (4–7 July 1995, Dubna, Russian Federation);
- European Research Conference "Polarization in Electron Scattering" (12–17 September, 1995, Santorini, Greece);
- XII International Symposium on High-Energy Spin Physics "SPIN-96" (10–14 September, 1996, Amsterdam, The Netherlands);
- International Conference "Quantum Electrodynamics and Statistical Physics",

dedicated to the 90th anniversary of A.I. Akhiezer (30 October–3 November, 2001, Kharkov, Ukraine);

– 17th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics, (5–10 June, 2003, Durham, USA);

– II, III, IV та VII щорічні Конференції з фізики високих енергій, ядерної фізики та прискорювачів (2004, 2005, 2006 та 2009, Харків, Україна)

та було зроблено доповіді на семінарах у

– ІФВЕЯФ ННЦ ХФТІ в 2000р. та в ІТФ ННЦ ХФТІ в 2010 та 2020р.;

– Kernfysich Versneller Instituut (1998, Groningen, The Netherlands);

– Departement für Physik und Astronomie, Universität Basel (1999, Basel, Switzerland).

Зв’язок праці з науковими програмами, планами, темами. Дисертацію виконано в Інституті теоретичної фізики імені О.І. Ахієзера Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України відповідно до тематичного плану інституту, “Програми робіт з атомної науки і техніки ННЦ ХФТІ на 1993–2000 рр.” (затверджена постановою Кабінету міністрів України від 20.07.1993 г. № 558), “Програми проведення фундаментальних досліджень по атомній науці і техніки ННЦ ХФТІ” (2001–2005 рр.) (затверджена постановою Кабінету міністрів України від 13.09.2001 г., № 421-р) і “Державної програми фундаментальних і прикладних досліджень із проблем використання ядерних матеріалів, ядерних і радіаційних технологій у сфері розвитку галузей економіки на 2004-2010 рр.” (затверджена постановою Кабінету міністрів України від 08.09.2004 г. № 1165). Вона є складовою частиною наступних проєктів:

— тема № 04/52 "Термодинаміка і кінетика фазових перетворень у сильно нерівноважних системах, включаючи тверді тіла, що опромінюються, і переохоложені рідини. Розробка теорії лептон- і адрон-ядерних взаємодій при проміжних енергіях"(1997–1998 рр.);

— тема № 05/52 "Кінетика і термодинаміка фазових перетворень у сильно

нерівновагих системах твердих тіл, що опромінюються, і переохолоджених рідинах. Розробка теорії ядерних процесів при проміжних енергіях"(1999–2000 рр.) ;

— тема № 06/52 "Дослідження кінетичних явищ у конденсованих системах, далеких від рівноваги. Розвиток теорії ядерних реакцій при проміжних енергіях"(2001–2002 рр.);

— тема № 52/07, № держреєстрації 08090UP009 "Теорія фазових перетворень і кінетичних явищ у неупорядкованих конденсованих системах. Розвиток теорії ядерних реакцій при проміжних енергіях"(2003–2005 рр.);

— тема № III-2-06 (ІТФ), № держреєстрації 080906UP0010 "Теорія аномальної релаксації та фазових перетворень у неупорядкованих середовищах. Вивчення взаємодій лептонів і гадронів з атомними ядрами в області проміжних енергій"(2006–2010 рр.);

Під час виконання перелічених тем і проектів автор дисертації був відповідальним виконавцем.

Публікації. Результати дисертації опубліковано в 15 наукових працях: у 8 статтях у фахових вітчизняних і міжнародних виданнях, у 2 доповідях у збірниках праць міжнародних конференцій а також у 5 тезах доповідей на вітчизняних і міжнародних наукових конференціях.

Структура і обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається з вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел з 197 найменувань на 19 сторінках та чотирьох додатків, що займають 8 сторінок. Робота містить 33 рисунки, два з яких займають всю сторінку, та три таблиці в тексті. Загальний обсяг дисертаційної роботи складає 192 сторінки, обсяг основної частини складає 141 сторінку.

РОЗДІЛ 1

ДОСЯГНЕННЯ ТА НЕВИРШЕНІ ПРОБЛЕМИ В ТЕОРІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ЗА УЧАСТЮ ТРИНУКЛОННИХ ЯДЕР

Двочастинкове фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$, радіаційне захоплення протонів дейтронами а також тричастинкове фоторозщеплення та електророзщеплення цього ядра є важливими процесами для вивчення властивостей зв'язаного стану трьох нуклонів і механізмів ЕМ взаємодії з атомними ядрами.

Для розрахунків амплітуд ЕМ процесів на тринуклонних ядрах було розроблено різні підходи як в координатному, так і в імпульсному представленнях. Моделі та методи обчислень, що застосовуються, отримані результати та невиршені проблеми обговорюються в статтях та оглядах [3, 42, 64–72].

У дослідженнях процесів, що розглядаються, широко використовуються розв'язки рівнянь Фаддєєва [20–29] для зв'язаного стану системи трьох нуклонів. З розв'язками рівнянь Фаддєєва в імпульсному представленні було проведено розрахунки [3, 10–14, 73–84] диференціальних перерізів реакції



та коефіцієнта асиметрії перерізів Σ в (1.1) з лінійно поляризованими фотонами. Відповідні спостережувані для реакції (1.1) визначено в розд. 2.2 (с. 60). В [85] було розраховано також диференціальний переріз



Наші роботи [3, 10–14, 73–85] було стимульовано значною мірою експериментами [73–75, 77, 86], які проводилися в ХФТІ. В [73–75, 77] було отримано дані про коефіцієнт асиметрії Σ в кінетичній області, яка раніше не досліджувалася. Завдяки вимірам [86] було істотно розширено інтервал імпульсів віддачі, в якому на той час було відомо перерізи (1.2).

В [3, 10–14, 73–83, 85] досліджувалися одно– та двочастинкові механізми реакцій. В обчисленнях було використано МОС, які генеруються обміном π та ρ мезонами, а також струми зі збудженням Δ ізобари в проміжних станах. Взаємодія в кінцевому стані між протоном і дейтроном не враховувалася.

Розрахунки в цих роботах було виконано з ХФ ядра ${}^3\text{He}$ в тензорному представленні (розд. 2.2, с. 61). Компоненти тензорної ХФ $\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ є проєкціями зв'язаного стану системи трьох нуклонів $|\Psi\rangle$ на вектори базису (2.45) (розд. 2.3, с. 61). ХФ в тензорному представленні залежить від векторів відносних імпульсів \vec{p} і \vec{q} . Вектори \vec{p} і \vec{q} визначаються співвідношеннями (2.43) (с. 60). Спін (його проєкція) та ізоспін пари нуклонів позначено $S(M)$ та T , проєкція спіну третього нуклона (повного моменту ядра) є $m(m')$. Використання векторних змінних є важливою особливістю підходу, розробленого в [10, 11] для обчислення амплітуд реакцій (1.1).

Тензорну ХФ було виражено [10, 11] згідно [20, 21]

$$|\Psi\rangle = (1 - (1, 2) - (1, 3)) \left| \Psi^{(1)} \right\rangle, \quad (1.3)$$

де (i, j) — оператор перестановки нуклонів з номерами i та j , через функції $\Psi_{L\mathcal{L}SST}^{(1)}(p, q)$, які виникають при розкладанні компоненти Фаддєєва $|\Psi^{(1)}\rangle$ по парціальним хвилям. Конструкції для базисних станів в просторі трьох нуклонів, які мають квантові числа в схемі $\mathcal{L}\mathcal{S}$ -зв'язку наведено в Додатку А (с. 185). Сумарні орбітальний кутовий момент і спін трьох нуклонів позначено \mathcal{L} і \mathcal{S} .

Дослідження [3, 10–14, 73–85] було проведено з тензорними ХФ для сепарабельної NN–взаємодії Монгана [87] та потенціала Рейда з м'яким кором [88].

Розрахунки [10, 73–76, 85] з ХФ для потенціала Монгала ґрунтуються на результатах [10, 89]. Для сепарабельних потенціалів першого та другого рангу, що діють в ${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0$ та 3S_1 станах, в цих роботах було отримано числові розв'язки рівнянь Фаддєєва в імпульсному представленні для двох функцій $\Psi_{L\mathcal{L}SST}^{(1)}(p, q)$ з нульовими значеннями орбітальних кутових моментів L, l і \mathcal{L} . Для спрощення обчислень амплітуд реакцій S–хвильові функції

$\Psi_{L=l=L=0, S, s=1/2, T}^{(1)}(p, q)$ було апроксимовано [10, 89] сумою полюсних членів.

Одно- та двочастинкові механізми фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ в широкій області енергій фотонів нижче та вище порога народження π -мезонів досліджувалися в [3, 10–14, 74, 76–84] з ХФ для потенціала Рейда з м'яким кором. ХФ обчислювалася за допомогою параметризацій [90] числових розв'язків рівнянь Фаддєєва, отриманих в [91] з урахуванням взаємодії між нуклонами в ${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0$ та ${}^3S_1 - {}^3D_1$ NN -каналах. Результати ганновер-гельсінської групи [90] дозволяють розрахувати значення компонент вектора $|\Psi^{(1)}\rangle$ в базисі $|p, q; \alpha\rangle$ з квантовими числами $\{\alpha\}$ в схемі jJ -зв'язку та врахувати вклади S - та D -хвиль у ХФ зв'язаного стану $3N$ -системи. Квантові числа $\{\alpha\}$ визначено в Додатку А (с. 185), де також наведено явні вирази для векторів базису $|p, q; \alpha\rangle$.

Розглянемо результати досліджень [10–12, 73–79, 82], які було отримано з одночастинковим струмом, що містить конвекційну частину та магнітну взаємодію.

В [10] було показано, що диференціальний переріз (1.1) при кутах емісії протонів у системі центру мас $\theta_p^{cm} = 90^\circ$, що розраховано з S -хвилями в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для потенціалів Монгана та Рейда з м'яким кором, помітно відрізняються один від одного. При енергії фотонів $E_\gamma \sim 200$ МеВ відношення перерізів близько до 10.

Енергетичні залежності коефіцієнта асиметрії Σ реакції (1.1) з лінійно поляризованими фотонами, що розраховано з ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для потенціала Монгала, порівнюються на рис. 1.1 з результатами, які отримано з ХФ для потенціала Рейда з м'яким кором.

На рис. 1.1(а)...1.1(г) наведено результати з [75]. Суцільні та шрихові криві на рис. 1.1(д) та 1.1(е) отримано в [79] та [92], відповідно. В [92] було використано розв'язки [93] рівнянь Фаддєєва в імпульсному представленні.

Розрахунки [75] та [79], що було виконано з ХФ [10, 89] для потенціала Монгана (з ХФ [90] для потенціала Рейда з м'яким кором), показано

штриховими кривими на рис. 1.1(а)...рис. 1.1(г) (суцільними кривими на рис. 1.1(а)...рис. 1.1(г) та кривими 1 на рис. 1.1(д) та рис. 1.1(е). В обчисленнях використано ХФ ядра ${}^3\text{He}$ з повним кутовим моментом $\mathcal{L} = 0$. Амплітуди реакції (1.1) було розраховано в [75, 79] з ХФ ядра ${}^3\text{He}$ в тензорному представленні з використанням двох функцій $\Psi_{L=l, \mathcal{L}=0, S, s=1/2, T}^{(1)}(p, q)$, де $ST = 01$ і 10 . Розклад по парціальним хвилям побудованих таким чином ХФ містить нескінченне число компонент $\Psi_{L=l, \mathcal{L}=0, S, s=1/2, T}(p, q)$ з $L = l = 0, 1, 2, \dots$, що мають повний кутовий момент $\mathcal{L} = 0$ та $ST = 00, 01, 10, 11$. Результати [79] з ХФ [94–96] для потенціала Рейда з м'яким кором, які показано на рис. 1.1(д) і 1.1(е) суцільними кривими 2, отримано з двома S-компонентами $\Psi_{L=l, \mathcal{L}=0, S, s=1/2, T}(p, q)$ ХФ ядра ${}^3\text{He}$ з $ST = 01, 10$.

З рис. 1.1(а)...1.1(г) видно, що енергетичні залежності асиметрії Σ якісно відрізняються для потенціалів Монгала і Рейда з м'яким кором. Відмінності, що спостерігаються для розглянутих NN потенціалів, можуть бути пов'язаними [10, 73, 75, 79] з розташуванням вузлів в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ в імпульсному представленні, яке, в свою чергу, визначається характером відштовхування в моделях NN сил, що використовуються.

На основі аналізу виразів для перерізів реакції (1.1), які отримано з конвекційним та спіновим струмами (КС і СС) з урахуванням S-хвиль в компоненті Фаддєєва $\Psi^{(1)}$ або в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ Ψ , в [10, 73, 75] було показано, що коефіцієнт асиметрії Σ є величиною ненегативною.

На рис. 1.1 (д) показано, що диференціальні перерізи (1.1), що розраховано з одночастинковими струмами та S-хвилями в ядерних ХФ, більш ніж в 10 разів менше експериментальних даних при $E_\gamma \gtrsim 100$ МеВ. Зменшення різниці між результатами розрахунків та вимірювань потребує більш повного дослідження вкладів компонент ХФ з відмінними від нуля значеннями орбітальних кутових моментів, урахування взаємодії в кінцевому стані між протоном та дейтроном а також багаточастинкових механізмів фотопоглинання.

З рис. 1.1 (е) видно, що між коефіцієнтами асиметрії Σ , розрахованими з

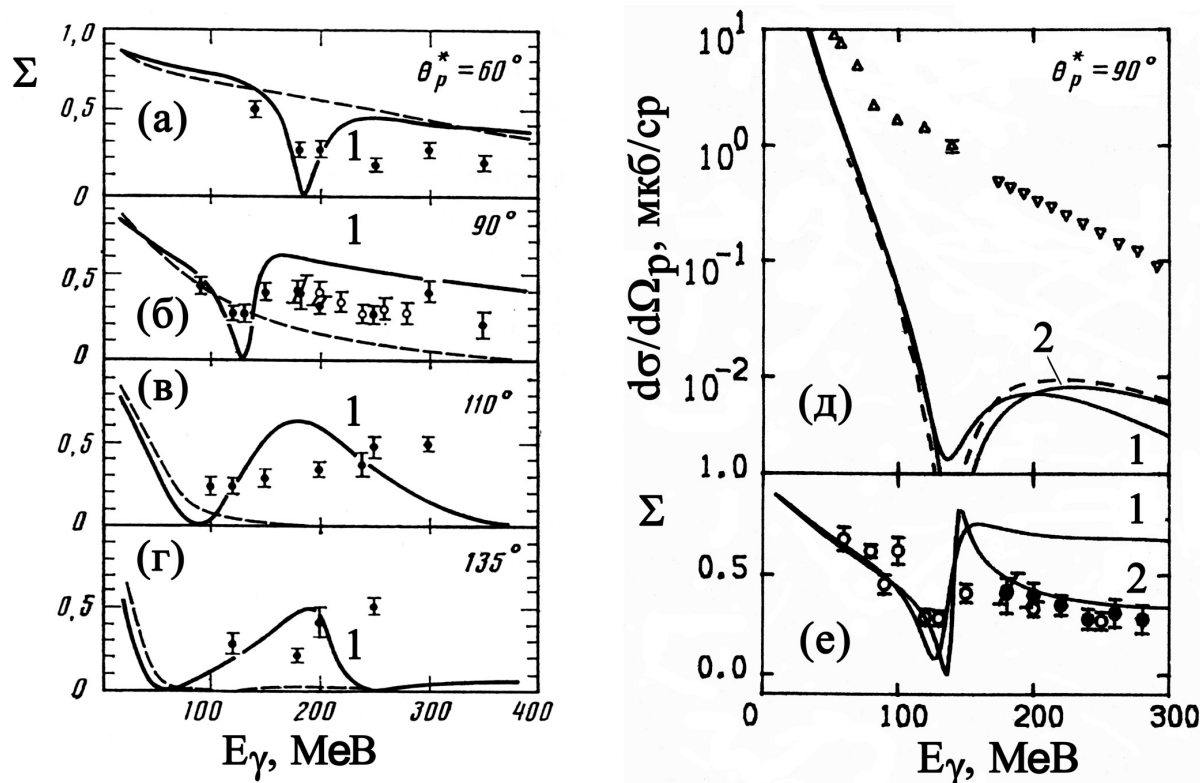


Рис. 1.1. Енергетична залежність диференціального перерізу $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та коефіцієнта асиметрії Σ для цієї реакції з лінійно поляризованими фотонами при кутах емісії протонів в системі центру мас $\theta_p^{cm} = 60^\circ \dots 135^\circ$. Показано результати розрахунків [10–12, 73–79, 82] з КС і СС. Штрихові криві на рис. (а)...(г) отримано з ХФ для потенціала Монгана, всі суцільні криві та штрихові криві на рис. (д) і (е) — з ХФ для потенціала Рейда з м'яким кором. Відмінності між кривими детально обговорюються на с. 35. Експериментальні дані \bullet та \circ на рис. (а)...(г) взято з [75] та [97], дані Δ , ∇ та \circ , \bullet на рис. (д) і (е) — з [98], [99] і [97], [77], відповідно

ХФ для одного й того ж потенціала, є значні розходження при $E_\gamma > 150$ МеВ. Такі невизначеності в результатах розрахунків свідчать про необхідність використання більш повних рішень рівнянь Фаддєєва, зокрема в більш широкій області відносних імпульсів p та q . Становлять інтерес також альтернативні обчислення амплітуд реакції з безпосередньо з числовими розв'язками для ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, оскільки параметризації ХФ [90] і [94–96] відтворюють поведінку числових розв'язків в області імпульсів p і q , що є об-

меженою. Розрахунки спостережуваних в

$$p + d \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}, \quad (1.4)$$

та (1.4) на основі числових розв'язків рівнянь Фаддеева для реалістичних моделей ядерних сил без використання параметризацій для ХФ проведено в розд. 4 та 5.

Як видно з рис. 1.2, включення як D-хвиль в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ призводить до зменшення відмінностей між результатами розрахунків та експериментів для диференціального перерізу (1.1). З порівняння штрихпунктирних кривих з короткими та довгими штрихами на рис. 1.2 (а) та 1.2 (б), які розраховано з ХФ для потенціала Рейда з м'яким кором, видно, що додавання в розкладанні для $\Psi^{(1)}$ до двох S-хвиль

$${}^{2S+1}L_J l_j = {}^1S_0 S_{\frac{1}{2}}, {}^3S_1 S_{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

трьох D-хвильових компонент

$${}^3D_1 S_{\frac{1}{2}}, {}^3S_1 D_{\frac{3}{2}}, {}^3D_1 D_{\frac{3}{2}} \quad (1.6)$$

істотно збільшує диференціальні перерізи та робить спостережувані більш плавними функціями енергії при $E_\gamma \gtrsim 100$ MeV. D-хвилі заповнюють глибокий мінімум в енергетичній залежності диференціального перерізу при $E_\gamma \sim 140$ MeV. Однак, розрахунки з S + D-хвилями, КС та СС, призводять до значень диференціального перерізу, що є помітно меншим, ніж експериментальні дані [98], [99].

Кількісні розбіжності між результатами [3, 12, 78, 79, 82] і [92], які були отримано з ХФ [93], можуть бути пов'язані з тим, що ХФ [93] містить 11 компонент зі значеннями орбітальних кутових моментів $L, l \leq 3$. В [3, 12, 78, 79, 82] було використано 5 членів з $L, l \leq 2$ в розкладанні ХФ [90, 91]. Вплив груп парціально-хвильових компонент з відмінними від нуля значеннями орбітальних кутових моментів на спостережувані в (1.1) аналізується в розд. 5 на основі розрахунків з ХФ для реалістичних моделей ядерних сил. ХФ, що використовуються в розд. 5, містять 34 компоненти.

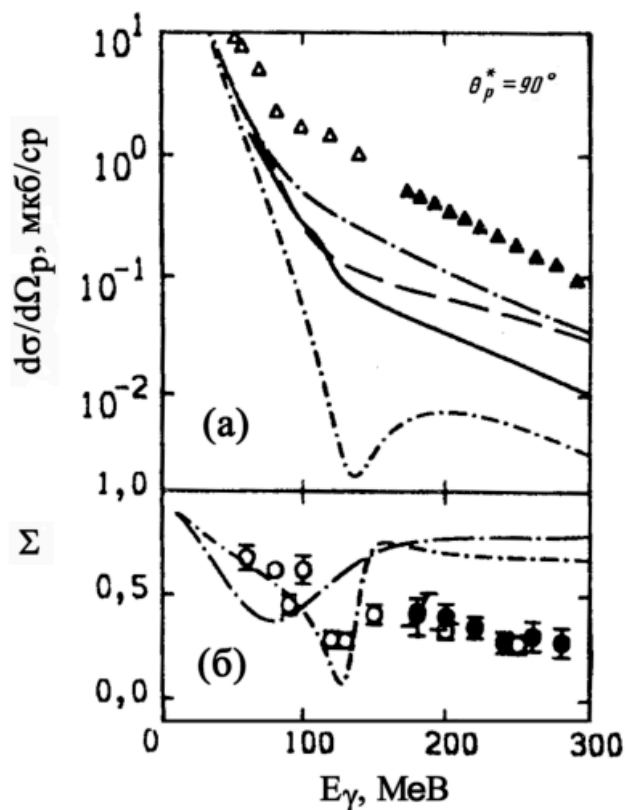


Рис. 1.2. Енергетична залежність диференціального перерізу $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та коефіцієнта асиметрії Σ для цієї реакції з лінійно поляризованими фотонами при куті емісії протона в системі центру мас $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. Криві розраховано з КС і СС. Суцільна (штрихова) крива на рис. (а) взята з [92] ([100]). Штрихпунктирні криві з короткими (довгими) штрихами на рис. (а) та (б) отримано в [3, 12, 78, 79, 82] з $S(S+D)$ -хвилями в компоненті $\Psi^{(1)}$ ХФ ^3He . Відмінності між кривими обговорюються на с. 38. Експериментальні дані Δ , \blacktriangle , \circ і \bullet — результати вимірювань [98], [99], [77] і [97], відповідно

Розрахунки [100], що показано на рис. 1.2(а) штриховою кривою, було проведено з ХФ [101] для паризького потенціала. В [100] для ХФ ядра ^3He використовувалося сепарабельне наближення першого рангу за відносними імпульсам p та q . Причини відмінностей результатів [3, 12, 78, 79, 82] та [100] залишаються неясними [3].

Інтерпретація даних про диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в (1.1), (1.4) призводить до необхідності включити в теорію цих процесів багаточастинкові механізми реакцій. Урахування струмів взаємодії,

які в разі реакцій за участю ядра ${}^3\text{He}$ є дво- та тричастинкові, потрібно, як відомо [1–4], також для забезпечення калібрувальної незалежності амплітуд реакцій.

Розрахунки [3, 10–14, 76, 78, 80–84] показують, що вклади МОС збільшують диференціальний переріз (1.1) майже за всіма кінематичними умовами. Як видно з рис. 1.3(а), в області $E_\gamma > 30$ МеВ при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$ це посилення становить близько 50 % по відношенню до перерізу, що отримано з КС. При $\theta_p^{cm} \gtrsim 150^\circ$ деструктивна інтерференція МОС і КС призводить до зменшення перерізів. В [78, 82] була виявлена сильна взаємна компенсація вкладів контактного та піонного струмів.

Включення МОС впливає також на кутові розподіли протонів, збільшуючи значення перерізів при $\theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$. Відзначимо, що для КТ асиметрія перерізів Σ близька до одиниці за винятком вузьких інтервалів кутів $\theta_p^{cm} \sim 0^\circ$ і $\theta_p^{cm} \sim 180^\circ$, в яких асиметрія швидко убуває до нуля при наближенні до колінеарної кінематики. МОС викликають помітні відхилення Σ від одиниці за межами зазначених інтервалів, що можна бачити з рис. 1.3(б). Асиметрія $\Sigma(\text{МОТ})$ є знакозмінною функцією енергії при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. Включення $\pi\text{МОТ}$ зі збудженням Δ ізобари в проміжному стані не впливає скільки-небудь помітно на енергетичні залежності диференціального перерізу та коефіцієнту асиметрії.

Додавання до КС та МОС струму намагніченості збільшує диференціальний переріз, як це показано на рис. 1.3(в). У розрахунках без ВКС внесок СС є некогерентним по відношенню до вкладів КС та МОС [3, 13, 82]. Магнітна взаємодія найбільш сильно впливає на диференціальні перерізи при кутах θ_p^{cm} , що є близькими до 0° і 180° [3, 12, 13, 78, 82].

Струм намагніченості справляє помітний вплив на коефіцієнт асиметрії Σ . Величина та характер цього впливу залежать від D-хвиль в компоненті Фаддєєва або в ХФ ядра ${}^3\text{He}$. Взаємодія фотонів з магнітними моментами нуклонів збільшує вихід протонів перпендикулярно до площини реакції,

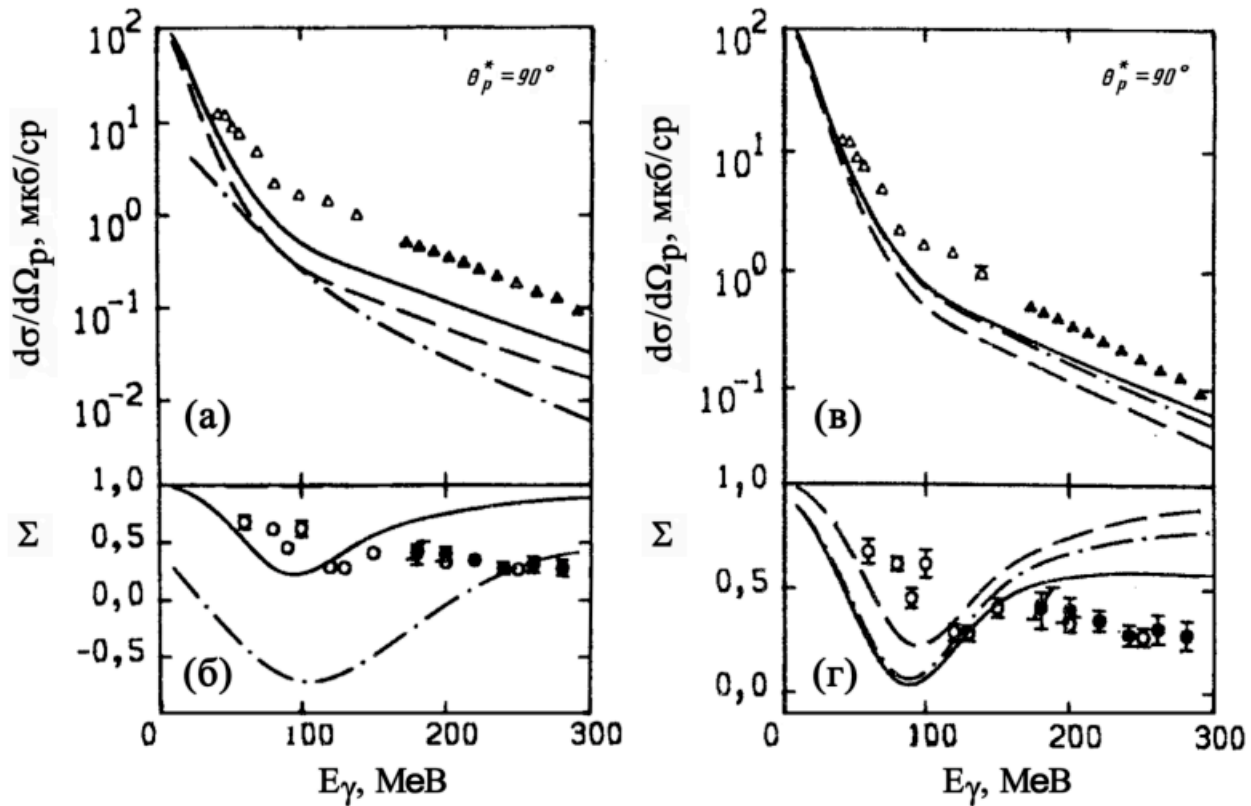


Рис. 1.3. Те ж, що на рис. 1.2. Показано результати розрахунків [3, 12, 13, 78, 80, 82] з ХФ [90] для потенціала Рейда з м'яким кором і π МОС, в яких параметр обрізання в π NN-ФФ $\Lambda_\pi = 4m_\pi$. На рис. (а) та (б) штрихові (штрихпунктирні) криві отримано з КС (π МОС), суцільні — з КС+ π МОС. На рис. (в) та (г) штрихові (штрихпунктирні) криві розраховано з КС+ π МОС (КС+ π МОС+СС), суцільні — з КС+ π МОС+СС+СОС

що призводить до зміни знака $\Sigma(CT, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$ в інтервалі енергій фотонів $10 \text{ MeV} \lesssim E_\gamma \lesssim 110 \text{ MeV}$. Площина реакції утворена імпульсами протонів і дейтронів в кінцевому стані.

На рис. 1.3(в) показано також вплив спін-орбітального струму (СОС) на переріз реакції (1.1) та коефіцієнт асиметрії Σ . Цей вклад в ядерний струм, який було отримано в [3, 13, 82] для спін-орбітальної ЕМ взаємодії з нуклонами, є багаточастинковим оператором, який за конструкцією задовольняє рівнянню безперервності. СОС є релятивістською поправкою до ЕМ струму. Дійсно, КС і ТС мають порядок M^{-1} , СОС має порядок M^{-3} . Масу нуклона позначено M .

Як показано на рис. 1.3(в), вклад СОС до диференціального перерізу при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$ та $E_\gamma \lesssim 110$ МеВ є малим порівняно з π МОС. Відносна роль цього струму зростає зі збільшенням енергії фотонів. Спін-орбітальна взаємодія призводить до помітних модифікацій коефіцієнта асиметрії Σ реакції (1.1) з лінійно поляризованими фотонами. Значення Σ на рис. 1.3(в) зменшуються при $E_\gamma > 150$ МеВ. При $E_\gamma \sim 300$ МеВ цей релятивістський ефект досягає приблизно 30%, наближаючи розраховану енергетичну залежність [3, 13, 80, 82] до експериментальних даних [73–75, 77].

Вплив МОС, що генеруються обміном ρ -мезонами, на коефіцієнт асиметрії Σ показано на рис. 1.4 для параметрів обрізання в πNN - $\Phi\Phi$ $\Lambda_\pi = 4m_\pi$ та 1, 2 ГеВ, яким відповідають штрихові та штрихпунктирні криві. В ρ МОС використано значення $\kappa = 6,6$ для ρNN тензорної константи зв'язку та $\Lambda_\rho = 1,5$ ГеВ для параметра обрізання в ρNN - $\Phi\Phi$.

Сумарний внесок МОС зростає зі збільшенням параметра обрізання Λ_π в πNN - $\Phi\Phi$. Однак, як видно з рис. 1.4, зміна Λ_π від значення $4m_\pi$ до 1,2 ГеВ призводить до ще більших розбіжностей між результатами обчислень та експериментів [73–75, 77]. Така властивість МОС вказує на необхідність узгодження моделей струмів взаємодії та ядерних сил і підкреслює також важливість спільного аналізу спостережуваних для процесів з неполяризованими та поляризованими частинками.

Аналіз релятивістських поправок для одночастинкового ЕМ струму нуклона призводить [3, 82] до розгляду ефектів сходу з енергетичної оболонки в поглинанні фотонів системою взаємодіючих нуклонів, які знаходяться на масовій оболонці. Детальний аналіз таких ефектів є актуальним завданням, вирішенню якого присвячено розділ 5.3.

До кінця 90-х років було досягнуто також суттєвий прогрес в дослідженні механізмів реакцій (1.1),(1.4) а також тричастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$

$$\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + n, \quad (1.7)$$

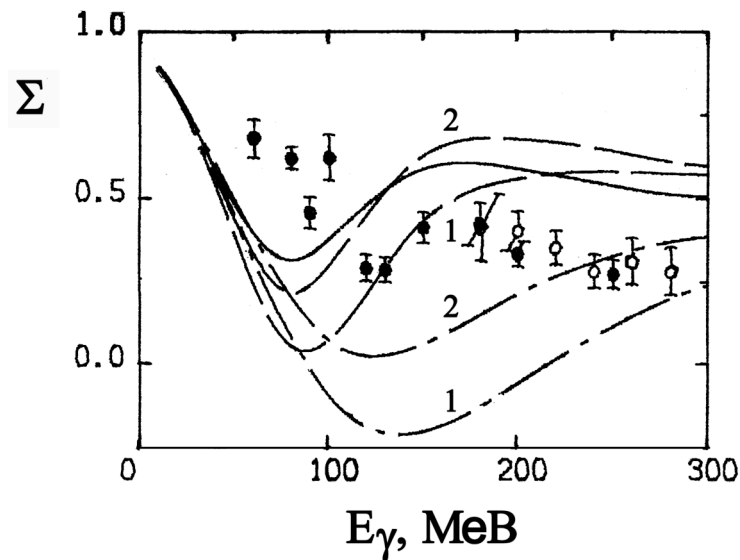


Рис. 1.4. Енергетична залежність коефіцієнта асиметрії перерізів $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow p\bar{d}$ з лінійно поляризованими фотонами при куті емісії протона в системі центру мас $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. На рис. показано результати розрахунків [3, 13, 80–82] з ХФ [90] для потенціала Рейда з м'яким кором. Суцільну криву отримано з КС+СС+СОС, криві 1 (2) — з КС+ π МОС+СС+СОС (КС+ $\pi\rho$ МОС+СС+СОС). Експериментальні дані \bullet і \circ взято з [77] та [97]

в області енергій нижче порога народження π -мезонів та електророзщеплення цього ядра (1.2), а також

$$e + {}^3\text{He} \rightarrow e' + p + p + n. \quad (1.8)$$

Було встановлено [102, 103, 113, 114], що перерозсіяння протонів та дейтронів у кінцевому або початковому станах реакцій, а також струми взаємодії є важливими для аналізу енергетичних і кутових залежностей диференціальних перерізів і поляризаційних спостережуваних. Поряд з паризьким і боннським потенціалами в роботах [102, 103, 113, 114] було використано моделі NN сил, що розроблено аргоннською та нійменгенською групами, та зарядозалежний боннський потенціал. Було виявлено також [115], що тензорна аналізуюча здатність A_{yy} для $p\bar{d} \rightarrow {}^3\text{He}\gamma$ при енергіях фотонів $E_p^{lab} \simeq 10$ MeV є чутливою до варіацій ядерних ХФ, що зумовлено 3N силами.

Розрахунки [14, 84, 92, 116, 117] показують, що D-хвилі в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ впли-

вають на диференціальні перерізи реакцій (1.1), (1.4) в області енергій гігантського резонансу. Згідно з [14] включення D-компонент призводить до збільшення на 13 % значення диференціального перерізу (1.1) в максимумі, який досягається при енергії фотонів $E_\gamma^{lab} \simeq 9.5$ MeV і куті емісії протонів $\theta_p^{lab} = 90^\circ$. Прояви D-хвиль в реакціях з неполяризованими частинками детально обговорюються в [117]. Результати [84] підтверджують висновки про роль D-хвиль, що було зроблено в [14, 92, 116, 117].

Результати розрахунків [114, 118] дозволяють зробити висновок про те, що в реакції (1.4) при енергіях фотонів у невеликому інтервалі поблизу максимуму в енергетичній залежності диференціального перерізу $d\sigma/d\Omega_p$, який спостерігається в області гігантського резонансу, ефекти взаємодії в початковому стані не є суттєвими. Така властивість перерізу дозволяє в цій кінематичній області детально досліджувати прояви P- та D- компонент у ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів.

Дослідження [14, 92, 116] було виконано з ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для потенціала Рейда з м'яким кором. Як було показано у [84, 114, 119], кутові та енергетичні розподіли, що розраховано з ХФ для потенціала Рейда з м'яким кором, паризьким і боннським потенціалами близькі один до одного при $E_\gamma^{lab} \lesssim 25$ MeV.

Ефекти D-хвиль значно посилено [114, 120–122] у разі тензорної аналізуючої здібності A_{yy} для $p\vec{d} \rightarrow {}^3\text{He}\gamma$. Спостережувана A_{yy} прямує до нуля, коли ХФ не містить D-компонент. Селективна чутливість A_{yy} до D-хвиль дозволяє розділити вклади, які визначаються S- та D-компонентами ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів.

P-хвильові компоненти ядерних сил проявляють себе [123] в тензорній аналізуючій здібності T_{20} . Розрахунки [123] було проведено з сепарабельними розкладаннями для паризького та боннського-A потенціалів. Роль 3P_j компонент NN взаємодії в інтерпретації даних про поляризаційні спостережувані в радіаційному захопленні протонів дейтронами вивчалися в [124], де було використано числові розв'язки рівнянь Фаддєєва для боннського-B потенціала.

P-хвилі в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ дають суттєві внески в кутові розподіли коефіцієнта асиметрії Σ для $\vec{\gamma} {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами [84].

Додаткова інформація про ядерні стани з кутовими орбітальними моментами $L, l > 0$ може бути отримана з аналізу спостережуваних у радіаційному захопленні протонів дейтронами та в фоторозщеплення ${}^3\text{He}$ в області енергій поблизу та вище порога народження π -мезонів.

При проміжних енергіях фотонів $E_\gamma \gtrsim 100$ MeV розрахунки [3, 10, 11] для $\vec{\gamma} {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з урахуванням МОС та з п'яти каналною ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, для якої $\Psi^{(1)}$ має компоненти (1.5) та (1.6), демонструють, що D-хвилі істотно впливають на спостережувані. Дослідження цієї реакції з більш повними розв'язками [15, 102, 103] рівнянь Фаддєєва, для яких ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів має 34 компоненти, не було виконано в області енергій вище порога народження π -мезонів. Квантові числа компонент ХФ [15, 102, 103] вказано в додатку Б (с. 188).

Таким чином вивчення прояв 3N станів з $L, l > 0$, які не було включено в [3, 10, 11], в спостережуваних для $\vec{\gamma} {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$, що розраховуються зі струмами взаємодії, а також побудова тезорної ХФ на основі розв'язків [15, 102, 103] становить актуальну задачу. Ця задача вирішується в розділах 3 та 5.

Властивості взаємодії між нуклонами та ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів можуть бути дослідженими, як це обговорюється, наприклад в [3, 10, 11], на основі розрахунків, в яких амплітуди ЕМ процесів є калібрувально незалежними.

Важливість забезпечення калібрувальної та релятивістської інваріантності в ЕМ взаємодії з системою трьох нуклонів була продемонстрована в [125, 126] для реакцій $\text{pd} \leftrightarrow {}^3\text{He}\gamma^*$, де γ^* є реальний або віртуальний фотон. У підході, розробленому в цих роботах, амплітуди реакцій задовольняють вимогу збереження ЕМ струму. Урахування взаємодії між протоном і дейтроном в безперервному спектрі ґрунтується на аргументах унітарності та дозволяє знайти уявну частину амплітуди, використовуючи експериментальні значення фаз

протон–дейтронного розсіювання. В розрахунках було використано $pd^3\text{He}$ вершинні функції [127, 128] для аргонських AV14 та AV18 нуклон–нуклонних потенціалів у поєднанні з Urbana VII та Urbana IX тринуклонними силами, відповідно.

Енергетична залежність перерізів $\gamma^3\text{He} \rightarrow pd$ при енергіях фотонів до 400 MeV і кутові розподіли фотонів, векторна аналізуюча здатність A_y в реакції $\vec{p}d \rightarrow ^3\text{He}\gamma$ при енергії протонів 200 MeV, тензорні аналізуючи здатності в реакції $\vec{p}\vec{d} \rightarrow ^3\text{He}\gamma$ при енергіях дейтронів 10, 19,8 та 45 MeV, перерізи $(e, e'p)$ і $(e, e'd)$ реакцій на ядрі ^3He за умовами експериментів Saclay та NIKHEF, що було розраховано, добре узгоджуються з експериментальними даними.

В обчисленнях аналізуючої здібності A_y в реакції $\vec{p}d \rightarrow ^3\text{He}\gamma$, як підкреслюється в [125, 126], є критичним урахування взаємодії в початковому стані.

Необхідною умовою [1–4, 10, 11] калібрувальної незалежності амплітуд ЕМ процесів є використання ХФ початкового та кінцевого станів, що є власними функціями одного й того ж гамільтоніана. Розрахунки [3, 10, 11, 14, 53, 56, 84, 92, 116, 117] було проведено в плоско–хвильовому наближенні. ХФ зв'язаного та безперервного спектра в цих дослідженнях не є ортогональними.

Початковий і кінцевий ядерні стани послідовно враховувалися в дослідженнях [122, 123, 129–132] та [102, 103, 113–115, 120, 121, 133] непружного розсіювання електронів на тринуклонних ядрах та радіаційного pd –захвату.

У роботах [102, 103, 113–115, 118–124, 129–133] взаємодію в початковому стані в радіаційному захопленні протонів дейтронами та взаємодію в кінцевому стані в фото– та електророзщепленні ^3He було враховано в рамках підходів, що використовують рівняння фаддєєвського типу.

Результати [129–131] було отримано з S-хвильовою нуклон–нуклонною взаємодією Малфліє–Тжона. Реалістичні моделі ядерних сил, такі як аргонський, боннський, паризький потенціали та потенціал Рейда з м'яким кором, було використано в [102, 103, 113–115, 119–123, 132, 133].

В [115] та [114] досліджувалася реакція $\vec{d} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. ХФ pd -системи в [115] було обчислено частково в координатному та частково в імпульсному представленні із застосуванням методу безперервних дробів. Розрахунки [123] та [119] ґрунтувалися на сепарабельному наближенні.

В [102, 103, 113, 114] було застосовано методи теорії тричастинкового розсіювання [15, 24, 27]. Ці методи забезпечують коректний опис ядерних станів, що належать до безперервного спектру, в розрахунках з реалістичними потенціалами нуклон–нуклонної взаємодії. Інтегральні рівняння

$$|U_\kappa\rangle = tG_0(1 + P)j_\kappa(\vec{Q})|\Psi_{bound}\rangle + tG_0P|U_\kappa\rangle, \quad (1.9)$$

що було використано, є аналогічними до рівнянь Фаддєєва [20–29]. В (1.9) вектор зв'язаного стану трьох нуклонів є $|\Psi_{bound}\rangle$, сферичні компоненти перетворення Фур'є оператора струму позначено $j_\kappa(\vec{Q})$ де $\kappa = 0, \pm 1$. Вільна функція Гріна трьох нуклонів є G_0 , t – двонуклонна t -матриця в просторі трьох нуклонів, $P = (1, 2)(1, 3) + (1, 3)(1, 2)$. Розрахунки проводились у pqa -представленні, де p та q – імпульси Якобі, α – дискретні квантові числа в схемі (jJ) – або (LS) - зв'язку. Рівняння вирішувалися з використанням ітераційної процедури та із сумуванням рядів багаторазового розсіяння за допомогою метода Padé.

Як зазначається в [103], $j^\mu(\vec{Q})|\Psi_{bound}\rangle$ є єдиною принципово новою структурою порівнюючи з теорією розсіяння нуклонів на дейтронах.

Модель струму є суттєвим елементом в дослідженнях ЕМ процесів на системах взаємодіючих нуклонів. В [102, 103, 113–115, 119, 122, 123, 129–131, 133] струм було вибрано, дотримуючись основної ідеї імпульсного наближення, тобто вважалося, що струм є одночастинковим оператором. Струми взаємодії, до яких належать, зокрема, двочастинкові МОС, було включено з використанням явної форми операторів в [64, 132] та в [120, 121] в М1 переході. В [120, 121] використовувалася теорема Зігерта для ефективного урахування струмів взаємодії в Е1, Е2 переходах. Теорему Зігерта було також застосовано в [114, 115, 119, 122, 123]. В [102, 103, 113, 129–131, 133] струми взаємодії

враховувалися неявно, як зазначено нижче.

Необхідність включення багаточастинкових струмів взаємодії впливає (див., наприклад, [134]), з рівняння безперервності $\partial_\mu j^\mu(x) = 0$ або

$$[\mathcal{H}, j^0(0)] = [\vec{P}, \vec{j}(0)], \quad (1.10)$$

де $j^\mu(\vec{x}) = (j^0(\vec{x}), \vec{j}(\vec{x}))$ – оператор щільності струму, \vec{P} – оператор повного імпульсу даної системи частинок. Ядерний гамільтоніан $\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{V}$ складається з кінетичної частини \mathcal{K} та оператора взаємодії \mathcal{V} . Останній залежить від ізоспіну, та, загалом, може бути нелокальним, тобто бути залежним не тільки від координат нуклонів, але й від їхніх похідних. Для системи з гамільтоніаном, в якому сили можуть довільно залежати від швидкості нуклонів, ЕМ струм, що зберігається, може бути побудований на основі підходу [5].

Як відомо (див., е.г., [1–4]), рівняння безперервності для оператора струму не є достатньою умовою для забезпечення калібрувальної незалежності амплітуд ЕМ процесів. Дійсно, вимога калібрувальної незалежності має вигляд

$$q^\mu \langle f | j_\mu(0) | i \rangle = 0, \quad (1.11)$$

де q^μ – чотиривимірний вектор передачі імпульсу. Зазначене рівняння виконується, якщо оператор $j_\mu(0)$ відповідає (1.10) та обидва початковий $|i\rangle$ та кінцевий $|f\rangle$ ядерні стани є точними власними векторами \mathcal{H} . Впровадження цих вимог в розрахунках є досить складним завданням, оскільки воно потребує певну узгодженість між струмом, гамільтоніаном та ХФ як для початкового, так і для кінцевого станів. У цьому відношенні винятком є розрахунок зарядового ФФ ядра, наприклад ${}^3\text{He}$. В цьому випадку було показано [135–137], що одночастинковий ($j^{[1]}(\vec{x})$) та багаточастинкові мезонні ($j^{[meson]}(\vec{x})$) внески в розкладання $j(\vec{x}) = j^{[1]}(\vec{x}) + j^{[meson]}(\vec{x})$ задовільняють рівнянням (1.11) окремо. Звичайно, це не означає, що в розрахунках спостережуваних можна уникнути включення МОС. Для ядерних процесів з реальними або віртуальними фотонами рівняння (1.11) є корисним для ефективного врахування ефектів МОС. Використовуючи рівняння (1.11), матричні елементи поздовжньої ком-

поненти ЕМ струму можуть бути вираженими через відповідний матричний елемент його часової складової. Ця заміна має сенс завдяки тому, що обмін мезонами впливає на останню в меншій мірі, ніж на просторову складову струму [138]. Цей підхід часто застосовується при дослідженні непружного розсіювання електронів на ядрах для того, щоб виразити диференціальні перерізи через відповідні структурні функції [3, 57, 58, 102, 103, 113, 129–131, 133, 139].

Амплітуди реакцій також можуть бути записаними у формі, що є калібрувально незалежною, за допомогою розширеної теореми Зігерта [4, 140–145], виражаючи їх через напруженості електричного та магнітного полів та узагальнені електричний та магнітний дипольні моменти системи частинок. Теорема Зігерта широко використовується для включення частини ефектів МОС в довгохвильовому наближенні. Однак, застосування теореми Зігерта передбачає, що початковий та кінцеві стани, що входять до елементів матриці переходів, є рішеннями рівняння Шредінгера з одним й тим же гамільтоніаном. Цю важливу вимогу було порушено, наприклад в [116] та [117]).

Дослідження [3, 6–9, 146–149] електророзщеплення дейтрона, в яких було послідовно ураховано взаємодію в кінцевому стані, показують, що МОС мають значний вплив на диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані та покращують опис експериментальних даних.

В розрахунках спостережуваних в електророзщепленні ядра ${}^3\text{He}$ та в радіаційному захопленні протонів дейтронами з розв'язками рівнянь Фаддєєва для початкового та кінцевого станів було використано [103, 113, 114, 133] однопуклонну частину ЕМ струму $j^\mu(\vec{Q})$. На відміну від цього, в [3, 10–14], де вивчалось двочастинкове фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$, особлива увага приділялася впливу двочастинкових МОС. Розрахунки проводилися зі струмами, що генеруються обміном π^- та ρ^- -мезонами, МОС зі збудженням Δ -ізобари в проміжних станах та з фаддєєвськими ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів без включення взаємодії між протоном і дейтроном в кінцевому стані. Таким чином, подальший розвиток методів [3, 10–14] є актуальним для теорії ЕМ

процесів з участю тричастинкових систем та для включення МОС в дослідження, в яких використовуються розв'язки рівнянь Фаддєєва в імпульсному представленні для початкових та кінцевих станів реакцій. Вирішенню цього завдання присвячено четвертий розділ дисертації.

Висновки до розділу 1

В розділі надано стислий огляд досягнень в дослідженнях електромагнітних процесів з участю тричастинкових систем. Розглянуто реакції розщеплення ядер ${}^3\text{He}$ реальними фотонами, радіаційного захоплення протонів дейтронами та електророзщеплення ${}^3\text{He}$. Теоретичному та експериментальному вивченню таких процесів присвячено велику кількість робіт. Разом з тим залишається багато невирішених проблем, детальне дослідження яких є важливим для теорії електромагнітної взаємодії за участю тринуклонних ядер.

Для вирішення таких проблем виділено низку актуальних завдань, серед яких можна зазначити наступні:

— дослідження двочастинкових механізмів радіаційного захоплення протонів дейтронами та фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними фотонами з урахуванням перерозсіяння в початкових або кінцевих станах реакцій, обчислення диференціальних перерізів та поляризаційних спостережуваних для цих реакцій;

— розробка методів для розрахунків амплітуд реакцій імпульсному представленні з використанням розв'язків тринуклонних рівнянь Фаддєєва для зв'язаного стану та станів безперервного спектру в системі трьох нуклонів, які отримано з реалістичними моделями міжнуклонної взаємодії;

— отримання представлення для Фур'є-образу матричного елемента ядерного струму, що дозволяє ефективно врахувати вклади багаточастинкових струмів взаємодії в амплітудах фотореакцій аналогічно до теореми Зігерта, та знаходження кінематичної області, в якій його застосування є обґрунтованим;

— побудова хвильової функції зв'язаного стану системи трьох нуклонів в тензорному представленні з використанням числових даних для парціально-хвильових компонент, які отримано на основі розв'язків рівнянь Фаддеева, та дослідження імпульсних розподілів нуклонів і протон-дейтронних кластерів, що залежать від спінових змінних, в орієнтованих тринуклонних ядрах;

— вивчення залежності спостережуваних у двочастинковому розщепленні ядра ${}^3\text{He}$ від компонент хвильової функції зв'язаного стану трьох нуклонів в розрахунках з електромагнітним струмом, що містить одно- та двочастинкові внески;

— розробка нової моделі мезонних обмінних струмів, що дозволяє включити в теорію ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних або віртуальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, що знаходяться на масовій оболонці, та вивчення впливу таких ефектів на диференціальний переріз реакції $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$;

— розрахунки спостережуваних за умовами експериментів та порівніння отриманих результатів з експериментальними даними.

Вирішенню таких завдань присвячено розділи 3–5.

В розділі використано результати робот [3, 10–14, 73, 75, 80–82], в яких здобувач є співавтором.

РОЗДІЛ 2

МОДЕЛЬ ЯДЕРНОГО СТРУМУ ТА АМПЛІТУДИ РЕАКЦІЇ ДВОЧАСТИНКОВОГО ФОТОРОЗЩЕПЛЕННЯ ЯДРА ${}^3\text{He}$

В рамках підходу, що розробляється, амплітуди реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ виражаються в термінах ХФ ядерних станів і матричних елементів оператора ЕМ струму. В підрозділі 2.1 коротко обговорюється модель ядерного струму, яка є важливим елементом проведених досліджень.

Розглянуто ЕМ струм, якій включає вклади КС, СС, СОС, π^- та ρ^- мезонних обмінних струмів ($\pi\text{МОС}$ та $\rho\text{МОС}$). Оператори КС та СС взято з робіт [17, 82, 150, 151], конструкції для СОС — з [13, 82, 152]. Для МОС, що генеруються обміном π^- та ρ^- мезонами, використано результати [64, 95, 153–156]. Зі струмами, які описано в підрозділі 2.1, виконано, наприклад дослідження електророзщеплення дейтрона [3, 7–9, 146, 147, 149], а також двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ [3, 10–14, 57, 76, 76, 78, 80–83], та розраховано перерізи та поляризаційні спостережувані для цих реакцій за різних кінематичних умов. Огляд результатів досліджень ЕМ процесів на малонуклонних системах з використанням такої моделі МОС дан в розділі 1.

Підрозділ 2.2 присвячено обговоренню властивостей симетрії амплітуд $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$, які є пов'язаними з просторовою інверсією \mathcal{P} , зверненням часу \mathcal{T} та відображенням відносно площини реакції. Тут наведено вирази для диференціальних перерізів і коефіцієнта асиметрії перерізів реакції з лінійно поляризованими фотонами та вивчається структура цих виразів, яка обумовлена моделлю струму та конструкціями для ХФ, що використовуються.

У підрозділі 2.3 демонструється, як амплітуди реакції можуть бути записаними у вигляді багатократних інтегралів перекриття між матричними елементами ЕМ струму та ядерними ХФ в тензорному представленні.

2.1. Електромагнітний струм ядра

Оператор щільності ядерного струму $\vec{j}(\vec{x})$, що використовується в розрахунках спостережуваних для розглянутих реакцій, включає вклади КС, СС, СОС та двочастинкових струмів, які генеруються обміном π - та ρ -мезонами. Просторові компоненти Фур'є-образу струму $\vec{j}(\vec{x})$ мають вигляд

$$\vec{j}(\vec{k}) = \vec{j}(\vec{k}; \text{КТ}) + \vec{j}(\vec{k}; \text{СТ}) + \vec{j}(\vec{k}; \text{СОТ}) + \vec{j}(\vec{k}; \pi\text{МОТ}) + \vec{j}(\vec{k}; \rho\text{МОТ}). \quad (2.1)$$

КС та СС, які є одночастинковими, визначено згідно [17, 82, 150, 151]

$$\vec{j}(\vec{k}; \text{КТ}) = \sum_{a=1}^3 \frac{e_a}{2M_N} \{ \vec{p}_a, \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_a) \}, \quad (2.2)$$

$$\vec{j}(\vec{k}; \text{СТ}) = \sum_{a=1}^3 \frac{\mu_a}{2M_N} i [\vec{\sigma}(a) \times \vec{k}] \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_a), \quad (2.3)$$

де \vec{r}_a та \vec{p}_a — оператори координати та імпульсу нуклона з номером a , e_a та μ_a — оператори заряду та магнітного моменту нуклона. Маси нейтрона та протона ми вважаємо рівними масі нуклона M_N .

Відповідно до загальноприйнятого підходу діраківський та паулієвський $\Phi\Phi$ нуклонів F_{1a} та F_{2a} замінено у виразах для струмів їх значеннями при $(k'_a - k_a)^2 = 0$, де k'_a та k_a — 4-імпульси нуклонів в початковому та кінцевому станах. Ефекти сходу з енергетичної оболонки у взаємодії реальних фотонів з нуклонами на масовій оболонці, пов'язано з відмінністю $(k'_a - k_a)^2$ від нуля, розглянуто в підрозділі 5.3.

КС задовольняє рівнянню безперервності

$$[K, \rho(\vec{k}_\gamma; \text{КТ})] = \vec{k}_\gamma \cdot \vec{j}(\vec{k}_\gamma; \text{КТ}),$$

де \vec{k}_γ — імпульс фотона, щільність заряду

$$\rho(\vec{k}; \text{КТ}) = \sum_a e_a \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_a) \quad (2.4)$$

та оператор кінетичної енергії системи трьох нуклонів $K = \sum_a \vec{p}_a^2 / 2M_N$. СС є поперечним $\vec{k}_\gamma \cdot \vec{j}(\vec{k}_\gamma; \text{СТ}) = 0$.

Для опису спін-орбітальної ЕМ взаємодії з нуклонами використаємо модель СОС [13, 82, 152], в якій

$$\vec{j}(\vec{k}; \text{COT}) = [H, \vec{g}(\vec{k})], \quad (2.5)$$

де гамільтоніан системи нуклонів $H = K + V$, та

$$\vec{g}(\vec{k}) = -\frac{1}{4M_N^2} \sum_{a=1}^3 (F_{1a} + 2F_{2a}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_a) i[\vec{\sigma}(a) \times \vec{p}_a]. \quad (2.6)$$

Оператор (2.6) та часова компонента струму $\rho(\vec{k}; \text{COT}) = \vec{k} \cdot \vec{g}(\vec{k})$ є одночастинковими, проте просторові компоненти СОТ містять як одночастинкові, так і багаточастинкові вклади. Дійсно, для

$$V = V(1, 2) + V(2, 3) + V(3, 1) + V(123),$$

де $V(a, b)$ та V_{123} — оператори NN та 3N взаємодії між нуклонами, СОС (2.5) набуває вигляду

$$\vec{j}(\vec{k}; \text{COT}) = \sum_{n=1,2,3} \vec{j}^{[n]}(\vec{k}; \text{COT}).$$

Одно-, дво- та тричастинкові струми визначаються, відповідно, оператором кінетичної енергії, 2N та 3N силами

$$\begin{aligned} \vec{j}^{[1]}(\vec{k}; \text{COT}) &= [K, \vec{g}(\vec{k})], \\ \vec{j}^{[2]}(\vec{k}; \text{COT}) &= [V(1, 2) + V(2, 3) + V(3, 1), \vec{g}(\vec{k})], \\ \vec{j}^{[3]}(\vec{k}; \text{COT}) &= [V(123), \vec{g}(\vec{k})]. \end{aligned}$$

Для СОС $j^\mu(\vec{k}; \text{COT}) = (\rho(\vec{k}; \text{COT}), \vec{j}(\vec{k}; \text{COT}))$ виконується рівняння безперервності

$$[H, \rho(\vec{k}_\gamma; \text{COT})] = \vec{k}_\gamma \cdot \vec{j}(\vec{k}_\gamma; \text{COT}), \quad (2.7)$$

яке розщеплюється на три рівняння для струмів $\vec{j}^{[n]}(\vec{k}; \text{COT})$.

В рамках підходу, що розвивається, оператор ядерного струму входить у вирази для амплітуд реакції у вигляді матричних елементів між станами трьох нуклонів, для опису яких, ми використовуємо імпульсне представлення.

Матричний елемент одночастинкового струму нуклона з номером $a \in$

$$\left\langle \vec{k}'_a \left| \vec{j}(\vec{k}; a) \right| \vec{k}_a \right\rangle = \delta(\vec{k}'_a - \vec{k}_a - \vec{k}) \vec{j}(\vec{k}'_a, \vec{k}; a), \quad (2.8)$$

де \vec{k}_a, \vec{k}'_a — імпульси нуклона.

Матричні елементи операторів двочастинкових МОС, діючих в просторі нуклонів з номерами b та c , мають властивість

$$\begin{aligned} \left\langle \vec{k}'_b \vec{k}'_c \left| \vec{j}(\vec{k}; b, c) \right| \vec{k}_b \vec{k}_c \right\rangle = \\ = \delta(\vec{k}'_b + \vec{k}'_c - \vec{k} - \vec{k}_b - \vec{k}_c) \vec{j}(\vec{k}'_b - \vec{k}_b, \vec{k}'_c - \vec{k}_c; b, c). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Для розглянутих нами механізмів поглинання реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів оператори МОС представляють собою

$$\vec{j}(\vec{k}; b, c) = \vec{j}_\pi(\vec{k}; b, c) + \vec{j}_\rho(\vec{k}; b, c), \quad (b, c = 12; 31; 23). \quad (2.10)$$

для струмів $\vec{j}_\pi(\vec{k}; b, c)$ та $\vec{j}_\rho(\vec{k}; b, c)$, що породжуються обміном π^- та ρ^- мезонами, використовується модель [64, 95, 153–156].

Матричні елементи (2.9) для π МОТ можуть бути записані як

$$\vec{j}_\pi(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) = \vec{j}^{seagull}(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) + \vec{j}^{pionic}(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c), \quad (2.11)$$

де

$$\begin{aligned} \vec{j}^{seagull}(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) = i [\vec{\tau}(b) \times \vec{\tau}(c)]_z \times \\ \times F_1^V \left(v_\pi(p_b) (\vec{\sigma}(b) \cdot \vec{p}_b) \vec{\sigma}(c) - v_\pi(p_c) \vec{\sigma}(b) (\vec{\sigma}(c) \cdot \vec{p}_c) \right), \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}^{pionic}(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) = i [\vec{\tau}(b) \times \vec{\tau}(c)]_z \times \\ \times F_1^V (\vec{p}_b - \vec{p}_c) (\vec{\sigma}(b) \cdot \vec{p}_b) (\vec{\sigma}(c) \cdot \vec{p}_c) \frac{v_\pi(p_c) - v_\pi(p_b)}{p_b^2 - p_c^2}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Струми (2.12) та (2.13) пропорційні, так само як щільність заряду (2.4), ізовекторному ФФ нуклона $F_1^V = F_1^p - F_1^n$.

Струм $\vec{j}_\pi(\vec{k}; b, c)$ задовольняє рівнянню безперервності

$$\left[V_\pi(b, c), \rho(\vec{k}_\gamma; \text{КТ}) \right] = \vec{k}_\gamma \cdot \vec{j}_\pi(\vec{k}_\gamma). \quad (2.14)$$

Щільність заряду $\rho(\vec{k}; \text{КТ})$ визначена рівністю (2.4). Потенціал однопіонного обміну має вигляд

$$V_\pi(\vec{k}; b, c) = -(\vec{\tau}(b) \cdot \vec{\tau}(c)) (\vec{\sigma}(b) \cdot \vec{k}) (\vec{\sigma}(c) \cdot \vec{k}) v_\pi(k), \quad (2.15)$$

де

$$v_\pi(k) = \frac{f_{\pi NN}^2}{2\pi^2 m_\pi^2} \frac{1}{m_\pi^2 + k^2} F_{\pi NN}^2(k^2). \quad (2.16)$$

Піон–нуклонний ФФ $F_{\pi NN}(k^2)$ обумовлюється сильною взаємодією. Маса піону позначено m_π , $f_{\pi NN}$ є псевдовекторна константа πNN зв'язку.

Двочастинкові струми, які генеруються обміном ρ -мезонами, можуть бути представленими у вигляді

$$\vec{j}_\rho(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) = \vec{j}_\rho^s(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) + \vec{j}_\rho^\rho(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c), \quad (2.17)$$

де

$$\begin{aligned} \vec{j}_\rho^s(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) &= i[\vec{\tau}(b) \times \vec{\tau}(c)]_z F_1^V \times \\ &\times (v_\rho(p_c) [\vec{\sigma}(b) \times [\vec{\sigma}(c) \times \vec{p}_c]] - v_\rho(p_b) [\vec{\sigma}(c) \times [\vec{\sigma}(b) \times \vec{p}_b]]), \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \vec{j}_\rho^\rho(\vec{p}_b, \vec{p}_c; b, c) &= i[\vec{\tau}(b) \times \vec{\tau}(c)]_z F_1^V (p_b^2 - p_c^2)^{-1} \times \\ &\times ((v_\rho(p_c) - v_\rho(p_b)) ((\vec{p}_b - \vec{p}_c) [\vec{\sigma}(b) \times \vec{p}_b] \cdot [\vec{\sigma}(c) \times \vec{p}_c] + \\ &+ [\vec{\sigma}(b) \times \vec{p}_b] \vec{\sigma}(c) \cdot [\vec{p}_b \times \vec{p}_c] + [\vec{\sigma}(c) \times \vec{p}_c] \vec{\sigma}(b) \cdot [\vec{p}_b \times \vec{p}_c] + \\ &+ (\vec{p}_b - \vec{p}_c) (v_\rho^s(p_c) - v_\rho^s(p_b))) . \end{aligned} \quad (2.19)$$

Струми (2.17)–(2.19) відповідають потенціалу одно– ρ -мезонного обміну

$$V_\rho(\vec{k}; b, c) = (\vec{\tau}(b) \cdot \vec{\tau}(c)) [\vec{\sigma}(b) \times \vec{k}] \cdot [\vec{\sigma}(c) \times \vec{k}] (v_\rho^s(k) - v_\rho(k)), \quad (2.20)$$

та задовольняють

$$[V_\rho(b, c), \rho(\vec{k}_\gamma; \text{КТ})] = \vec{k}_\gamma \cdot \vec{j}_\rho(\vec{k}_\gamma). \quad (2.21)$$

Центральний та тензорний потенціали є

$$\begin{aligned} v_\rho^s(k) &= \frac{g_\rho^2}{(m_\rho^2 + k^2)} F_{\rho NN}^2(k^2), \\ v_\rho(k) &= \left(\frac{1 + \kappa}{2m_\rho} \right)^2 v_\rho^s(k), \end{aligned} \quad (2.22)$$

де g_ρ та κ — векторна та тензорна константи ρNN зв'язку. Введення адронного ФФ $F_{\rho NN}(k^2)$ в вирази для потенціалу V_ρ та струму \vec{j}_ρ дозволяє врахувати, подібно $F_{\pi NN}(k^2)$ у V_π та \vec{j}_π , що у взаємодії з мезонами нуклони мають кінцеві розміри.

2.2. Властивості симетрії амплітуд $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ та спостережувані у реакції з лінійно поляризованими фотонами

Амплітуда реакції двочастинкового фоторозщеплення ядра ^3He може бути записаною [3, 10, 11, 82] у вигляді матричного елемента

$$T_\lambda = \langle \Psi_{pd}^{(-)} | H_\lambda | \Psi_{^3\text{He}} \rangle \quad (2.23)$$

від оператора ЕМ-взаємодії

$$H_\lambda = -e \int \vec{j}(\vec{x}) \cdot \vec{A}_\lambda(\vec{x}) d^3x \quad (2.24)$$

між початковим станом $\Psi_{^3\text{He}}$ ядра ^3He та станом $\Psi_{pd}^{(-)}$ кінцевої pd -системи. Потенціал ЕМ поля, яке створюється фотоном у початковому стані, що має вектор поляризації $\vec{\epsilon}_\lambda$ та імпульс \vec{k}_γ , є

$$\vec{A}_\lambda(\vec{x}) = (2\pi/E_\gamma)^{1/2} \vec{\epsilon}_\lambda \exp(i\vec{k}_\gamma \cdot \vec{x}),$$

де $\vec{\epsilon}_\lambda \cdot \vec{k}_\gamma = 0$.

Нехтуючи взаємодією в кінцевому стані, запишемо амплітуду (2.23) як

$$T_{\lambda m}^{m_p M_d} = \sqrt{3} \langle \phi_{\vec{k}_p m_p}(1) \phi_{\vec{k}_d M_d}(2, 3) | H_\lambda | \Psi_{I=1/2, m} \rangle, \quad (2.25)$$

де

$$|\Psi; \mathcal{J} = \frac{1}{2}, m\rangle \equiv |\Psi_{^3\text{He}}\rangle \quad (2.26)$$

є вектор зв'язаного стану $3N$ -системи з повним імпульсом, що дорівнює нулю, та з проекцією m повного кутового моменту $\mathcal{J} = \frac{1}{2}$ на вісь z . Стан вибитого протона з імпульсом \vec{k}_p та проекцією спіна m_p описує плоска хвиля $\phi_{\vec{k}_p m_p}(1)$. Плоска хвиля $\phi_{\vec{k}_d M_d}(2, 3)$ відноситься до дейтрону в кінцевому стані реакції, який має імпульс \vec{k}_d та проекцію спіна M_d .

Для ядерного струму, що перетворюється при інверсії простору \mathcal{P} та розвороті часу \mathcal{T} відповідно до співвідношенням

$$\mathcal{P} \vec{j}(\vec{k}_\gamma) \mathcal{P}^\dagger = -\vec{j}(-\vec{k}_\gamma) \quad \text{і} \quad \mathcal{T} \vec{j}(\vec{k}_\gamma) \mathcal{T}^\dagger = -\vec{j}(-\vec{k}_\gamma), \quad (2.27)$$

амплітуда (2.25) має властивість [3, 10, 11, 82]

$$T_{\lambda, -m}^{-m_p, -M_d} = (-1)^{m_p + M_d + m} \left(T_{\lambda m}^{m_p M_d} \right)^*. \quad (2.28)$$

З (2.28) видно, що серед 24х комплексних амплітуд (2.25) тільки 12 є незалежними. Таким чином, можна обмежитися обчисленням матричних елементів тільки з одним значенням m , наприклад $m = \frac{1}{2}$.

Використання відображення відносно площини реакції, що утворено векторами \vec{k}_γ та \vec{k}_p , дозволяє отримати [11]

$$T_{\lambda m}^{m_p M_d} = (-1)^{m_p + M_d + m} \tilde{T}_{\lambda, -m}^{-m_p, -M_d}. \quad (2.29)$$

Амплітуда $\tilde{T}_{\lambda m}^{m_p M_d}$ відрізняється від $T_{\lambda m}^{m_p M_d}$ знаком проекції вектора поляризації $\vec{\epsilon}_\lambda$ на вектор $[\vec{k}_\gamma \times \vec{k}_p]$, який є перпендикулярним до площини реакції. Відзначимо, що співвідношення (2.29) виконується також для амплітуд реакції, в яких враховується взаємодія в кінцевому стані.

З (2.28) та (2.29) випливає, що амплітуди (2.25) в паралельній (перпендикулярній) кінематиці $\lambda = \parallel$ ($\lambda = \perp$) є дійсними (уявними) числами

$$T_{\lambda = \parallel, m}^{m_p M_d} = \left(T_{\lambda = \parallel, m}^{m_p M_d} \right)^*, \quad T_{\lambda = \perp, m}^{m_p M_d} = - \left(T_{\lambda = \perp, m}^{m_p M_d} \right)^*. \quad (2.30)$$

У паралельній (перпендикулярній) кінематиці вектор поляризації фотона лежить у площині реакцій (є перпендикулярним до неї та є спрямованим вздовж вектора $[\vec{k}_\gamma \times \vec{k}_p]$).

Дослідження механізмів реакцій $\gamma^3\text{He} \rightleftharpoons \text{pd}$ та розрахунки спостережуваних проводяться нами з ЕМ струмом $\vec{j}(\vec{x})$, Фур'є-образ якого може бути записаний як

$$\vec{j}(\vec{k}) = \vec{j}^{[1]}(\vec{k}) + \vec{j}^{[2]}(\vec{k}). \quad (2.31)$$

Одночастинкова частина струму (2.31) являє собою суму

$$\vec{j}^{[1]}(\vec{k}) = \vec{j}(\vec{k}; 1) + \vec{j}(\vec{k}; 2) + \vec{j}(\vec{k}; 3), \quad (2.32)$$

де $j(\vec{k}; a)$ — оператор струму нуклона з номером a . Для двочастинкових вкладів в (2.31) маємо

$$\vec{j}^{[2]}(\vec{k}) = \vec{j}(\vec{k}; 1, 2) + \vec{j}(\vec{k}; 3, 1) + \vec{j}(\vec{k}; 2, 3). \quad (2.33)$$

Оператори $j(\vec{k}; b, c)$ залежать від змінних нуклонів з мітками b та c . Матричні елементи операторів $\vec{j}(\vec{k}; a)$ та $\vec{j}(\vec{k}; b, c)$ мають властивості (2.8) та (2.9) (с. 55).

Відповідно до (2.32) та (2.33), та з урахуванням антисимметризації кінцевого стану в (2.25) відносно перестановки нуклонів з номерами 2 та 3, амплітуда $T_\lambda^{m_p M_d}$ приймає вигляд

$$T = T^{[1]} + T^{[2]}, \quad (2.34)$$

де

$$T^{[1]} = T(1) + 2T(2), \quad T^{[2]} = T(2, 3) + 2T(1, 2). \quad (2.35)$$

В формулах (2.34) та (2.35) індекси m_p, M_d, λ опущено. Амплітуди $T^{[1]}(a)$ походять від одночастинкових струмів $\vec{j}(\vec{k}; a)$ з $a = 1$ та 2 . Величини $T^{[2]}(b, c)$ визначаються двочастинковими струмами $\vec{j}(\vec{k}; b, c)$ з $bc = 23$ та 12 .

Вирази для амплітуди (2.34) можуть бути також записаними як

$$T = T^{[dir]} + T^{[rec]}, \quad (2.36)$$

де

$$T^{[dir]} = T^{[1]}(1) + 2T^{[2]}(1, 2) \quad \text{і} \quad T^{[rec]} = 2T(2) + T^{[2]}(2, 3). \quad (2.37)$$

Відносна роль прямого механізму реакції, якому відповідає амплітуда $T^{[dir]}$, та механізму віддачі, внесок якого визначається $T^{[rec]}$, була детально вивчена нами в роботах [10–12, 14, 82].

Розглянемо, які наслідки для спостережуваних в $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами можуть бути отримані на основі розглянутих вище властивостей симетрії амплітуд реакції. Беручи до уваги співвідношення (2.28), ми бачимо, що диференціальний переріз $\sigma_\lambda = d\sigma_\lambda/d\Omega_p$ реакції $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ може бути виражений через амплітуди $T_\lambda^{m_p M_d} = T_{\lambda, m=1/2}^{m_p M_d}$ за допомогою

$$\sigma_\lambda = e^2 K \sum_{m_p M_d} \left| T_\lambda^{m_p M_d} \right|. \quad (2.38)$$

Представлення для амплітуд $T_\lambda^{m_p M_d}$, яке використовується в розділі 5, розглянуто в підрозділі 2.3.

Кінематичний фактор

$$K = \frac{\pi k_p^2}{E_\gamma} \frac{\partial}{\partial k_p} (E_p + E_d), \quad (2.39)$$

що входить в (2.38), залежить від енергії фотона E_γ , а також від енергій протона та дейтрона E_p та E_d у кінцевому стані. Вибитий дейтрон має імпульс $\vec{k}_d = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_p$.

Диференціальний переріз $\sigma = d\sigma/d\Omega_p$ реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з неполяризованими фотонами зв'язаний з (2.38) згідно з

$$\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}). \quad (2.40)$$

Коефіцієнт асиметрії перерізів реакції з лінійно поляризованими фотонами має вигляд

$$\Sigma = (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp})/(\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}). \quad (2.41)$$

Використовуючи операції інверсії простору та розвороту часу, можна показати [13, 82], що в розрахунках у плоскохвильовому наближенні зі струмом (2.1) диференціальний переріз (2.38) є сумою двох некогерентних вкладів

$$\sigma_\lambda = \sigma_\lambda(KT, MOT) + \sigma_\lambda(CT, COT). \quad (2.42)$$

Співвідношення (2.42) використовується в розділі 5 для аналізу результатів обчислень.

Подальші кроки в розробці методу обчислення амплітуд (2.25) потребують використання явних конструкцій для оператора ЕМ струму системи взаємодіючих нуклонів.

2.3. Вклади одночастинкових та двочастинкових струмів в амплітуди реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$

Ми використовуємо відносні імпульси, що визначено в [24] (див. також [15, 42]),

$$\vec{p} = \frac{1}{2}(\vec{k}_2 - \vec{k}_3), \quad \vec{q} = \frac{1}{3}(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3), \quad (2.43)$$

де \vec{k}_i – імпульс нуклона з номером i , \vec{p} – відносний імпульс пари нуклонів з номерами 2 та 3, \vec{q} – імпульс нуклона 1 в системі центру мас трьох нуклонів з $\vec{K} = 0$, повний імпульс 3N -системи $\vec{K} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3$.

Координати Якобі $\vec{\rho}$ та $\vec{\eta}$, які є канонічно спряженими імпульсам (2.43), мають вигляд

$$\vec{\rho} = \vec{r}_2 - \vec{r}_3, \quad \vec{\eta} = \vec{r}_1 - (\vec{r}_2 + \vec{r}_3)/2, \quad (2.44)$$

де \vec{r}_i — радіус-вектор нуклона з номером i .

Для обчислення амплітуд реакцій ми вибираємо базис в просторі станів трьох нуклонів, що утворено векторами

$$|\vec{p}\vec{q}; SM\frac{1}{2}m; (T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\rangle = |\vec{p}\vec{q}\rangle |SM\frac{1}{2}m\rangle |(T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\rangle. \quad (2.45)$$

Дискретні квантові числа, спінові $|SM\frac{1}{2}m\rangle$ та ізоспінові $|(T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\rangle$ частини вектора (2.45) визначено в додатку А, с. 185.

Ми вважаємо, що ізоспін \mathcal{T} ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ дорівнює $1/2$, тобто нехтуємо вкладом компонент $X\Phi$, які мають повний ізоспін $\mathcal{T} = \frac{3}{2}$. Тоді вектор (2.26) (с. 57) зв'язаного стану $3N$ -системи з повним кутовим моментом $\mathcal{J} = \frac{1}{2}$ та його проекцією m' при фіксованих значеннях \vec{p} та \vec{q} має в базисі (2.45) 32 комплексні компоненти

$$\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T) = \langle \vec{p}\vec{q}; SM\frac{1}{2}m; (T\frac{1}{2})\mathcal{T} = \frac{1}{2}, M_{\mathcal{T}} | \Psi; \mathcal{J} = \frac{1}{2}, m'; \mathcal{T} = \frac{1}{2}, M_{\mathcal{T}} \rangle, \quad (2.46)$$

де $M_{\mathcal{T}}$ приймає значення $\pm\frac{1}{2}$ у випадку ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$, відповідно. Для стислості в лівих частинах (2.46) та нижче, де це не викликає непорозумінь, ізоспінний індекс $M_{\mathcal{T}}$ опущено та позначено

$$|\Psi_{m'}\rangle = |\Psi; \mathcal{J} = \frac{1}{2}, m'; \mathcal{T} = \frac{1}{2}, M_{\mathcal{T}}\rangle. \quad (2.47)$$

Розглянемо, як перетворюється $X\Phi$ $3N$ -системи при інверсії простору \mathcal{P} та розвороті часу \mathcal{T} . Відповідно до угод [28, 30] про вибір фазового множника у співвідношенні, що визначає дію оператора розвороту часу на стани з певними значеннями повного кутового моменту J та його проекції M , маємо

$$\mathcal{T} |JM\rangle = (-1)^{J-M} |J, -M\rangle. \quad (2.48)$$

Для просторово–спінових частин векторів базису (2.45) отримуємо

$$\mathcal{P} |\vec{p} \vec{q}; SM \frac{1}{2} m\rangle = |-\vec{p}, -\vec{q}; SM \frac{1}{2} m\rangle, \quad (2.49)$$

$$\mathcal{T} |\vec{p} \vec{q}; SM \frac{1}{2} m\rangle = (-1)^{S-M+\frac{1}{2}-m} |-\vec{p}, -\vec{q}; S, -M, \frac{1}{2}, -m\rangle. \quad (2.50)$$

Ми припускаємо, що взаємодія між нуклонами є інваріантною щодо інверсії як простору, так і часу. Оскільки ядра ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ мають позитивну парність, вектор (2.26) має властивість

$$\mathcal{P} |\Psi_m\rangle = |\Psi_m\rangle. \quad (2.51)$$

Згідно з (2.48)–(2.51) компоненти ХФ (2.46) задовільняють

$$\Psi_{-m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T) = (-1)^{S+M+m+m'} \left(\Psi_{m'}^{S,-M,-m}(\vec{p}, \vec{q}; T) \right)^*. \quad (2.52)$$

Співвідношення (2.52), що є подібним рівності (2.28) (с. 57) для амплітуди реакції $T_{\lambda m'}^{m_p M_d}$, зв'язує компоненти ХФ (2.46) з різними значеннями проекції m' повного кутового моменту $3N$ –системи та дає можливість обмежитися при обчисленні значень ХФ ядра ${}^3\text{He}$ використанням явних виразів тільки для функцій (2.46) з $m' = \frac{1}{2}$,

$$\Psi^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T) = \Psi_{m'=1/2}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T). \quad (2.53)$$

Співвідношення (2.53) дозволяє спростити відповідну програму та помітно скоротити час числових розрахунків.

У вирази для амплітуд реакції входить також ХФ дейтрона в тензорному представленні

$$\phi_{M_d}^M(\vec{p}) = \langle \vec{p}, S = 1, M; T = 0, M_T = 0 | \phi_{I=1, M_d} \rangle, \quad (2.54)$$

яка будується з парціально–хвильових компонент $\phi_L(p)$ згідно

$$\phi_{M_d}^M(\vec{p}) = \sum_{LM'} C_{LM'1M}^{1M_d} \phi_L(p) Y_{LM'}(\hat{\vec{p}}), \quad (2.55)$$

де одиничний вектор $\hat{\vec{p}} = \vec{p}/|\vec{p}|$.

В термінах ХФ (2.53) та (2.54) амплітуди (2.34), (2.35), (2.38) можуть бути записаними як

$$T_{\lambda}^{m_p M_d}(a) = \sqrt{3} \sum_{M'} \int \left(\phi_{M_d}^{M'}(\vec{p}) \right)^* H^{M' m_p}(\vec{p}; a) d^3 p, \quad (2.56)$$

$$T_{\lambda}^{m_p M_d}(b, c) = \sqrt{3} \sum_{M'} \int \left(\phi_{M_d}^{M'}(\vec{p}') \right)^* H^{M' m_p}(\vec{p}', \vec{p}; b, c) d^3 p' d^3 p. \quad (2.57)$$

Величини $H^{M' m_p}(\vec{p}; a)$, де $a = 1$ та 2 , походять від КС та СС. Для прямого вибивання протонів функції

$$\begin{aligned} H^{M' m_p}(\vec{p}; 1) = & -\frac{1}{M_N} \vec{\epsilon} \cdot \vec{k}_d \Psi^{1M' m_p}(\vec{p}, -\vec{k}_d; 0) + \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}M_N} k_{\gamma} \mu_p \left[\left(\frac{1}{2} - m_p \right) \epsilon_{+1} + \left(\frac{1}{2} + m_p \right) \epsilon_{-1} \right] \Psi^{1M', -m_p}(\vec{p}, -\vec{k}_d; 0), \end{aligned} \quad (2.58)$$

містять ХФ початкового $3N$ -стану при $\vec{q} = -\vec{k}_d$, де \vec{k}_d — імпульс дейтрона в кінцевому стані реакції. Магнітні моменти протона та нейтрона є μ_p та μ_n .

Для вектора $\vec{a} = (a_x, a_y, a_z)$ коваріантні циклічні координати a_{μ} , де $\mu = \pm 1, 0$, мають вигляд [34]

$$a_{+1} = -2^{-1/2}(a_x + a_y), \quad a_{-1} = 2^{-1/2}(a_x - a_y), \quad a_0 = a_z. \quad (2.59)$$

Внесок механізму віддачі, який є обумовленим КС та СС, визначається

$$H^{M' m_p}(\vec{p}; 2) = \sum_T (-1)^T \hat{T}^{-1} H^{M' m_p}(\vec{p}; T; 2), \quad (2.60)$$

де $\hat{x} = \sqrt{2x + 1}$. У вираз для $H^{M' m_p}(\vec{p}; 2)$ входять ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, які залежать, на відміну від (2.58), від відносного імпульсу \vec{q} , що дорівнює імпульсу вибитого протона \vec{k}_p

$$\begin{aligned} H^{M' m_p}(\vec{p}; T; 2) = & \frac{1}{2M_N} \left[\vec{\epsilon} \cdot \left(\vec{p} - \frac{1}{2} \vec{k}_p \right) \Psi^{1M' m_p} \left(\vec{p} - \frac{1}{2} \vec{k}_{\gamma}, \vec{k}_p; T \right) + \right. \\ & + k_{\gamma} \mu_T \sum_{SM} (-1)^{S+1} \sqrt{S+1} \times \\ & \left. \times \sum_{\mu} \mu \epsilon_{-\mu} C_{1\mu SM}^{1M'} \Psi^{SM m_p} \left(\vec{p} - \frac{1}{2} \vec{k}_{\gamma}, \vec{k}_p; T \right) \right], \end{aligned} \quad (2.61)$$

де $\mu_T = \frac{1}{2}(\mu_p + (-1)^T \mu_n)$, $C_{a\alpha b\beta}^{c\gamma} = (a\alpha b\beta | c\gamma)$ є коефіцієнти Клебша–Гордана.

Різний характер кутових розподілів, що спостерігається в реакції для прямого вибивання та механізму віддачі значною мірою зв'язаний із залежністю амплітуд $T^{[1]}(1)$ та $T^{[1]}(2)$ від векторів \vec{k}_p та \vec{k}_d .

Розглянемо ті частини амплітуди реакції $T_\lambda^{m_p M_d}(b, c)$ (формула (2.57)), які з'являються завдяки двочастинковим струмам. Для аналізу таких величин зручно виділити у виразах для матричних елементів МОС ізоспінову частину

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{j}(\vec{p}_b, \vec{p}_c) = O^{(bc)}(\vec{p}_b, \vec{p}_c) i[\vec{\tau}_a \times \vec{\tau}_a]_z, \quad (2.62)$$

та тензор $O^{\kappa_b \kappa_c}(\vec{p}_b, \vec{p}_c)$, який визначає залежність двочастинкових струмів від імпульсів \vec{p}_b та \vec{p}_c ,

$$O^{(bc)}(\vec{p}_b, \vec{p}_c) = \sum_{\kappa_b, \kappa_c} O^{\kappa_b \kappa_c}(\vec{p}_b, \vec{p}_c) \sigma_{\kappa_b}(b) \sigma_{\kappa_c}(c). \quad (2.63)$$

Для ізоспінових матричних елементів маємо

$$\begin{aligned} & \left\langle T' M' m' \left| i[\vec{\tau}(1) \times \vec{\tau}(2)]_z \right| T M m \right\rangle = \\ & = 6(-1)^{T \hat{T}} \sum_{\kappa_1 \kappa_2} C_{1\kappa_1 1\kappa_2}^{10} C_{\frac{1}{2}m 1\kappa_1}^{\frac{1}{2}m'} C_{TM 1\kappa_2}^{T' M'} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ T' & 1 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}, \end{aligned} \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle T' M' m' \left| i[\vec{\tau}(2) \times \vec{\tau}(3)]_z \right| T M m \right\rangle = \\ & = 6\sqrt{6} \hat{T} \delta_{M' M} \delta_{m' m} C_{10 TM}^{T' M'} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ 1 & 1 & 1 \end{matrix} \right\}. \end{aligned} \quad (2.65)$$

Спінові матричні елементи можуть бути записаними як

$$\begin{aligned} & \left\langle S' M' m' \left| \sigma_{\kappa_1}(1) \sigma_{\kappa_2}(2) \right| S M m \right\rangle = \\ & = 3\sqrt{2}(-1)^S C_{\frac{1}{2}m 1\kappa_1}^{\frac{1}{2}m'} C_{SM 1\kappa_2}^{S' M'} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ S' & 1 & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\}, \end{aligned} \quad (2.66)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle S' M' m' \left| \sigma_{\kappa_2}(2) \sigma_{\kappa_3}(3) \right| S M m \right\rangle = \\ & = 6\hat{S} \delta_{mm'} \sum_{k\kappa} \hat{k} C_{1\kappa_1 1\kappa_2}^{k\kappa} C_{k\kappa SM}^{S' M'} \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ 1 & 1 & k \end{matrix} \right\}. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Для функцій, які визначають внесок двочастинкових струмів в амплітуду прямого вибивання протонів $T^{[2]}(1, 2)$, за допомогою (2.64)–(2.66) отримуємо

$$\begin{aligned} H^{M' m_p}(\vec{p}', \vec{p}; 12) & = -\frac{2i}{\sqrt{3}} \sum_{SMm} \Psi^{SMm}(\vec{p}' - \frac{1}{2}\vec{p} - \frac{1}{2}\vec{k}_d, \vec{p}; 1) \times \\ & \times \left\langle 1M' m_p \left| O^{(12)}(\vec{k}_p - \vec{p}, \vec{k}_d + \vec{p}) \right| S M m \right\rangle, \end{aligned} \quad (2.68)$$

де

$$\begin{aligned} \left\langle 1M'm_p \left| O^{(12)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \right| SMm \right\rangle = \\ = \sqrt{3(S+1)} \sum_{M_1 M_2} C_{\frac{1}{2}m_1 M_1}^{\frac{1}{2}m_p} C_{SM_1 M_2}^{1M'} O^{M_1, M_2}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \end{aligned} \quad (2.69)$$

Амплітуда $T^{[2]}(1, 2)$, яка відповідає механізму віддачі та обумовлена дво-частинковими струмами, має вигляд

$$\begin{aligned} H^{M'm_p}(\vec{p}', \vec{p}; 23) = -\frac{2i}{\sqrt{3}} \sum_{SM} \Psi^{SMm_p}(\vec{p}, \vec{k}_p; 1) \times \\ \times \left\langle 1M' \left| O^{(23)}\left(\vec{p}' - \vec{p} + \frac{1}{2}\vec{k}_\gamma, \vec{p} - \vec{p}' + \frac{1}{2}\vec{k}_\gamma\right) \right| SM \right\rangle, \end{aligned} \quad (2.70)$$

де

$$\begin{aligned} \left\langle 1M' \left| O^{(23)}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) \right| SM \right\rangle = \\ = 6\hat{S} \sum_{k\kappa} \hat{k} C_{k\kappa SM}^{1M'} \left\{ \begin{array}{ccc} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & S \\ 1 & 1 & k \end{array} \right\} O^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) \end{aligned} \quad (2.71)$$

та

$$O^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) = \sum_{\kappa_2 \kappa_3} C_{1\kappa_2 1\kappa_3}^{k\kappa} O^{\kappa_2 \kappa_3}(\vec{p}_2, \vec{p}_3). \quad (2.72)$$

З (2.58) та (2.60) видно, що амплітуди $T^{[1]}(1)$ та $T^{[1]}(2)$, які походять від одночастинкових струмів, залежать від компонент ХФ зі значенням ізоспіна в двочастинковій підсистемі $T = 0$ та $T = 0, 1$. Як впливає з (2.64),(2.65) та (2.68),(2.70), амплітуди $T^{[2]}(1, 2)$ та $T^{[2]}(2, 3)$ визначаються компонентами ХФ тільки з $T = 1$.

Висновки до розділу 2

В даному розділі розглянуто метод обчислення амплітуд двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$. Метод було розроблено в роботах [10, 11, 13, 82]. В рамках плоскохвильового наближення для кінцевого протон-дейтронного стану цей метод дозволяє врахувати одночастинкові та двочастинкові механізми реакції. Важливою його рисою є можливість проведення обчислень в широкому інтервалі енергій нижче та вище порога народження π -мезонів без залучення мультипольних розкладів для ЕМ струму ядра.

Конструкції для ЕМ струму системи взаємодіючих нуклонів, які обговорюються в підрозділі 2.1, використано в розділах 4 та 5. З ядерним струмом, що складається з КС, СС, π МОС та ρ МОС, проводиться аналіз спостережуваних в радіаційному захопленні протонів дейтронами в розділі 4. Механізми реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ вивчаються в розділі 5 з одночастинковими струмами, СОС та π МОС з підрозділу 2.1. Модель двочастинкових струмів, які враховують ефекти сходу з енергетичної оболонки в поглинанні реальних фотонів взаємодіючими нуклонами, будується в підрозділі 5.3 на основі розглянутих конструкцій π МОС. Аналіз властивостей симетрії амплітуд реакції, які отримано в підрозділі 2.2 за допомогою операцій інверсії простору та часу, а також відображення відносно площини реакції, показує, що вирази для диференціального перерізу $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ в плоскохвильовому наближенні не містять інтерференційних членів КС або МОС з СС або СОС. Такі співвідношення для амплітуд і перерізів дозволяють спростити обчислення, скоротити час, необхідний для числових розрахунків, і служать важливим засобом контролю точності отриманих результатів.

Амплітуди реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ перетворено в підрозділі 2.3 до виду, який є зручним для числових розрахунків з ХФ в імпульсному представленні. Наведено результати для спінових та ізоспінових матричних елементів операторів двочастинкових МОС між $3N$ -станами. В рамках підходу [10, 11, 13, 82] амплітуди, що обумовлено одно- та двочастинковими струмами, виражаються через три- та шестикратні інтеграли. Підінтегральні вирази в цих інтегралах перекриття містять функції, що визначають просторову структуру операторів ЕМ струму та тензорних ХФ ядер. Такий метод обчислення амплітуд, що засновано на використанні векторних змінних, не потребує мультипольних розкладів для ядерного струму. Результати, що отримано в підрозділі 2.3, використовуються в розділі 5, де обчислюються амплітуди $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$, та проводяться дослідження залежності спостережуваних в реакції з лінійно поляризованими фотонами від моделі ЕМ струму та ядерних ХФ.

Ефективність підходу, що описано вище, було продемонстровано в [3, 10–14, 57, 58, 73–78, 80–83], де було розраховано спостережувані в двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$ та проведено аналіз механізмів цієї реакції при енергіях фотонів E_γ від порога реакції до області енергій збудження Δ -ізобари. Дослідження в цих роботах було проведено з ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів для потенціалу Рейда з м'яким кором з використанням параметризації [90] для п'яти проєкцій $\Psi_\alpha^{(1)}$ компоненти Фаддєєва $\Psi^{(1)}$ на базис з квантовими числами α у схемі jJ -зв'язку.

Методи, що викладено вище, отримали подальший розвиток в [53–56, 84] та в розділі 5, де одно- та двочастинкові механізми фотопоглинання в $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow p\text{d}$ вивчаються на основі розрахунків з точними числовими рішеннями рівнянь Фаддєєва для зв'язаного стану трьох нуклонів. Розрахунки, результати яких представлено в розділі 5, було проведено з ХФ для сучасних реалістичних моделей ядерних сил. В обчисленнях було враховано 34 компоненти Ψ_α ХФ [15, 16, 102, 103] ядра ${}^3\text{He}$.

В основі даного розділу лежать результати робіт [10–14, 81, 82].

РОЗДІЛ 3

ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ ТА СПІНОВА СТРУКТУРА ЯДРА ${}^3\text{He}$

Важливим елементом у розрахунках амплітуд реакцій за участю ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ є ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів. Вибір представлення для ХФ, яке є зручним для аналізу та обчислення амплітуд реакцій двочастинкового фото- та електророзщеплення ядра ${}^3\text{He}$ при проміжних енергіях, є однією з цілей даного розділу. В якості такого представлення ми використовуємо тензорну форму ХФ, яку було введено в роботах [10,11]. У тензорному представленні ХФ залежить від векторів відносних імпульсів \vec{p} та \vec{q} , чотирьох спінових і трьох зарядових (ізоспінових) змінних. Тензорна ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$, що має повний ізоспін $\mathcal{T} = \frac{1}{2}$, складається з 32х комплексних компонент. Властивості тензорної ХФ детально досліджуються в даному розділі.

Дотримуючись [54], тензорну ХФ представлено у вигляді суперпозиції парціально-хвильових компонент вектора $|\Psi\rangle$, що дозволяє скористатися числовими розв'язками рівнянь Фаддєєва для реалістичних потенціалів міжнуклонної взаємодії. Програми, що розроблено нами, обчислюють значення компонент ХФ в тензорному представленні для боннського, паризького, аргонського AV18 нуклон-нуклонних потенціалів та для AV18 в поєднанні з урбанськими тричастинковими силами Urb-IX. У розрахунках використовуються числові результати бохумсько-краківської [15,16,102,103] та інших груп для парціально-хвильових компонент ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$. Квантові числа в схемах jJ - та \mathcal{LS} -зв'язків визначено в додатку А. Квантові числа парціальних компонент ХФ ядра ${}^3\text{He}$, що використовуються в розрахунках, наведено в додатку Б.

В розділі вивчаються поляризації нуклонів та імпульсні розподіли (IP) нуклонів і протон-дейтронних кластерів в орієнтованих $3N$ -ядрах, що залежать від проекцій спінів. Такі IP містять детальну інформацію про структуру

зв'язаного стану трьох нуклонів [104–112].

У розділі 3 розглядаються властивості симетрії ІР і демонструється, що тензорна форма для ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ є зручною для такого аналізу. Показано, що вирази для спін-залежних ІР, аргументами яких є як величина, так і напрямок вектора імпульсу \vec{q} , можуть бути записаними в термінах скалярних структурних функцій, і залежність ІР від кутів вектора $\vec{q}/|\vec{q}|$ може бути виділена в явному вигляді.

Поляризації нуклонів і спін-залежні ІР розраховуються з тензорними ХФ для сучасних реалістичних моделей ядерних сил. Результати, що отримано з ХФ для різних потенціалів взаємодії між нуклонами, порівнюються між собою та з розрахунками інших авторів.

До цілей даного розділу відноситься також перевірка ефективності підходу та методів, що застосовуються для дослідження та обчислення інтегралів перекриття між ядерними ХФ, які залежать від векторних змінних. Методи, які розробляються та застосовуються в даному розділі, буде використано в розділах 4 та 5, де вивчаються більш складні величини, що містять крім ХФ також матричні елементи операторів одно- та двочастинкових ЕМ струмів.

3.1. Тензорна форма хвильової функції тринуклонних ядер

ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів $\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$, яку визначено рівністю (2.46) (с. 61), є тензорне поле, що має коваріантні та контраваріантні індекси $\frac{1}{2}m'$ та $SM\frac{1}{2}m$. Перетворення тензора (2.46) при поворотах системи координат має вигляд

$$\begin{aligned} \Psi_{m'}^{SMm}(p'_x, p'_y, p'_z, q'_x, q'_y, q'_z; T) &= \sum_{\tilde{M}\tilde{m}\tilde{m}'} D_{\tilde{M}\tilde{m}}^{S*} D_{\tilde{m}\tilde{m}}^{\frac{1}{2}*} D_{\tilde{m}'m'}^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times \Psi_{\tilde{m}'}^{S\tilde{M}\tilde{m}}(p_x, p_y, p_z, q_x, q_y, q_z; T). \end{aligned} \quad (3.1)$$

У правій частині (3.1) опущено аргументи D -функцій, якими є кути Ейлера α, β, γ . Компоненти векторів \vec{p} та \vec{q} в початковій (повернутій) системі корди-

нат є p_i та q_i (p'_i та q'_i), де $i = x, y, z$.

Співвідношення (3.1) записано, слідуючи угодами [34]. Згідно [34] коваріантні компоненти стану $|JM\rangle$ з повним кутовим моментом J та проекцією M перетворюються при обертаннях системи координат наступним чином

$$\hat{D}(\alpha, \beta, \gamma) |JM\rangle = \sum_{\tilde{M}} D_{\tilde{M}M}^J(\alpha, \beta, \gamma) |J\tilde{M}\rangle, \quad (3.2)$$

де $\hat{D}(\alpha, \beta, \gamma)$ — оператор повороту на кути Ейлера α, β, γ . Матричні елементи оператора $\hat{D}(\alpha, \beta, \gamma)$ в JM -представленні є D -функції Вігнера $D_{M'M}^J(\alpha, \beta, \gamma)$.

Властивості симетрії тензорної ХФ (2.46), зокрема, що є пов'язаними з обертанням системи координат, використовуються нижче в дослідженнях імпульсних розподілів нуклонів та протон-дейтронних кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$, що залежать від спінів, та для аналізу властивостей амплітуд реакцій $\gamma {}^3\text{He} \rightleftharpoons p d$ та інших величин.

Так наприклад, для зв'язаного стану $3N$ -системи

$$|\Psi_{m'}\rangle = \sum_{SMmT} \int d^3p d^3q \Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T) |\vec{p} \vec{q}; SM \frac{1}{2}m; (T \frac{1}{2}) \frac{1}{2}M_T\rangle \quad (3.3)$$

умова нормування

$$\langle \Psi_{m'} | \Psi_{m''} \rangle = \delta_{m'm''} \quad (3.4)$$

в термінах компонент ХФ (2.46) записується у вигляді

$$\sum_{ST} W_{m''}^{m'}(S, T) = \delta_{m'm''}, \quad (3.5)$$

де

$$W_{m''}^{m'}(S, T) = \sum_{Mm} \int [\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)]^* \Psi_{m''}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T) d^3p d^3q. \quad (3.6)$$

Врахування властивостей симетрії ХФ (2.46) дозволяє перетворити вираз (3.6) для величин $W_{m''}^{m'}(S, T)$, в термінах яких записується умова нормування тензорної ХФ, зменшуючи кратність інтегрування від шести до трьох.

Розглядаючи обертання системи координат навколо осі y на кут π , ми бачимо, що тензор $W_{m''}^{m'}(S, T)$ має властивість

$$W_{m''}^{m'}(S, T) = (-1)^{m'-m''} W_{-m''}^{-m'}(S, T). \quad (3.7)$$

Завдяки (3.7) досить провести числову перевірку рівності (3.5) при $m', m'' = \frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}$.

Для умови нормування (3.5) з $m' = m''$, яке запишемо як

$$\frac{1}{2} \sum_{SMm'} W_{m'}^{m'}(S, T) = 1, \quad (3.8)$$

отримуємо

$$8\pi^2 \sum_{SMmT} \int |\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, q\vec{e}_z; T)|^2 d \cos \theta_p p^2 dp q^2 dq = 1, \quad (m' = \pm\frac{1}{2}) \quad (3.9)$$

де $\cos \theta_p = \vec{e}_z \cdot \vec{p}/p$. У виразі (3.9) кут ϕ_p може приймати довільне значення. Ліва частина (3.9) не залежить від m' завдяки співвідношенню (2.52) (с. 62) між компонентами ХФ, яке є наслідком властивостей 3N-станів при інверсії простору та часу.

ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ в тензорному представленні (2.46) ми обчислюємо [53–55, 84], на основі числових даних з [15, 16, 102, 103], де рівняння Фаддєєва було вирішено з боннським, паризьким, аргонським AV18 нуклон-нуклонними потенціалами та з моделлю ядерних сил, що включає AV18 у поєднанні з урбанськими тричастинковими силами Urb-IX. Всі компоненти NN-сил у станах з повним моментом двох нуклонів $J \leq 4$ було враховано бохум-краківською групою в роботах [15, 16, 102, 103].

При побудові тензорної ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів нами використовуються проекції вектора стану $|\Psi_{m'=\frac{1}{2}}\rangle$ на базис з квантовими числами $\{\alpha\} = \{(LS)J(l\frac{1}{2})jIM_I; (T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\}$ у схемі jJ -зв'язку

$$\Psi_{LSJl_jT}(p, q) = \left\langle p, q; (LS)J(l\frac{1}{2})j\frac{1}{2}\frac{1}{2}; (T\frac{1}{2})\frac{1}{2}\frac{1}{2} \middle| \Psi_{m'=\frac{1}{2}} \right\rangle. \quad (3.10)$$

Квантові числа $\{\alpha\}$ визначено в додатку А (с. 185), де також приведено явні вирази для векторів базису $|p, q; \alpha\rangle$.

Для стислості ми також позначаємо

$$\Psi_{\alpha}(p, q) = \Psi_{LSJl_jT}(p, q). \quad (3.11)$$

Відповідність між числовою міткою α та значеннями квантових чисел $\{\alpha\}$ визначено в табл. Б1 (додаток Б, с. 188).

Компоненти $X\Phi$ (3.10) є дійсними числами та не залежать від проєкції m' повного моменту $3N$ -системи. В базисі $|p, q; \alpha\rangle$, вектори якого будуються відповідно до (А.3) та (А.5), $X\Phi$ зв'язаного стану $3N$ - системи має нескінченне число компонент. Правила відбору, що обмежують можливі значення дискретних квантових чисел у разі ядерних сил, що є інваріантними щодо інверсії простору та розвороту часу, вказано в додатку А.

У термінах компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ $X\Phi$ (2.46) має вигляд [54]

$$\Psi_{m'}^{SMsm}(\vec{p}, \vec{q}; T) = \sum_{LJlj} U_{LSJlj\frac{1}{2}m'}^{Msm}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) \Psi_{LSJljT}(p, q), \quad (3.12)$$

де

$$\begin{aligned} U_{LSJljIm}^{Msm}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) &= \\ &= \sum_{M_L M_J m_l m_j} C_{JM_J m_j}^{Im} C_{LM_L S M_S}^{JM_J} C_{lm_l \frac{1}{2}m}^{jm_j} Y_{LM_L}(\vec{n}_p) Y_{lm_l}(\vec{n}_q). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Кутові функції (3.13) мають властивості ортогональності

$$\begin{aligned} \sum_{M_S m} \int d\Omega_p d\Omega_q \left[U_{LSJljIm}^{Msm}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) \right]^* U_{L'S'J'l'j'I'm'}^{M_S m}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) &= \\ &= \delta_{LL'} \delta_{JJ'} \delta_{ll'} \delta_{jj'} \delta_{II'} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (3.14)$$

та повноти

$$\begin{aligned} \sum_{LJljIm} \left[U_{LSJljIm}^{Msm}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) \right]^* U_{LSJljIm}^{M_S m}(\vec{n}'_p, \vec{n}'_q) &= \delta_{M_S M'_S} \delta_{mm'} \times \\ &\times \delta(\phi_p - \phi'_p) \delta(\cos \theta_p - \cos \theta'_p) \delta(\phi_q - \phi'_q) \delta(\cos \theta_q - \cos \theta'_q), \end{aligned} \quad (3.15)$$

де $\{\phi_p, \theta_p\}$, $\{\phi'_p, \theta'_p\}$, $\{\phi_q, \theta_q\}$, $\{\phi'_q, \theta'_q\}$ – сферичні кути векторів $\vec{n}_p, \vec{n}'_p, \vec{n}_q, \vec{n}'_q$. В (3.14) та (3.15) немає підсумовування по спіну пари нуклонів S . Таким чином кожне з рівностей (3.14) та (3.15) являє собою дві незалежні умови для $S = 0$ та 1.

Умова (3.4) нормування $X\Phi$ зв'язаного стану $3N$ -системи, що записано в термінах компонент (3.10), набуває вигляду $\sum_{\alpha=1, \dots, \infty} W_\alpha = 1$, де

$$W_\alpha = \int [\Psi_\alpha(p, q)]^2 p^2 dp q^2 dq. \quad (3.16)$$

Розраховані значення W_α співпадають з даними бохум-краківської групи, що служить одним із засобів контролю цілісності числових масивів, у вигляді яких задано парціально-хвильові компоненти $\Psi_{LSJljT}(p, q)$.

Дослідження спінової структури ядер ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ та механізмів реакцій $\gamma {}^3\text{He} \rightleftharpoons \text{pd}$, результати яких представлено в даній роботі, виконано з ХФ, що містять вклади компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ з $\alpha = 1 \dots 34$. Як видно з табл. Б1, ці функції мають компоненти зі значеннями орбітальних моментів $L, l \leq 5$, а також повні кутові моменти в двочастинковій підсистемі $J \leq 4$ та нуклона-спектатора $j \leq 9/2$.

Порівняємо компоненти ХФ $\Psi_\alpha(p, q)$, які використовуються нами, з компонентами ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором, що розраховано на основі параметризацій ганновер-гельсінської групи [90], а також за допомогою параметризацій з робіт [94–96]. З ХФ, що побудовано в [10, 11] на основі результатів [90], було розраховано [3, 10–14, 57, 77–83] спостережувані в двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$ та проведено аналіз механізмів цієї реакції.

Оскільки в [90] були параметризовані проєкції

$$\Psi_\alpha^{(1)}(p, q) = \left\langle p, q; (LS)J (l\frac{1}{2})j \frac{1}{2}\frac{1}{2}; (T\frac{1}{2})\frac{1}{2}\frac{1}{2} \middle| \Psi_{M=\frac{1}{2}}^{(1)} \right\rangle, \quad (\alpha = 1, \dots, 5) \quad (3.17)$$

компоненти Фаддеева $|\Psi^{(1)}\rangle$ на базисні стани $|p, q; \alpha\rangle$, для проведення такого порівняння розрахуємо, використовуючи (3.17), функції $\Psi_\alpha(p, q)$, які визначено рівністю (3.10).

Функції $\Psi_\alpha(p, q)$ виражаються через $\Psi_{m'}^{SM_S}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ у вигляді кутових інтегралів

$$\Psi_{LSJl_jT}(p, q) = \sum_{M_S m'} \int d\Omega_p d\Omega_q \left[U_{LSJl_j\frac{1}{2}m'}^{M_S m}(\vec{n}_p, \vec{n}_q) \right]^* \Psi_{m'}^{SM_S m}(\vec{p}, \vec{q}; T), \quad (3.18)$$

де права частина інваріантна щодо довільних обертань системи координат та від m' не залежить. Обчислюючи $\Psi_\alpha(p, q)$ за допомогою співвідношення (3.18), ми використовуємо результати [10, 11], що дозволяють знайти компоненти тензорної ХФ $\Psi_{m'}^{SM_S m}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ за відомими $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$ згідно (1.3).

Відзначимо, що формули (3.13) та (3.18) спрощуються для S -хвильових

компонент $\Psi_\alpha(p, q)$, що мають $L = l = 0$,

$$\Psi_{0SS_0\frac{1}{2}T}(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_p d\Omega_q \sum_{M_S m} C_{M_S \frac{1}{2} m}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} \Psi_{m'=\frac{1}{2}}^{SM_S m T}(\vec{p}, \vec{q}), \quad (\alpha = 1 \text{ та } 2).$$

Поведінка S - та D -компонент ХФ ядра ${}^3\text{He}$ з квантовими числами ${}^{2S+1}L_J l_j = {}^1S_0 S_{\frac{1}{2}}$ та ${}^3D_1 D_{\frac{3}{2}}$ для потенціалу Рейда, що показано на рис. 3.1, як функції імпульсів Якобі p, q , має спільні риси, що відповідає спостереженням [169] про близькість ХФ для цих потенціалів.

Порівнюючи S - та D -компоненти ХФ, відзначимо, що згідно [94] $\Psi_\alpha(p, q) \sim p^L q^l$ в околиці точки $(p, q) = (0, 0)$ та зменшуються не повільніше ніж $p^{-(L+4)}$ при $p \rightarrow \infty$ та $q^{-(l+4)}$ при $q \rightarrow \infty$.

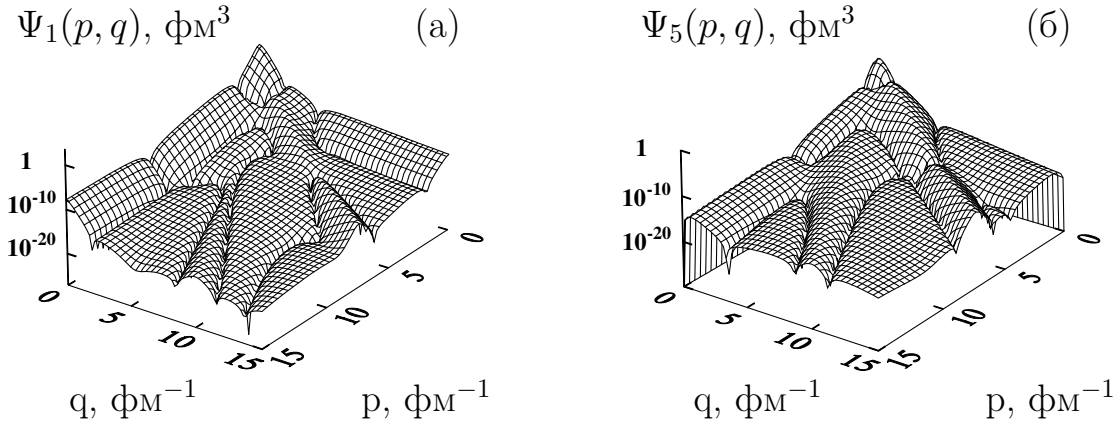


Рис. 3.1. Компоненти $\Psi_\alpha(p, q)$ ХВ ядра ${}^3\text{He}$ з $\alpha = 1$ та 5 для потенціалу Рейда з м'яким кором, що обчислено в [54] з використанням ганновер - гельсінської параметризації [90] функцій $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$. Частина (а) та (б) рисунка відповідають квантовим числам ${}^{2S+1}L_J l_j = {}^1S_0 S_{\frac{1}{2}}$ та ${}^3D_1 D_{\frac{3}{2}}$ в схемі jJ -зв'язку.

З рис. 3.1 та 3.2 видно, що між S - компонентами ${}^1S_0 S_{\frac{1}{2}}$ ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для потенціалу Рейда з м'яким кором, одну з яких розраховано за формулою (3.18) з урахуванням компонент $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$ з $\alpha = 1, \dots, 5$, а інша отримана за допомогою параметризації [94–96], є якісні відмінності. Апроксимація [94–96] компонент повної ХФ не передають осциляції за змінними p та q в області $p, q \gtrsim 2 \text{ фм}^{-1}$.

Параметризація [157] дозволяє розрахувати функції $\Psi_\alpha(p, q)$ з $\alpha = 1, \dots, 5$ для зарядо-залежного боннського потенціалу. Порівняння залежності $^1S_0S_{\frac{1}{2}}$ компонент $\Psi_{\alpha=1}(p, q)$ на рис. 3.2 та з ХФ, що розраховано бохум-краківською групою, показує, що осцилюючий характер ХФ не апроксимується формулами [157] при $p, q \gtrsim 2 \text{ фм}^{-1}$.

Сепарабельні параметризації [94–96] і [157] для потенціалу Рейда та для боннського потенціалу мають ранг шість та два, відповідно. Однак, як показує порівняння з бохум-краківськими ХФ, параметризації [94–96] та [157] не передають якісних особливостей у поведінці ХФ в області імпульсів та залишають поза передачею якісні особливості в поведінці ХФ в області імпульсів $p, q \gtrsim 2 \text{ фм}^{-1}$.

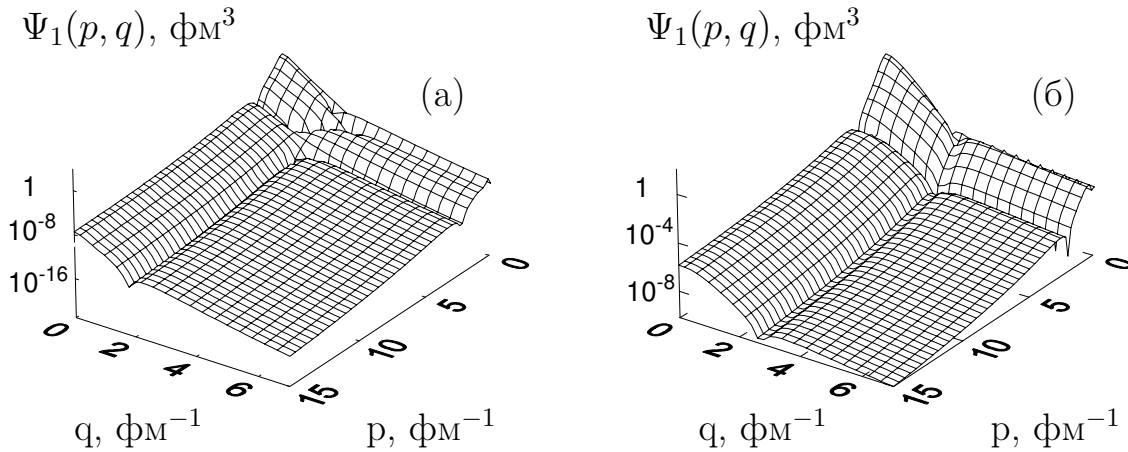


Рис. 3.2. Компоненти ХФ ядра ^3He $\Psi_1(p, q)$ (а) — для потенціалу Рейда з м'яким кором і (б) — для зарядово-залежного бонського потенціалу, що розраховано з використанням параметризацій [94–96] і [157].

Таким чином, в дослідженнях спінової структури зв'язаного стану трьох нуклонів і механізмів реакції $\vec{\gamma} \ ^3\text{He} \rightarrow p \ d$ уявляється більш придатним безпосередньо використовувати числові розв'язки рівнянь Фаддеева для ХФ або, як це було зроблено раніше, наприклад у [3, 10–14, 82] обчислювати ХФ на основі параметризації для компонент Фаддеева $|\Psi^{(1)}\rangle$ у базисі з квантовим числам у схемі jJ - або \mathcal{LS} -зв'язку.

3.2. Поляризація та залежні від спінових станів імпульсні розподіли протонів та нейтронів в 3N -ядрах

Інтегральною характеристикою спінових станів нуклонів у ядрах ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ можуть служити величини

$$R(m, \mu, m') = \langle \Psi_{m'} | P_m(1)P_\mu(1) | \Psi_{m'} \rangle. \quad (3.19)$$

Проекційні оператори у спіновому та ізоспіновому просторах нуклона з номером 1 мають вигляд

$$P_m(1) = \frac{1}{2}(1 + 2m \sigma_z(1)) \quad \text{та} \quad P_\mu(1) = \frac{1}{2}(1 + 2\mu \tau_z(1)), \quad (3.20)$$

де $m = \pm\frac{1}{2}$ ($\mu = \pm\frac{1}{2}$) є проекція спіна (ізоспіна) нуклона. Беручи до уваги, що ядерні стани нормовані як $\langle \Psi_{m'} | \Psi_{m'} \rangle = 1$, отримуємо $\sum_{m\mu} R(m, \mu, m') = 1$.

Матриця щільності вільного нуклона, що знаходиться в такому ж спіновому стані як всередині ядра з проекцією спіна m' , може бути записаною у вигляді [158]

$$\left\langle \frac{1}{2}\tilde{m} \left| \rho(\mu, m') \right| \frac{1}{2}m \right\rangle = w(m, \mu, m')\delta_{\tilde{m}m},$$

де населеності рівнів з $m = \pm\frac{1}{2}$ є

$$w(m, \mu, m') = R(m, \mu, m') / \sum_{m''} R(m'', \mu, m').$$

Поляризація нуклона визначається різницею

$$P(\mu) = w(m = m', \mu, m') - w(m = -m', \mu, m') \quad (3.21)$$

населеностей "up" та "down" рівнів, для яких спіни нуклона та ядра є паралельними ($m = m'$) та антипаралельними ($m = -m'$).

Використовуючи тензорну форму (2.46) (с. 61) ХФ ядра ${}^3\text{He}$, отримуємо, що спінові стани протонів залежать від компонент ХФ з $T = 0$ та 1

$$R(m, \mu = \frac{1}{2}, m') = \sum_T (2T + 1)^{-1} R(m, T, m'). \quad (3.22)$$

Величини (3.21) в разі нейтрона містять вклади, що мають $T = 1$,

$$R(m, \mu = -\frac{1}{2}, m') = \frac{2}{3}R(m, T = 1, m'). \quad (3.23)$$

В формулах (3.22) та (3.23) позначено

$$R(m, T, m') = \sum_{SM} \int |\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)|^2 d^3p d^3q. \quad (3.24)$$

У табл. 3.1 наведено результати наших обчислень з використанням ХФ ядра ${}^3\text{He}$, які побудовано з компонент $\Psi_{\alpha}^{(1)}(p, q)$ ((3.17), с. 73) з $\alpha = 1, \dots, 5$ в разі потенціалу Рейда з м'яким кором. ХФ для інших потенціалів містять компоненти $\Psi_{\alpha}(p, q)$ ((3.10), (3.11), с. 71) з $\alpha = 1, \dots, 34$ (див. табл. Б.1, с. 188), в разі потенціалу Рейда з м'яким кором. ХФ для інших потенціалів містять компоненти $L, l \leq 5, J \leq 4$ та $j \leq 9/2$. Розрахунки показують, що поляризація нейтрона досягає значної величини $P(\mu = -\frac{1}{2}) \simeq 90\%$. Водночас, поляризація протона негативна та $|P(\mu = \frac{1}{2})| \ll 1$. Значення $P(\mu)$ як для нейтрона, так та для протона, слабо залежить від моделі ядерних сил.

Таблиця 3.1. Залежність поляризації нуклонів (3.21) в ядрі ${}^3\text{He}$ від моделі ядерних сил.

Потенціал ядерних сил	AV18UrbIX	AV18	боннський	паризький	Рейда з м'яким кором
Поляризація нейтрона	0.87	0.88	0.90	0.88	0.87
Поляризація протона	-0.026	-0.023	-0.020	-0.023	-0.025

Аналіз імпульсних розподілів (IP) нуклонів, що залежать від спіна, дозволяє отримати більш детальні відомості про спінові стани нуклонів у поляризованих $3N$ -ядрах, ніж з розгляду інтегральної характеристики, такої як поляризація $P(\mu)$.

IP нуклонів у $3N$ -ядрі може бути записано у вигляді суми

$$n(q) = \frac{1}{2} \sum_{mm'\mu} n(\vec{q}, m, \mu, m') \quad (3.25)$$

IP, що залежать від спінів,

$$n(\vec{q}, m, \mu, m') = 4\pi \langle \Psi_{m'} | \delta(\vec{q} - \vec{q}_{op}) P_m(1) P_\mu(1) | \Psi_{m'} \rangle, \quad (3.26)$$

де $m(m')$ —проекція спіна нуклона (повного моменту ядра), μ —проекція ізоспіна нуклона, \vec{q}_{op} —оператор, що відповідає імпульсу Якобі \vec{q} . Спінові та ізоспінові проекційні оператори даються формулами (3.20).

Визначення (3.26) знаходиться у відповідності з формулою (41) (с. 064002–9) роботи [159]. Слідуючи [160–162], ми обираємо нормування розподілу (3.25), в якому

$$\int_0^\infty n(q) q^2 dq = 1. \quad (3.27)$$

Запишемо розподіл (3.26) з використанням ХФ $3N$ системи в координатному представленні

$$| \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}) \rangle = (2\pi)^{-3} \int \exp(i(\vec{p} \cdot \vec{\rho} + \vec{q} \cdot \vec{\eta})) | \Psi_{m'}(\vec{p}, \vec{q}) \rangle d^3 p d^3 q, \quad (3.28)$$

де $\vec{\rho}, \vec{\eta}$ є змінні Якобі (2.44). Величини

$$| \Psi_{m'}(\vec{p}, \vec{q}) \rangle = \langle \vec{p}, \vec{q} | \Psi_{m'} \rangle \quad \text{та} \quad | \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}) \rangle = \langle \vec{\rho}, \vec{\eta} | \Psi_{m'} \rangle,$$

які представляють собою вектори в спіновому та ізоспіновому просторах, визначено в системі центру мас зв'язаного стану $3N$ системи. З (3.26) та (3.28) маємо

$$\begin{aligned} n(\vec{q}, m, \mu, m') &= \frac{1}{2\pi^2} \int \exp(i\vec{q} \cdot (\vec{\eta}' - \vec{\eta})) \times \\ &\times \langle \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}') | P_m(1) P_\mu(1) | \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}) \rangle d^3 \rho d^3 \eta d^3 \eta'. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Співвідношення (3.29) є корисним для встановлення зв'язку між імпульсними розподілами нуклонів, які вивчаються в даній роботі та в статтях [64, 127, 160–162].

Скористаємося формулою (7.43) ([64], с. 801) в разі, коли число нуклонів $A = 3$ та вкажемо повні імпульси \vec{K}_0 та \vec{K}'_0 ядерних станів

$$N(\vec{q}, m, \mu, m'; \vec{K}'_0, \vec{K}_0) = \frac{1}{2\pi^2} \int d^3r'_1 d^3r_1 d^3r_2 d^3r_3 e^{i\vec{q}\cdot(\vec{r}'_1 - \vec{r}_1)} \times \quad (3.30)$$

$$\times \left\langle \Psi_{m'; \vec{K}'_0}(\vec{r}'_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \left| P_m(1) P_\mu(1) \right| \Psi_{m'; \vec{K}_0}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \right\rangle.$$

ХФ, що входять в (3.30), мають вигляд

$$\left| \Psi_{m'; \vec{K}_0}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \right\rangle = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{K}_0 \cdot \vec{R}) \left| \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}) \right\rangle, \quad (3.31)$$

де $\vec{R} = \frac{1}{3}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3)$ — координата центру мас.

Переходячи у виразі (3.30) від координат \vec{r}_i до змінних Якобі $\vec{\rho}$, $\vec{\eta}$, отримуємо

$$N(\vec{q}, m, \mu, m'; \vec{K}'_0, \vec{K}_0) = \delta(\vec{K}'_0 - \vec{K}_0) n(\vec{q}, m, \mu, m'; \vec{K}'_0, \vec{K}_0). \quad (3.32)$$

Залежність розподілу

$$n(\vec{q}, m, \mu, m'; \vec{K}'_0, \vec{K}_0) = \frac{1}{2\pi^2} \int d^3\rho d^3\eta' d^3\eta \times \quad (3.33)$$

$$\times e^{i(\vec{q} - (\vec{K}'_0 + \vec{K}_0)/6) \cdot (\vec{\eta}' - \vec{\eta})} \left\langle \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}') \left| P_m(1) P_\mu(1) \right| \Psi_{m'}(\vec{\rho}, \vec{\eta}) \right\rangle,$$

від повних імпульсів \vec{K}'_0 та \vec{K}_0 зв'язана з тим, що у виразі (3.30) координати центру мас \vec{R}' та \vec{R} для ХФ $\left\langle \Psi_{m'; \vec{K}'_0}(\vec{r}'_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \right|$ і $\left| \Psi_{m'; \vec{K}_0}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \right\rangle$ співпадають, тільки коли рівні змінні інтегрування \vec{r}'_1 та \vec{r}_1 .

З (3.29) та (3.33) ми бачимо, що

$$n(\vec{q}, m, \mu, m') = n(\vec{q}, m, \mu, m'; \vec{K}_0 = \vec{K}'_0 = 0). \quad (3.34)$$

Співвідношення (3.30), (3.32) та (3.34) показують, що з точністю до нормування визначення залежних від спіна імпульсних розподілів нуклонів у $3N$ -ядрах, що прийнято в [64, 127] та в даній роботі, узгоджуються один з одним.

Функції $n(\vec{q}, m, \mu, m')$ і

$$n(q, \mu) = \frac{1}{2} \sum_{mm'} n(\vec{q}, m, \mu, m') \quad (3.35)$$

для протонів ($\mu = +\frac{1}{2}$) та нейтронів ($\mu = -\frac{1}{2}$) ми знаходимо, обчислюючи розподіли з певними значеннями ізоспіна пари нуклонів $T = 0, 1$

$$n(\vec{q}, m, T, m') = 4\pi \sum_{SM} \int |\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)|^2 d^3p, \quad (3.36)$$

$$n(q, T) = \frac{1}{2} \sum_{mm'} n(\vec{q}, m, T, m'). \quad (3.37)$$

У разі ядра ${}^3\text{He}$ ХФ $\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ в (3.36) визначена формулою (2.46) (с. 61). Для ядра тритію ХФ (2.46)

$$\Psi_{m'}^{SMsm}(\vec{p}, \vec{q}; T; {}^3\text{H}) = \langle \vec{p} \vec{q}; SM_S \frac{1}{2} m; (T \frac{1}{2}) \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} | \Psi_{m'}({}^3\text{H}) \rangle \quad (3.38)$$

має повний ізоспін та його проекцію $\mathcal{T} = \frac{1}{2}$ та $M_{\mathcal{T}} = -\frac{1}{2}$.

Функції (3.35) та (3.37), $n(\vec{q}, m, \mu, m')$ та (3.36) пов'язані рівностями, які мають вигляд для ядра ${}^3\text{He}$

$$\text{протони :} \quad n(\mu = +\frac{1}{2}) = n(T = 0) + \frac{1}{3}n(T = 1), \quad (3.39)$$

$$\text{нейтрон :} \quad n(\mu = -\frac{1}{2}) = \frac{2}{3}n(T = 1), \quad (3.40)$$

та для ядра тритію

$$\text{нейтрони :} \quad n(\mu = -\frac{1}{2}) = n(T = 0) + \frac{1}{3}n(T = 1), \quad (3.41)$$

$$\text{протон :} \quad n(\mu = +\frac{1}{2}) = \frac{2}{3}n(T = 1), \quad (3.42)$$

де для стислості опущено змінну \vec{q} (або q) та квантові числа m, m' . Формули (3.39)–(3.42) отримано, припускаючи, що ХФ $3N$ -системи містить компоненти з повним ізоспіном $\mathcal{T} = \frac{1}{2}$ та не має домішки станів з $\mathcal{T} = \frac{3}{2}$.

Як видно з (3.40) ((3.42)), ІР нейтрона (протона) в ядрах ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) визначається компонентами ХФ $3N$ -системи зі значеннями сумарного ізоспіна пари нуклонів $T = 1$. Компоненти ХФ, що мають $T = 0$, не впливають на розподіли (3.40), (3.42). Врахування компонент ХФ, що мають повний ізоспін $\mathcal{T} = \frac{3}{2}$, не змінює зазначеної вище властивості ІР.

З (3.39) та (3.40) отримуємо для $n(q)$ (формула (3.25))

$$n(q) = \frac{1}{2} \sum_{mm'T} n(\vec{q}, m, T, m'). \quad (3.43)$$

Відзначимо, що розподіли $n(\vec{q}, m, \mu, m')$ та $n(\vec{q}, m, T, m')$ залежать від напрямку вектора \vec{q} . Водночас, праві частини рівностей (3.25), (3.35), (3.37) та (3.43) інваріантні щодо довільних обертань системи координат, і відповідні розподіли є функціями довжини цього вектора $q = |\vec{q}|$. Більш докладно властивості $n(\vec{q}, m, T, m')$ як функції кутів вектора \vec{q} обговорюються нижче.

Розподіли (3.36) та $n(\vec{q}, m, \mu, m')$ інваріантні при одночасній зміні знаків проекцій m, m' , наприклад,

$$n(\vec{q}, -m, T, -m') = n(\vec{q}, m, T, m'). \quad (3.44)$$

Внаслідок (3.44) подвійні суми по mm' у формулах (3.25), (3.35), (3.37) та (3.43) зводяться до подвоєної одноразової суми за m . Рівність (3.43) приймає вигляд

$$n(q) = \sum_{mT} n(\vec{q}, m, T, m'), \quad (3.45)$$

де права частина не залежить від $m' = \pm \frac{1}{2}$.

У розрахунках розподілів (3.25)–(3.37) ми використовуємо ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором, яку обчислюємо на основі параметризації ганновер–гельсінської групи для компоненти $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$, ($\alpha = 1, 2, \dots, 5$), а також компонент ХФ $\Psi_\alpha(p, q)$, ($\alpha = 1, 2, \dots, 34$), які отримано бохум–краківською колаборацією для бонського, паризького, агонського AV18 нуклон-нуклонних потенціалів і AV18 у поєднанні з урбанськими Urb-IX тричастинковими силами (AV18UrbIX).

Як видно з рис. 3.3, IP (3.35) протонів $n(q, \mu = +\frac{1}{2})$ та нейтронів $n(q, \mu = -\frac{1}{2})$, що розраховано з ХВ для AV18UrbIX моделі ядерних сил, помітно відрізняються один від одного при $q \lesssim 200$ MeV/c та близькі при $q \simeq 400$ MeV/c. Обчислення, що проведено, з ХФ для паризького, бонського потенціалів і потенціалу Рейда з м'яким кором, показують, що відмінності між розподілами $n(q, \mu)$ для протонів та нейтронів зберігаються для всіх розглянутих потенціалів взаємодії між нуклонами.

Результати наших розрахунків порівнюються на рис. 3.3 з IP нуклонів, що

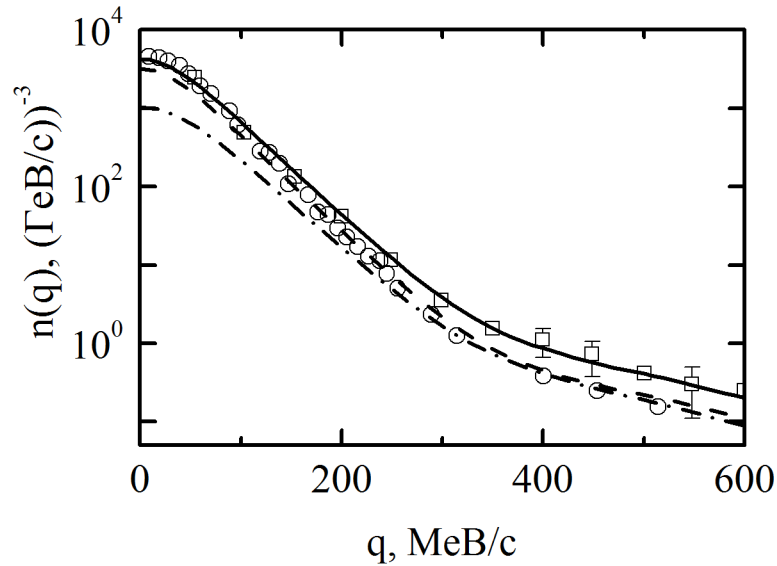


Рис. 3.3. Імпульсні розподіли нуклонів у ядрі ${}^3\text{He}$, що розраховано з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил. Штрихова (штрихпунктирна) крива - протонний (нейтронний) розподіл. Суцільна крива – їх сума. Точки \square та \circ взято з [161] і [163–165]

отримано в рамках у-скейлінгового аналізу [160–162] диференціальних перерізів інклюзивної реакції ${}^3\text{He}(e,e')X$, а також вилученими [163–165] з даних для ексклюзивних процесів ${}^3\text{He}(e,e'p)d$ та ${}^3\text{He}(e,e'p)np$ на основі наближеного обліку МОС та ефектів перерозсіяння в кінцевому стані. Слід підкреслити, що значення ІР нуклонів, що показано точками на рис. 3.3, залежать від повноти та послідовності теоретичних розрахунків, які використовуються при аналізі експериментальних даних, зокрема від якості ХФ як зв'язаного стану $3N$ -системи, так та станів безперервного спектра. Ефекти антисиметризації ХФ кінцевого стану, взаємодії в кінцевому стані та МОС можуть перешкоджати інтерпретації даних про перерізи в термінах ІР нуклонів.

Варіації розподілів нейтронів при переході від однієї моделі ядерних сил до іншої виявляються незначними при $q \lesssim 300$ MeV/c. Водночас істотні відмінності між величинами $n(q, \mu = -\frac{1}{2})$, отриманими з ХФ для паризького і, наприклад, бонського потенціалів, проявляються при $q \gtrsim 300$ MeV/c (рис. 3.4). Результати для паризького та AV-18 потенціалів близькі один до одного, тому

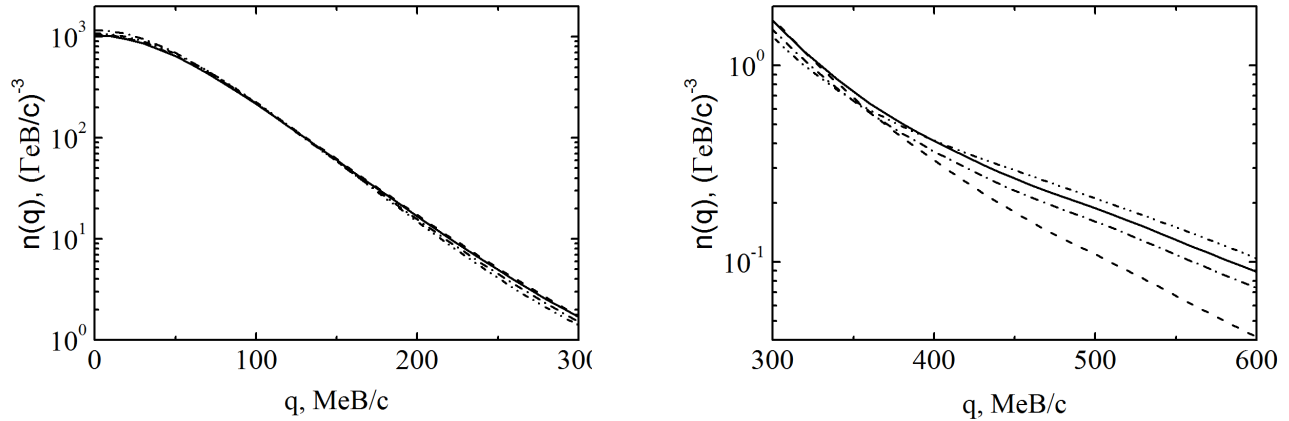


Рис. 3.4. Залежність імпульсного розподілу нейтронів від моделі ядерних сил. Суцільна, штрихова та штрихпунктирна криві отримано з ХФ для AV18UrbIX, бонського та паризького потенціалів, відповідно. Штрихпунктирною кривою з двома точками показано результати розрахунків з ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором.

криві для AV-18 на рис. 3.4 не показано.

Різна чутливість нейтронних розподілів у ядрах ${}^3\text{He}$ до моделей ядерних сил при "малих" імпульсах $q \lesssim 300$ MeV/c та в області більших значень $|\vec{q}|$ аналогічна відповідним властивостям імпульсних розподілів нуклонів $n(q)$, які є характерними для ядер з числом нуклонів, що змінюються в широких межах.

Розподіли $n(q)$ при $q \lesssim 300$ MeV/c залежать від однопійного "хвоста" нуклон-нуклонних сил, який є загальним для різних NN потенціалів. При $q \gtrsim 300$ MeV/c, проявляють себе компоненти ядерних сил, що діють на невеликих відстанях, де реалістичні ядерні потенціали відрізняються один від одного. В обговоренні [162] зв'язку між імпульсними розподілами та спектральними функціями відзначається, що при невеликих імпульсах ($q \lesssim 300$ MeV/c) розподіл $n(q)$ визначається одночастинковими характеристиками ядерної структури, "високоімпульсні-хвости" розподілів відображають дрібномасштабні особливості ядерних ХФ.

Розглянемо залежність розподілу (3.36) $n(\vec{q}, m, T, m')$ від кутів вектора \vec{q} .

При $\vec{q} = q_z \vec{e}_z$ величина $|\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, q_z \vec{e}_z; T)|^2$ в підінтегральному виразі (3.36) не залежить від азимутального кута ϕ_p вектора \vec{p} , що є наслідком властивостей перетворення ХФ при обертанні системи координат навколо осі z . Використовуючи це спостереження, отримуємо вираз для (3.36) у вигляді дворазового інтеграла

$$n(q_z \vec{e}_z, m, T, m') = 8\pi^2 \sum_{SM} \int |\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, q \vec{e}_z; T)|^2 d \cos \theta_p p^2 dp, \quad (3.46)$$

що спрощує числові розрахунки.

Розподіл $n(\vec{q}, m, T, m')$ є інваріантним щодо обертання системи координат навколо осі z на довільний кут, і тому не залежить від азимутального кута ϕ_q вектора \vec{q}

$$n(\vec{q}, m, T, m') = n(|\vec{q}|, \cos \theta_q; m, T, m'), \quad (3.47)$$

де θ_q є кут між позитивним напрямом осі z та вектором \vec{q} .

Розгляд операцій просторового відображення \mathcal{P} , розвороту часу \mathcal{T} та обертання навколо осей y та z на кут π призводить до

$$n(\vec{q}, m, T, m') = n(\tilde{\vec{q}}, m, T, m'), \quad (3.48)$$

для векторів $\vec{q} = \{q_x, q_y, q_z\}$ та $\tilde{\vec{q}} = \{\epsilon_x q_x, \epsilon_y q_y, \epsilon_z q_z\}$, де $\epsilon_i = \pm 1$ ($i = x, y, z$).

Властивості (3.47) та (3.48) дозволяють обмежитись детальним аналізом розподілів $n(\vec{q}, m, T, m')$ та $n(\vec{q}, m, \mu, m')$ при \vec{q} , що належать площині xz , і ненегативних q_x, q_z .

Для порівняння числових результатів, отриманих в даній роботі та статті [159], визначимо розподіл нейтронів

$$N(\vec{q}, m) = \left(\int d^3 q \sum_m n(\vec{q}, m, \mu = -\frac{1}{2}, m' = \frac{1}{2}) \right)^{-1} \times \\ \times n(\vec{q}, m, \mu = -\frac{1}{2}, m' = \frac{1}{2}) \quad (3.49)$$

Відзначимо, що величина знаменника в правій частині (3.49) не залежить від значення проекції m' . Розподіл (3.49) задовольняє умові

$$\int d^3 q \sum_m N(\vec{q}, m) = 1,$$

яка відрізняється від (3.27). Дійсно, співвідношення (3.27) містить вклади як імпульсних розподілів протонів, так та нейтронів.

Обчислення [159] проведено з ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для AV18UrbIX моделі ядерних сил, яка містить вклади компонент з повним ізоспіном $\mathcal{T} = \frac{1}{2}$ та $\frac{3}{2}$. Компоненти ХФ, що використовуються в даній роботі, отримано в [16] для тих же потенціалів міжнуклонної взаємодії. Наші розрахунки виконано з урахуванням 3N-станів, що мають $\mathcal{T} = \frac{1}{2}$.

Як видно з порівняння суцільних кривих з точками, що показано на рис. 3.5, компоненти ХФ з $\mathcal{T} = \frac{3}{2}$ мають незначний вплив при $|\vec{q}| \lesssim 600 \text{ MeV}/c$ на IP, що залежить від спіна, коли спін нейтрона орієнтований уздовж повного моменту ядра ${}^3\text{He}$. Імовірність виявити нейтрон у стані з $m = -m'$ та $|\vec{q}| \lesssim 200 \text{ MeV}/c$ є значно меншою, ніж з $m = m'$ для імпульсів \vec{q} , спрямованих по осях x та z .

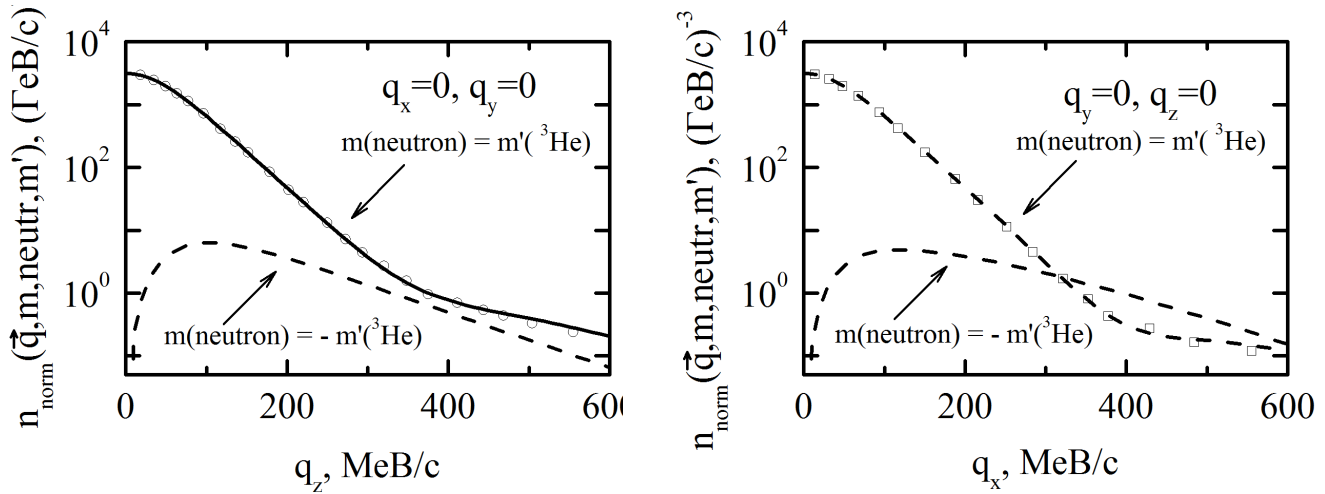


Рис. 3.5. Імпульсні розподіли нейтрона (3.49) в ядрі ${}^3\text{He}$, що розраховано з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил. Суцільна (штрихова) крива та точки відповідають спіну нейтрона, орієнтованого паралельно (антипаралельно) повному моменту ядра ${}^3\text{He}$, значення якого вибрано $m' = \frac{1}{2}$. Точки \circ та \square взято з [159] (рис. 7 та 8 на с. 064002-12). Криві отримано в даній роботі.

Однією з величин, яка становить інтерес для вивчення спінової структури

системи нуклонів, є асиметрія IP, які залежать від спінів.

$$\alpha(\vec{q}, \mu) = (n(\vec{q}, m = \frac{1}{2}, \mu, m') - n(\vec{q}, m = -\frac{1}{2}, \mu, m')) / n(q, \mu)|_{m'=1/2}. \quad (3.50)$$

Розрахунки з ХФ для AV18UrbIX потенціалів показують, що поведінка асиметрії $\alpha(\vec{q}, \mu)$ для протонів та нейтронів якісно відрізняється при $q_x, q_z \lesssim 900$ MeV/c. Водночас, відмінності між розподілами нейтронів (протонів) в ядрі ${}^3\text{He}$ та протонів (нейтронів) в ядрі ${}^3\text{H}$, обчислені з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил, не перевищують кількох відсотків в даній області. Можна вважати, що

$$n(\vec{q}, m, \mu, m'; {}^3\text{He}) \simeq n(\vec{q}, m, -\mu, m'; {}^3\text{H}), \quad (\mu = \pm \frac{1}{2}). \quad (3.51)$$

Причиною відмінностей між розподілами (3.51) є порушення зарядової незалежності сил, що діють між нуклонами. Нейтронна асиметрія досягає помітної величини в різних областях площини (q_x, q_y) для ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$.

В області невеликих $|\vec{q}|$ спін нейтрона в ядрі ${}^3\text{He}$ спрямований по спіну ядра. Межі області, де асиметрія нейтронного розподілу задовольняє нерівності $|\alpha(\vec{q}, \mu; {}^3\text{He})| \gtrsim \alpha_0 = \text{Const}$ можуть бути визначеними з рис. 3.6, де показані перетини поверхонь $z = \alpha(q_x, q_y = 0, q_z, \mu)$ площинами $z = \text{Const}$. На рис. 3.6 представлено результати розрахунків з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил. З правої частини рис. 3.6 видно що існують великі області в площині (q_x, q_y) , в яких $\alpha(\vec{q}, \mu = -\frac{1}{2}; {}^3\text{He}) \geq 0.3$. Можна сподіватися, що при $q_x \lesssim 290$ MeV/c та $q_z \lesssim 350$ MeV/c а також при $q_z \gtrsim 500$ MeV/c ядро ${}^3\text{He}$ являє собою поляризовану нейтронну мішень. Для імпульсів нуклонів $q_x \lesssim 450$ MeV/c та $q_z \gtrsim 400$ MeV/c, а також $q_x \simeq 350 \dots 850$ MeV/c та $q_z \lesssim 250$ MeV/c, ядро тритію може бути використано з тією ж метою. Відзначимо, що в іншій з областей асиметрія $\alpha(\vec{q}, \mu = -\frac{1}{2}; {}^3\text{H})$ є негативною, і з великою ймовірністю спіни нейтрона та ядра ${}^3\text{H}$ є антипаралельними.

Згідно з результатами розрахунків, що показано на лівій панелі рис. 3.6, спін протона може бути орієнтований як у напрямку спіна ${}^3\text{H}$ - ядра так і в протилежному напрямку, що залежить від його імпульсу \vec{q} . Абсолютна

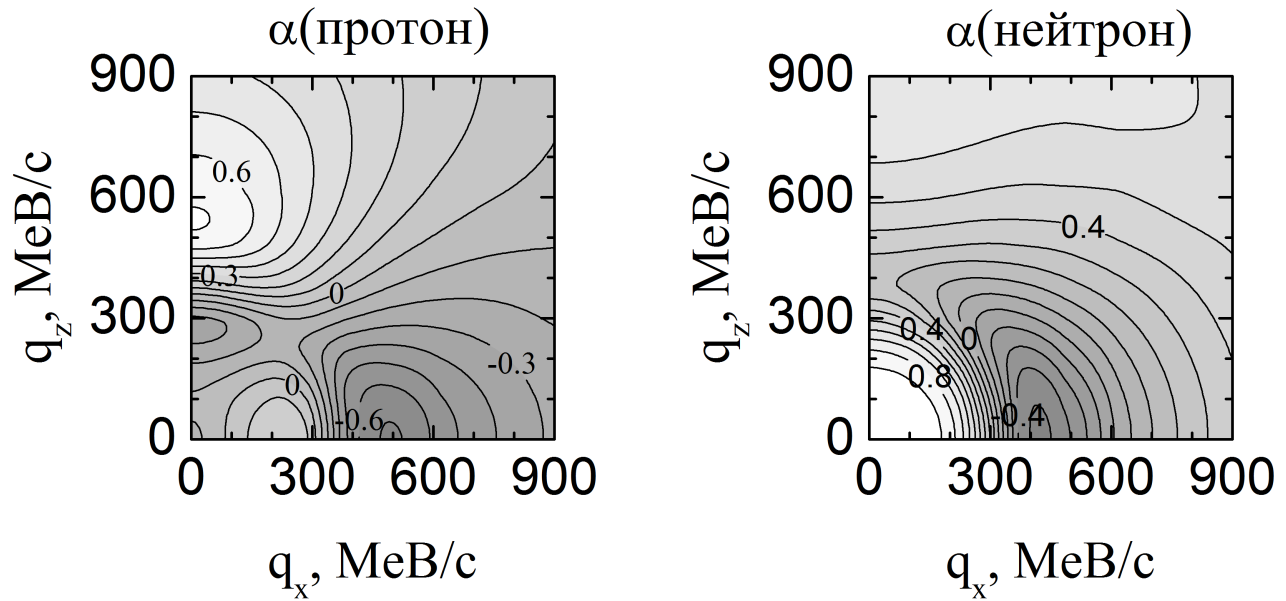


Рис. 3.6. Лінії рівня для асиметрії (3.50) IP протонів та нейтронів, що залежать від спінів, в ядрі ${}^3\text{He}$.

величина асиметрії (3.50) IP протонів, що залежать від спінів, перевищує 30 % в околицях кількох піків, що знаходяться в даній області. При зміні імпульсу протона від $q_x = 470$ MeV/c, $q_z = 0$ до $q_x = 0$, $q_z = 540$ MeV/c (тобто, при повороті вектора \vec{q} на 90° та збільшенні $|\vec{q}|$ на 15%) асиметрія $\alpha(\vec{q}, \mu = \frac{1}{2})$ зростає від -0.715 до 0.687.

Рис. 3.7 показує, що значення асиметрій $\alpha(\vec{q}, \mu = \pm\frac{1}{2}, {}^3\text{He})$ помітно залежать від напрямку вектора \vec{q} в області $|\vec{q}| \gtrsim 300$ MeV/c. У такій області значень \vec{q} поворот цього вектора може призводити до зміни знака асиметрій.

Просторовий розподіл спінових асиметрій можна отримати за допомогою властивості (3.48) та обертання навколо осі z ліній рівня, які показано на рис. 3.6. Лінії рівня являють собою перетини поверхонь $\alpha(\vec{q}, \mu) = \text{Const}$ площиною $q_y = 0$.

Як видно з рис. 3.6, деякі поверхні в просторі \vec{q} являють собою деформований тор, тобто, "тороїдальна" структура, яка детально обговорюється в [128] у разі розподілів щільності для дейтрона та найлегших ядер, проявляє себе в спінових асиметриях у випадку зв'язаного стану трьох нуклонів.

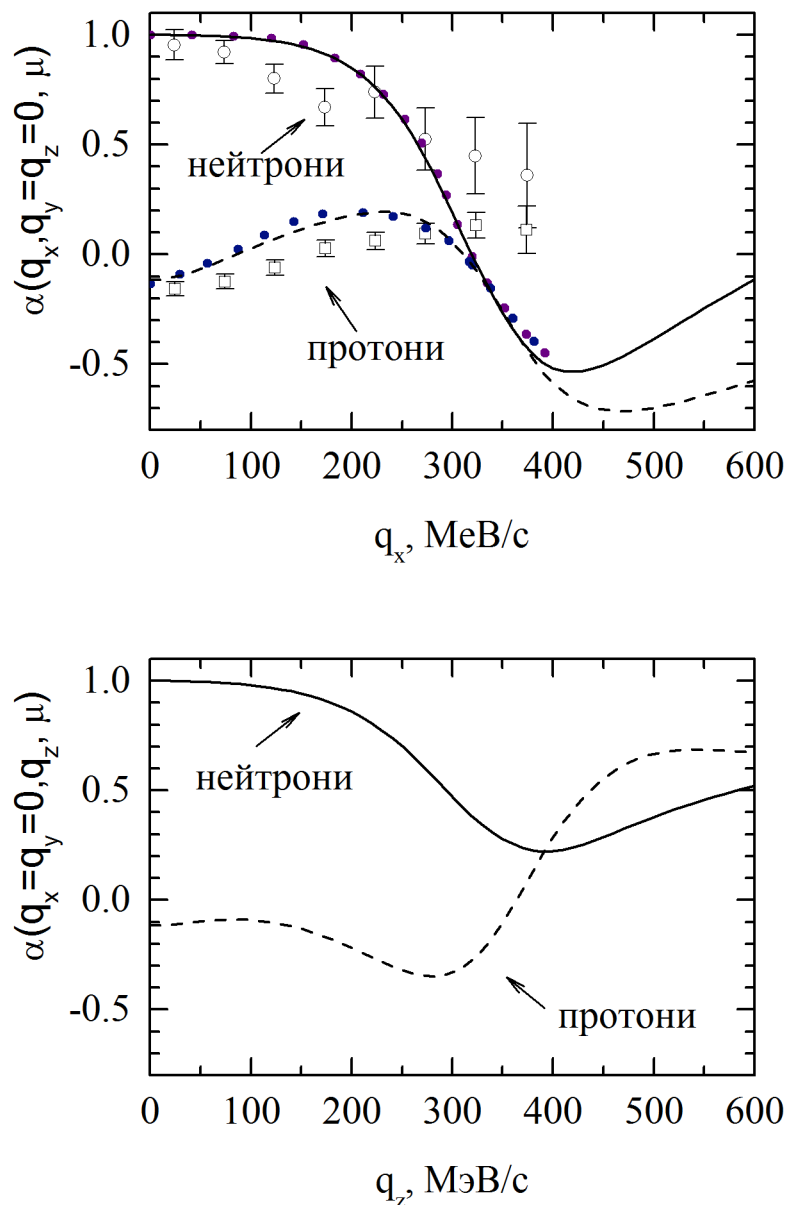


Рис. 3.7. Асиметрія залежного від проекцій спінів ІР нуклонів в ядрі ${}^3\text{He}$. Суцільні та штрихові криві розраховано з бохум–краківськими ХФ для AV18UIX моделі ядерних сил. Точками ∇ , Δ показано результати обчислень P.U.Sauer та ін. [166, 167] з ХФ для паризького потенціалу. Точки \circ та \square – результати вимірювань [167] розподілів $a(q_x, \mu)$ для нейтронів ($\mu = -1/2$) та протонів ($\mu = +1/2$).

Дослідженню величин, що характеризують спінову структуру зв'язаного стану трьох нуклонів, було присвячено експеримент [168]. В [168] були виміряно спінові асиметрії для реакцій ${}^3\text{He}(\vec{p}, 2p)$ та ${}^3\text{He}(\vec{p}, pn)$ при енергії протонів 197 MeV. Спіни як пучка, так та мішені було орієнтовано перпендику-

лярно площині розсіювання. Аналіз даних [168] у рамках плоскохвильового імпульсного наближення дозволив отримати [167] асиметрії $\alpha(\vec{q}, \mu = \pm\frac{1}{2}, {}^3\text{He})$ при $q_x \lesssim 375$ MeV/c та $q_y = q_z = 0$. Відзначимо, що асиметрія (3.50) нейтронних розподілів $n(\vec{q} = q_x \vec{e}_x, m, \mu = -\frac{1}{2}, m')$ визначається функцією $h_1(q; 1)$ та не залежить від $h_2(q; 1)$.

Як видно з рис. 3.7, помітні відмінності між обчисленнями з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил та даними [167] з'являються при $q_x \gtrsim 275$ MeV/c. У кінематичній області, де зондують такі імпульси нуклонів, можуть проявляти себе механізми реакції, які пов'язано, наприклад, з антисиметризацією кінцевих станів і перерозсіюванням у початкових або кінцевих станах. Такі механізми не враховуються в імпульсному наближенні з плоскими хвилями. Розрахунки, що виконано в [166, 167] та в даній роботі на основі різних підходів, призводять до близьких результатів, незважаючи на використання ХФ для моделей ядерних сил, що відрізняються.

3.3. Імпульсні розподіли поляризованих протон–дейтронних кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$

ІР rd-кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$ може бути записано у вигляді суми

$$\rho(q) = \frac{1}{2} \sum_{Mmm'} \rho(\vec{q}, M, m, m') \quad (3.52)$$

розподілів, що залежать від спінів

$$\rho(\vec{q}, M, m, m') = 3 |A_{m'}^{Mm}(\vec{q})|^2, \quad (3.53)$$

де

$$\delta(\vec{q} + \vec{K}) A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = \left\langle \vec{q}; \frac{1}{2}m \left| \left\langle \phi; 1M; \vec{K} \left| \Psi; \frac{1}{2}m'; \vec{K}' = 0 \right. \right. \right\rangle.$$

Вектор $|\vec{q}; \frac{1}{2}m\rangle$ описує протон з імпульсом vq та проекцією спіну m , $|\phi; 1M; \vec{K}\rangle$ — вектор стану дейтрона з повним імпульсом \vec{K} та проекцією повного кутового моменту M . Ядру ${}^3\text{He}$ з повним імпульсом \vec{K}' та проекцією повного кутового моменту m' відповідає вектор $|\Psi; \frac{1}{2}m'; \vec{K}'\rangle$.

Тензори $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ являють собою інтеграли перекриття

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = \sum_{M'} \int d^3p \left[\phi_M^{M'}(\vec{p}) \right]^* \Psi_{m'}^{SM'm}(\vec{p}, \vec{q}; T) \Big|_{S=1, T=0}. \quad (3.54)$$

ХФ дейтрону $\phi_M^{M'}(\vec{p})$ та ХФ ядра ${}^3\text{He}$ $\Psi_{m'}^{SM'm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$, яку визначено в (2.46) (с. 61).

ІР поляризованих pd - кластерів у ядрі ${}^3\text{He}$ з певною орієнтацією спіну $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ не змінюється при обертанні на довільний кут навколо осі z та є функцією $|\vec{q}|$ та $\cos \theta_q = \hat{\vec{q}} \cdot \vec{e}_z$

$$\rho(\vec{q}, M, m, m') = \rho(|\vec{q}|, \cos \theta_q, M, m, m'). \quad (3.55)$$

Одиничний вектор, спрямований уздовж вектора \vec{q} , позначено $\hat{\vec{q}}$.

Покладемо $\vec{q} = q_z \vec{e}_z$ в (3.54). Інтеграли перекриття $A_{m'}^{Mm}(q_z \vec{e}_z)$, як показано нижче (3.65), є дійсними числами. Використовуючи властивості тензора $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ при обертанні системи координат навколо осі z на довільний кут, отримуємо

$$A_{m'}^{Mm}(q_z \vec{e}_z) \sim \delta_{M+m, m'}. \quad (3.56)$$

З (3.56) випливає, що тензори $A_{m'=\frac{1}{2}}^{Mm}(q_z \vec{e}_z)$ та ІР поляризованих pd -кластерів $\rho(q_z \vec{e}_z, M, m, m' = \frac{1}{2})$ можуть бути відмінними від нуля при $\{Mm\} = \{1 - \frac{1}{2}\}, \{0 \frac{1}{2}\}$. Для розподілу (3.52) маємо

$$\rho(q) = \rho\left(q_z \vec{e}_z, 1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) + \rho\left(q_z \vec{e}_z, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right). \quad (3.57)$$

Розрахунки з використанням (3.57) або (3.52) – (3.54), де вектор \vec{q} спрямований по осі x або y , призводять до однакових значень $\rho(q)$, Що є одним з підтверджень коректності програм, за допомогою яких ми знаходимо ХФ ядра ${}^3\text{He}$.

З рис. 3.8 видно, що результати ганноверської групи [169, 170] та ті, що отримано нами, добре узгоджуються один з одним. Невеликі відмінності між обчисленнями [169, 170] та даної роботи видно в разі потенціалу Рейда при $q \gtrsim 500$ МеВ/с. У розрахунках [169, 170] та наших обчисленнях використано ХФ ядра ${}^3\text{He}$, які побудовано на основі числових розв'язків рівнянь Фаддєєва

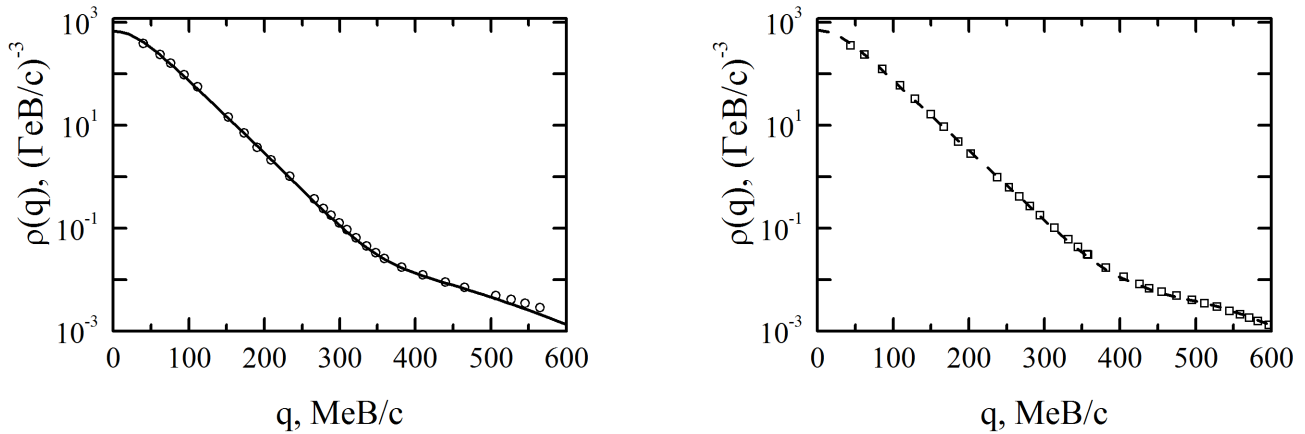


Рис. 3.8. Імпульсні розподіли (3.57) pd -кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$. Криві та точки, що показано на лівій (правій) частині рисунка, розраховано з ХФ для потенціалу Рейда (паризького потенціалу). Криві отримано в даній роботі з ХФ [90] та [15, 102, 103]. Точки взято з [169, 170].

в імпульсному представленні, що отримано у [101] і [91], відповідно. Числові дані [91] не використовуються нами безпосередньо. Значення парціальних компонент вектора $|\Psi^{(1)}\rangle$ ми знаходимо за допомогою параметризації [90] розв'язків [91]. Зазначені вище розбіжності можуть бути пов'язаними з недостатньою точністю апроксимації [90], яка можливо проявляється в області імпульсів $q \gtrsim 500$ MeV/c. Причина відмінностей між точками та суцільною кривою на лівій частині рис. 3.8 пов'язана також з тим, що в [90] розгляд є обмеженим ${}^{2S+1}L_J = {}^1S_0$ та ${}^3S_1 - {}^3D_1$ NN-каналами та п'ятьма першими компонентами $|\Psi^{(1)}\rangle$. Відповідні квантові числа наведено в табл. А.1 У розрахунках ганноверської групи було враховано NN-стани, які мають значення сумарного кутового момента до $I = 2$ та парціальні хвилі в $3N$ -системі з $L + l \leq 8$.

В області $q \gtrsim 450$ MeV/c розподіл $\rho(q)$, як видно з рис. 3.9, помітно залежить від потенціалу взаємодії між нуклонами. Розподіл для потенціалу Рейда розраховано з ХФ, значення якої ми знаходимо за допомогою параметризації [90]. Результати для AV18UrbIX, паризького, бонського (штрихова крива) потенціалів отримано з ХФ [15, 102, 103]. Крапковою кривою показано розподі-

ли, що обчислено з сепарабельною параметризацією [157] ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для зарядово-залежного бонського потенціалу. ІР для ХФ, що відповідають двом версіями бонського потенціалу, відрізняються значно менше, ніж розподіли, що розраховано для різних реалістичних моделей ядерних сил, наприклад бонського та AV18UrbIX потенціалів.

Необхідним елементом дослідження ІР $\vec{p}\vec{d}$ -кластерів у поляризованому ядрі ${}^3\text{He}$ є детальний аналіз властивостей симетрії тензора (3.54). Використання просторової інверсії \mathcal{P} та розвороту часу \mathcal{T} дозволяє отримати рівності

$$\mathcal{P} : \quad A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = A_{m'}^{Mm}(-\vec{q}), \quad (3.58)$$

$$\mathcal{T} : \quad A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = (-1)^{M+m+m'} \left[A_{-m'}^{-M,-m}(-\vec{q}) \right]^*, \quad (3.59)$$

наслідком яких є співвідношення для розподілу (3.53)

$$\rho(\vec{q}, M, m, m') = \rho(-\vec{q}, M, m, m'), \quad (3.60)$$

$$\rho(\vec{q}, M, m, -m') = \rho(\vec{q}, -M, -m, m'). \quad (3.61)$$

З (3.61) випливає, що сума $\sum_{Mm} |A_{m'}^{Mm}(\vec{q})|^2$ в (3.52), (3.53) від m' не залежить, і розподіл (3.52) набуває вигляду

$$\rho(q) = 3 \sum_{Mm} |A_{m'}^{Mm}(\vec{q})|^2, \quad (3.62)$$

де $m' = \frac{1}{2}$ або $m' = -\frac{1}{2}$.

За допомогою обертання навколо осі y на кут π отримуємо

$$A_{m'}^{Mm}(q_x, q_y, q_z) = (-1)^{M+m+m'} A_{-m'}^{-M,-m}(-q_x, q_y, -q_z), \quad (3.63)$$

де $A_{m'}^{Mm}(q_x, q_y, q_z) = A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ та $\vec{q} = \{q_x, q_y, q_z\}$. Рівності (3.63) і (3.59) призводять до

$$A_{m'}^{Mm}(q_x, q_y, q_z) = \left[A_{m'}^{Mm}(q_x, -q_y, q_z) \right]^*. \quad (3.64)$$

Для вектора \vec{q} , що належить до площини xz , тензор $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ має властивість

$$\text{Im} \left[A_{m'}^{Mm}(q_x, 0, q_z) \right] = 0. \quad (3.65)$$

У випадку, коли вектор \vec{q} є перпендикулярним до площини xz , за допомогою перетворень \mathcal{P} , \mathcal{T} та обертання навколо осі y на кут π отримуємо

$$\text{Im} \left[A_{m'}^{Mm}(0, q_y, 0) \right] = 0, \quad (3.66)$$

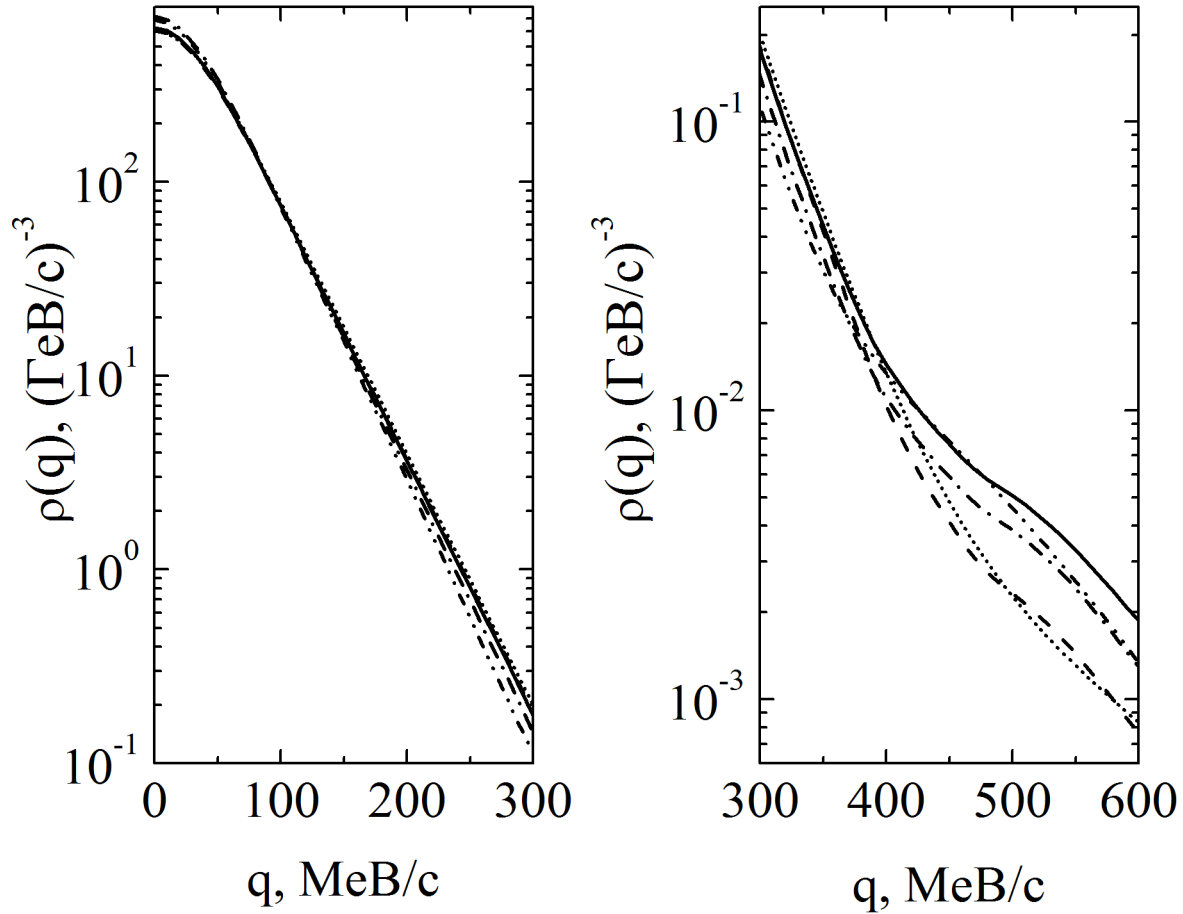


Рис. 3.9. Залежність імпульсного розподілу pd -кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$ від моделі ядерних сил. Суцільна крива, штрихові криві з однією та двома точками отримано з ХФ для AV18UrbIX, паризького потенціалів та потенціалу Рейда. Штрихова та точкова криві розраховано з ХФ для бонського потенціалу

оскільки

$$A_{m'}^{Mm}(q_x, q_y, q_z) = [A_{m'}^{Mm}(-q_x, q_y, -q_z)]^* . \quad (3.67)$$

Використовуючи властивості тензора (3.54) при інверсії простору (3.58), розвороті часу (3.59) та обертанні навколо осей y та z на кут π , знаходимо

$$\rho(\vec{q}, M, m, m') = \rho(\tilde{\vec{q}}, M, m, m'), \quad (3.68)$$

де $\vec{q} = \{q_x, q_y, q_z\}$, $\tilde{\vec{q}} = \{\epsilon_x q_x, \epsilon_y q_y, \epsilon_z q_z\}$ та $\epsilon_i = \pm 1$ ($i = x, y, z$).

Співвідношення (3.68) для розподілу (3.53) відповідає рівності (3.48) (с. 84), якому задовольняє розподіли нуклонів $n(\vec{q}, m, T, m')$, що залежать

від спінів. Розподіли $\rho(\vec{q}, M, t, m')$ та $n(\vec{q}, t, T, m')$ мають загальні властивості (3.68) і (3.48), оскільки вони залежать від абсолютних величин компонент тензорів $A_{m'}^{Mm}$ та $\Psi_{m'}^{SM'm}$.

Рівності (3.58), (3.59), (3.63) – (3.68) є корисними для контролю числових розрахунків, в яких використовуються векторні змінні та ХФ ядра ${}^3\text{He}$ в тензорній формі $\Psi_{m'}^{SM'm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$.

Приймаючи до уваги (3.55), (3.68) і (3.61), ми маємо можливість обмежитись аналізом залежності розподілів $\rho(\vec{q}, M, t, m')$ від величини та напрямку вектора \vec{q} , розглядаючи $\vec{q} = \{q_x \geq 0, q_y = 0, q_z \geq 0\}$ і проекцію повного кутового моменту ${}^3\text{N}$ ядра $m' = \frac{1}{2}$. З шести розподілів $\rho(\vec{q}, M, t, m')$ з $M = \pm 1, 0$, $t = \pm \frac{1}{2}$, $m' = \frac{1}{2}$ розглянемо функції, які не звертаються в нуль для векторів \vec{q} , що належать осі z .

Для обговорення залежності $\rho(\vec{q}, M, t, m')$ від величини та напрямку вектора \vec{q} розглянемо розподіл

$$\tilde{\rho}(\vec{q}, M, t, m') = \rho(\vec{q}, M, t, m')/\rho(q). \quad (3.69)$$

З рис. 3.10 видно, що для проекцій спінів $\{M, t, m'\} = \{1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$, коли спін нейтрона спрямований уздовж повного кутового моменту ядра ${}^3\text{He}$, функція $\tilde{\rho}(\vec{q}, 1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ має максимум при $q_x \sim 0$ та $q_z \sim 300$ MeV/c.

Рис. 3.10 показує, що в розглянутих областях імпульсів rd-кластерна структура домінує в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ при $q_x \sim 0$, $q_z \sim 250 - 300$ MeV/c та $q_x \sim 0$, $q_z \sim 500 - 550$ MeV/c для значень квантових чисел $\{M, t, m'\} = \{1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$ та $\{0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$, відповідно.

Беручи до уваги результати, що отримано нами при вивченні спінової структури ${}^3\text{N}^-$ ядер, знайдемо представлення для тензора $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ в термінах речових скалярних функцій $g_i(q)$, де $i = 1, 2, \dots$

Величини $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$, що представлено в вигляді

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = \langle \frac{1}{2}m \mid \sigma^M \mid \frac{1}{2}m' \rangle g_1(q) + \langle \frac{1}{2}m \mid \vec{\sigma} \cdot \vec{q} \mid \frac{1}{2}m' \rangle q^M/q^2 g_2(q), \quad (3.70)$$

та інтеграли в правій частині (3.54) мають однакові властивості при інвер-

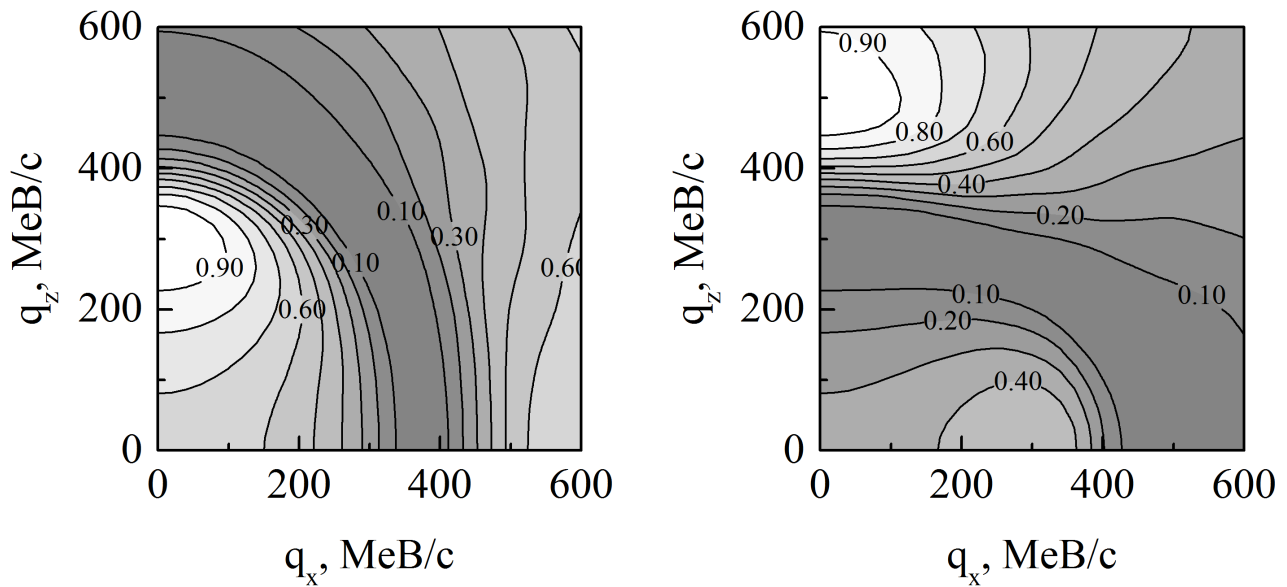


Рис. 3.10. Імпульсні розподіли (3.69) поляризованих pd -кластерів у ядрі ${}^3\text{He}$. На лівій (правій) частині малюнка показано розподіл з $\{M, m, m'\} = \{1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$ ($\{0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$). Розрахунки виконано з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил.

сії простору та часу, а також при довільних тривимірних обертаннях. Вираз (3.70) дає загальну структуру тензора (3.54) в разі ядерних сил, що зберігають просторову парність.

Визначимо 2×2 матрицю $A^M(\vec{q})$ таку, що

$$\langle \frac{1}{2}m \mid A^M(\vec{q}) \mid \frac{1}{2}m' \rangle = A_{m'}^{Mm}(\vec{q}). \quad (3.71)$$

Використовуючи (3.71), подамо рівність (3.70) в стислій операторній формі

$$\vec{A}(\vec{q}) = \vec{\sigma} g_1(q) + (\vec{\sigma} \cdot \hat{\vec{q}}) \hat{\vec{q}} g_2(q). \quad (3.72)$$

Відзначимо, що для отримання (3.70) та (3.72) було використано властивості перетворення ХФ дейтрона та ${}^3\text{He}$ при тривимірних обертаннях, а так само при інверсії простору та часу без звернення до операторного представлення для ХФ зв'язаних станів $2N$ - та $3N$ -ядер.

Для функцій $g_i(q)$ з $i = 1, 2$ маємо

$$g_1(q) = (F(q) - G(q))/4, \quad g_2(q) = (-F(q) + 3G(q))/4, \quad (3.73)$$

де $F(q)$ та $G(q)$ можуть бути побудованими з компонент звідного тензора

$$R^M_{M'}(\vec{q}) = \sum_{mm'} A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) \langle \frac{1}{2}m' \mid \sigma_{M'} \mid \frac{1}{2}m \rangle \quad (3.74)$$

відповідно до формул

$$F(q) = \sum_M R^M_M(\vec{q}), \quad G(q) = \sum_{MM'} R^M_{M'}(\vec{q}) q_M q^{M'} / q^2. \quad (3.75)$$

Представлення (3.70), (3.72) для інтегралів (3.54) дозволяє побачити, що виконується тотожність

$$\sum_m A_m^{Mm}(\vec{q}) = 0 \quad (3.76)$$

IP рd-кластерів в ядрі ${}^3\text{He}$, $\rho(q)$ та $\rho(\vec{q}, M, m, m')$, визначаються двома скалярними функціями. Використовуючи, наприклад для (3.73), отримуємо

$$\rho(q) = 3(2g_1^2(q) + (g_1(q) + g_2(q))^2). \quad (3.77)$$

З рис. 3.10 видно, що $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ з $\{M, m, m'\} = \{1, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}, \{0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\}$ як функції кутів вектора \vec{q} помітно відрізняються один від одного. Залежність інтегралів $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ та розподілів $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ від напрямку вектора \vec{q} походить від звідного тензора $q^M q^{M'}$, який представляє собою суперпозицію сферичних функцій $Y_{lm_i}(\hat{\vec{q}})$ з орбітальними моментами $l = 0$ та 2 . Зв'язок операторної форми (3.70) для тензора $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ з поданням, яке отримано з використанням парціально-хвильових розкладів, обговорюється нижче.

У разі аргонського, бонського та паризького потенціалів ми знаходимо функції $\Psi_{m'=\frac{1}{2}}^{SM'm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$, використовуючи числові дані для парціальних компонент (3.10) (с. 71). Запишемо IP $\rho(q)$ та $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ в термінах функцій $\Psi_{LSL_jT}(p, q)$. Таке перетворення становить інтерес, оскільки воно дозволяє визначити, не вдаючись до числових розрахунків, від яких парціальних компонент ХФ зв'язаного стану ${}^3\text{N}$ -системи залежать IP рd-кластерів. Парціально-хвильове представлення для розподілів (3.52) і (3.53) та тензора (3.54) служить також ілюстрацією властивостей симетрії величин $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ та $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$, які були розглянуто вище.

Підставляючи (3.12) та (3.13) в (3.54), знаходимо

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}) = \sum_{lj=0\frac{1}{2}, 2\frac{3}{2}} A_{m'}^{Mm}(\vec{q}; lj) \quad (3.78)$$

де

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}; lj) = \sum_{m_l m_j} C_{1Mj m_j}^{\frac{1}{2}m'} C_{l m_l \frac{1}{2}m}^{j m_j} Y_{l m_l}(\hat{\vec{q}}) B_{lj}(q). \quad (3.79)$$

Скалярні функції

$$B_{lj}(q) = \sum_{L=0,2} B_{Llj}(q) \quad (3.80)$$

приймають дійсні значення. В разі, коли ядерні сили зберігають просторову парність, ці функції можуть бути відмінними від нуля при $lj = 0\frac{1}{2}$ та $2\frac{3}{2}$. Інтеграли перекриття між парціальними компонентами ХФ дейтрона $\phi_L(p)$ та $3N$ -ядра $\Psi_{LSJl_j T}(p, q)$ мають вигляд

$$B_{Llj}(q) = \int \phi_L(p) \Psi_{LSJl_j T}(p, q) p^2 dp \Big|_{S=J=1, T=0} \quad (3.81)$$

З (3.81) видно що тензор (3.54) містить тільки ті компоненти ХФ ${}^3\text{He}$, які мають квантові числа LSJ у двочастинковій підсистемі, що відповідають квантовим числам NN станів у розкладанні ХФ дейтрона. Розподіли $\rho(q)$ та $\rho(\vec{q}, M, m, m')$ залежить від чотирьох компонент $\Psi_\alpha(p, q)$, для яких $\alpha = 2 \dots 5$. Згідно з табл. Д1 (додаток Д, с. 188) для цих компонент

$${}^{2S+1}L_J l_j = {}^3S_1 S_{\frac{1}{2}}, {}^3D_1 S_{\frac{1}{2}}, {}^3S_1 D_{\frac{3}{2}}, {}^3D_1 D_{\frac{3}{2}},$$

а також сумарний ізоспін нуклонів 2 та 3 має нульове значення.

Тотожність (3.76) виконується з $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ у вигляді (3.78) – (3.81), оскільки

$$\sum_m A_m^{Mm}(\vec{q}; lj) \sim \delta_{l1}$$

і, коли ХФ розраховано з \mathcal{P} -парними ядерними силами, тензор (3.78) містить $3N$ -стани з орбітальними моментами $l = 0, 2$.

Використовуючи (3.78) та (3.79), отримуємо, що ІР(3.52) є сумою двох некогерентних вкладів

$$\rho(q) = \frac{3}{4\pi} \left(B_{0\frac{1}{2}}^2(q) + B_{2\frac{3}{2}}^2(q) \right). \quad (3.82)$$

Результати розрахунків розподілів (3.52) та (3.53) з використанням визначення (3.54) тензора $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ в термінах ХФ, що залежать від векторних змінних, а також за формулами (3.78)–(3.80), які дозволяють виразити інтеграли перекриття (3.54) через парціальні компоненти ХФ, не відрізняються один від одного. Відзначимо, що обчислення ІР pd -кластерів з ХФ в тензорній формі вимагають значно більших комп'ютерних ресурсів для отримання необхідної точності, ніж розрахунки в рамках підходу, що засновується на парціально-хвильових розкладах ХФ. Такий підхід, в якому числові дані для парціальних компонент ХФ безпосередньо використовуються при обчисленні інтегралів перекриття, служить засобом для перевірки та обґрунтування правильності методів, що розробляються для розрахунків амплітуд реакцій з ХФ в тензорній формі.

Порівняємо результати обчислень бохум-краківської групи [171] з отриманими нами. Розглянемо асиметрію ІР поляризованих pd -кластерів в орієнтованому ядрі ${}^3\text{He}$

$$\begin{aligned} \alpha_z(q) = & \left(\rho(q\vec{e}_z, M=1, m=-\frac{1}{2}, m'=\frac{1}{2}) - \right. \\ & \left. - \rho(q\vec{e}_z, M=0, m=\frac{1}{2}, m'=\frac{1}{2}) \right) / \rho(q). \end{aligned} \quad (3.83)$$

Асиметрія (3.83) виникає [3, 57] при розгляді реакції ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'p)d$ в колінарній кінематиці. У плоскохвильовому імпульсному наближенні залежність Z -компоненти асиметрії пучка \vec{A}' для цієї реакції дається функцією (3.83). Як видно з рис. 3.11, асиметрії $\alpha_z(q)$, що розраховано в [171] та даній роботі, добре узгоджуються між собою.

Покажемо, що парціально-хвильове розкладання (3.78) – (3.80) може бути представлено в операторній формі (3.70), (3.72).

Доданок в (3.78) з $lj = 0\frac{1}{2}$ має вид

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}; lj = 0\frac{1}{2}) = -1/\sqrt{12\pi} \langle \frac{1}{2}m \mid \sigma^M \mid \frac{1}{2}m' \rangle B_{lj=0\frac{1}{2}}(q). \quad (3.84)$$

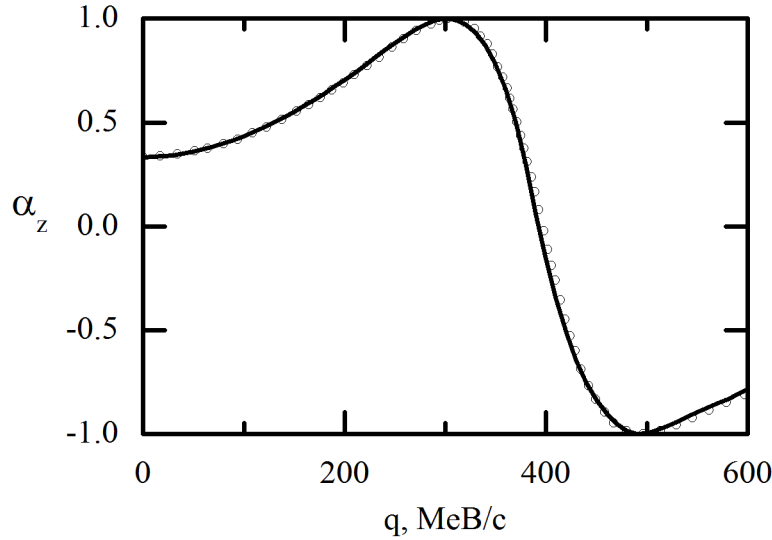


Рис. 3.11. Асиметрії імпульсних розподілів $\vec{p}\vec{d}$ -кластерів у ядрі ${}^3\text{He}$, що отримано з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил. Суцільну криву розраховано за формулами (3.62), (3.78)–(3.82), (3.83). Точки взято з [171] (рис. 6).

Вираз для члена суми (3.78) з $lj = 2\frac{3}{2}$ містить тензор $q^M q^{M'}$

$$A_{m'}^{Mm}(\vec{q}; lj = 2\frac{3}{2}) = \sqrt{3/8\pi} \left(\langle \frac{1}{2}m \mid \sigma \cdot \vec{q} \mid \frac{1}{2}m' \rangle q^M / q^2 - \right. \\ \left. - 1/3 \langle \frac{1}{2}m \mid \sigma^M \mid \frac{1}{2}m' \rangle \right) B_{lj=2\frac{3}{2}}(q). \quad (3.85)$$

З (3.84), (3.85) ми бачимо, що в рамках підходу, заснованого на використанні парціальних хвиль, тензор $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ має структуру, відповідну (3.70). Співвідношення (3.84) та (3.85) дозволяють зв'язати функції $g_i(q)$ ($i = 1, 2$), які параметризують тензор $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ згідно з (3.70), і інтеграли (3.80)

$$g_1(q) = -1/\sqrt{12\pi} (B_{0\frac{1}{2}}(q) + 1/\sqrt{2}) B_{2\frac{3}{2}}(q), \\ g_1(q) = \sqrt{3/8\pi} B_{2\frac{3}{2}}(q). \quad (3.86)$$

Таким чином парціально-хвильове (3.78)–(3.80) та операторне (3.70), (3.72) представлення для тензора $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ є еквівалентними одне одному.

Залежність $\vec{p}\vec{d}$ -розподілів в ядрі ${}^3\text{He}$ від відносної координати $|\vec{r}_{pd}|$ вивчалася, наприклад в [127] та [128]. Вектор \vec{r}_{pd} є відносна координата між центром мас дейтрона та протоном. Функція перекриття, яка аналогічна інтегралу перекриття (3.54), згідно [127], [128] ((5.1), с. 657), [126] ((29), с. 1894)

має вид

$$\tilde{A}_{m'}^{Mm}(\vec{r}_{pd}) = \sum_{lm_l j m_j} C_{lm_l j m_j}^{\frac{1}{2}m'} C_{1M \frac{1}{2}m}^{j m_j} Y_{lm_l}(\hat{\vec{r}}_{pd}) R_l(r_{pd}), \quad (3.87)$$

де $\hat{\vec{r}}_{pd} = \vec{r}_{pd}/|\vec{r}_{pd}|$. Радіальна функція $R_l(r_{pd})$ визначена рівністю (5.1) ([128], с. 657). В (3.87) використано угоди, які близькі прийнятим в даній роботі. Підкреслимо, що формули (3.78), (3.79) для $A_{m'}^{Mm}(\vec{q})$ та (3.87) для $\tilde{A}_{m'}^{Mm}(\vec{r}_{pd})$ відрізняються схемою зв'язку кутових та спінових моментів.

Для порівняння формул (3.78) та (3.87) ми трансформуємо останню до виду

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{m'}^{Mm}(\vec{r}_{pd}) = & \langle \frac{1}{2}m \mid \sigma^M \mid \frac{1}{2}m' \rangle \tilde{R}_0(r_{pd}) + \\ & + \langle \frac{1}{2}m \mid \vec{\sigma} \cdot \vec{r}_{pd} \mid \frac{1}{2}m' \rangle (r_{pd})^M / (r_{pd})^2 \tilde{R}_2(r_{pd}). \end{aligned} \quad (3.88)$$

Вирази для функцій $\tilde{R}_l(r_{pd})$ з $l = 0, 2$

$$\begin{aligned} \tilde{R}_0(r_{pd}) &= -1/\sqrt{12\pi} (R_0(r_{pd}) + 1/\sqrt{2})R_2(r_{pd}), \\ \tilde{R}_2(r_{pd}) &= -\sqrt{3/8\pi} R_2(r_{pd}). \end{aligned}$$

є аналогічними до (3.86). З (3.70) та (3.88) ми бачимо, що амплітуди (3.54) та (3.87) в імпульсному та координатному уявленнях мають однакову структуру.

Висновки до розділу 3

У розділі 3 проведено детальне дослідження тензорного представлення для ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, яке було запропоновано в наших роботах [10, 11]. Тензорна ХФ зв'язаного стану $3N$ -системи з повними кутовим моментом та ізоспіном $I\mathcal{T} = \frac{1}{2}\frac{1}{2}$ є тензорне поле, що має 32 комплексні компоненти. Це поле залежить від імпульсів Якобі \vec{p} та \vec{q} , а також від ізоспінових змінних.

Тензорні ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ обчислюються в даній роботі на основі числових розв'язків рівнянь Фаддєєва для сучасних реалістичних моделей ядерних сил, зокрема, для аргонського NN потенціалу AV18 у поєднанні з урбанською $3N$ -взаємодією Urb-IX. Ми використовуємо результати бохум-краківської та інших груп, якими було отримано рішення рівнянь Фаддєєва для компонент

ХФ з квантовими числами α та β в схемах jJ - та \mathcal{LS} -зв'язків. У підрозділі 3.1 тензорна ХФ представлено у вигляді суперпозиції парціальних компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ вектора зв'язаного стану трьох нуклонів $|\Psi\rangle$ та розроблено програми, що дозволяють обчислювати значення тензорної ХФ з використанням числових даних для $\Psi_\alpha(p, q)$ з $\alpha = 1, \dots, 34$, для яких кутові орбітальні моменти мають значення $0 \leq L, l \leq 5$.

Тензорна ХФ використовується в підрозділах 3.2 та 3.3 для обчислення ІР нуклонів і протон-дейтронних кластерів у $3N$ -ядрах, що залежать від спінових змінних, а також для розрахунків спостережуваних в реакції дво-частинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$, які проведено в розділі 5.

Підхід, розроблений нами для побудови та обчислення ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів у тензорному представленні, становить інтерес для вивчення ефектів, обумовлених слабкою взаємодією в системі трьох нуклонів [172], прецизійного аналізу бета-розпаду ядра ${}^3\text{H}$, розсіювання електронів ядрами ${}^3\text{He}$, що порушує просторову парність, та інших процесів. Мотивація та актуальність таких досліджень обговорюється, наприклад у [173]. Результати, що отримано в розділі 2, можуть бути також корисними для дослідження структури баріонів, які складаються з трьох конститuentних кварків.

Згідно з розрахунками, результати яких представлено в підрозділі 3.2, поляризація нейтрона в ядрі ${}^3\text{He}$ становить 87%...90% для розглянутих потенціалів взаємодії між нуклонами, тобто ймовірність виявити нейтрон в стані, коли його спін спрямований паралельно повного моменту ядра ${}^3\text{He}$, близька до одиниці. Для поляризації протона отримано негативні значення, які змінюються в межах від -2.6% до -2% в залежності від ХФ зв'язаного стану $3N$ -системи, що використовується. Поляризація нейтрона (протона) так само, як спін-залежні ІР нейтрона (протона) в орієнтованому ядрі ${}^3\text{He}$ визначаються компонентами ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів зі значенням ізоспіна $T = 1$ ($T = 0, 1$) в дво-частинковій підсистемі.

Поляризації нуклонів, які є інтегральними характеристиками спінових

станів нуклонів, а також IP нуклонів і pd-кластерів, незначно залежать від ХФ, що використовуються, при значеннях імпульсів $q \lesssim 300$ MeV/c. IP pd-кластерів вивчаються в підрозділі 3.2.

Відмінності між ХФ, наприклад для паризького та боннського NN-потенціалів, помітно виявляють себе в IP нейтронів (pd-кластерів) при $q \gtrsim 300(450)$ MeV/c. При значеннях $q \simeq 600$ MeV/c відношення цих IP досягає величини $\simeq 1.5$. В області імпульсів $q \gtrsim 500$ MeV/c найбільш значно відрізняються результати розрахунків IP нейтронів (pd-кластерів) для боннського потенціалу та потенціалу Рейда з м'яким кором (боннського та AV18UrbIX потенціалів). Отримані IP нуклонів і pd-кластерів добре узгоджуються з розрахунками інших авторів і результатами аналізу експериментів.

У підрозділах 3.2 та 3.3 досліджено залежність від спінових змінних IP нуклонів і pd-кластерів в орієнтованих 3N-ядрах як функції кутів вектора $\vec{q}/|\vec{q}|$. Демонструється, що тензорна форма ХФ ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ є зручною для аналізу властивостей симетрії та структури спін-залежних IP. Використовуючи тензорне представлення для ХФ, показано, що вирази для IP можуть бути записаними в термінах скалярних структурних функцій. Представлення, що отримано для IP, дають в явному вигляді залежності цих величин від напрямку вектора \vec{q} . Розрахунки, що проведено в підрозділі 3.1, дозволяють визначити області імпульсів \vec{q} , в яких поляризації нуклонів досягають помітної величини та орієнтовані ядра ${}^3\text{He}$ можуть представляти інтерес для використання їх в якості ефективної поляризованої протонної або нейтронної мішені.

Результати, що отримано в розділі 3, показують, що тензорне представлення для ХФ та методи, що розроблено для обчислення та аналізу IP нуклонів і pd-кластерів, можуть бути корисними для дослідження амплітуд реакцій двочастинкового розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними та віртуальними фотонами. Такі амплітуди визначаються матричними елементами, в які входять як ядерні ХФ, так і оператор ЕМ струму. Проведені в розділі 3 дослідження IP

служать важливим засобом контролю програм, за допомогою яких обчислюються значення $X\Phi$, і методів багатовимірного числового інтегрування, які використовуються в розділі 5 з більш складними підінтегральними функціями.

Підхід, що розроблено нами для обчислення та дослідження структури IP нуклонів і pd -кластерів в орієнтованих $3N$ -ядрах, що залежать від спінів, може бути використаний для аналізу амплітуд різних процесів в області проміжних енергій, де парціально-хвильові розкладання є неефективними, а також для вивчення ефектів, обумовлених слабкою взаємодією в системі трьох нуклонів [172]. Мотивація та актуальність таких досліджень обговорюється, наприклад в [173].

Результати, що представлено в розділі 3, опубліковано в [54, 55, 57, 58, 173].

РОЗДІЛ 4

**ЕФЕКТИ МЕЗОННИХ ОБМІННИХ СТРУМІВ
В РАДІАЦІЙНОМУ ЗАХОПЛЕННІ ПРОТОНІВ ДЕЙТРОНАМИ
ПРИ ЕНЕРГІЯХ НИЖЧЕ ПОРОГА НАРОДЖЕННЯ π -МЕЗОНІВ**

Інтерпретація даних про диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в радіаційному захопленні протонів дейтронами, фото- та електро-розщепленні ядра ${}^3\text{He}$ призводить до необхідності включити в теорію таких процесів багаточастинкові механізми реакцій. Поглинання реальних або віртуальних фотонів парами нуклонів або трьома нуклонами, що взаємодіють, обумовлено мезонним обміном між нуклонами. Урахування МОС, як обговорюється в розділах 1 і 2, є необхідним також для забезпечення калібрувальної незалежності амплітуд реакцій.

Підрозділи 4.1 та 4.2 присвячено розробці методів, за допомогою яких струми взаємодії можуть бути включеними в розрахунки амплітуд реакцій з числовими розв'язками тринуклонних рівнянь Фаддєєва для початкового та кінцевого станів. Важливою особливістю підходів, що розвиваються, є використання імпульсного представлення.

У підрозділі 4.1 проводиться аналіз і обчислення матричних елементів МОС піонного радіусу дії (π МОС). Розглядаються матричні елементи МОС між зв'язаним станом трьох нуклонів і базисними станами в просторі трьох нуклонів з квантовими числами в схемі jJ -зв'язку. Перетворення та спрощення матричних елементів, записаних у вигляді багатовимірних інтегралів, проводиться за допомогою методів квантової теорії кутового моменту [32–39].

У підрозділі 4.2 представлено послідовний формалізм, що дозволяє побудувати мультипольні розклади для амплітуди реакції. Мультипольні розклади отримано у формі, що є зручною для розрахунків в імпульсному представленні. В рамках підходу, що розвивається, демонструється, як без залучення

довгохвильового наближення мультипольні розклади можуть бути перетвореними з метою врахування вкладів багаточастинкових струмів взаємодії в мультиполях електричного типу. Пропоноване мультипольне представлення для струму ядра являє собою аналог теореми Зігерта.

Методи обчислення матричних елементів МОС, що розроблено в підрозділі 4.1, мультипольне представлення для амплітуди реакції та аналог теореми Зігерта, що отримано в підрозділі 4.2, використовуються в підрозділі 4.3 для вивчення механізмів $pd \rightarrow \gamma \text{}^3\text{He}$ при енергіях нижче порога народження π -мезонів. Обчислення проводяться з урахуванням взаємодії в початковому стані. Диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані, що розраховано, порівнюються з експериментальними даними.

4.1. Методи обчислення амплітуд реакцій $\gamma \text{}^3\text{He} \rightleftharpoons pd$ з урахуванням двочастинкових струмів

Амплітуди реакцій двочастинкового фоторозщеплення ядра $\text{}^3\text{He}$ та радіаційного захоплення протонів дейтронами можуть бути вираженими в термінах матричних елементів

$$N^\mu = \left\langle \Psi_f^{(-)} \vec{P}' \left| j^\mu(\vec{Q}) \right| \Psi_i \vec{P} \right\rangle, \quad (\mu = 0, 1, 2, 3), \quad (4.1)$$

де $j^\mu(\vec{Q})$ є Фур'є – образ щільності струму ядра $j^\mu(\vec{x})$. Початковий $|\Psi_i\rangle$ і кінцевий $|\Psi_f^{(-)}\rangle$ тринуклонні стани є власними векторами одного й того ж гамільтоніана \mathcal{H} . Повний імпульс нуклонів в початковому (кінцевому) стані позначено $\vec{P}(\vec{P}')$.

Ми використовуємо модель струму

$$j(\vec{Q}) = j^{[1]}(\vec{Q}) + j^{[2]}(\vec{Q}), \quad (4.2)$$

що містить одночастинкові

$$j^{[1]}(\vec{Q}) = j(\vec{Q}; 1) + j(\vec{Q}; 2) + j(\vec{Q}; 3) \quad (4.3)$$

та двочастинкові

$$j^{[2]}(\vec{Q}) = j(\vec{Q}; 1, 2) + j(\vec{Q}; 1, 3) + j(\vec{Q}; 2, 3) \quad (4.4)$$

вклади. Оператори $j^{[1]}(\vec{Q}; a)$ та $j^{[2]}(\vec{Q}; b, c)$ залежать від змінних нуклонів з мітками a та b, c , відповідно.

У теоріях ЕМ взаємодії з ядрами, в яких багаточастинкові струми генеруються обміном мезонами, часові компоненти струму мають порядок [138]

$$j_0^{[1]} = O(v/c)^0 \quad \text{та} \quad j_0^{[2]} = O(v^2/c^2). \quad (4.5)$$

Просторові компоненти струму мають властивість [138]

$$\vec{j}^{[1]} \sim \vec{j}^{[2]} = O(v/c). \quad (4.6)$$

нехтуючи вкладом v^2/c^2 та враховуючи (4.5), (4.6), ми вважаємо

$$j_0 \simeq j_0^{[1]} \quad \text{та} \quad \vec{j} = \vec{j}^{[1]} + \vec{j}^{[2]}. \quad (4.7)$$

Розглянемо матричні елементи (4.1) (с. 105), які визначають амплітуди реакцій $\gamma^3\text{He} \rightleftharpoons \text{pd}$. Беручи до уваги властивості початкового та кінцевого 3N -станів при перестановці номерів нуклонів, запишемо (4.1) з ЕМ струмом (4.2)–(4.4) у вигляді

$$N^\mu = 3 \left\langle \Psi_f^{(-)} \vec{P}' \left| j^\mu(\vec{Q}; 1) + j^\mu(\vec{Q}; 2, 3) \right| \Psi_i \vec{P} \right\rangle, \quad (4.8)$$

який є зручним для використання в даному розділі.

Метод розрахунку одночастинкових вкладів в амплітуди (4.8) було розроблено раніше та застосовано при вивченні пружного розсіювання електронів ядрами ^3He [137], електророзщеплення ^3He [113, 133] і протон–дейтронного радіаційного захоплення [114]. Детальний опис відповідного формалізму дано в зазначених статтях. Нижче демонструється, як може бути обчислено амплітуди реакцій з двочастинковими МОС.

Згідно (4.7) лідируючі вклади МОС в амплітуди реакцій визначаються просторовою частиною ядерного струму

$$\vec{N}(\vec{Q}; 23) = \left\langle \Psi_f^{(-)} \vec{P}' \left| \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) \right| \Psi_i \vec{P} \right\rangle. \quad (4.9)$$

Для обчислення матричних елементів (4.9) розглянемо проекції вектора $j^\mu(\vec{Q}; 2, 3) |\Psi_i\rangle$ на базис $|pq\alpha\rangle$ з квантовими числами α в схемі jJ -зв'язку [24, 27]. Розкладання за $3N$ -станами $|pq\alpha\rangle$ широко використовуються при розв'язанні рівнянь Фаддєєва та в теорії реакцій за участю системи трьох нуклонів, наприклад в роботах [15, 16, 42, 91, 93, 95, 102, 103, 113, 114, 133, 137, 157, 174–176]. Відносні імпульси \vec{p} , \vec{q} та квантові числа α визначено рівностями (2.43) (с. 60) та (A.1) (додаток А, с. 185), відповідно. Схему зв'язку кутових моментів показано на рис. А.1.

Набір станів $|pq\alpha\rangle$ є ортонормованим та повним (див., наприклад [15], розділ III). Оскільки ядерні стани $|\Psi_f^{(-)}\rangle$ та $|\Psi_i\rangle$ є антисиметричними, ми маємо можливість обмежитись розглядом підмножини векторів $|pq\alpha\rangle$, що відповідають вимозі (A.12) (с. 187).

При обчисленні матричних елементів ЕМ струму між ядерними станами зручно розділити сукупність дискретних квантових чисел α на дві групи $|pq\alpha\rangle = |pq\alpha_J\rangle |\alpha_T\rangle$, де $\{\alpha_J\} = \{(LS)J (l\frac{1}{2})j IM_I\}$ та $\{\alpha_T\} = \{(T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\}$, виділяючи таким чином просторово-спінові та ізоспінові частини векторів (A.3) (с. 185).

Матричний елемент одночастинкового струму

$$\langle \vec{k}'_1 | \vec{j}(\vec{Q}; 1) | \vec{k}_1 \rangle = \delta(\vec{k}'_1 - \vec{k}_1 - \vec{Q}) \vec{j}(\vec{k}'_1, \vec{Q}; 1) \quad (4.10)$$

в просторі тричастинкових станів є

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}'\vec{q}'\vec{K}' | \vec{j}(\vec{Q}; 1) | \vec{p}\vec{q}\vec{K} \rangle &= \delta(\vec{K}' - \vec{K} - \vec{Q}) \times \\ &\times \delta(\vec{p} - \vec{p}') \delta(\vec{q}' - \vec{q} - \frac{2}{3}\vec{Q}) \vec{j}(\vec{q}' + \frac{1}{3}\vec{Q}, \vec{Q}; 1), \end{aligned} \quad (4.11)$$

де $\vec{K} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3$ та $\vec{K}' = \vec{k}'_1 + \vec{k}'_2 + \vec{k}'_3$ є повні імпульси нуклонів в початковому та кінцевому станах.

Для матричних елементів двочастинкових МОС

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}'_2\vec{k}'_3 | \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) | \vec{k}_2\vec{k}_3 \rangle &= \\ &= \delta(\vec{k}'_2 + \vec{k}'_3 - \vec{Q} - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \vec{j}(\vec{k}'_2 - \vec{k}_2, \vec{k}'_3 - \vec{k}_3; 2, 3), \end{aligned} \quad (4.12)$$

маємо

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}' \vec{q}' \vec{K}' | \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) | \vec{p} \vec{q} \vec{K} \rangle &= \delta(\vec{K}' - \vec{K} - \vec{Q}) \times \\ &\times \delta(\vec{q}' - \vec{q} + \vec{Q}/3) \vec{j}(\vec{p}_2, \vec{p}_3; 2, 3), \end{aligned} \quad (4.13)$$

де $\vec{p}_2 = \vec{Q}/2 + \vec{p}' - \vec{p}$ та $\vec{p}_3 = \vec{Q}/2 - \vec{p}' + \vec{p}$.

Праві частини рівнянь (4.11) та (4.13) містять дельта-функції $\delta(\vec{q}' - \vec{q} - \frac{2}{3}\vec{Q})$ та $\delta(\vec{q}' - \vec{q} + \frac{1}{3}\vec{Q})$, що показують, як змінюється відносний імпульс \vec{q} нуклона з номером 1 при поглинанні $3N$ -системою фотона з імпульсом \vec{Q} . При використанні представлення (4.8) для амплітуди реакції просторові частини матричних елементів одно- та двочастинкових струмів визначаються функціями, аргументами яких є \vec{q}' та \vec{p}', \vec{p} , відповідно.

В базисі станів $|pq\alpha\rangle$ з квантовими числами в схемі jJ -зв'язку необхідний нам матричний елемент двочастинкових МОС

$$\begin{aligned} \langle p'q'\alpha' | \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) | pq\alpha \rangle &= \\ &= \int d\vec{p}_1' d\vec{q}_1' d\vec{p}_1 d\vec{q}_1 \sum_{m'_j m_j M'_J M_J} C_{j'm'_j J'M'_J}^{I'M'_I} C_{jm_j JM_J}^{IM_I} \times \\ &\times p_1'^{-2} \delta(p_1' - p') \mathcal{Y}_{J'M'_J}^\dagger(\hat{p}_1') q_1'^{-2} \delta(q_1' - q') \mathcal{Y}_{j'm'_j}^\dagger(\hat{q}_1') \times \\ &\times \delta(\vec{q}_1 - \vec{q}_1' - \vec{Q}/3) \times \\ &\times \langle \alpha_T' | \vec{j}(\vec{Q}/2 + \vec{p}_1' - \vec{p}_1, \vec{Q}/2 - \vec{p}_1' + \vec{p}_1; 2, 3) | \alpha_T \rangle \times \\ &\times p_1^{-2} \delta(p_1 - p) \mathcal{Y}_{JM_J}(\hat{p}_1) q_1^{-2} \delta(q_1 - q) \mathcal{Y}_{jm_j}(\hat{q}_1) \end{aligned} \quad (4.14)$$

може бути представленим у вигляді

$$\begin{aligned} \langle p'q'\alpha' | \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) | pq\alpha \rangle &= \sum_{m'_j m_j M'_J M_J} C_{j'm'_j J'M'_J}^{I'M'_I} C_{jm_j JM_J}^{IM_I} \times \\ &\times \vec{I}_2(p', p, Q; L', S', J', M'_J, \alpha'_T; L, S, J, M_J, \alpha_T) \times \\ &\times I_3(q', q, Q; l', j', m'_j; l, j, m_j). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Спін-кутові функції визначено рівностями

$$\mathcal{Y}_{JM_J}(\hat{p}) = \sum_{M_L M_S} C_{LM_L SM_S}^{JM_J} Y_{LM_L}(\hat{p}) |SM_S\rangle, \quad (4.16)$$

$$\mathcal{Y}_{jm_j}(\hat{\vec{q}}) = \sum_{m_l m_s} C_{lm_l 1/2 m_s}^{jm_j} Y_{lm_l}(\hat{\vec{q}}) |1/2 m_s\rangle. \quad (4.17)$$

Для одиничних векторів використано позначення $\hat{\vec{n}} = \vec{n}/|\vec{n}|$.

Права частина (4.15) являє собою суму членів, які є сепарабельними відносно до імпульсів p', p та q', q . Така властивість матричного елемента (4.15) пов'язана з тим, що оператор в правій частині (4.13)

$$\vec{j} \left(\vec{Q}/2 + \vec{p}' - \vec{p}, \vec{Q}/2 - \vec{p}' + \vec{p}; 2, 3 \right),$$

що діє в спін-ізоспіновому просторі, не залежить від імпульсів Якобі \vec{q} або \vec{q}' .

МОС входять в (4.15) у вигляді інтегралів по кутах векторів \vec{p}' та \vec{p}

$$\begin{aligned} \vec{I}_2(p', p, Q; L', S', J', M'_J, \alpha'_T; L, S, J, M_J, \alpha_T) = \\ = \int d\vec{p}' d\vec{p} \mathcal{Y}_{J'M'_J}^\dagger(\hat{\vec{p}}') \left\langle \alpha'_T \left| \vec{j}(\vec{p}_2, \vec{p}_3; 2, 3) \right| \alpha_T \right\rangle \mathcal{Y}_{JM_J}(\hat{\vec{p}}). \end{aligned} \quad (4.18)$$

Функція I_3 в (4.15) являє собою інтеграл по кутах вектора \vec{q}'

$$\begin{aligned} I_3(q', q, Q; l', j', m'_j; l, j, m_j) = \\ = \int d\hat{q}' \mathcal{Y}_{j'm'_j}^\dagger(\hat{\vec{q}}') q^{-2} \delta(q - |\vec{q}'|) \mathcal{Y}_{jm_j}(\hat{\vec{g}}), \end{aligned} \quad (4.19)$$

де $\vec{g} = \vec{q}' + \vec{Q}/3$.

Для обчислення амплітуди (4.9) розглянемо парціально-хвильові компоненти оператора МОС, застосованого до зв'язаного стану трьох нуклонів,

$$\begin{aligned} \langle p' q' \alpha' \left| \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) \right| \Psi_i \rangle = \\ = \sum_{\alpha} \int p^2 dp q^2 dq \langle p' q' \alpha' \left| \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) \right| p q \alpha \rangle \langle p q \alpha | \Psi_i \rangle \end{aligned} \quad (4.20)$$

Використання (4.15) в (4.20) призводить до

$$\begin{aligned} \langle p' q' \alpha' \left| \vec{j}(\vec{Q}; 2, 3) \right| \Psi_i \rangle = \\ = \sum_{\alpha} \int p^2 dp \sum_{m'_j m_j M'_J M_J} C_{j'm'_j J'M'_J}^{I'M'_I} C_{jm_j JM_J}^{IM_I} \times \\ \times \vec{I}_2(p', p, Q; L', S', J', M'_J, \alpha'_T; L, S, J, M_J, \alpha_T) \times \\ \times \tilde{I}_3(q', q, Q; l', j', m'_j; l, j, m_j), \end{aligned} \quad (4.21)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{I}_3(q', q, Q; l', j', m'_j; l, j, m_j) = \\ = \int d\hat{q}' \mathcal{Y}_{j'm'_j}^\dagger(\hat{q}') \langle p, g; \alpha | \Psi_i \rangle \mathcal{Y}_{jm_j}(\hat{g}). \end{aligned} \quad (4.22)$$

В роботі [49] нами отримано представлення для кутових інтегралів (4.22) у вигляді скінченної суми одновимірних інтегралів

$$h_k(q', q, Q) = \int_{-1}^{+1} dx P_k(x) \Psi_\alpha(p, \tilde{q}), \quad (|l' - l| \leq k \leq l' + l),$$

де $\Psi_\alpha(p, q)$ — парціально-хвильові компоненти ХВ зв'язаного стану системи трьох нуклонів та

$$\tilde{q} = (q'^2 + Q^2/9 + 2q'Qx/3)^{1/2}.$$

Розглянемо модель двочастинкових струмів [153–155], які генеруються піонним обміном. У цій моделі струм $\vec{j}(\vec{p}_2, \vec{p}_3; 2, 3)$ в (4.13) дається рівностями (2.11) (с. 55) та (2.12), (2.13), (2.16).

Оператор $\vec{j}(\vec{p}_2, \vec{p}_3; 2, 3)$, що діє в спін-ізоспіновому просторі трьох нуклонів, може бути представленим у вигляді

$$\vec{j}(\vec{p}_2, \vec{p}_3; 2, 3) = F_1^V \sum_{k\kappa} \vec{O}^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) \{ \sigma(2) \otimes \sigma(3) \}_{k\kappa} i [\vec{\tau}(2) \times \vec{\tau}(3)]_z, \quad (4.23)$$

де $\{ \sigma(2) \otimes \sigma(3) \}_{k\kappa}$ є незвідний тензорний добуток [34] ранга k ($k=0,1$ та 2).

Функція $\vec{O}^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3)$ є сумою двох внесків

$$\vec{O}^{k\kappa} = \vec{O}_{seagull}^{k\kappa} + \vec{O}_{pionic}^{k\kappa}, \quad (4.24)$$

які згідно (2.12) та (2.13) можуть бути записаними як

$$[O_{seagull}^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3)]_\zeta = \sum_\xi C_{1\xi\zeta}^{k\kappa} \left[v_\pi(p_2) p_2^\xi + (-1)^{k+1} v_\pi(p_3) p_3^\xi \right] \quad (4.25)$$

де $\zeta, \xi = 0, \pm 1$ та

$$\vec{O}_{pionic}^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) = (\vec{p}_2 - \vec{p}_3) (p_2^2 - p_3^2)^{-1} (v_\pi(p_3) - v_\pi(p_2)) \{ p_2 \otimes p_3 \}^{k\kappa}. \quad (4.26)$$

Підставляючи (4.23) в (4.18), отримуємо

$$\begin{aligned} \vec{I}_2(p, p', Q; (l' s') j' \mu' \alpha_{T'}, (l s) j \mu \alpha_T) &= \langle \alpha_{T'} | i [\tau(2) \times \tau(3)]_z | \alpha_T \rangle \times \\ &\times F_1^V \sum_{m'_l m'_s m_l m_s} C_{l' m'_l s' m'_s}^{j' \mu'} C_{l m_l s m_s}^{j \mu} \times \\ &\times \sum_{k\kappa} \vec{M}_{lm}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}) \langle s' m'_s | \{\sigma(2) \otimes \sigma(3)\}_{k\kappa} | s m_s \rangle. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Спінові матричні елементи мають вигляд

$$\langle s' m'_s | \{\sigma(2) \otimes \sigma(3)\}_{k\kappa} | s m_s \rangle = 6\sqrt{\hat{s}\hat{s}'} C_{k\kappa sm}^{s' m'} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & s' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & s \\ 1 & 1 & k \end{Bmatrix}, \quad (4.28)$$

де $\hat{a} = 2a + 1$.

Дія ізоспінової частини операторів МОС на тричастинкові стани з повним ізоспіном $\mathcal{T} = 1/2$ дається виразом

$$\begin{aligned} \left\langle \alpha'_{\mathcal{T}=1/2} | i [\vec{\tau}(2) \times \vec{\tau}(3)]_z | \alpha_{\mathcal{T}=1/2} \right\rangle &= \\ &= 12\sqrt{3}(-1)^{1+T+\frac{1}{2}+\mathcal{T}'} \sqrt{\hat{T}\hat{T}'} C_{10 \frac{1}{2} M_{\mathcal{T}}}^{\mathcal{T} M_{\mathcal{T}}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & T & T' \\ \frac{1}{2} & \mathcal{T}' & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T' \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

В [49] розроблено два різних підходи, які дозволяють перетворити чотирікратні кутові інтеграли

$$\vec{M}_{lm}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}) = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') \vec{O}^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3) Y_{lm}(\hat{p}), \quad (4.30)$$

де

$$\vec{p}_n = \frac{1}{2}\vec{Q} + (-1)^n(\vec{p}' - \vec{p}), \quad (n = 2, 3), \quad (4.31)$$

і звести їх до суперпозиції інтегралів за двома змінним. Нижче детально обговорюється один з цих підходів.

Розглянемо циклічні компоненти $M_{lm\mu}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q})$ тензора (4.30),

$$\begin{aligned} M_{lm\mu}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}) &= M_{lm\mu}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}; \textit{seagull}) + \\ &+ M_{lm\mu}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}; \textit{pionic}). \end{aligned} \quad (4.32)$$

для яких згідно (4.25) та (4.26) отримуємо

$$\begin{aligned} M_{lm\mu}^{l' m' k\kappa}(p', p; \vec{Q}; \textit{seagull}) &= (-1)^{k+\kappa+\mu} \sum_{\nu} C_{1\nu 1-\mu}^{k-\kappa} \times \\ &\times \left(\frac{1}{2} Q_{\nu} (G_{lm}^{l' m'}(2) + (-1)^{k+1} G_{lm}^{l' m'}(3)) + G_{lm\nu}^{l' m'}(2) + (-1)^k G_{lm\nu}^{l' m'}(3) \right) \end{aligned} \quad (4.33)$$

та

$$M_{lm\mu}^{l'm'k\kappa}(p', p; \vec{Q}; \text{pionic}) = (-1)^{k+\kappa} \sum_{\kappa_2\kappa_3} C_{1\kappa_2 1\kappa_3}^{k-\kappa} \times \quad (4.34)$$

$$\times \left(\frac{1}{2} Q_{\kappa_2} Q_{\kappa_3} F_{lm\mu}^{l'm'} - Q_{\kappa_2} F_{lm\mu\kappa_3}^{l'm'} + Q_{\kappa_3} F_{lm\mu\kappa_2}^{l'm'} - 2F_{lm\mu\kappa_2\kappa_3}^{l'm'} \right).$$

Кутові інтеграли, що входять в (4.33)

$$G_{lm}^{l'm'}(n) = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') Y_{lm}(\hat{p}) v(p_n), \quad (4.35)$$

$$G_{lm\mu}^{l'm'}(n) = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') d_\mu Y_{lm}(\hat{p}) v(p_n), \quad (4.36)$$

де $n=2,3$ та $\vec{d} = \vec{p}' - \vec{p}$, залежать від функції $v(p) = v_\pi(p)$, яку визначено в (2.16) (с. 56).

Інтеграли

$$F_{lm\mu_1}^{l'm'} = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') d_{\mu_1} Y_{lm}(\hat{p}) H(p_2, p_3), \quad (4.37)$$

$$F_{lm\mu_1\mu_2}^{l'm'} = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') d_{\mu_1} d_{\mu_2} Y_{lm}(\hat{p}) H(p_2, p_3), \quad (4.38)$$

$$F_{lm\mu_1\mu_2\mu_3}^{l'm'} = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l'm'}^*(\hat{p}') d_{\mu_1} d_{\mu_2} d_{\mu_3} Y_{lm}(\hat{p}) H(p_2, p_3), \quad (4.39)$$

від яких залежать тензори (4.34), містять різницю функцій (2.16)

$$H(p_2, p_3) = (p_3^2 - p_2^2)^{-1} (v(p_2) - v(p_3)). \quad (4.40)$$

Функції $v(p_n)$ та $H(p_2, p_3)$ є інваріантними щодо довільних обертань координатної системи та залежать від $\vec{p} \cdot \vec{Q}$, $\vec{p}' \cdot \vec{Q}$ та $\vec{p} \cdot \vec{p}'$ або ж від p, p', Q, x, x' та $\cos(\phi - \phi')$, де x та x' є косинуси полярних кутів векторів \vec{p} та \vec{p}' .

В системі координат, вісь z якої спрямована уздовж вектора \vec{Q} , маємо

$$\begin{aligned} G_{lm}^{l'm'}(n) &\sim \delta_{m',m}, & F_{lm\mu_1}^{l'm'} &\sim \delta_{m',m+\mu_1}, \\ G_{lm\mu}^{l'm'}(n) &\sim \delta_{m',m+\mu}, & F_{lm\mu_1\mu_2}^{l'm'} &\sim \delta_{m',m+\mu_1+\mu_2}, \\ & & F_{lm\mu_1\mu_2\mu_3}^{l'm'} &\sim \delta_{m',m+\mu_1+\mu_2+\mu_3}. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Рівності (4.41) є наслідками властивостей підінтегральних функцій в (4.35)–(4.36) і (4.37)–(4.39) при обертаннях системи координат на довільний кут навколо осі z .

Виразимо компоненти вектора $\vec{d} = \vec{p}' - \vec{p}$ через сферичні функції $p_\kappa = \sqrt{4\pi/3} |\vec{p}| Y_{1\kappa}(\theta_p, \phi_p)$ і запишемо сферичні функції в термінах нормованих приєднаних поліномів Лежандра

$$Y_{lm}(\theta_p, \phi_p) = 1/\sqrt{2\pi} \exp(im\phi_p) \bar{P}_l^m(\cos\theta_p),$$

виділяючи тим самим залежність від азимутального кута ϕ_p .

Таким чином, ми бачимо матричні елементи, що інтересують нас, визначаються інтегралами, найбільш складні з яких мають вигляд

$$\int_{-1}^{+1} dx dx' \bar{P}_l^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) \bar{P}_1^{\mu_1}(x_1) \bar{P}_1^{\mu_2}(x_2) \bar{P}_1^{\mu_3}(x_3) R^M(p, p', Q; x, x'), \quad (4.42)$$

де

$$R^M(p, p', Q; x, x') = \int_0^{2\pi} d\phi d\phi' \times \exp[iM(\phi - \phi')] f(p, p', Q; x, x', \cos(\phi - \phi')). \quad (4.43)$$

В формулах (4.42) та (4.43) лінійна комбінація проєкцій $m', m, \mu_1, \mu_2, \mu_3$ позначена M . Змінні x_1, x_2 та x_3 співставляються x або x' .

Вводячи нові змінні інтегрування $t = \phi - \phi'$ та $t' = \phi + \phi'$, отримуємо

$$R^M(p, p', Q; x, x') = 2 \int_0^{2\pi} dt (2\pi - t) \cos(Mt) f(p, p', Q; x, x', \cos t). \quad (4.44)$$

Вирази для функцій F та G , які визначено рівностями (4.35)–(4.39), в термінах інтегралів виду (4.42) наведено в додатку В (с. 189).

Слід підкреслити, що описана вище процедура може бути використана також для інших моделей МОС. Подальші перетворення матричних елементів залежать від особливостей конструкції оператора ЕМ струму.

Для МОС (2.12)–(2.16) (с. 55) та $\pi NN \Phi\Phi$, який обрано в формі

$$F_{\pi NN}(k^2) = (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2) / (\Lambda_\pi^2 + k^2), \quad (4.45)$$

функції $f(p, p', Q; x, x', \cos t)$ можуть бути представленими у вигляді суми плюсних членів

$$\left[\left[\frac{1}{2} \vec{Q} \pm (\vec{p} - \vec{p}') \right]^2 + \mu^2 \right]^{-n} = (a + b \cos t)^{-n}, \quad (n = 1, 2), \quad (4.46)$$

де $\mu = m_\pi$ або Λ_π .

В додатку В (с. 189) отримано вирази для тензорів $G_{lm}^{l'm'}(n)$, $G_{lm\mu}^{l'm'}(n)$, $F_{lm\mu}^{l'm'}$, $F_{lm\mu_1\mu_2}^{l'm'}$ і $F_{lm\mu_1\mu_2\mu_3}^{l'm'}$ у вигляді двовимірних інтегралів від добутків приєднаних поліномів Лежандра $\bar{P}_l^m(x)$ та інтегралів

$$V(m, n) = \int_0^{2\pi} dt (2t - t) \cos(mt) v(p_n), \quad (4.47)$$

$$W(m) = \int_0^{2\pi} dt (2t - t) \cos(mt) H(p_2, p_3), \quad (4.48)$$

що мають вигляд (4.44).

Для аналітичного обчислення (4.47) та (4.48) з функціями (2.16) (с. 56) і (4.40), запишемо квадрат вектора \vec{p}_n (4.31) як

$$p_n^2 = a_n + b \cos t, \quad (4.49)$$

де

$$a_n = \frac{1}{4} Q^2 + p'^2 + p^2 + (-1)^n \vec{Q}(\vec{p}' - \vec{p}) - 2p'p \cos \theta \cos \theta',$$

$$b = -2p'p \sin \theta \sin \theta'.$$

Скористаємося потім для (2.16) з πNN $\Phi\Phi$ (4.45) наступним розкладанням

$$v(p_n) = \frac{f_{\pi NN}^2}{2\pi^2 m_\pi^2} \left[(a_n + m_\pi^2 + b \cos t)^{-1} - (a_n + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-1} - \right. \\ \left. - (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)(a_n + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-2} \right], \quad (4.50)$$

а також трансформуємо (4.40) до виду

$$H(p_2, p_3) = \frac{f_{\pi NN}^2}{2\pi^2 m_\pi^2} (a_2 - a_3)^{-1} \times \\ \times \left[-(a_2 + m_\pi^2 + b \cos t)^{-1} + (a_3 + m_\pi^2 + b \cos t)^{-1} + \right. \\ \left. + (a_2 + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-1} - (a_3 + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-1} + \right. \\ \left. + (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)((a_2 + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-2} - (a_3 + \Lambda_\pi^2 + b \cos t)^{-2}) \right]. \quad (4.51)$$

Інтеграл (4.47) з функцією $v(p_n)$ з (4.50) зводяться тепер до

$$V(m, n) = \frac{f_{\pi NN}^2}{2\pi^2 m_\pi^2} \left[V(a_n + m_\pi^2, b, m, 1) - V(a_n + \Lambda_\pi^2, b, m, 1) - \right. \\ \left. - (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2) V(a_n + \Lambda_\pi^2, b, m, 2) \right], \quad (4.52)$$

де

$$V(a, b, m, n) = \int_0^{2\pi} dt (2\pi - t)(a + b \cos t)^{-n} \cos(mt). \quad (4.53)$$

Так само за допомогою (4.51) отримуємо для (4.48) вираз в термінах (4.53)

$$W(m) = \frac{f_{\pi NN}^2}{2\pi^2 m_\pi^2} (a_2 - a_3)^{-1} \times \\ \times \left[-V(a_2 + m_\pi^2, b, m, 1) + V(a_3 + m_\pi^2, b, m, 1) + \right. \\ \left. + V(a_2 + \Lambda_\pi^2, b, m, 1) - V(a_3 + \Lambda_\pi^2, b, m, 1) + \right. \\ \left. + (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)(V(a_2 + \Lambda_\pi^2, b, m, 2) - V(a_3 + \Lambda_\pi^2, b, m, 2)) \right]. \quad (4.54)$$

Інтеграл (4.53) для цілих n та M обчислюються в замкнутому вигляді.

Дійсно, згідно з [177]

$$V(a, b, m, n) = 2\pi^2 \left[\frac{1}{b} \left(\sqrt{a^2 - b^2} - a \right) \right]^m \\ \times (a^2 - b^2)^{-n + \frac{1}{2}} \left(a + m\sqrt{a^2 - b^2} \right)^{n-1}, \quad (4.55)$$

при $m \geq 0$ та $n = 1, 2$. Для негативних m може бути використано співвідношення $V(m, n) = V(-m, n)$.

Двовимірні інтеграл за змінними x, x' в (4.42)) (та відповідно, в (В.1)–(В.5)) обчислюються з використанням числових методів.

Таким чином, два інтегрування по азимутним кутам можуть бути виконаними аналітично, та задача про обчислення матричних елементів МОС зводиться до обчислення двократних інтегралів виду (4.42) замість чотирикртних (4.30).

Для інших моделей МОС, коли форма матричних елементів оператора струму не є зручною для обчислення кутових інтегралів аналітичними методами, може бути використана процедура аналогічна розробленої в [11]. Функ-

ція, значення якої можуть бути відомі на деякій сітці, апроксимується сумою полюсних членів

$$f(k^2) \simeq \sum_i C_i (k^2 + m_i^2)^{-n_i}, \quad (n_i = 1, 2, \dots). \quad (4.56)$$

За допомогою такої процедури було параметризовано [11] розв'язки рівнянь Фаддєєва для зв'язаного стану системи трьох нуклонів. Сепарабельні потенціали було використано в [11] для спрощення числових розрахунків. Представлення (4.56) для $f(p, p', Q; x, x', \cos t)$ в (4.44) дозволяє застосувати описаний вище підхід до редукції матричних елементів струмів взаємодії, що мають вигляд відмінний від (2.12)–(2.16), (4.45) (с. 55).

Альтернативний шлях перетворення інтегралів (4.35)–(4.39) складається в застосуванні розкладання Клебша–Гордана [34]

$$Y_{l_1 m_1}(\hat{p}) Y_{l_2 m_2}(\hat{p}) = \sum_{LM} \left[\frac{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)}{4\pi(2L + 1)} \right]^{1/2} C_{l_1 0 l_2 0}^{L0} C_{l_1 m_1 l_2 m_2}^{LM} Y_{LM}(\hat{p}). \quad (4.57)$$

до підінтегральних функцій, які виражено через сферичні функції. Таке перетворення призводить до інтегралів виду

$$R_{LM}^{L'M'}(p, p'; \vec{Q}) = \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{L'M'}^*(\hat{p}') g(\vec{p}, \vec{p}', \vec{Q}) Y_{LM}(\hat{p}), \quad (4.58)$$

де g є скалярна функція.

У системі координат, де $\vec{Q} \sim \vec{e}_x$, (4.58) має властивість

$$R_{LM}^{L'M'}(p, p'; \vec{Q}) \sim \delta_{M'M}.$$

Тому, замість (4.42) отримуємо

$$\int_{-1}^{+1} dx dx' P_L^M(x) P_{L'}^M(x') R^M(p, p', Q; x, x'). \quad (4.59)$$

Такий шлях має багато спільного з традиційними розкладаннями по парціальним хвилям, які детально розглянуто в [49].

В [49] нами були розроблено та детально протестовано три підходи до обчислення матричних елементів МОС, які входять у вирази для амплітуд реакцій фото-, електророзщеплення $3N$ -ядер та радіаційного захоплення протонів дейтронами.

В одному з них чотирикратні кутові інтеграли

$$\begin{aligned} \tilde{I}_2^\mu(p, p', Q; (l' s') j' m'_j, (ls) j m_j) = & \sum_{m_s m'_s m_l m'_l} C_{lm_l s m_s}^{j m_j} C_{l' m'_l s' m'_s}^{j' m'_j} \times \\ & \times \sum_{k\kappa} \int d\hat{p} d\hat{p}' Y_{l' m'_l}^*(\hat{p}') [O^{k\kappa}(\vec{p}_2, \vec{p}_3)]^\mu Y_{l m_l}(\hat{p}) \times \\ & \times \langle s' m'_s | \{ \sigma(2) \otimes \sigma(3) \}_{k\kappa} | s m_s \rangle \end{aligned} \quad (4.60)$$

обчислюються за допомогою числових методів. Вектори (4.60) визначають просторово-спінову залежність величин (4.18) та (4.27)

$$\begin{aligned} \vec{I}_2(p, p', Q; (l' s') j' m'_j \alpha'_{\mathcal{T}}, (ls) j m_j \alpha_{\mathcal{T}}) = & \langle \alpha'_{\mathcal{T}} | i [\tau(2) \times \tau(3)]_z | \alpha_{\mathcal{T}} \rangle \times \\ & \times F_1^V \tilde{I}_2(p, p', Q; (l' s') j' m'_j, (ls) j m_j). \end{aligned} \quad (4.61)$$

Характер залежності компонент вектора \vec{I}_2 від імпульсів p', p відрізняється для струмів $\vec{j}^{seagull}$ та \vec{j}^{pionic} . Коваріантні циклічні компоненти вектора (4.60) з $\mu = 1$ для переходів між станами з $LSJT = 0001$ та $L'S'J'T' = 0110$ (тобто, $\alpha = 1 \rightarrow \alpha' = 2$), що розраховано зі струмами (2.12) та (2.13), мають різні знаки. Наслідком цього є деструктивна інтерференція вкладів "seagull" та "pionic" струмів у перерізах реакцій, що зменшує вплив π МОС на ці спостережувані. Взаємна компенсація таких струмів була виявлена роботах [10, 11, 82], де досліджувалися механізми реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow p d$.

Детальний аналіз, що проведено в [49], показує, що деструктивну інтерференцію можна також очікувати для матричних елементів з $LSJT = 1101$ та $L'S'J'T' = 0110$, тобто для $\alpha = 8 \rightarrow \alpha' = 2$. Для переходів, наприклад $LSJT = 0001 \rightarrow L'S'J'T' = 2110$, яким відповідають $\alpha = 1 \rightarrow \alpha' = 3$, інтерференція струмів $\vec{j}^{seagull}$ та \vec{j}^{pionic} буде збільшувати переріз реакції. Відзначимо, що двонуклонне фотопоглинання, обумовлене π МОС, відбувається на нейтрон-протонній парі. $3N$ -стани з $\alpha' = 2$ та 3 мають у двочастинковій підсистемі дискретні квантові числа ${}^{2S+1}L_J = {}^3S_1$ та 3D_1 з $T = 0$, які відповідають квантовим числам дейтрона.

Альтернативний шлях знаходження значень (4.60) полягає у використанні (4.32)–(4.34) і двовимірного числового інтегрування для обчислення (B.1)–

(В.5). Наступний підхід засновано на застосуванні парціально-хвильових розкладів для перетворення (4.18). Отримані таким чином громіздкі вирази для матричних елементів з урахуванням МОС, що генеруються обміном π - та ρ -мезонами, наведено в додатках до роботи [49].

Розрахунки, що проведено в [49] з π МОС (2.12)–(2.13), показують, що розглянуті вище шляхи обчислення матричних елементів дають числові значення, що збігаються з точністю до п'яти значущих цифр.

Методи, що розроблено в [49] та представлено в даному підрозділі, використовуються нижче при обчисленні амплітуд радіаційного захоплення протонів дейтронами.

4.2. Мультипольні розклади та аналог теореми Зігерта

Амплітуда фоторасщеплення ядра ${}^3\text{He}$

$$\mathcal{J}(\vec{Q}) = \vec{\epsilon}(\vec{Q}) \cdot \vec{I}(\vec{Q}), \quad (4.62)$$

де вектор поляризації фотона позначено $\vec{\epsilon}(\vec{Q})$, \vec{Q} є імпульс фотона, визначається ядерними матричними елементами

$$\vec{I}(\vec{Q}) = \langle \Psi_f^{(-)} | \vec{j}(0) | \Psi_i \rangle \quad (4.63)$$

від оператора ЕМ струму $\vec{j}(\vec{x} = 0)$ між станом $3N$ -системи Ψ_i та кінцевим станом безперервного спектру $\Psi_f^{(-)}$.

Ядерні матричні елементи оператора $\vec{j}(0)$ можуть бути розкладеними по векторним сферичним гармонікам [34]

$$\vec{I}(\vec{Q}) = \sum_{lJ\xi} I_{Jl}^{\xi}(Q) \vec{Y}_{Jl1}^{*\xi}(\hat{Q}), \quad (4.64)$$

де

$$I_{Jl}^{\xi}(Q) = \int d\hat{Q}' \vec{I}(\vec{Q}') \vec{Y}_{Jl1}^{\xi}(\hat{Q}'), \quad (\xi = \pm 1, 0), \quad (4.65)$$

та $Q = |\vec{Q}| = |\vec{Q}'|$. Контраваріантні циклічні компоненти векторних сферичних гармонік визначено згідно [34] (с.172)

$$\left[Y_{JLS}^{MJ}(\hat{Q}) \right]^{M_S} = \sum_{M_L} C_{LM_L SM_S}^{JM_J} Y_{LM_L}(\hat{Q}), \quad \text{де } S = 1. \quad (4.66)$$

Оскільки в (4.64) орбітальний кутовий момент l може приймати значення $l = |J - 1|, J, J + 1$, маємо

$$\begin{aligned} \vec{I}(\vec{Q}) = & \sum_{J\xi} \left(I_{JJ-1}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ-11}^{*\xi}(\hat{Q}) + \right. \\ & \left. + I_{JJ}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ1}^{*\xi}(\hat{Q}) + I_{JJ+1}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ+11}^{*\xi}(\hat{Q}) \right). \end{aligned} \quad (4.67)$$

Виділимо в (4.67) члени електричного

$$\vec{I}_{J\xi}^{el}(\vec{Q}) = I_{JJ-1}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ-11}^{*\xi}(\hat{Q}) + I_{JJ+1}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ+11}^{*\xi}(\hat{Q}) \quad (4.68)$$

і магнітного типів

$$\vec{I}_{J\xi}^{mag}(\vec{Q}) = I_{JJ}^\xi(Q) \vec{Y}_{JJ1}^{*\xi}(\hat{Q}), \quad (4.69)$$

які мають певну просторову парність, оскільки парність векторних сферичних гармонік $\vec{Y}_{JLS}^\xi(\hat{Q}')$ є $(-1)^L$. Рівність (4.67) приймає вид

$$\vec{I}(\vec{Q}) = \sum_{J\xi} \left(\vec{I}_{J\xi}^{el}(\vec{Q}) + \vec{I}_{J\xi}^{mag}(\vec{Q}) \right). \quad (4.70)$$

Трансформуємо кутові інтеграли (4.65) за допомогою тотожностей

$$\vec{Y}_{JJ+11}^\xi(\hat{Q}) = -\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \hat{Q} Y_{J\xi}(\hat{Q}) - i \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \hat{Q} \times \vec{Y}_{JJ1}^\xi(\hat{Q}), \quad (4.71)$$

$$\vec{Y}_{JJ-11}^\xi(\hat{Q}) = \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \hat{Q} Y_{J\xi}(\hat{Q}) - i \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \hat{Q} \times \vec{Y}_{JJ1}^\xi(\hat{Q}), \quad (4.72)$$

які є наслідком співвідношень [34]

$$\hat{Q} \times \vec{Y}_{JJ+11}^\xi(\hat{Q}) = i \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ1}^\xi(\hat{Q}), \quad (4.73)$$

$$\hat{Q} \times \vec{Y}_{JJ1}^\xi(\hat{Q}) = i \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ-11}^\xi(\hat{Q}) + i \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ+11}^\xi(\hat{Q}), \quad (4.74)$$

$$\hat{Q} \times \vec{Y}_{JJ-11}^\xi(\hat{Q}) = i \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ1}^\xi(\hat{Q}), \quad (4.75)$$

$$\hat{Q} Y_{J\xi}(\hat{Q}) = \sqrt{\frac{J}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ-11}^\xi(\hat{Q}) - \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \vec{Y}_{JJ+11}^\xi(\hat{Q}). \quad (4.76)$$

Для (4.65) з $l = J - 1$ отримуємо

$$I_{JJ-1}^{\xi}(Q) = \int d\hat{Q}' \left[\sqrt{\frac{J}{2J+1}} \hat{Q}' \cdot \vec{I}(\vec{Q}') Y_{J\xi}(\hat{Q}') + \right. \\ \left. + i \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} [\hat{Q}' \times \vec{I}(\vec{Q}')] \cdot \vec{Y}_{JJ1}^{\xi}(\hat{Q}') \right]. \quad (4.77)$$

В разі $l = J + 1$ маємо

$$I_{JJ+1}^{\xi}(Q) = \int d\hat{Q}' \left[-\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} \hat{Q}' \cdot \vec{I}(\vec{Q}') Y_{J\xi}(\hat{Q}') + \right. \\ \left. + i \sqrt{\frac{J}{2J+1}} [\hat{Q}' \times \vec{I}(\vec{Q}')] \cdot \vec{Y}_{JJ1}^{\xi}(\hat{Q}') \right]. \quad (4.78)$$

Підстановка (4.77) та (4.78) в (4.68) разом з використанням (4.74) та (4.76) призводить до

$$\vec{T}_{J\xi}^{el}(\vec{Q}) = 4\pi \left(\hat{Q} Y_{J\xi}^*(\hat{Q}) T_{J\xi}^{el}(Q; long) + \right. \\ \left. + i [\vec{Y}_{JJ1}^{*\xi}(\hat{Q}) \times \hat{Q}] T_{J\xi}^{el}(Q; transv) \right). \quad (4.79)$$

В (4.79) введено електричні поперечні

$$T_{J\xi}^{el}(Q; transv) = \frac{i}{4\pi Q} \int d\hat{Q}' [\vec{Q}' \times \vec{Y}_{JJ1}^{\xi}(\hat{Q}')] \cdot \vec{I}(\vec{Q}'), \quad (4.80)$$

і електричні поздовжні

$$T_{J\xi}^{el}(Q; long) = \frac{1}{4\pi Q} \int d\hat{Q}' (\vec{Q}' \cdot \vec{I}(\vec{Q}')) Y_{J\xi}(\hat{Q}') \quad (4.81)$$

мультиполя. Магнітні мультиполя, що визначено згідно з

$$T_{J\xi}^{mag}(Q) = \frac{1}{4\pi} \int d\hat{Q}' \vec{Y}_{JJ1}^{\xi}(\hat{Q}') \cdot \vec{I}(\vec{Q}'), \quad (4.82)$$

є поперечними, оскільки

$$\vec{Q} \cdot \vec{Y}_{JJ1}^{\xi}(\hat{Q}) = 0.$$

Електричні поздовжні мультиполя $T_{J\xi}^{el}(Q; long)$ не з'являються в наших дослідженнях процесів з реальними фотонами.

За допомогою тотожності

$$\begin{aligned}\vec{Q} \times \vec{Y}_{JJ_1}^\xi(\hat{Q}) &= i\sqrt{\frac{J+1}{J}} \vec{Q} Y_{J\xi}(\hat{Q}) \\ &+ i\sqrt{\frac{2J+1}{J}} Q \vec{Y}_{J,J+1,1}^\xi(\hat{Q})\end{aligned}\quad (4.83)$$

поздовжний член може бути введений у вирази для поперечних електричних мультиполів. Мета такого перетворення полягає в отриманні вкладу, який може бути зв'язаним за допомогою рівняння безперервності

$$\begin{aligned}\vec{Q} \cdot \vec{I}(\vec{Q}) &= \langle \vec{K}' \Psi_f^{(-)} | [H, \hat{\rho}(0)] | \Psi_i \vec{K} \rangle \\ &= \omega \langle \vec{K}' \Psi_f^{(-)} | \hat{\rho}(0) | \Psi_i \vec{K} \rangle = Q\rho(\vec{Q})\end{aligned}\quad (4.84)$$

з матричними елементами оператора щільності заряду $\rho(\vec{Q})$.

Таким чином, вираз для електричних мультиполів набирає вигляду

$$\begin{aligned}T_{J\xi}^{el}(Q) &= -\frac{1}{4\pi\sqrt{J}} \int d\hat{Q}' \left[\sqrt{J+1} Y_{J\xi}(\hat{Q}) \rho(\vec{Q}') \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{2J+1} \vec{Y}_{J,J+1,1}^\xi(\hat{Q}') \cdot \vec{I}(\vec{Q}') \right].\end{aligned}\quad (4.85)$$

Доданок в підінтегральному виразі (4.85), який визначається просторовою частиною ЕМ струму, не враховують у довгохвильовому наближенні.

МОС впливають на часову частину ЕМ струму менш, ніж на просторову частину, що виправдовує використання для $\rho(\vec{Q}')$ одночастинкового наближення.

Вибираючи напрямок осі z вздовж імпульсу фотона, отримуємо для поперечних компонент ядерних матричних елементів мультипольний розклад

$$\left[\vec{I}(Q\vec{e}_z) \right]_\xi = -\sqrt{2\pi} \sum_{J>1} \sqrt{2J+1} \left[T_{J\xi}^{el}(Q) + \xi T_{J\xi}^{mag}(Q) \right], \quad (\xi = \pm 1), \quad (4.86)$$

що узгоджується з результатами [114].

4.3. Мезонні обмінні струми в протон–дейтронному радіаційному захопленні

В системі центру мас диференціальний переріз радіаційного захоплення протонів дейтронами має вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_Q}\right)^{cm} = (2\pi)^2 \alpha \frac{E_p E_d E_{^3\text{He}} E_\gamma}{s p_p} \frac{1}{6} \sum_{m_d, m_p, M} \sum_{\xi=\pm 1} |\mathcal{J}_\xi(\vec{Q})|^2, \quad (4.87)$$

де E_p , E_d , $E_{^3\text{He}}$ та E_γ — енергії протона, дейтрона, ядра ^3He та γ -кванта, p_p та \vec{Q} — імпульси протона та фотона. Повна енергія в початковому $p + d$ та кінцевому $^3\text{He} + \gamma$ станах є $\sqrt{s} = E_d + E_p = E_{^3\text{He}} + Q$.

Амплітудою реакції $\mathcal{J}_\xi(\vec{Q})$ є інтеграл перекриття

$$\mathcal{J}_\xi(\vec{Q}) = \left\langle \Psi_{^3\text{He}} \left| \vec{\epsilon}_\xi(\vec{Q}) \cdot \vec{j}(0) \right| \Psi_f^{(+)} \right\rangle \quad (4.88)$$

між початковим протон–дейтронним станом та оператором ядерного струму, що діє на зв'язаний стан трьох нуклонів.

Вклади МОС в амплітуди (4.88) розраховано на основі методів, що розроблено в розділі 3.1, а також із залученням аналога теореми Зігерта, слідуючи розділу 3.2. Для опису станів протон–дейтронного розсіювання та ядра ^3He використовуються числові розв'язки рівнянь Фаддєєва, що отримано бохум–краківською групою для реалістичних моделей ядерних сил.

Обчислення спостережуваних у радіаційному pd -захопленні було виконано [50–52] в умовах експериментів [178–184] з пучками протонів та дейтронів, в яких енергія протонів E_p (дейтронів E_d) змінювалася від 5(10) до 200(400) МеВ. Кінематичні умови для процесу радіаційного захоплення та зворотної реакції двочастинкового фоторозщеплення ядра ^3He , які мають однакові повні енергії \sqrt{s} в початкових станах, порівнюються в табл. 4.1. З таблиці видно, що реакція $p+d \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$ вивчається в області енергій нижче порога народження π -мезонів.

Важливість урахування струмів взаємодії демонструється на рис. 4.1 та

Таблиця 4.1. Енергії протонів та дейтронів в лабораторній системі для радіаційного рd-захоплення та відповідні їм енергії фотонів в реакції фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ в кінематичних умовах експериментів [178–184], за умовами яких було проведено обчислення.

$E_p^{\text{лаб}}, \text{MeV}$	$E_d^{\text{лаб}}, \text{MeV}$	$E_\gamma^{\text{лаб}}, \text{MeV}$	$E_p^{\text{лаб}}, \text{MeV}$	$E_d^{\text{лаб}}, \text{MeV}$	$E_\gamma^{\text{лаб}}, \text{MeV}$
5.0	10.0	8.8	47.5	95.0	37.2
8.8	17.5	11.4	100.0	199.9	72.3
9.9	19.8	12.1	150.0	299.9	105.7
14.8	29.6	15.4	200.7	399.8	139.1
22.5	45.0	20.5			

4.2, де показано кутові розподіли γ -квантів та векторна аналізуюча здатність протонів A_y в реакції $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ при $E_p = 200, 7$ MeV, що відповідає енергіям фотонів $E_\gamma = 139, 1$ MeV. На рисунках приведено результати розрахунків, з явними конструкціями двочастинкових МОС та з ЕМ струмом ядра, що ефективно враховує багаточастинкові струми за допомогою аналога теореми Зігерта. Для порівняння показано перерізи реакції, що обчислено з одночастинковим струмом, що містить конвекційну та спінову частини.

Обчислення демонструють, що вклади одночастинкових струмів (точкові криві) призводять до кутових розподілів, які помітно відрізняються за величиною від експериментальних даних у всьому розглянутому інтервалі енергій. Включення МОС (суцільні криві) призводить до суттєвого зменшення відмінностей між результатами обчислень та даними [178–180]. Відносна роль струмів взаємодії зростає зі збільшенням енергії.

Перерізи, що отримано з явними конструкціями МОС та на основі теореми Зігерта, є близькими один до одного при енергіях $E_d \lesssim 100$ MeV, яким відповідають $E_p \lesssim 50$ MeV та $E_\gamma \lesssim 40$ MeV. Розрахунки при $E_p = 150$ та 200 MeV ($E_\gamma \simeq 100$ та 140 MeV) демонструють, що теорія, заснована на використанні явних конструкцій МОС, менш відрізняється від даних експериментів. Так, при $E_p = 200, 7$ MeV це видно з рис. 4.1.

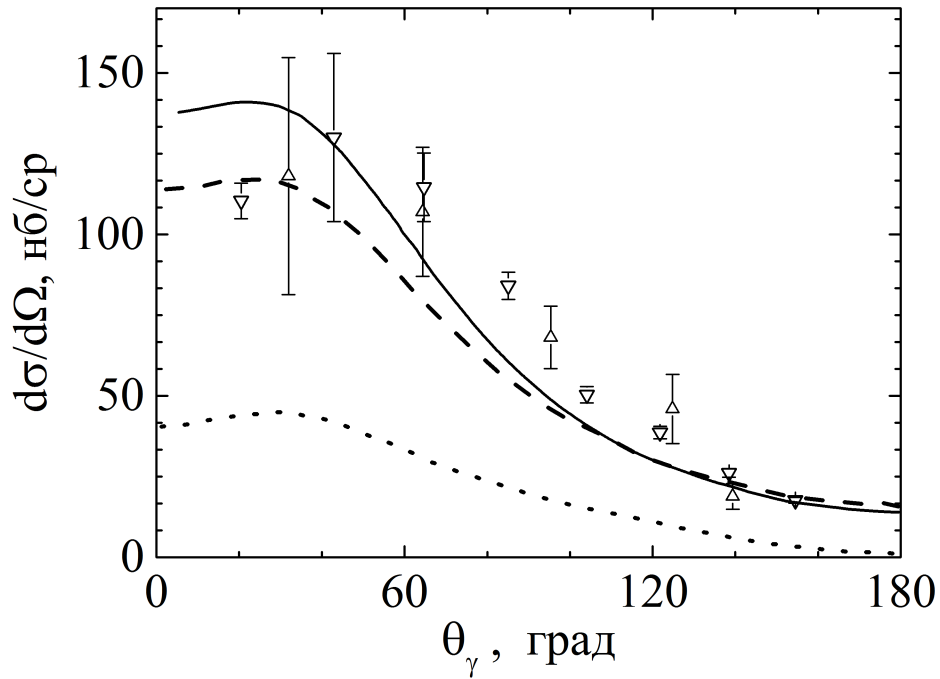


Рис. 4.1. Кутові розподіли фотонів у радіаційному захопленні протонів дейтронами при $E_p = 200,7$ MeV. Розрахунки з одночастинковим струмом, з використанням теореми Зігерта та з урахуванням МОС показано точковою, штриховою та суцільною кривими, відповідно. Точками ∇ та Δ показано експериментальні дані з [98] та [180].

Детальний аналіз відносної ролі окремих вкладів в МОС показує, що додавання до π МОС струмів, що генеруються обміном ρ -мезонами, збільшує максимальне значення диференціального перерізу $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ при $E_d = 17.5$ MeV ($E_\gamma = 11.4$ MeV) на величину $\sim 6\%$. Таким чином, піонні струми є домінуючими в цій області енергій.

За тією же енергією дейтронів варіації диференціального перерізу в області максимуму, що є зв'язаними з відмінностями між моделями ядерних сил, становлять менше 5% . Серед розглянутих NN потенціалів NijmI, NijmII, CD Bonn та AV18 найбільш відрізняються результати для CD Bonn та AV18 нуклон-нуклонних взаємодій.

При енергіях $E_d > 40$ MeV вклади одночастинкових струмів призводять до кутових залежностей поляризаційних спостережуваних, які якісно відрізня-

ються від експериментальних даних. Як показують обчислення, при низьких енергіях $E_p = 45$ MeV розрахунки векторної аналізуючої здатності протонів з одночастинковими струмами, з МОС та з аналогом теореми Зігерта є близькими один до одного. Результати розрахунків поляризаційної спостережуваної A_y при $E_p = 200,7$ MeV наведено на рис. 4.2.

Виняток становлять кутові інтервали поблизу $\theta_{\gamma p} = 0$ та 180° . Відмінності з результатами вимірювань з'являються при $\theta_{\gamma p} > 140^\circ$. При енергії $E_p = 200$ MeV обчислення з МОС здаються більш переважними. Відмітимо, що $A_y \equiv 0$ в теорії, яка не враховує перерозсіювання в протон–дейтроні системі.

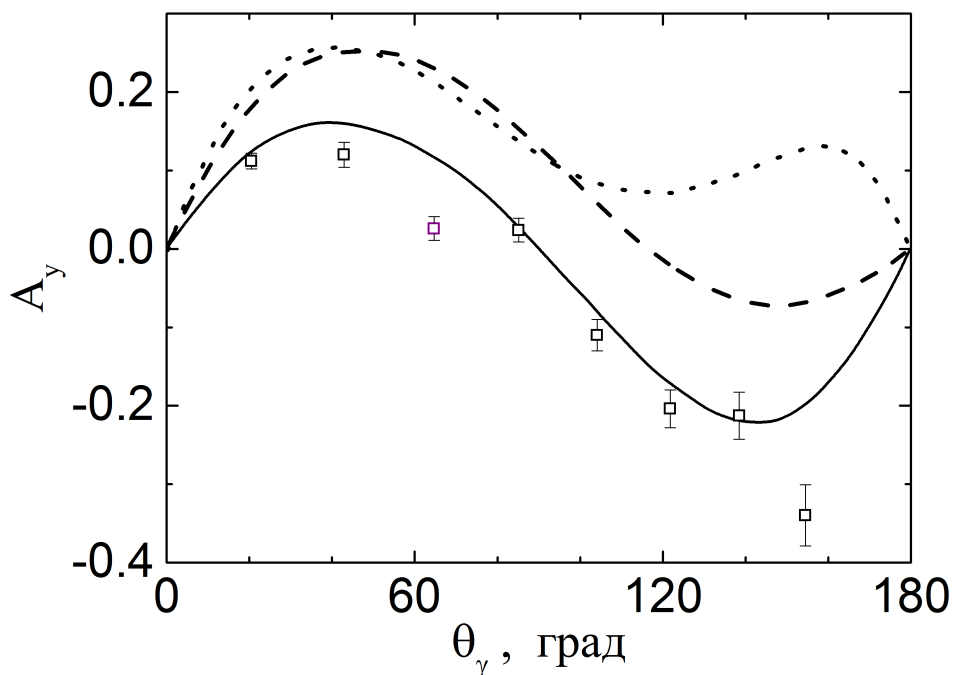


Рис. 4.2. Векторна аналізуюча здатність протонів A_y при енергіях протонів 200,7 MeV. Дані взято з [180]. Відмінності між кривими такі самі, як на рис. 4.1.

Відмінності між результатами розрахунків та даними в тієї ж області кутів зберігаються для тензорної аналізуючої здатності дейтронів A_{yy} при $E_d = 45$ MeV. Однак в цьому випадку обчислені значення A_{yy} помітно менше експериментальних даних. МОС, що генеруються обміном ρ -мезонами, надають більш помітний вплив на кутові залежності тензорних аналізуючих

здатностей A_{xx} та A_{yy} , ніж на диференціальні перерізи реакцій з неполяризованими частинками.

Вплив багаточастинкових струмів взаємодії на спостережувані в ЕМ процесах з участю $3N$ -ядер з урахуванням перерозсіяння досліджувалося також в роботах [185–188].

Висновки до розділу 4

В даному розділі розроблено методи обчислення амплітуд фото- та електророзщеплення ядра ${}^3\text{He}$ а також радіаційного захоплення протонів дейтронами, які дають можливість досліджувати як ефекти, зумовлені МОС, так і роль взаємодії в початковому або кінцевому станах. На основі розвинених підходів розраховано диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані в $pd \rightarrow \gamma {}^3\text{He}$ та досліджена роль механізмів цієї реакції, обумовлених струмами взаємодії.

У підрозділі 4.1 представлено детальний аналіз вкладів в амплітуди реакцій, які генеруються π -мезонним обміном. Для π МОС використана модель [153–155]. В цій моделі двочастинкові МОС задовольняють рівнянню безперервності з потенціалом однопійонного обміну.

З метою знайти ефективні підходи для обчислення матричних елементів вивчено властивості та структуру тензора, який являє собою результат дії оператора ЕМ струму ядра на вектор зв'язаного стану трьох нуклонів. Величини $\mathcal{J}(p, q, \alpha; \vec{Q})$, які необхідні для обчислення амплітуд реакцій, є проєкціями цього тензора на базис $|pq\alpha\rangle$ в просторі $3N$ -станів з квантовими числами α в схемі jJ -зв'язку. Компоненти тензора \mathcal{J} , які визначаються двухчастинковими МОС, записано як суперпозиції п'ятикратних інтегралів. Чотири з цих інтегралів входять у вирази для матричних елементів МОС.

Дотримуючись [49], в підрозділі запропоновано та детально досліджено два підходи, які дозволяють розрахувати матричні елементи МОС та привести тензор \mathcal{J} до виду, що є зручним для обчислення амплітуд реакцій з урахуванням перерозсіяння в початковому або кінцевому станах. В рамках

одного з них чотирикратні інтеграли по кутовим змінним відносних імпульсів розраховано на основі числових методів, що забезпечує гнучкість в дослідженнях з використанням різних моделей двочастинкових струмів.

Відзначимо, що можливість прямих числових розрахунків амплітуд реакцій, представлених у вигляді багатовимірних інтегралів, була продемонстрована в [3, 10, 11, 53, 82]. Шестивимірні інтеграли, що було розраховано в цих роботах, мають багато спільного з розглянутими в розділі 4.1. Дійсно, як в одному, так і в іншому випадках важливим елементом підінтегральних виразів є тензор $\vec{O}^{kk}(\vec{p}_2, \vec{p}_3)$, який має походження від конструкцій для операторів МОС. В роботах [3, 10, 11, 53–55, 82] для числових розрахунків багатократних інтегралів було використано метод Коробова [189]. Проведені в цих роботах дослідження показали, що такий метод є ефективним засобом для обчислення шестивимірних інтегралів.

Метою розробки [49] альтернативних методів обчислення амплітуд реакцій з урахуванням струмів взаємодії було зменшення розмірності кутових інтегралів, незалежна перевірка та прискорення числових розрахунків, що вимагають значних комп'ютерних ресурсів. У підрозділі 4.1 представлено один з таких методів, який дозволяє обчислити аналітично два з чотирьох кутових інтегралів. Метод заснований на використанні явних виразів для МОС, що вимагає окремого розгляду кожної моделі двочастинкових струмів. Детальний аналіз демонструє [49], що результати застосування цих незалежних методів знаходяться в повній згоді.

Можливості запропонованих методів не обмежуються розглядом МОС, що генеруються обміном π -мезонами. В [49] обчислено також вклади, що є обумовленими ρ -мезонним обміном. Відповідні громіздкі вирази наведено в додатку до зазначеної роботи. Інші, більш складні моделі МОС, які узгоджуються з реалістичними NN-потенціалами, можуть бути розглянутими без істотних модифікацій розроблених методів.

Таким чином, в підрозділі 4.1 розроблено методи обчислення ам-

плітуд радіаційного захоплення протонів дейтронами та розщеплення ядра ${}^3\text{He}$ реальними або віртуальними фотонами з урахуванням двочастинкових МОС.

Вибір методів визначався можливістю їх застосування та їх ефективністю в дослідженнях реакцій, що розглядаються, з використанням сучасних реалістичних моделей ядерних сил для опису зв'язаних станів і станів розсіювання в системі трьох нуклонів на основі числового розв'язання рівнянь Фаддєєва.

Як відомо [1–4], одночасний розгляд ефектів, обумовлених струмами взаємодії та перерозсіянням в початковому або кінцевому станах реакцій, є необхідним для забезпечення незалежності обчислюваних амплітуд від калібрування ЕМ поля та отримання обґрунтованих передбачень для спостережуваних.

Методи, що розроблено в підрозділі 4.1 з метою включення двочастинкових МОС в теорію ЕМ процесів на тринуклонних ядрах, засновано на використанні явних конструкцій для операторів ЕМ струмів. У підрозділі 4.2 розглянуто підхід, за допомогою якого частина вкладів струмів взаємодії може бути ефективно врахована без використання моделей для багаточастинкових струмів.

У цьому підрозділі дано послідовне виведення мультипольних розкладів [50] для амплітуди радіаційного захоплення протонів дейтронами. Мультипольні розклади отримано в формі, що дозволяє проводити з ними обчислення в імпульсному представленні з використанням числових розв'язків рівнянь Фаддєєва для початкового та кінцевого стану.

Показано, як мультиполі електричного типу можуть бути записаними в термінах матричних елементів зарядової щільності. Побудоване перетворення є аналогом теореми Зігерта [190–192] та дозволяє без залучення довгохвильового наближення врахувати частину вкладів багаточастинкових МОС в обчисленнях з одночастинковим оператором зарядової щільності.

Результати роботи [49] і розділу 4.1, а також мультипольні розклади та

аналог теореми Зігерта, що отримано в [50] та в підрозділі 4.2, використано в підрозділі 4.3 для вивчення ролі струмів взаємодії в радіаційному захопленні протонів дейтронами.

У підрозділі 4.3 розраховано кутові залежності диференціального перерізу та поляризаційних спостережуваних для $p + d \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$. У зворотної реакції двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ кінематичні умови, що розглянуто, відповідають енергії фотонів E_γ^{lab} в інтервалі від 8,8 МеВ до 139,1 МеВ. В обчисленнях використано розв'язки рівнянь Фаддєєва для зв'язаного стану трьох нуклонів і для станів безперервного спектра в протон–дейтронній системі. Дослідження проведено для реалістичної моделі ядерних сил — аргонського потенціалу AV18 [193].

Порівняння спостережуваних, отриманих з явними конструкціями π^- та ρ МОС, та за допомогою аналога теореми Зігерта, показує, що при $E_\gamma^{lab} \lesssim 70$ МеВ обидва підходи дають близькі результати. Відмінності між передбаченнями на основі цих підходів виявляються при більш високих енергіях і для кутів близьких до 0° та 180° . Двочастинкові струми, що обумовлені обміном ρ -мезонами, мають незначний вплив на диференціальні перерізи та проявляють себе в кутових залежностях поляризаційних спостережуваних.

Показано, що урахування струмів взаємодії є важливим для опису експериментальних даних як для диференціальних перерізів, так і для поляризаційних спостережуваних у всьому розглянутому інтервалі енергій.

Результати, що представлено в даному розділі, засновано на роботах [49–52]. Методи обчислення амплітуд фото– та електророзщеплення ядра ${}^3\text{He}$ та радіаційного захоплення протонів дейтронами, що розроблено в [49], є новими. Дослідження двочастинкових механізмів фотопоглинання в $p+d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, з розв'язками рівнянь Фаддєєва для ядра ${}^3\text{He}$ та для початкового стану виконано в [50–52] вперше.

РОЗДІЛ 5

**МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$
ВИЩЕ ПОРОГА НАРОДЖЕННЯ π -МЕЗОНІВ**

Метою розд. 5 є вивчення залежності спостережуваних у двочастинковому розщепленні ядра ^3He фотонами від моделі ЕМ струму системи взаємодіючих нуклонів і від ядерних ХФ. Дослідження, що проводяться в даному розділі при енергії фотонів вище порога народження π -мезонів, доповнюють результати розд. 4, де була розглянута зворотна реакція радіаційного захоплення протонів дейтронами в допороговій області енергій.

Амплітуди реакції розраховуються в розд. 5 на основі підходу, викладеного в розд. 2. Ядерний струм, що використовується, містить конвекційний і спіновий струми, двочастинкові мезонні обмінні струми піонного радіусу дії, а також спін-орбітальний струм. Обчислення проведено з розробленими в розд. 3 конструкціями тензорної ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів. Кінцевий стан реакції описується антисиметризованим добутком ХФ дейтрона та протона.

У підрозділі 5.1 досліджується відносна роль розглянутих струмів у формуванні енергетичних і кутових залежностей диференціального перерізу σ реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ а також перерізів $\sigma_{\parallel, \perp}$ і коефіцієнта асиметрії Σ в $\vec{\gamma} + ^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими гамма-квантами. Визначення спостережуваних σ та $\sigma_{\parallel, \perp}$ дано в розд. 2. Для вивчення чутливості спостережуваних до ядерних ХФ проводяться розрахунки з ХФ для боннського, паризького, аргонського AV18 нуклон-нуклонних потенціалів і ХФ для AV18 потенціалу в поєднанні з урбанськими Urb-IX тричастинковими силами. Розглядається, як змінюються результати обчислень при варіаціях параметрів обрізання в πNN ФФ, які входять у вирази для операторів МОС.

Вплив компонент ХФ ядра ^3He на спостережувані, що отримано з урахуванням одно- та двочастинкових механізмів реакції, детально аналізується в

підрозділі 5.2. Демонструється, як вклади $3N$ -станів з різними значеннями орбітальних моментів $L, l \leq 5$, а також з повними кутовими моментами в двочастинковій підсистемі $J \leq 4$ та нуклона-спектатора $j \leq 9/2$ впливають на формування енергетичних і кутових розподілів протонів.

Вивчення залежності спостережуваних від ЕМ струму ядра в підрозділі 5.1 продовжено в підрозділі 5.3. Підрозділ присвячено розробці моделі π МОС з метою включити в теорію ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, які перебувають на масовій оболонці. Запропонована модель використовується для демонстрації необхідності врахування таких ефектів у розрахунках перерізу реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ в даній кінематичній області.

У розділі 5 проведено порівняння з обчисленнями, в яких використано ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором, з результатами інших робіт і з експериментальними даними.

5.1. Одночастинкові та двочастинкові механізми фотопоглинання в реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$

Перш ніж проводити дослідження ролі двочастинкових МОС, розглянемо, як змінюються спостережувані, що розраховано з одночастинковим ЕМ струмом, при використанні ядерних ХФ для різних моделей ядерних сил.

Як видно з рис. 5.1–5.4, енергетичні та кутові залежності диференціальних перерізів $\sigma[\text{КС}; \text{СС}]$ і коефіцієнта асиметрії перерізів $\Sigma[\text{КС}; \text{СС}]$, які отримано з конвекційним і спіновими струмами, є близькими для AV18 і паризького потенціалів та помітно відрізняються для AV18 і боннського потенціалів. Відмінності між перерізами (коефіцієнтами асиметрії), обчисленими з ХФ для розглянутих моделей NN-сил, зростають (зменшуються) зі збільшенням енергії фотонів E_γ^{lab} від 120 до 300 МеВ. Відношення перерізів $\sigma[\text{КС}; \text{СС}; \theta_p^{cm} = 90^\circ]$ (коефіцієнтів асиметрії) для AV18 та боннського потенціалів становить 1,14 (1,40) при $E_\gamma^{lab} = 140$ МеВ та 1,75 (1,04) при $E_\gamma^{lab} = 300$ МеВ.

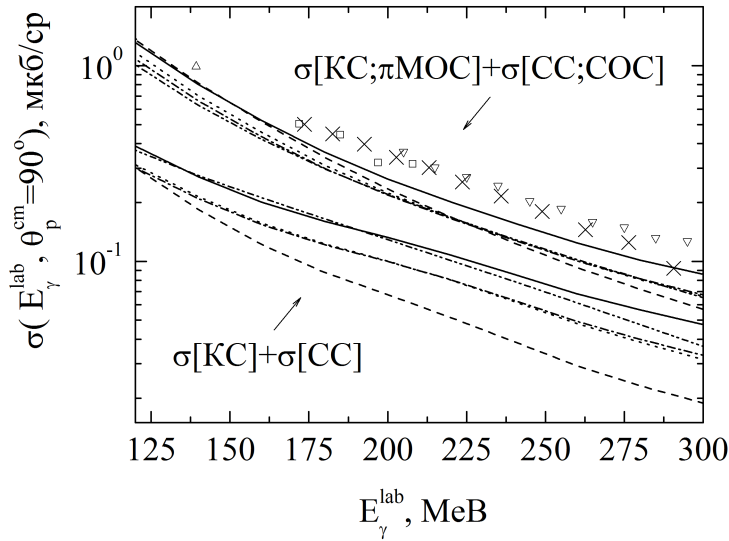


Рис. 5.1. Енергетичні залежності диференціального перерізу реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$. Суцільні та штрих-пунктирні криві розраховано з ХФ для AV18UrbIX і AV18 моделями ядерних сил. Точкова, штрихова криві та штрихова крива з двома точками — з ХФ для паризького, боннського потенціалів і потенціалу Рейда з м'яким кором. Експериментальні дані Δ , \square , ∇ , \times взято з [98, 99, 194, 195].

Для порівняння з результатами [3, 10–13, 82] на рис. 5.1 наведено спостережувані, що обчислено нами з ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором. Переріз $\sigma[\text{KC}; \text{CC}]$ (асиметрія $\Sigma[\text{KC}; \text{CC}]$) для потенціалів Рейда та AV18UrbIX є близькими в області $E_\gamma^{\text{lab}} \lesssim 210$ MeV ($E_\gamma^{\text{lab}} \gtrsim 190$ MeV).

Порівняння результатів розрахунків, в яких використано ХФ для AV18 і AV18UrbIX потенціалів, показує, що включення тричастинкових сил Urb–IX призводить до збільшення значень $\sigma[\text{KC}; \text{CC}]$. Відносна роль тричастинкових сил повільно змінюється в області енергій фотонів $E_\gamma^{\text{lab}} = 120$ MeV ... 300 MeV при $\theta_p^{\text{cm}} = 90^\circ$. Дійсно, при $E_\gamma^{\text{lab}} = 140$ MeV та 300 MeV відношення перерізів $\sigma[\text{KC}; \text{CC}; \theta_p^{\text{cm}} = 90^\circ]$, що отримано з ХФ для AV18UrbIX та AV18 потенціалів, є 1,30 та 1,44. Як це впливає з порівняння перерізів $\sigma[\text{KC}; \text{CC}]$ для AV18 та AV18UrbIX потенціалів, що показано на рис. 5.3 та 5.4, тричастинкові сили здійснюють помітний вплив на формування кутових розподілів протонів в інтервалі кутів $\theta_p^{\text{cm}} \simeq 0 \dots 140^\circ$ при $E_\gamma^{\text{lab}} = 305$ MeV. Відношення перерізів

$\sigma[\text{KC};\text{CC}; E_\gamma^{\text{lab}} = 305 \text{ MeV}]$ для цих моделей ядерних сил є 1,35; 1,52... 1,49 та 1,14 при $\theta_p^{\text{cm}} = 0^\circ; 100^\circ \dots 120^\circ$ та 180° .

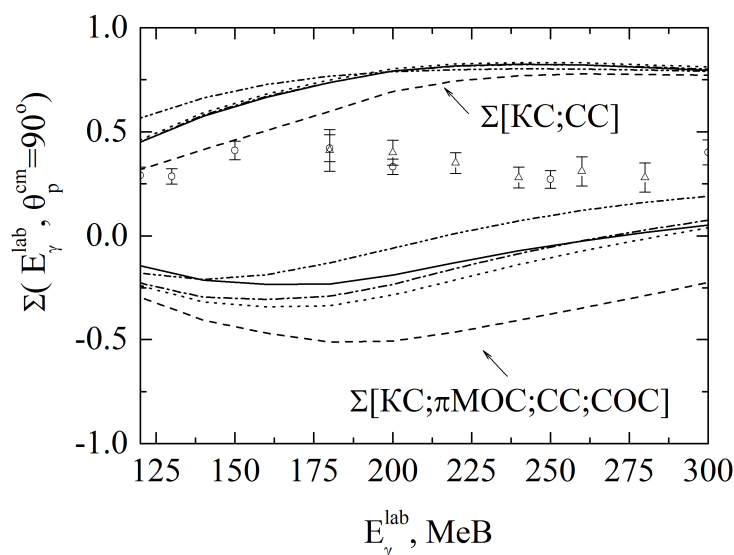


Рис. 5.2. Енергетичні залежності коефіцієнта асиметрії в реакції $\vec{\gamma} + {}^3\text{He} \rightarrow p+d$ з лінійно поляризованими фотонами. Відмінності між кривими такі ж, як на рис. 5.1. Експериментальні дані \circ та Δ взято з [73, 75, 77] та [97].

Модифікації ХФ ядра ${}^3\text{He}$, що обумовлені тричастинковими силами, не проявляють себе в енергетичній залежності коефіцієнта асиметрії. Як видно з рис. 5.2, $\Sigma[\text{KC};\text{CC}]$ для AV18 і AV18UrbIX потенціалів близькі один до одного у всьому розглянутому інтервалі енергій E_γ^{lab} . Відповідні відмінності не перевищують 3 %.

Рис. 5.1, 5.3 та 5.4 демонструють, що розрахунки з одночастинковим ЕМ струмом, що складається з КС та СС, не в змозі описати експериментальні дані [98, 99, 194, 195] про диференціальні перерізи реакції $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow p+d$ при енергіях фотонів вище порога народження π -мезонів.

З порівняння енергетичних і кутових залежностей перерізів $\sigma[\text{KC};\text{CC}]$ та $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};\text{COC}]$, наведених на рис. 5.1, 5.3, ..., 5.5 видно, що включення тричастинкових МОС призводить до збільшення диференціальних перерізів у всій розглянутій кінематичній області, за винятком інтервалів кутів емісії протонів у задню півсферу. Згідно з результатами розрахунків, які по-

казано на рис. 5.5(б), вклади π МОС проявляють себе найбільш помітно в області кутів вильоту протонів $\theta_p^{cm} \lesssim 30^\circ$ та $90^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$. Відносно невелика роль π МОС при вибиванні протонів під задніми кутами пов'язана з посиленням у цій кінематичній області вкладів СС, що є наслідком використання в розрахунках плоскохвильового наближення.

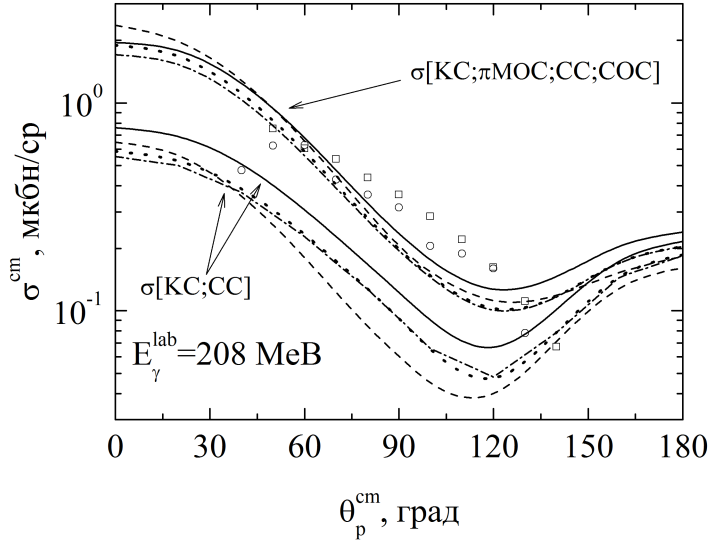


Рис. 5.3. Кутові розподіли диференціальних перерізів $\sigma[\text{KC};\text{CC}]$ та $\sigma[\text{KC};\pi\text{МОС};\text{CC};\text{СОС}]$ реакції $\gamma^3\text{He}\rightarrow\text{pd}$ при енергії фотонів 208 МеВ. Відмінності між кривими такі ж, як на рис. 5.1. Експериментальні дані \circ та Δ взято з [194] та [195].

На рис. 5.1, ..., 5.7 показано результати розрахунків з π МОС, в яких, слідуючи розд. 2, для параметра обрізання Λ_π в π NN-ФФ вибрано значення 1,2 ГеВ. ЕМ струм ядра, що використовується, містить крім КС, СС та π МОС також СОС системи взаємодіючих нуклонів. Вплив СОС на спостережувані детально обговорюється нижче.

Як видно з рис. 5.1, 5.3, ..., 5.5, кінематична область, в якій МОС мають найбільший вплив на диференціальний переріз, залежить від ХФ, що використовуються. У розрахунках з ХФ для AV18 та боннського потенціалів відношення перерізів

$$R_\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ) = \sigma[\text{KC};\pi\text{МОС};\text{CC};\text{СОС}]/\sigma[\text{KC};\text{CC}] \quad (5.1)$$

досягає максимальної величини 3,85 та 4,50 при $E_{\gamma}^{lab} = 100$ MeB та 120 MeB, відповідно.

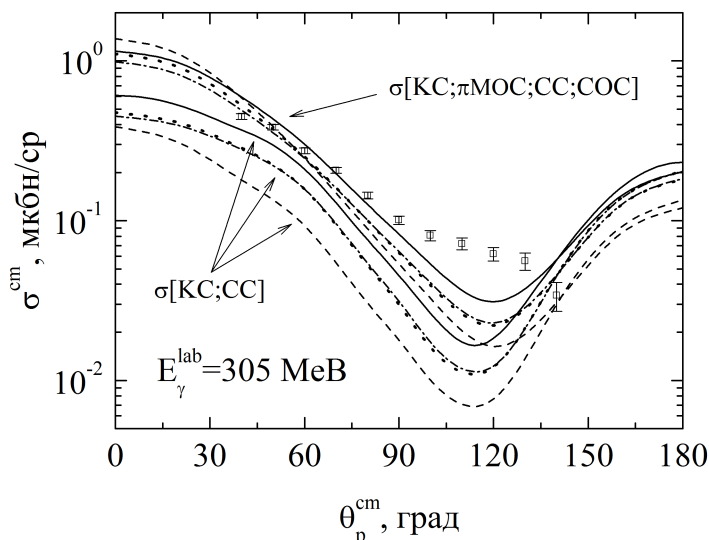


Рис. 5.4. Кутові розподіли диференціальних перерізів $\sigma[\text{KC};\text{CC}]$ та $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};\text{SOC}]$ реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ при енергії фотонів 305 MeB. Відмінності між кривими такі ж, як на рис. 5.1. Експериментальні дані \square взято з [195].

Врахування двочастинкових механізмів фотопоглинання істотно зменшує відмінності між розрахованими диференціальними перерізами та експериментальними даними, при цьому πMOC змінюють знак коефіцієнта асиметрії в широкому інтервалі енергій, що не відповідає даним експериментів у Фраскаті та Харкові.

Розрахунки, результати яких наведено на рис. 5.1, 5.2, ..., 5.4, показують, що енергетичні та кутові залежності перерізу $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};\text{SOC}]$ залежать від ХФ для різних моделей ядерних сил меншою мірою, ніж $\sigma[\text{KC};\text{CC}]$, що отримано з одночастинковими струмами.

Як впливає з порівняння кутових залежностей, що показано на рис. 5.3 та 5.4, перерізи $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};\text{SOC}]$, що розраховано з ХФ для AV18 та паризького потенціалів, близькі один до одного в області кутів $\theta_p^{cm} \gtrsim 60^\circ$. Перерізи $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};\text{SOC}]$ для боннського потенціалу як функції кута

емісії протонів зменшуються при $\theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$ швидше, ніж для NN-взаємодії AV18.

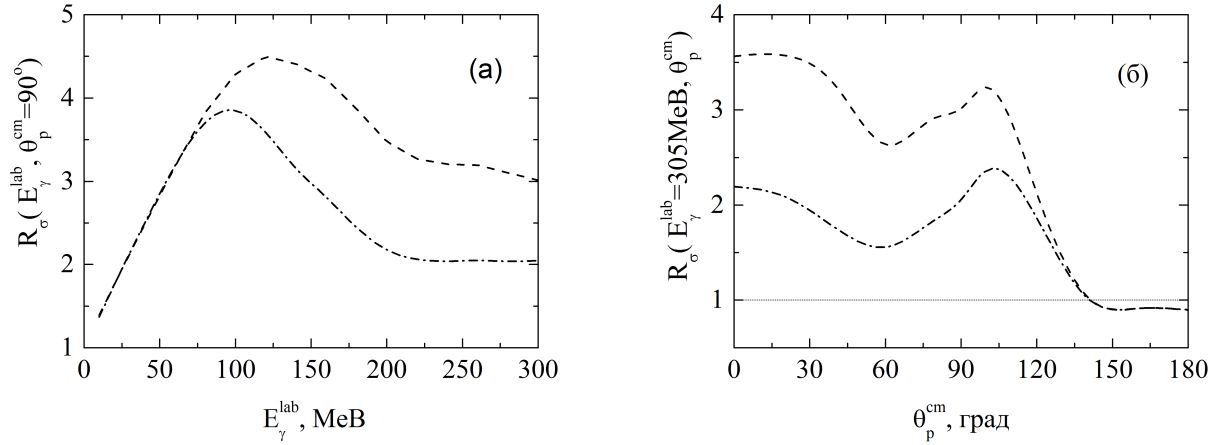


Рис. 5.5. Залежність відносин перерізів (5.1) (а) від енергії фотонів і (б) від кута емісії протонів. Штрих–пунктирні та штрихові криві розраховано з ХФ для AV18 та боннського потенціалів.

Модифікації ХФ ядра ${}^3\text{He}$, що обумовлено тричастинковими силами, збільшують перерізи $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ у всьому інтервалі кутів. Це збільшення становить, наприклад 36 % при $E_\gamma^{lab} = 305 \text{ MeV}$ та $\theta_p^{cm} = 120^\circ$.

З рис. 5.2 видно, що на відміну від диференціальних перерізів $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ та $\sigma[\text{КС}; \text{СС}]$ реакції з неполяризованими частинками, коефіцієнт асиметрії перерізів $\Sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$, що враховує струми взаємодії, є більш чутливим до ХФ, ніж $\Sigma[\text{КС}; \text{СС}]$, який визначається одночастинковими струмами.

Розглянемо, як формуються кутові розподіли протонів у двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$, скориставшись тим, що в рамках проскохвильового наближення КС та МОС дають когерентні вклади в перерізи реакції, а також тим, що МОС не інтерферують ні СС, ні з СОС. У наближенні, коли взаємодія між протоном і дейтроном у кінцевому стані не враховується, переріз реакції може бути представлено відповідно до [3, 13] у вигляді суми двох некогерентних частин

$$\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}] = \sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}] + \sigma[\text{СС}; \text{СОС}]. \quad (5.2)$$

Рівність (5.2) дозволяє досліджувати вклади в перерізи σ , σ_{\parallel} та σ_{\perp} , які оходять від КС та МОС, окремо від членів, обумовлених СС та СОС.

Рис. 5.6 показує, що кутові залежності окремих компонент ЕМ струму ядра якісно відрізняються один від одного. КС не впливає на вибивання протонів під малими кутами. Порівняння $\sigma[\pi\text{МОС}]$ з $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ на рис. 5.6(а) дозволяє прийти до висновку, що домінуючі вклади в переріз реакції при кутах θ_n^{cm} , що належать передній півсфері, походять від МОС.

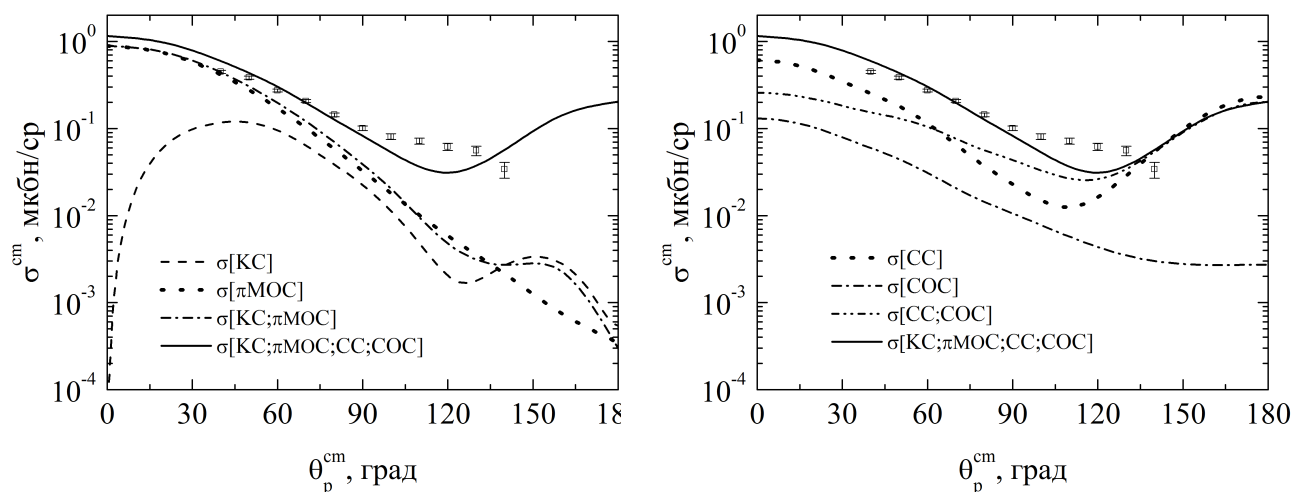


Рис. 5.6. Вплив компонент ЕМ струму ядра на формування кутових розподілів диференціальних перерізів реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ при енергії фотонів 305 МеВ. (а) — КС та $\pi\text{МОС}$, (б) — СС та СОС. Розрахунки проведено з ХФ для моделі ядерних сил AV18UrbIX. Експериментальні дані ті ж, що на рис. 5.4.

Як видно з рис. 5.6(б), $\sigma[\text{СС}; \text{СОС}] < \sigma[\text{СС}]$ при $\theta_p^{cm} < 64^\circ$ та $\theta_p^{cm} > 140^\circ$. Таким чином, у цій області кутів інтерференція СС і СОС є деструктивною. Водночас, в інтервалі $64^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 140^\circ$, включення СОС збільшує переріз реакції, *viz.* $\sigma[\text{СС}; \text{СОС}] > \sigma[\text{СС}]$. Для кутів емісії протонів у задню півсферу переріз реакції визначається, головним чином, СС, як це впливає з порівняння $\sigma[\text{СС}]$ та $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ на рис. 5.6(б).

Більш детальна інформація про кутові залежності окремих компонент ядерного струму може бути отримана з аналізу перерізів і коефіцієнта асиметрії в реакції з лінійно поляризованими фотонами. Відмінності в кутових

розподілах вкладів КС і π МОС у диференціальні перерізи σ_{\parallel} та σ_{\perp} реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з фотонами, поляризованими в площині реакції або перпендикулярно до цієї площини, демонструються на рис. 5.7(a).

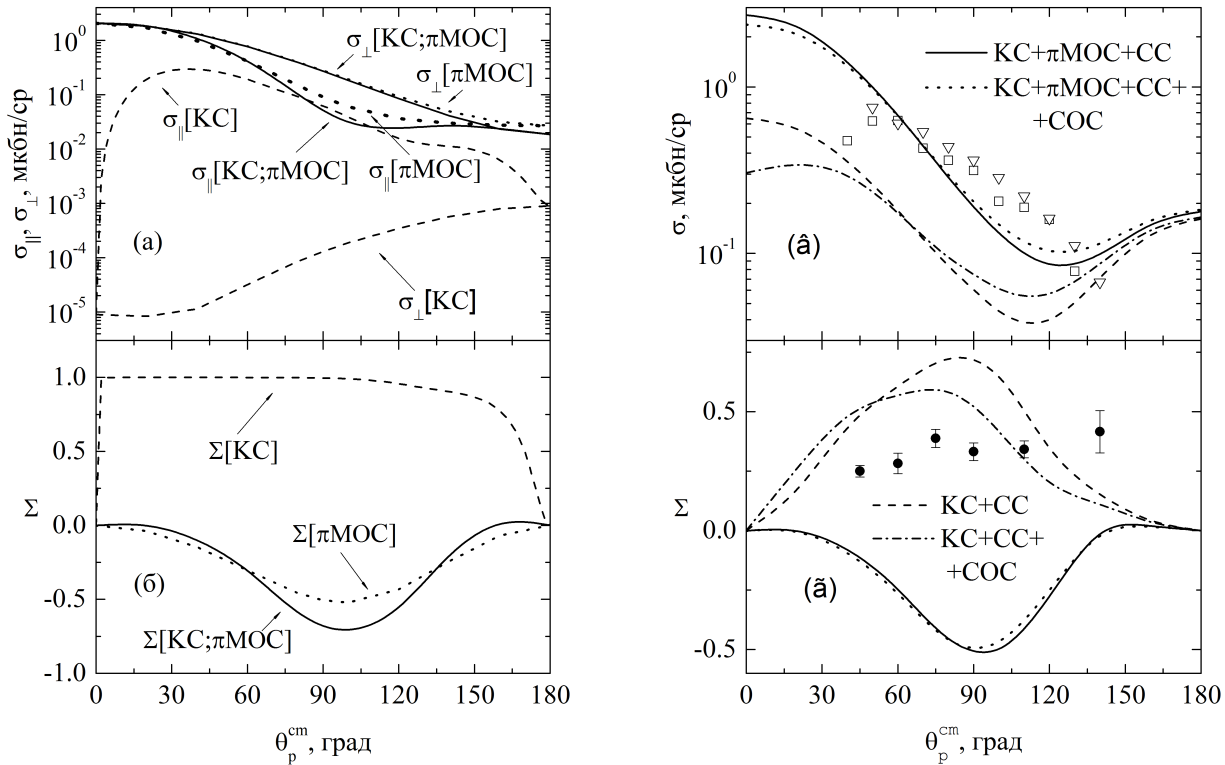


Рис. 5.7. Кутові залежності диференціальних перерізів реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ ((а) та (в)) та коефіцієнта асиметрії для $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами ((б) та (г)) при енергії фотонів 208 МеВ. Обчислення проведено з ХФ для боннського потенціалу. На рис. (а) та (б) ((в) та (г)) показано відносну роль π МОС (СОС). Експериментальні дані на рис. (в) ті ж, що на рис. 5.3. Точки \bullet на рис.(г) взято з [73, 75, 77]

Переріз $\sigma_{\perp}[\text{КС}]$ є дуже незначним у порівнянні з $\sigma_{\perp}[\pi\text{МОС}]$ при $\theta_p^{cm} \simeq 0^\circ \dots 120^\circ$, де $\sigma_{\perp}[\pi\text{МОС}]/\sigma_{\perp}[\text{КС}] \simeq 2, 3 \cdot 10^5 \dots 2, 7 \cdot 10^2$. При вибиванні протонів назад це відношення перерізів зменшується до 30. Таким чином, $\sigma_{\perp}[\text{КС};\pi\text{МОС}]$ визначається струмами взаємодії у всій області кутів θ_p^{cm} . КС проявляє себе в кутувій залежності $\sigma_{\parallel}[\text{КС};\pi\text{МОС}]$ в інтервалі кутів $\theta_p^{cm} \simeq 70^\circ \dots 130^\circ$, що призводить до відмінності коефіцієнта асиметрії $\Sigma[\text{КС};\pi\text{МОС}]$ від $\Sigma[\pi\text{МОС}]$ у цій області кутів. Відзначимо, що асиметрія $\Sigma[\text{КС}] \gtrsim 0.9$ при

$\theta_p^{cm} \simeq 2^\circ \dots 140^\circ$. Струми взаємодії як і СС є причиною відмінності асиметрії від одиниці.

З порівняння кутових залежностей перерізів $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ та $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}]$, $\sigma[\text{КС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ та $\sigma[\text{КС}; \text{СС}]$, а також відповідних коефіцієнтів асиметрії, наведених на рис. 5.7(б), впливає, що включення $\pi\text{МОС}$ призводить до зменшення відносної ролі СОС.

Рис. 5.8 показує, що вплив СОС може бути посиленням, якщо використовувати в операторах МОС “м’які” πNN ФФ з параметром обрізання $\Lambda_\pi \simeq 4m_\pi$. Однак, $\pi\text{МОС}$ з $\Lambda_\pi \simeq 4m_\pi$ не узгоджуються з боннським потенціалом, в якому вибрано значення $\Lambda_\pi = 1,3 \text{ ГеВ}$.

Згідно з нашими розрахунками варіації спостережуваних σ та Σ при $\Lambda_\pi = 1,2 \text{ ГеВ} \dots 1,3 \text{ ГеВ}$ є незначними в розглянутій кінематичній області. Збільшення Λ_π від 750 МеВ до 1200 МеВ може приводити до помітних змін диференціального перерізу реакції $\sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}]$ та $\sigma[\text{КС}; \pi \text{МОС}; \text{СС}]$ а також відповідних коефіцієнтів асиметрії, як це видно з рис. 5.8 та 5.9. На цих рис. показано розрахунки з ХФ для AV18, AV18UrbIX і паризького потенціалів, і для порівняння наведено результати, що одержано з ХФ для потенціалу Рейда.

Із зіставлення суцільних і штрихових (штрих–пунктирних) кривих на рис. 5.8(а), які відповідають обчисленням з ХФ для паризького потенціалу (потенціалу Рейда), впливає, що СОС може проявляти себе в енергетичних залежностях диференціального перерізу та коефіцієнта асиметрії, та його вплив зростає зі збільшенням енергії.

У розрахунках з паризьким потенціалом із використанням $\Lambda_\pi = 1200 \text{ МеВ}/c$ для відношення перерізів

$$R_{SO}(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm}; \Lambda_\pi) = \sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}; \text{СОС}] / \sigma[\text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СС}] \quad (5.3)$$

маємо $R_{SO}(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm}; \Lambda_\pi) = 1,04$ та $1,25$ при $E_\gamma^{lab} = 140 \text{ МеВ}$ та 300 МеВ для емісії протонів під кутом $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. Таке посилення спін–орбітальної ЕМ взаємодії з нуклонами частково пов’язано з тим, що відповідний внесок в ам-

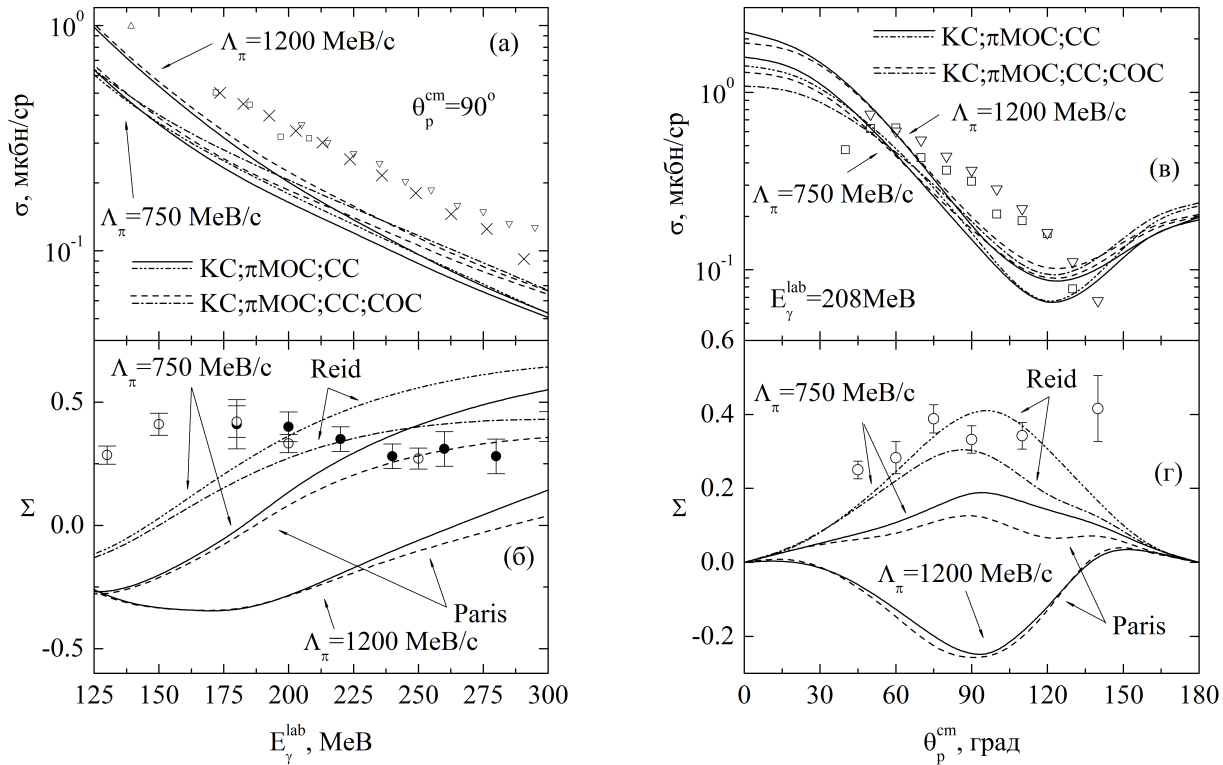


Рис. 5.8. Вплив СОС на енергетичні та кутові залежності диференціального перерізу ((а) та (в)) та коефіцієнта асиметрії ((б) та (г)) у двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$. Суцільні та штрихові (штрих-пунктирні) криві отримано з ХФ для паризького потенціалу (потенціалу Рейда). Експериментальні дані на рис. (а), (б), (в) та (г) ті ж, що на рис. 5.1, 5.2, 5.7(в) та (г), відповідно.

плітуду реакції є пропорційним E_γ^{lab} . Як показано на рис. 5.8(б), СОС зменшує диференціальний переріз реакції при вибиванні протонів у передню півсферу, так що $R_{SO}(E_\gamma^{\text{lab}} = 208 \text{ MeV}, \theta_p^{\text{cm}}; \Lambda_\pi = 1200 \text{ MeV/c}) = 0,87$ та $1,12$ при $\theta_p^{\text{cm}} = 0^\circ$ та 90° . На кутові розподіли коефіцієнта асиметрії Σ СОС впливає в області $60^\circ \lesssim \theta_p^{\text{cm}} \lesssim 120^\circ$.

З рис. 5.8 видно також, що коефіцієнт асиметрії в $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами, обчислений з ХФ для паризького потенціалу, змінює знак при переході від “жорстких” до “м’яких” πNN ФФ та є більш чутливим до моделі π МОС, ніж диференціальний переріз реакції з неполяризованим пучком.

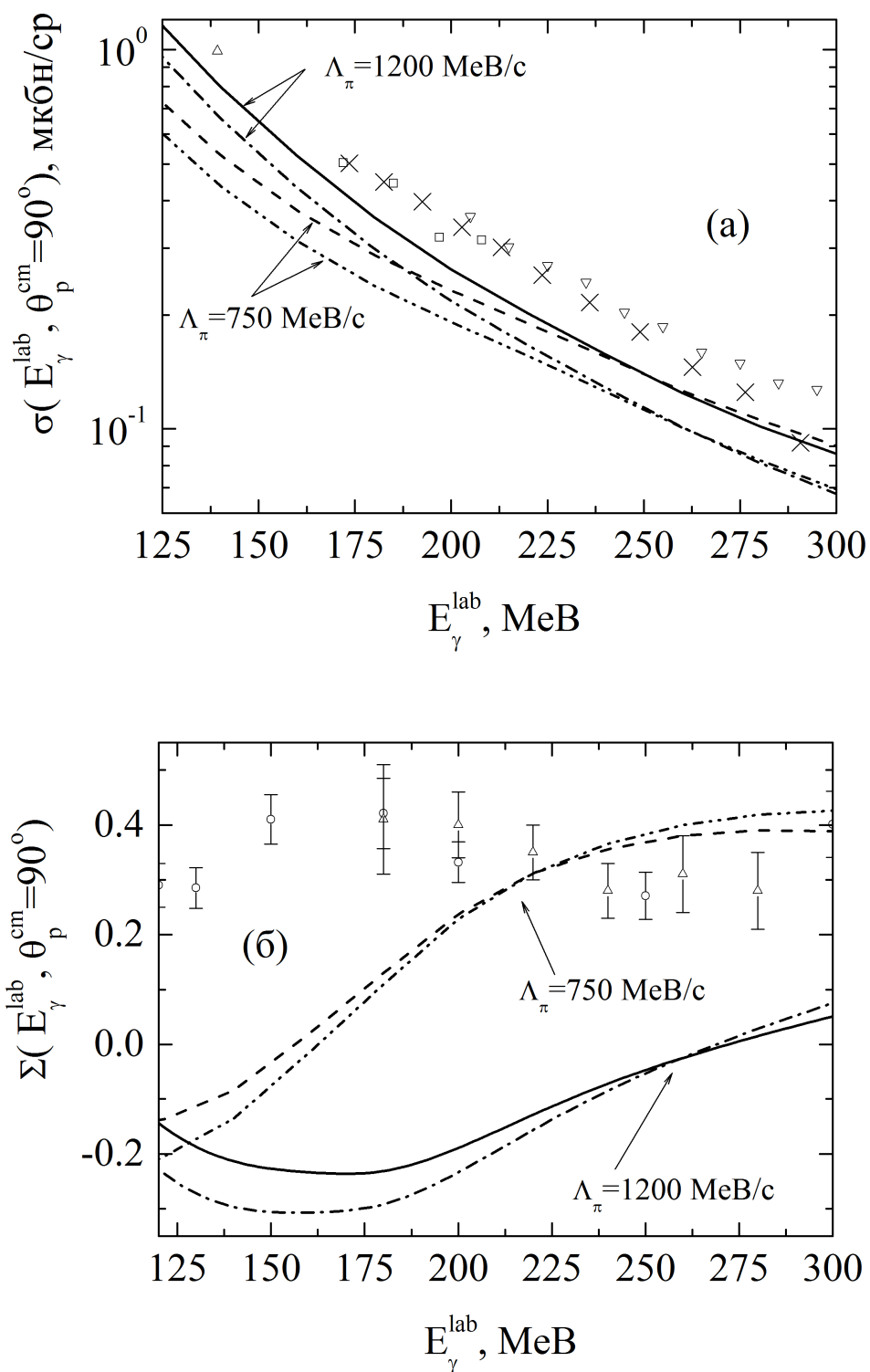


Рис. 5.9. Диференціальний переріз σ (а) та коефіцієнт асиметрії Σ (б), що розраховано для різних значень параметра обрізання Λ_π в πNN ФФ. Суцільна та штрихова (штрих-пунктирні) криві отримано з ХФ для AV18UrbIX (AV18) потенціалів. Експериментальні дані ті ж, що на рис. 5.1 та 5.2.

Рис. 5.9 показує, що в розрахунках з потенціалами AV18UrbIX (AV18) змінення параметра обрізання Λ_π від 750 MeV до 1200 MeV призводить до зростання перерізу $\sigma[\text{KC}; \pi\text{MOC}; \text{CC}; \text{COC}]$ при $E_\gamma^{\text{lab}} \lesssim 250$ (270) MeV і зменшенням його при більших енергіях фотонів. В області енергій $210 \text{ MeV} \lesssim E_\gamma^{\text{lab}} \lesssim 300 \text{ MeV}$ значення перерізу варіюються менш ніж на 10 % для значень Λ_π , що обговорюються. У тих же умовах, варіації коефіцієнта асиметрії досягають 23 % від максимально можливої величини. Таке спостереження може служити вказівкою на те, що детальний аналіз поляризаційної спостережуваної Σ становить інтерес для вивчення механізмів фотореакцій.

Збільшення перерізу, обумовлене 3N силами, наприклад при $E_\gamma^{\text{lab}} = 150 \text{ MeV}$, в два рази менше, ніж при зміні Λ_π в межах від 750 MeV до 1200 MeV, що підкреслює важливість узгодження операторів MOC з моделлю ядерних сил.

Розрахунки, що проведено в даному розділі, демонструють, що якісні висновки про роль одно- та двочастинкових механізмів реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ є однаковими для всіх розглянутих моделей ядерних сил.

5.2. Залежність перерізів реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ від компонент хвильових функцій

Спостережувані в двочастинковому фоторозщепленні ядра ^3He було розраховано в попередньому розділі з ХФ зв'язаного стану системи трьох нуклонів, яка містить 34 компоненти $\Psi_\alpha(p, q)$ з квантовими числами $L, l \leq 5$, $J \leq 4$ та $j \leq 9/2$. Функції $\Psi_\alpha(p, q)$ визначено рівністю (3.11) (розд. 2, с. 3.11). Квантові числа $\{\alpha\}$ в схемі jJ -зв'язку (A.1) (с. 185) наведено в табл. Б.1 (с. 188). В даному розділі ми досліджуємо вплив різних груп компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ на диференціальні перерізи та коефіцієнт асиметрії перерізів двочастинкового фоторозщеплення ядра ^3He .

Визначимо необхідні нам набори компонент ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, що містять функції $\Psi_\alpha(p, q)$ з $\alpha = 1, \dots, N_\alpha$, де $N_\alpha = 2, 5, 10$,

18, 26 та 34. S -хвилі з орбітальними кутовими моментами $L = l = 0$, що мають $\alpha = 1, 2$, входять у набір компонент з $N_\alpha = 2$. D -хвилі, для яких $Ll = 20, 02, 22$ та $\alpha = 3, 4, 5$, разом з S -хвилями належать групі з $N_\alpha = 5$. P -хвилі з повним кутовим моментом у двочастинковій підсистемі $J = 0, 1$ та $\alpha = 6, \dots, 10$ разом із станами, що мають $\alpha = 1, \dots, 5$, містяться в наборі компонент ХФ з $N_\alpha = 10$. Група компонент з $N_\alpha = 18$ складається з функцій $\Psi_\alpha(p, q)$ з $J \leq 2$. Функції $\Psi_\alpha(p, q)$ з $J \leq 3(4)$ та $j \leq 7/2(9/2)$ входять в набори з $N_\alpha = 26(34)$.

Результати обчислень спостережуваних з ХФ для AV18UrbIX, паризького та бонського потенціалів і з різними групами компонент N_α порівнюються між собою на рис. 5.10 ... 5.13. З рис. 5.10, 5.12(а) та 5.13(а) видно, що енергетичні залежності диференціального перерізу $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$, що отримано з КС, СС та S -хвилями в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ мають глибокий мінімум. Для перерізів, розрахованих з ХФ для паризького, AV18UrbIX та бонського потенціалів, положення цього мінімуму є $E_\gamma^{lab} = 148, 149$ та 172 МеВ, відповідно. У кутовому розподілі $\sigma[\text{КС}; \text{СС}; N_\alpha = 2]$, показаному на рис. 5.12(в), також спостерігається мінімум поблизу $\theta_p^{cm} \simeq 90^\circ$.

Порівняння перерізів $\sigma[\text{КС}; \text{СС}; N_\alpha=2]$, обчислених з ХФ для AV18 та AV18UrbIX потенціалів, показує, що $3N$ -сили не змінюють ні положення, ні глибину цього мінімуму.

Відповідно до [10, 11, 92] включення D -хвиль в ХФ ядра ${}^3\text{He}$ призводить до заповнення мінімуму, який має переріз $\sigma[\text{КС}; \text{СС}; N_\alpha=2]$ як функція енергії. D -хвилі ХФ ядра ${}^3\text{He}$ роблять також більш плавними енергетичні та кутові розподіли коефіцієнта асиметрії, як це видно з рис. 5.11, 5.12(б),(г) та 5.13(б). Результати, що отримано в даному розділі з ХФ для AV18UrbIX, паризького та бонського потенціалів і наведено на рис. 5.10, ..., 5.13, підтверджують висновки про роль D -волн, що зроблено в [10, 11, 92] на основі розрахунків з ХФ для потенціалу Рейда. Відзначимо, що дослідження [3, 10–13, 82] було проведено з ХФ, побудованої з 5 функцій $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$, де $\Psi_\alpha^{(1)}$ є фаддєєвська

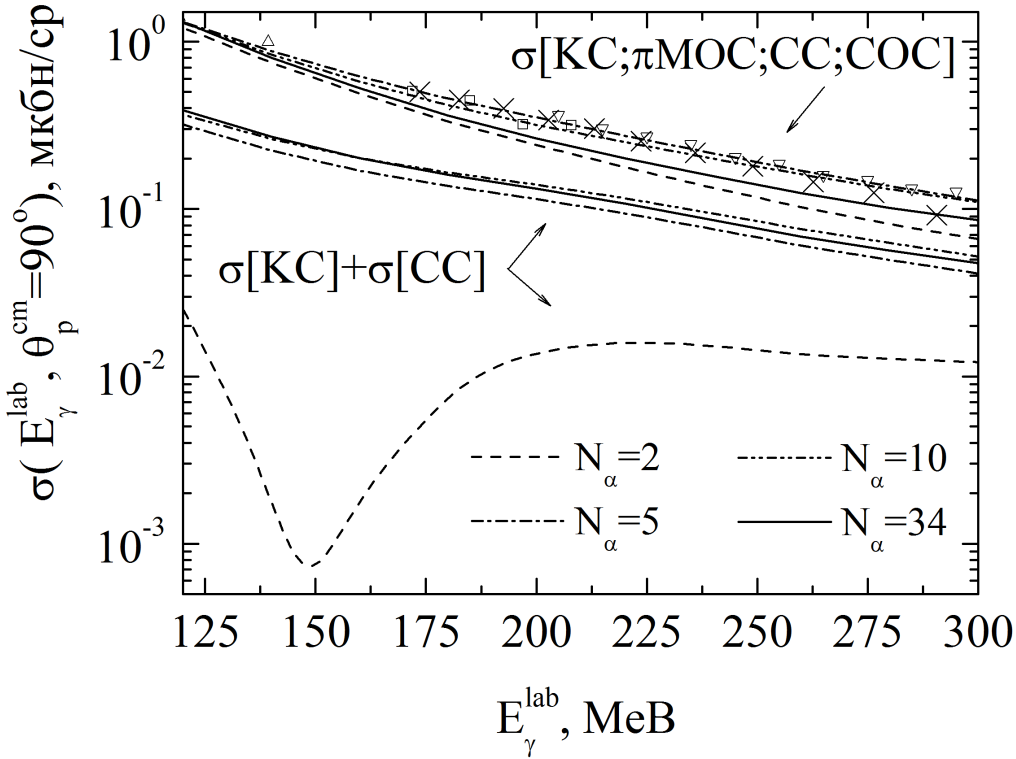


Рис. 5.10. Залежність диференціального перерізу реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{prd}$ від компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ ХФ ядра ^3He для потенціалу AV18UrbIX. Експериментальні дані ті ж, що на рис. 5.1

компонента ХФ 3N-системи. Функції $\Psi_\alpha^{(1)}(p, q)$, що було використано в [3, 10–13, 82], відповідають групі з $N_\alpha = 5$.

Вклади компонент ХФ, що входять в $N_\alpha=10, 18, 26$ та 34 , незначно впливають на величину $\sigma[\text{KC}; \text{CC}; N_\alpha]$ в області кутів емісії протонів $\theta_p^{cm} \lesssim 110^\circ$. Перерізи $\sigma[\text{KC}; \text{CC}; N_\alpha]$ з $N_\alpha=26$ та 34 близькі одне до одного, та криві для першого з цих наборів компонент на рисунках не наведено. В інтервалі великих кутів θ_p^{cm} помітні відмінності між $\sigma[\text{KC}; \text{CC}; N_\alpha]$ з $N_\alpha=5, 10$ та 34 , які видно на рис. 5.12(в), виникають завдяки посиленню вкладів СС у плоскохвильовому наближенні. Як впливає з рис. 5.11, 5.12(б),(г) та 5.13(б), для використовуваних моделей NN-сил коефіцієнт асиметрії $\Sigma[\text{KC}; \text{CC}; N_\alpha]$ не зазнає істотних змін для $N_\alpha \geq 10$ у всій кінематичній області, що розглянуто.

Рис. 5.10, 5.12(а),(в) та 5.13(а) демонструють, що πMOC заповнюють міні-

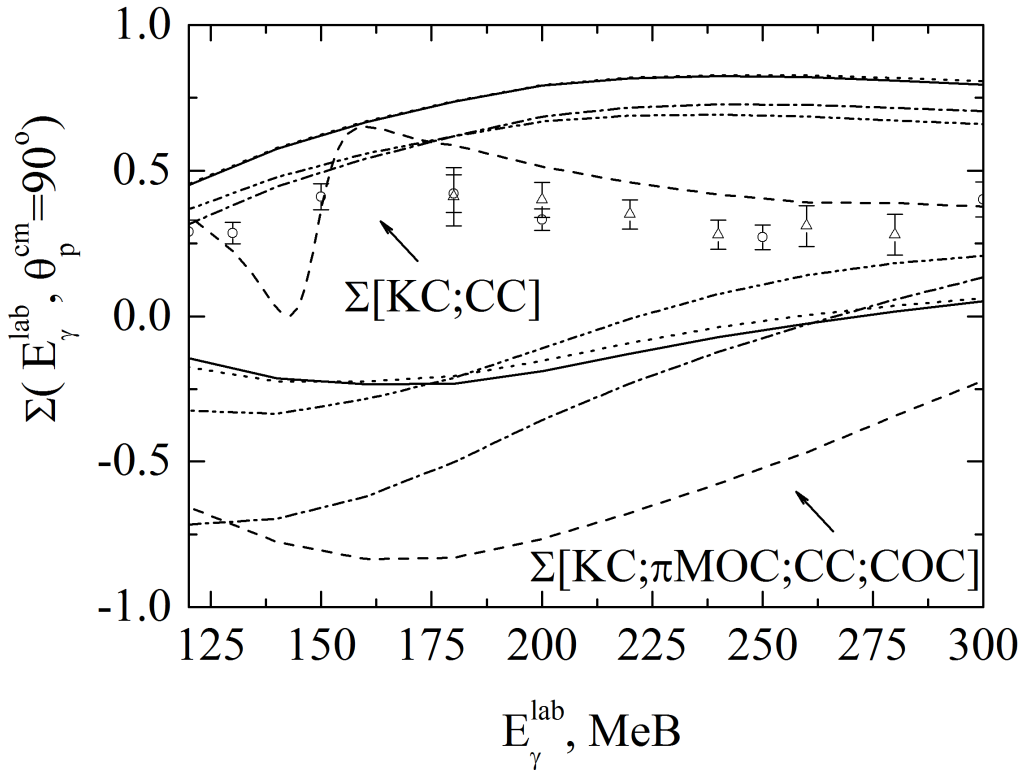


Рис. 5.11. Залежність коефіцієнта асиметрії перерізів реакції $\vec{\gamma} + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ від компонент ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для потенціалу AV18UrbIX. Штрихові та штрих-пунктирні криві розраховано з ХФ, що містить компоненти з $N_\alpha = 2$ та 5. Штрих-пунктирні криві з двома точками, точкові та суцільні криві — з $N_\alpha = 10, 18$ та 34. Експериментальні дані ті ж, що на рис. 5.2

мум функції $\sigma[\text{KC};\text{CC};N_\alpha = 2]$ і значно збільшують диференціальний переріз. Далеко від мінімуму, при $E_\gamma^{\text{lab}} = 240$ MeV та $\theta_p^{\text{cm}} = 90^\circ$, відношення перерізів $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC}]$ та $\sigma[\text{KC};\text{CC}]$ становить 10,2 (26,4) в розрахунках з ХФ для паризького (бонського) потенціалу, що містить компоненти з $N_\alpha = 2$.

Вплив S-хвиль на диференціальний переріз реакції помітно зростає, коли ЕМ струм ядра містить вклади πMOC . Наприклад, у розрахунках з ХФ для бонського потенціалу помітна різниця між значеннями перерізів $\sigma[\text{KC};\text{CC};N_\alpha] = 8,85 \cdot 10^{-4}$ мкбарн/ср та $9,88 \cdot 10^{-2}$ мкбарн/ср для $N_\alpha = 2$ та 34 при $E_\gamma^{\text{lab}} = 172$ MeV та $\theta_p^{\text{cm}} = 90^\circ$ значно зменшується при включенні πMOC . Дійсно, при тих же значеннях E_γ^{lab} та θ_p^{cm} $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};N_\alpha] =$

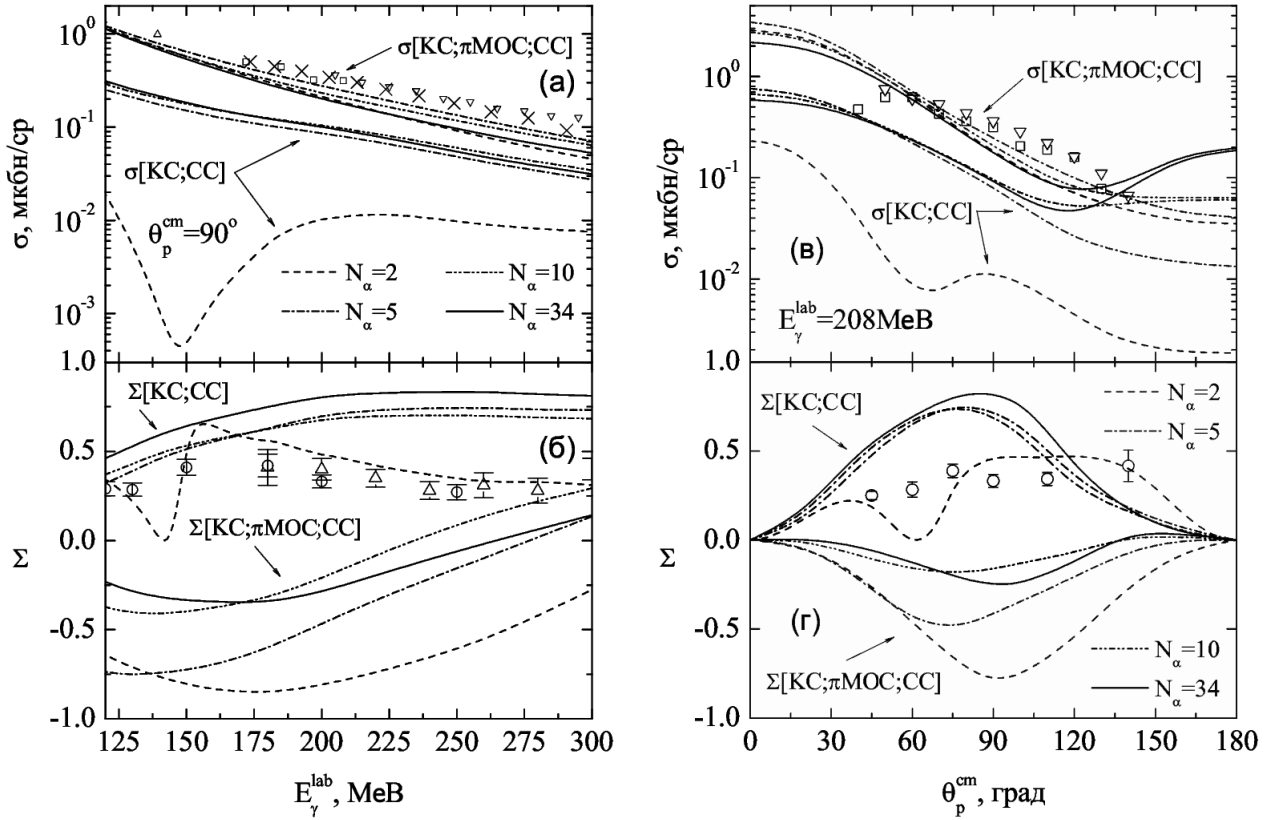


Рис. 5.12. Залежність диференціального перерізу σ ((а) та (в)) і коефіцієнта асиметрії Σ ((б) та (г)) від компонент ХФ ядра ${}^3\text{He}$ для паризького потенціалу. Експериментальні дані ті ж, що на рис.5.8

0,433 мкбарн/ср та 0,384 мкбарн/ср при $N_\alpha = 2$ та $N_\alpha = 34$, відповідно.

Значення, що наведено для $\sigma[\text{KC};\pi\text{MOC};\text{CC};N_\alpha]$ демонструють, що включення компонент ХФ Ψ_α з $\alpha > 2$ може призводити до зменшення величини перерізу. Як видно з рис. 5.14(а), відношення перерізів

$$R_{comp}(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm}; N_\alpha) = \sigma[E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm}; N_\alpha] / \sigma[E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm}; N'_\alpha = 34], \quad (5.4)$$

розраховане з ХФ для AV18UrbIX потенціалу, не є монотонною функцією N_α . При $E_\gamma^{lab} \gtrsim 130$ MeV D -компоненти ХФ з $\alpha = 3, 4, 5$ ($\alpha \geq 6$) збільшують (зменшують) переріз. Серед Ψ_α з $\alpha \geq 6$ найбільший (найменший) вплив на величину перерізу надають функції з $\alpha = 11, \dots, 18$ ($\alpha = 19, \dots, 26$), що мають у двочастинковій підсистемі повний кутовий момент $J = 2(3)$. Відзначимо, що на рис. 5.14 показано результати для $N_\alpha=18$ та 26, які опущено на інших

рисунках.

Розглянемо, за рахунок яких компонент ЕМ струму ядра відбувається поглинання фотонів $3N$ -станами з різними α . Згідно з результатами розділу 2, вклади одночастинкових (двочастинкових) механізмів фотопоглинання в амплітуду реакції в плоскохвильовому наближенні, які визначаються КС, СС, СОС (π МОС), залежать від функцій Ψ_α з повним ізотопічним спіном у двочастинковій підсистемі $T = 0, 1$ ($T = 1$). У розрахунках при енергіях фотонів вище порога народження π -мезонів використовуються ізовекторні МОС, конструкції яких наведено в тому ж розділі.

Рис. 5.10, 5.12(а) та (в), 5.13(а) показують, що МОС збільшують диференціальний переріз реакції при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$ завдяки поглинанню фотонів протон-нейтронними парами з відносним кутовим моментом рівним нулю. Відповідний $3N$ -стан є S -хвилею $\Psi_{\alpha=1}$. D -хвилі з $\alpha = 3, 4, 5$ мають, як S -хвиля $\Psi_{\alpha=2}$, ізоспін $T = 0$ та можуть проявляти себе в тих частинах амплітуди реакції, які обумовлено КС, СС та СОС. Таким чином, збільшення перерізу при включенні в розрахунок D -хвиль з $\alpha = 3, 4, 5$ на додаток до S -хвиль з $\alpha = 1, 2$ обумовлено вкладом одночастинкових КС та СС. Вплив МОС на спостережувані визначається крім S -компоненти ХФ з $\alpha = 1$, також Ψ_α з $\alpha = 8, \dots, 16$ та $\alpha = 25, \dots, 32$. З рис. 5.14 видно, що відносна роль S -хвиль убуває при $E_\gamma^{lab} \gtrsim 200$ МеВ, водночас як вплив D -(P -)компонент ХФ зростає в області E_γ^{lab} до 225(275) МеВ.

Як показано в розд. 5.1, включення π МОС призводить до зростання диференціального перерізу σ , проте σ_\perp зростає швидше в порівнянні з σ_\parallel . Рис. 5.10, 5.12(а) та (в), 5.13(а) та 5.14(а) демонструють, що це збільшення значною мірою визначається S -хвильовою компонентою $\Psi_{\alpha=1}$. Неоднаковий вплив π МОС на σ_\perp та σ_\parallel призводить до зміни знака коефіцієнта асиметрії Σ , як це видно з рис. 5.11, 5.12(б) та (г), 5.13(б). Наприклад, у розрахунках з ХФ для потенціалу AV18UrbIX з $N_\alpha = 2$ та $N_\alpha = 34$, зміна величини Σ , обумовлена π МОС, досягає 74 % та 49 % від максимально можливого значення при

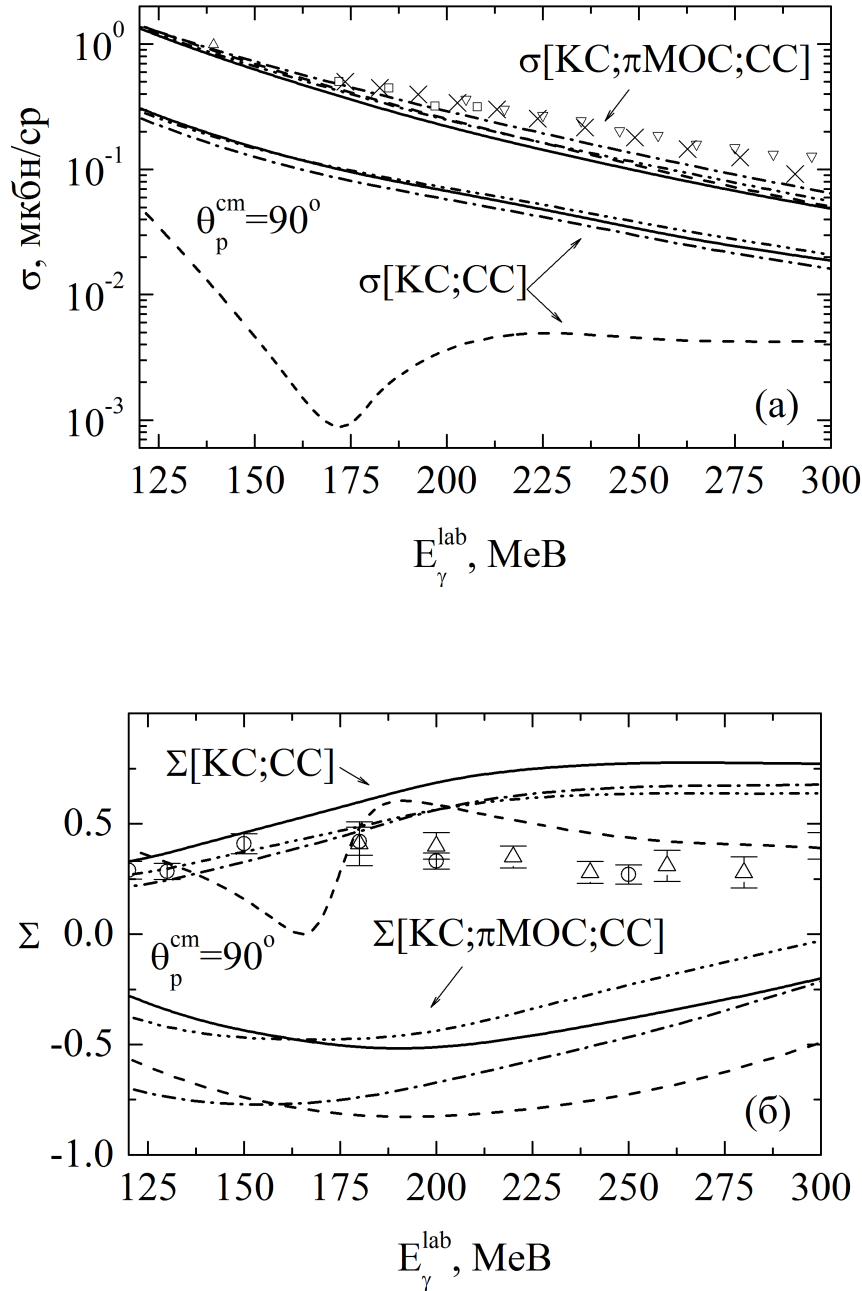


Рис. 5.13. Залежність диференціального перерізу (а) та коефіцієнта асиметрії (б) від компонент ХФ ядра ^3He для бонського потенціалу. Відмінності між кривими ті ж, що на рис. 5.12. Експериментальні дані ті ж, що на рис. 5.8

$E_\gamma^{\text{lab}} = 160 \text{ MeV}$ та 200 MeV .

Також як у випадку диференціального перерізу, компоненти ХФ з $\alpha = 3, 4, 5$ збільшують коефіцієнт асиметрії. Рис. 5.14 показує, що роль груп компонент може бути різною для спостережуваних σ та Σ . Так, Ψ_α з $\alpha = 6, \dots, 10$

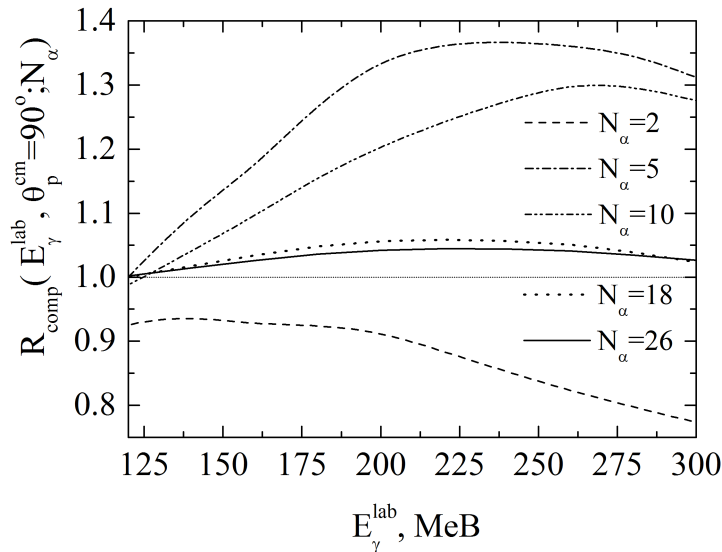


Рис. 5.14. Відносна роль компонент Ψ_α ХФ ядра ${}^3\text{He}$ у формуванні енергетичної залежності диференціального перерізу $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$. Розрахунки проведено з ХФ для потенціалу AV18UrbIX.

зменшують переріз, збільшуючи водночас коефіцієнт асиметрії.

Розрахунки з розглянутими моделями ядерних сил, результати яких показано на рис. 5.10–5.14, дозволяють зробити висновок, що компоненти ХФ з $\alpha \geq 18$ надають несуттєвий вплив як на диференціальне переріз, так і на коефіцієнт асиметрії в двочастинковому розщепленні ядра ${}^3\text{He}$ в області енергій фотонів $E_\gamma^{\text{lab}} = 120 \dots 300$ MeV .

5.3. Ефекти сходу з енергетичної оболонки в реакції $\gamma{}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$

У розрахунках амплітуд реакції двочастинкового фоторозщеплення ${}^3\text{He}$ ми використовуємо ядерний струм

$$J_\mu(\vec{x}) = J_\mu^{[1]}(\vec{x}) + J_\mu^{[2]}(\vec{x}),$$

який містить одно- та двочастинкові оператори

$$J^{[1]}(\vec{x}) = \sum_\alpha J(\vec{x}; \alpha), \quad J^{[2]}(\vec{x}) = \sum_{\alpha < \beta} J(\vec{x}; \alpha, \beta), \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3). \quad (5.1)$$

Різні підходи, які дозволяють отримати конструкції для одночастинкового струму $J^{[1]}(\vec{x}; \alpha)$, обговорюються, наприклад в [3, 17, 82, 137, 151, 196]. Для по-

будови ЕМ струму, який представляє інтерес для дослідження ефектів сходу з енергетичної оболонки в процесах поглинання фотонів системою взаємодіючих нуклонів, розглянемо матричний елемент

$$\langle \vec{p}' | J^\mu(0; \alpha) | \vec{p} \rangle = \bar{u}'(p') \Gamma_\mu \bar{u}(p), \quad (5.2)$$

де p' та p позначають 4-імпульси нуклона з номером α , *viz.* $p^\mu = (E_{\vec{p}}, \vec{p})$, $\Gamma_\mu \in \gamma NN$ вершинна функція. В (5.2) спінові індекси не вказані для стислості. Вважаючи, що нуклони знаходяться на масовій оболонці, тобто $p_\mu^2 = E_{\vec{p}}^2$, $-\vec{p}^2 = M_N^2$ та $p_\mu'^2 = M_N^2$, вершинна функція може бути записана у вигляді [17–19]

$$\Gamma_\mu(p', p) = F_1((p' - p)^2) \gamma^\mu + 1/(2M_N) F_2((p' - p)^2) i \sigma^{\mu\nu} (p' - p)_\nu, \quad (5.3)$$

де $\sigma^{\mu\nu}$ позначає комутатор γ -матриць та M_N — масу нуклона. Вершинна функція (5.3) залежить від діраківського та паулієвського $\Phi\Phi$, F_1 та F_2 , аргументи яких належать до просторово-подібної області, оскільки для нуклонів на масовій оболонці $(p' - p)_\mu^2 \leq 0$.

Враховуючи, що спінори $u'(p')$ та $u(p)$ задовольняють рівнянню Дірака, отримуємо представлення для струму (5.2), (5.3), яке враховує ефекти сходу з енергетичної оболонки та є зручним для використання в розрахунках з ядерними ХФ, записаними в термінах двокомпонентних паулієвських спінорів.

Дотримуючись [3, 53, 57, 82, 147, 197], ми зберігаємо аргументи ЕМ $\Phi\Phi$ у вигляді

$$(p' - p)^2 = (E_{\vec{p}'} - E_{\vec{p}})^2 - (\vec{p}' - \vec{p})^2.$$

Оскільки 3-імпульс зберігається в проміжних станах, маємо $(p' - p)^2 = (E_{\vec{p}'} - E_{\vec{p}})^2 - \vec{Q}^2$. У загальному випадку вектор $(p' - p)^\mu$ не може бути замінено на переданий імпульс $Q^\mu = (\omega, \vec{Q})$, оскільки в теорії з нуклонами на масовій оболонці $E_{\vec{p}'} - E_{\vec{p}} \neq \omega$.

Розкладаючи вираження для компонент струму за ступенями (p/M_N) , отримуємо для лідируючого члена в розкладанні Фур'є-образу щільності стру-

му

$$\langle \vec{p}' | \rho^{[1]}(\vec{Q}) | \vec{p} \rangle = \delta(\vec{p}' + \vec{p} - \vec{Q}) F_1((E_{\vec{p}+\vec{Q}} - E_{\vec{p}})^2 - \vec{Q}^2). \quad (5.4)$$

Наступні члени в (p/M_N) -розкладанні одночастинкового струму отримано, наприклад в [17, 82, 151, 196].

Аргументи $\Phi\Phi$ також можуть бути розкладеними по параметру (p/M_N)

$$(p' - p)_\mu^2 = -\vec{Q}^2 (1 - (\vec{n} \cdot (\vec{p}' + \vec{p})/(2M_N)) + \dots), \quad (5.5)$$

де одиничний вектор $\vec{n} = \vec{Q}/|\vec{Q}|$. У наближенні $(p' - p)_\mu^2 \approx -\vec{Q}^2$ ми приходимо до виразів для одночастинкових струмів [137], які містять $\Phi\Phi$ $F_i(-\vec{Q}^2)$, ($i = 1, 2$). ЕМ струми [137] було отримано, використовуючи нерелятивістський ліміт для діраківського струму нуклонів.

Відзначимо, що конструкції одночастинкового струму [151], які отримано за допомогою перетворення Фолді–Ваутхайзена (Foldy–Wouthuysen) рівняння Дірака для нуклона в зовнішньому ЕМ полі, містять $F_i(Q_\mu^2)$. У проведених розрахунках та при отриманні виразів для двочастинкових струмів ми залишаємо аргументи $\Phi\Phi$ у вигляді $(E_{\vec{p}+\vec{Q}} - E_{\vec{p}})^2 - \vec{Q}^2$.

Двонуклонні струми взаємодії задовольняють рівнянню безперервності

$$[V, \rho^{[1]}] = \vec{Q} \cdot \vec{J}^{[2]},$$

де V є NN-потенціал. Розглянемо вклади в струм $J^{[2]}$, які генеруються піонним обміном. Відповідна частина V визначається потенціалом однопіонного обміну, матричні елементи якого мають вигляд

$$\langle \vec{p}'_\alpha \vec{p}'_\beta | V(\alpha, \beta) | \vec{p}_\alpha \vec{p}_\beta \rangle = \delta(\vec{k}_\alpha + \vec{k}_\beta) V(\frac{1}{2}(\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta); \alpha, \beta), \quad (5.6)$$

де

$$V(\vec{k}; \alpha, \beta) = -\vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta v_\pi(k) \vec{\tau}(\alpha) \cdot \vec{\tau}(\beta), \quad (5.7)$$

$$v_\pi(k) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{f_{\pi NN}^2}{m_\pi^2} \frac{1}{m_\pi^2 + k^2} F_{\pi NN}^2(k^2), \quad (5.8)$$

\vec{p}_α є імпульс нуклона з номером α , $\vec{k}_\alpha = \vec{p}'_\alpha - \vec{p}_\alpha$, $f_{\pi NN}$ — псевдовекторна константа πN зв'язку, m_π — маса піона. Вектор Паулі у спіновому (ізоспіновому)

просторі частинки α позначено $\vec{\sigma}(\alpha)$ ($\vec{\tau}(\alpha)$). Для πNN ФФ ми використовуємо монопольну параметризацію

$$F_{\pi NN}(k^2) = (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)/(\Lambda_\pi^2 + k^2),$$

де Λ_π є параметр обрізання.

МОС, що задовольняє рівнянню безперервності з щільністю заряду (5.4) та NN взаємодією у вигляді (5.7), може містити наступні члени

$$\vec{J}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = \vec{J}^{iv}(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}^{iw'}(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}^{is}(\vec{Q}; \alpha, \beta) \quad (5.9)$$

де $\vec{J}(\vec{Q}; \alpha, \beta) \in$ Фур'є-образ струму $\vec{J}(\vec{x}; \alpha, \beta)$. Перші два доданки в правій частині (5.9) є ізовекторними струмами

$$\vec{J}^{iv}(\vec{Q}; \alpha, \beta) \sim i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z, \quad \text{і} \quad \vec{J}^{iw'}(\vec{Q}; \alpha, \beta) \sim \tau_z(\alpha), \tau_z(\beta).$$

Третій доданок являє собою ізоскалярний стум

$$\vec{J}^{is}(\vec{Q}; \alpha, \beta) \sim \vec{\tau}(\alpha) \cdot \vec{\tau}(\beta).$$

Вирази для струму

$$\langle \vec{p}'_\alpha \vec{p}'_\beta | \vec{J}(\vec{Q}; \alpha, \beta) | \vec{p}_\alpha \vec{p}_\beta \rangle = \delta(\vec{k}_\alpha + \vec{k}_\beta - \vec{Q}) \vec{J}(\vec{p}'_\alpha; \vec{p}'_\beta; \vec{p}_\alpha; \vec{p}_\beta; \alpha, \beta), \quad (5.10)$$

в лідируючому порядку по (p/M_N) можуть бути отриманими на основі результатів [153–155]. Зауважимо, що зі струмами [153–155] проведено розрахунки, наприклад у роботах [3, 53, 57, 82], а також у розділах 4 та 5.

Використовуючи для аргументів ЕМ ФФ наближення $(p' - p)_\mu^2 \approx -\vec{Q}^2$ і конструкції струмів [153–155], отримуємо

$$\vec{J}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = \vec{J}^s(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}^\pi(\vec{Q}; \alpha, \beta). \quad (5.11)$$

Матричні елементи в правій частині (5.11)

$$\vec{J}^{s,\pi}(\vec{p}'_\alpha; \vec{p}'_\beta; \vec{p}_\alpha; \vec{p}_\beta; \alpha, \beta) = \vec{J}^{s,\pi}(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\beta; \alpha, \beta) \quad (5.12)$$

залежать від векторів \vec{k}_α та \vec{k}_β аналогічно первісним струмам. "Seagull" струм є ізовектором та містить ізовекторні $\Phi\Phi$ нуклона F_1^V

$$\begin{aligned} \vec{J}^s(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\beta; \alpha, \beta) = & i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z F_1^V(-\vec{Q}^2) \times \\ & \times \left(-\vec{\sigma}(\alpha) \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta v_\pi(k_\beta) + \vec{\sigma}(\beta) \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha v_\pi(k_\alpha) \right). \end{aligned} \quad (5.13)$$

"Pion-in-flight" струм має вигляд

$$\begin{aligned} \vec{J}^\pi(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\beta; \alpha, \beta) = & i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z F_1^V(-\vec{Q}^2) \times \\ & \times (\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta) \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta (v_\pi(k_\beta) - v_\pi(k_\alpha)) / (k_\alpha^2 - k_\beta^2). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Модель (5.11),(5.13),(5.14) може бути розширена наступним чином

$$\vec{J}_{OS}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = \vec{J}_{OS}^{s,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}_{OS}^{\pi,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}_{OS}^{\pi,md}(\vec{Q}; \alpha, \beta). \quad (5.15)$$

Модифіковані "seagull"

$$\begin{aligned} \vec{J}_{OS}^{s,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = & i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z \times \\ & \times \left(-\vec{\sigma}(\alpha) \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta F(\alpha) v_\pi(k_\beta) + \vec{\sigma}(\beta) \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha F(\beta) v_\pi(k_\alpha) \right) \end{aligned} \quad (5.16)$$

та "pion-in-flight"

$$\begin{aligned} \vec{J}_{OS}^{\pi,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = & i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z \times \\ & \times (\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta) \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta \times \\ & \times (F(\alpha) v_\pi(k_\beta) - F(\beta) v_\pi(k_\alpha)) / (k_\alpha^2 - k_\beta^2) \end{aligned} \quad (5.17)$$

струми задовольняють рівнянню безперервності із зарядовою щільністю (5.4) (3) та NN взаємодією (5.7). Згідно [154], ці струми можуть вважатися модельно - незалежними, оскільки їх структура (більш точно, їх поздовжні частини) повністю визначається законом збереження струму.

ЕМ $\Phi\Phi$ входять у вирази для струмів (5.16) (5.17) у вигляді суперпозицій

$$\begin{aligned} F(\alpha) = & \frac{1}{2} \left(F_1^V \left((E_{\vec{p}'_\alpha} - E_{\vec{p}'_\alpha - \vec{Q}})^2 - \vec{Q}^2 \right) + \right. \\ & \left. + F_1^V \left((E_{\vec{p}_\alpha + \vec{Q}} - E_{\vec{p}_\alpha})^2 - \vec{Q}^2 \right) \right). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Конструкція поперечного струму

$$\begin{aligned} \vec{J}_{OS}^{\pi,md}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = & i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z (\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta)_{transv} \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta \times \\ & \times \frac{1}{2} (F(\alpha) - F(\beta)) (v_\pi(k_\beta) + v_\pi(k_\alpha)) / (k_\alpha^2 - k_\beta^2) \end{aligned} \quad (5.19)$$

не фіксується рівнянням безперервності. У цьому сенсі струм (5.19) є модельно-залежним. Струм (5.19) має властивість $\vec{J}_{OS}^{\pi,md}(\vec{Q}; \alpha, \beta) = 0$, коли аргументи $\Phi\Phi \in -\vec{Q}^2$ або Q_μ^2 .

Права частина (5.19) містить поперечні компоненти вектора $\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta$, які мають вигляд

$$(\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta)_{transv} = 2(\vec{k}_\alpha - \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{k}_\alpha)).$$

Для деякого вектора \vec{A} поперечні компоненти визначено як

$$\vec{A}_{transv} = [\vec{n} \times [\vec{A} \times \vec{n}]],$$

де, як і вище, одиничний вектор $\vec{n} = \vec{Q}/|\vec{Q}|$.

Струм (5.19) введено для компенсації сингулярності в $(\vec{J}_{OS}^{\pi,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta))_{transv}$, яка з'являється завдяки фактору $1/(k_\alpha^2 - k_\beta^2)$. Вираз для суми струмів

$$\begin{aligned} (\vec{J}_{OS}^{\pi,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta) + \vec{J}_{OS}^{\pi,md}(\vec{Q}; \alpha, \beta))_{transv} &= i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z \times \\ &\times \frac{1}{2}(F(\alpha) - F(\beta)) (\vec{k}_\alpha - \vec{k}_\beta)_{transv} / (k_\alpha^2 - k_\beta^2) \times \\ &\times \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta (v_\pi(k_\beta) - v_\pi(k_\alpha)) \end{aligned} \quad (5.20)$$

не містить сингулярностей подібно (5.14). Записуючи поздовжню частину струму (5.17) у вигляді

$$\begin{aligned} (\vec{J}_{OS}^{\pi,mi}(\vec{Q}; \alpha, \beta))_{long} &= i [\vec{\tau}(\alpha) \times \vec{\tau}(\beta)]_z \times \\ &\times \vec{n}/|\vec{Q}| \vec{\sigma}(\alpha) \cdot \vec{k}_\alpha \vec{\sigma}(\beta) \cdot \vec{k}_\beta (F(\alpha) v_\pi(k_\beta) - F(\beta) v_\pi(k_\alpha)), \end{aligned} \quad (5.21)$$

ми бачимо, що поздовжня компонента (5.21) струму (5.17) також не має сингулярностей. Поздовжня компонента вектора визначається згідно

$$\vec{A}_{long} = \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{A}).$$

Вирази для струмів (5.14) та (5.20) мають схожу структуру. Однак, властивість (5.12) не зберігається в моделі π МОС (5.15)–(5.19), яка узгоджена з зарядовою щільністю (5.4). Вважаючи аргументи ЕМ $\Phi\Phi$ в (5.15)–(5.19) рівними Q_μ^2 , ми отримуємо початкові конструкції π МОС [154].

Для вивчення залежності спостережуваних у реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{p}\text{d}$ від розглянутих вище моделей ядерних струмів ми проводимо розрахунки з конвекційним, спіновим і спін-орбітальними струмами [3,82] і з використанням замість $\pi\text{МОС}$ [154] запропоновану вище модель струмів (5.11)–(5.14). Для ЕМ ФФ використовується дипольна параметризація [17,19]. Спостережувані обчислюються з бохум-краківською ХФ, що отримано в [15,16,102,103] для паризького потенціалу. Ефекти перерозсіяння в кінцевому протон-дейтронному стані не враховуються. Амплітуди реакцій розраховуються на основі методу [10,11,53], викладеного в розд. 2 та 3, без залучення мультипольних розкладів для ядерного струму.

З рис. 5.15 видно, що відмінності між обговорюваними моделями струмів проявляють себе в енергетичній залежності диференціального перерізу σ при $E_\gamma^{lab} \gtrsim 190$ МеВ. Врахування ефектів сходу з енергетичної оболонки призводить до зменшення як значень перерізу σ , так і відносної ролі МОС.

Зміни перерізу при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$, що зумовлено сходом з енергетичної оболонки, складають 10 %, 22 % та 45 % при $E_\gamma^{lab} = 140$ МеВ, 200 МеВ та 300 МеВ, відповідно. Для порівняння зазначимо, що при збільшенні параметра обрізання Λ_π в πNN ФФ від 750 МеВ/с до 1,2 ГеВ/с переріз зростає на 48 %, 14 % та 3 % при тих же значеннях енергії фотонів. У тих же кінематичних умовах розрахунки з ХФ для AV18UrbIX моделі ядерних сил дають переріз реакції більше на 21 %, 21 % та 27 %, ніж з ХФ для AV18 потенціала. Таким чином, вплив ефектів сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, що належать масовій оболонці, на диференціальний переріз реакції є порівняним за величиною з його змінами при включенні тричастинкових сил або при варіюванні параметра обрізання в πNN ФФ, що входять в оператори МОС. Таке спостереження підкреслює необхідність розгляду ефектів сходу з енергетичної оболонки та моделі МОС (5.15)–(5.20), що запропоновано.

Детальний аналіз показує, що заміна

$$(p' - p)_\mu^2 \rightarrow -E_\gamma^2 \quad (5.22)$$

в аргументах ЕМ ФФ не є грубим наближенням. Однак, така заміна не виправдана в розрахунках, коли кути емісії фотонів близькі до 0 або 180°. Слід підкреслити, що в дослідженнях, наприклад [10, 11], процесів з реальними фотонами ЕМ ФФ нуклонів беруться у точці $Q_\mu^2 = 0$.

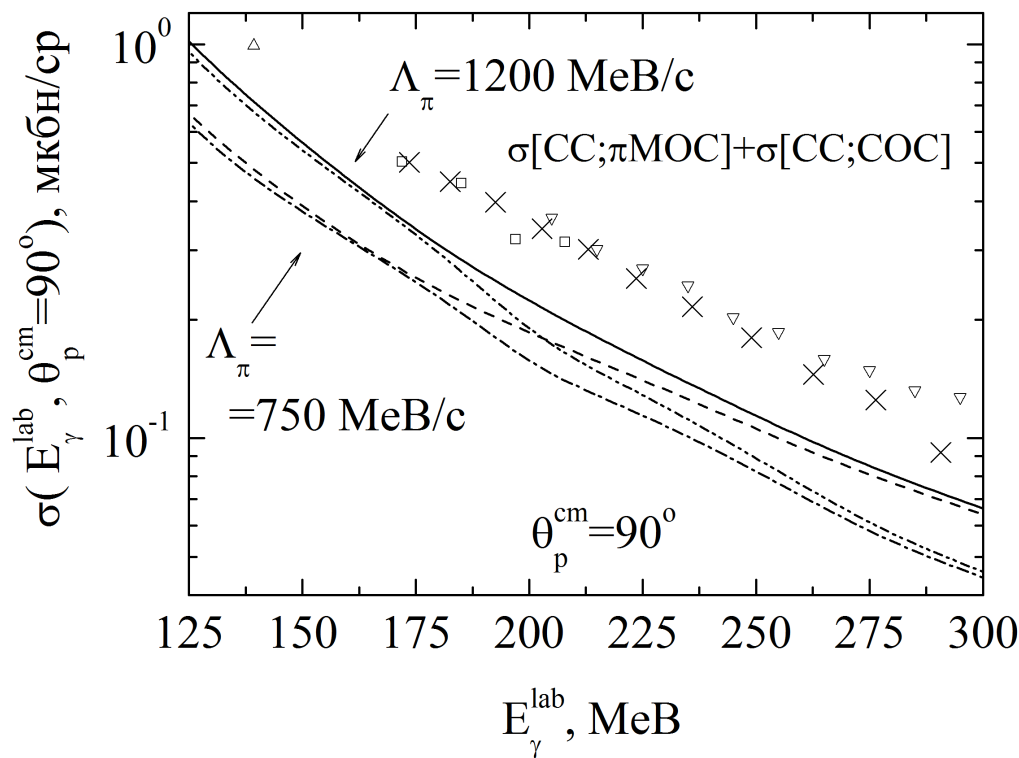


Рис. 5.15. Енергетичні залежності диференціального перерізу реакції $\gamma^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$, що розраховано з ХФ для паризького потенціалу. Суцільна та штрихова (штрих-пунктирні) криві отримано без урахування (з включенням) ефектів сходу з енергетичної оболонки в ядерних струмах. Експериментальні дані ті ж, що на рис.5.1

Вирази для амплітуд реакції, в яких для аргументів ФФ використано наближення (5.22), можуть бути факторізованими та ЕМ ФФ можуть бути винесені з-під інтегралів перекриття. Таке перетворення дозволяє пояснити спостереження, що коефіцієнт асиметрії диференціальних перерізів Σ в реак-

ції $\vec{\gamma}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ з лінійно поляризованими фотонами є нечутливим до ефектів сходу з енергетичної оболонки, що, принаймні, в умовах, коли МОС відіграють важливу роль. Дійсно, оскільки поляризаційні спостережувані, зокрема фотонна асиметрія Σ , є відношенням квадратичних форм амплітуд, такі спостережувані, що розраховано в факторізованому наближенні, не залежать від модифікацій струмів, обумовлених ефектами сходу з енергетичної оболонки. У такому наближенні однакових змін зазнають як чисельник, так та знаменник виразу для поляризаційних спостережуваних.

Висновки до розділу 5

Амплітуди реакції $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ обчислено в розд. 5 з ЕМ струмом, який складається з одночастинкових конвекційного та спінового струмів, двочастинкових мезонних обмінних струмів, що генеруються обміном π -мезонами, та включає частину, яка описує спін-орбітальну ЕМ взаємодію з нуклонами. У розрахунках використано результати розд. 3, де тензорна ХФ $\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ ядра ${}^3\text{He}$ була побудована з парціальних хвиль $\Psi_{\alpha}(p, q)$. Квантові числа α в схемі jJ -зв'язку визначено в розд. 2. ХФ містить вклади компонент з $\alpha = 1, \dots, 34$, що мають орбітальні моменти $L, l \leq 5$. Для цих компонент повні кутові моменти в двочастинковій підсистемі та нуклона-спектатора приймають значення $J \leq 4$ та $j \leq 9/2$, відповідно. Взаємодія в кінцевому стані, на відміну від розд. 4, не враховується. Метод обчислення амплітуд описано в розд. 2.

У розд. 5 вивчається вплив одно- та двочастинкових механізмів фотопоглинання на диференціальний переріз σ двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ та коефіцієнт асиметрії перерізів Σ в реакції з лінійно поляризованими гамма-квантами, а також залежності цих спостережуваних від моделі ядерного струму. Основна увага приділяється області енергій гамма-квантів вище порога народження π -мезонів.

У розд. 5.1 демонструється, що при $E_\gamma^{lab} = 120 \text{ MeV} \dots 305 \text{ MeV}$ перерізи, що отримано з конвекційним та спіновим струмами, виявляються близькими при використанні ХФ для AV18 та паризького потенціалів. Обчислення з ХФ для AV18 та бонського потенціалів призводять до результатів, відмінності між якими помітно зростають зі збільшенням енергії. Вплив тричастинкових сил повільно збільшується з E_γ^{lab} , приводячи до зростання перерізу і досягаючи величини $\sim 50 \%$ при $E_\gamma^{lab} = 305 \text{ MeV}$ та $\theta_p^{cm} = 100^\circ$.

Розрахунки з ХФ для чотирьох реалістичних моделей ядерних сил показують, що теорія, заснована на використанні одночастинкових механізмів фотопоглинання, не дозволяє описати експериментальні дані [98, 99, 194, 195] про диференціальні перерізи реакції $\gamma + {}^3\text{He} \rightarrow \text{pd}$ при енергіях фотонів вище порога народження π -мезонів. Наприклад, перерізи $\sigma(E_\gamma^{lab} = 240 \text{ MeV}, \theta_p^{cm} = 90^\circ; \text{КС;СТ})$, отримані з ХФ для бонського та AV18UrbIX потенціалів, дають $\sim 20 \%$ та $\sim 40 \%$ від результатів вимірів [99, 195]. Такий висновок підтверджують результати робіт [3, 10, 11, 82, 92], в яких розрахунки було проведено з ХФ для потенціалу Рейда з м'яким кором.

Включення π МОС призводить до збільшення диференціального перерізу $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p^{cm} = 90^\circ)$, яке може досягати, наприклад 3,85 (4,50) разів при $E_\gamma^{lab} = 100 \text{ MeV}$ (120 MeV) в розрахунках з ХФ для AV18 (бонського) потенціалу. Вплив π МОС на переріз залежить від кута емісії протонів та проявляється в кутових розподілах при $\theta_p^{cm} \lesssim 30^\circ$ та $90^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$.

Врахування струмів взаємодії значною мірою зменшує відмінності між результатами обчислень та експериментальними даними. Перерізи $\sigma(E_\gamma^{lab} = 240 \text{ MeV}, \theta_p^{cm} = 90^\circ; \text{КС;}\pi\text{МОС;СС;СОС})$, що розраховано з ХФ для бонського та AV18UrbIX потенціалів, становлять $\sim 60 \%$ та $\sim 75\%$ від експериментальних значень [99, 195].

Врахування двочастинкових механізмів фотопоглинання зменшує (збільшує) чутливість перерізів реакції (коефіцієнта асиметрії) до ядерних ХФ. Розрахунки з ХФ для AV18, бонського потенціалів та для потенціалу Рейда з

м'яким кором приводять до близьких результатів для диференціального перерізу.

Переріз реакції з фотонами, поляризованими перпендикулярно площині реакції, зростає при включенні π МОС швидше, ніж у випадку, коли вектор поляризації фотонів лежить в цій площині. Внаслідок посилення емісії протонів перпендикулярно площині реакції, обумовленого МОС, коефіцієнт асиметрії перерізів змінює знак. Відповідний інтервал енергій, наприклад при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$, є $E_\gamma^{lab} \approx 100 \dots 260$ МеВ. Вклади π МОС, що розраховано в наближенні плоских хвиль, не поліпшують опис даних [73–75, 77, 97] про коефіцієнт асиметрії.

Відносна роль СОС збільшується з енергією E_γ^{lab} , однак π МОС роблять менш помітним вплив СОС на спостережувані. СОС зменшує переріз σ при кутах емісії протонів $\theta_p^{cm} \lesssim 30^\circ$ та коефіцієнт асиметрії Σ при $60^\circ \lesssim \theta_p^{cm} \lesssim 120^\circ$. Дані наведені для розрахунків з ХФ для паризького потенціалу при $E_\gamma^{lab} = 208$ МеВ.

Використання в розрахунках тензорної ХФ, побудованої в розд. 3 з парціально-хвильових компонент з квантовими числами α в схемі jJ -зв'язку, дозволило провести в розд. 5.2 детальний аналіз залежності спостережуваних від компонент ХФ.

Розрахунки з ХФ для всіх використовуваних потенціалів підтверджують висновки [10, 92] про те, що переріз $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p = 90^\circ; \text{КС;СТ}, L = l = 0)$ як функція енергії має глибокий мінімум. Включення D -хвиль з $L, l = 20, 02$ та 22 призводить до заповнення цього мінімуму, збільшуючи значення перерізу більш ніж у 200 разів. P -хвилі та $3N$ -стани з $J \geq 2$ не приводять до якісних модифікацій енергетичної залежності перерізу $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p \lesssim 110^\circ; \text{КС;СТ})$.

Згідно з розрахунками, проведеними в підрозділі 5.2, положення мінімуму залежить від ХФ ядра ${}^3\text{He}$ та для ХФ, що використовуються, знаходиться в інтервалі енергій $E_\gamma^{lab} = 148 \dots 172$ МеВ при $\theta_p^{cm} = 90^\circ$. Модифікації ХФ, обумовлені $3N$ -силами, не впливають ні на положення, ні на глибину мінімуму.

У підрозділі 5.2 показано, що вклади МОС в амплітуду реакції якісно змінюють характер енергетичних та кутових розподілів перерізу та коефіцієнта асиметрії, що отримано з S -хвилями. Включення π МОС згладжує ці розподіли та приводить до заповнення мінімуму функції $\sigma(E_\gamma^{lab}, \theta_p = 90^\circ; \text{КС}; \text{СТ}, L = l = 0)$, а також до зміни знака коефіцієнта асиметрії, який обговорювався вище. Вплив π МОС на спостережувані визначається компонентами ХФ з парними $L + S$, головним чином з $L = S = 0$. Струми заємодії підсилюють роль S -хвиль по відношенню до інших компонент ХФ. Чутливість перерізу $\sigma(E_\gamma, \theta_p; \text{КС}; \pi\text{МОС}; \text{СТ}; \text{СОТ})$, до D -хвиль зберігається завдяки вкладом одночастинкових струмів. У розрахунках з ЕМ струмом, що містить π МОС, P -хвилі та компоненти ХФ з $J \geq 2$ призводять до зменшення диференціального перерізу реакції.

Важливим результатом підрозділу 5.2 є демонстрація того, що диференціальний переріз та коефіцієнт асиметрії реакції в області $E_\gamma^{lab} \simeq 120 \text{ MeV} \dots 300 \text{ MeV}$ визначаються компонентами ХФ ядра ${}^3\text{He}$ з $J = 0, 1$ та 2 . Вклади компонент ХФ з $J = 3, 4$ не є суттєвими.

Розрахунки спостережуваних у підрозділах 5.1 та 5.2 виконано з моделлю ядерних струмів [153–155], яка широко використовується у дослідженнях, наприклад [3, 10, 11, 82], ЕМ взаємодії з малонуклонними системами.

У підрозділі 5.3 розроблено нову модель МОС, яка дозволяє включити в теорію ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних або віртуальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, що належать до масової оболонки. Струми в запропонованій моделі містять ЕМ ФФ нуклонів, аргументи яких виражаються через імпульси нуклонів, що беруть участь у процесі, та енергію фотона. У випадку, коли аргументи ФФ покладаються рівними квадрату переданого 4-імпульсу, побудована модель приводить до конструкцій МОС [153–155], що використано в підрозділах 5.1 та 5.2.

Розрахунки, що виконано в розд. 5.3, показують, що наслідком розглянутих ефектів є зменшення впливу π МОС на диференціальний переріз реакції.

Двочастинкові π МОС [153–155] збільшують диференціальний переріз реакції в 2,1 рази при $E_{\gamma}^{lab} = 300$ MeВ та $\theta_p = 90^\circ$. При тих же умовах врахування ефектів сходу з енергетичної оболонки зменшує переріз на 31 %. Дані наведено для перерізів, що отримано з ХФ для паризького потенціалу.

Дослідження двочастинкових механізмів фотопоглинання в $\gamma^3\text{He} \rightarrow p d$ в області енергій фотонів вище порога народження pi - мезонів з використанням повних рішень рівнянь Фаддєєва для ХФ зв'язаного стану трьох нуклонів, аналіз ролі компонент ХФ з орбітальними моментами 1,3,4 та 5, а також ефектів сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів проведено в [53–55] та розд. 5 вперше.

ВИСНОВКИ

Результати проведених в дисертації досліджень є внеском у побудову теорії електромагнітної взаємодії за участю тринуклонних ядер. Розроблено нові методи та розвинуто раніше запропоновані підходи для обчислення амплітуд реакцій фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ та радіаційного захоплення протонів дейтронами. Застосування цих методів дозволило виконати дослідження ефектів мезонних обмінних струмів у реакціях $pd \leftrightarrow \gamma {}^3\text{He}$ в широкій кінематичній області. Результати аналізу та обчислень спостережуваних у розглянутих процесах застосовано для інтерпретації як виконаних, так для мотивації і планування нових вимірів.

В дисертаційній роботі отримано такі основні результати та висновки.

1. Розроблено новий метод для дослідження двочастинкових механізмів радіаційного захоплення протонів дейтронами, фото- та електророзщеплення ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^3\text{H}$, який дозволяє проводити розрахунки амплітуд в імпульсному представленні з використанням розв'язків тринуклонних рівнянь Фаддеева для початкових і кінцевих станів реакцій.

2. За допомогою запропонованого методу та з використанням реалістичних моделей дво- та тричастинкових ядерних сил показано, що урахування двочастинкових струмів, які генеруються π^- та ρ^- -мезонними обмінами, помітно впливає на диференціальні перерізи та поляризаційні спостережувані для реакції $pd \rightarrow \gamma {}^3\text{He}$. Обчислення показують, що цей метод є ефективним в області енергій до порогу народження π^- -мезонів. Про ефективність запропонованого методу свідчить також його подальше успішне застосування іншими авторами в дослідженнях реакцій $e {}^3\text{He} \rightarrow e' p d$, $e {}^3\text{He} \rightarrow e' p p n$, та $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow p d$ та $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow p p n$.

3. Отримано представлення для Фур'є-образу матричного елемента ядерного струму, яке є аналогом теореми Зігерта. Ефективність цього представлення при урахуванні внесків багаточастинкових струмів взаємодії в амплітуді фотореакцій продемонстровано в розрахунках спостережуваних для радіа-

ційного pd -захоплення, в яких використано числові розв'язки рівнянь фаддєєвського типу в імпульсному представленні для хвильової функції ядра ${}^3\text{He}$ та для урахування взаємодії між протоном та дейтроном у початковому стані реакції. Для реакції $pd \rightarrow \gamma {}^3\text{He}$ вказано кінематичну область, в якій застосування такого представлення є обґрунтованим.

4. Вперше побудовано та обчислено хвильову функцію зв'язаного стану системи трьох нуклонів в тензорній формі з використанням числових даних для парціально-хвильових компонент з орбітальними моментами $L, l \leq 5$ та повними кутовими моментами в двочастинковій підсистемі (нуклона-спектатора) $J \leq 4$ ($j \leq 9/2$). З хвильовою функцією в тензорному представленні досліджено залежність імпульсних розподілів нуклонів і протон-дейтронних кластерів від спінових змінних. Показано, що імпульсні розподіли визначаються невеликою кількістю скалярних структурних функцій, які виражено через компоненти хвильової функції в тензорній формі. Отримано добре узгодження обчислених імпульсних розподілів з результатами аналізу експериментальних даних та розрахунками інших авторів.

5. Вперше диференціальні перерізи двочастинкового фоторозщеплення ядра ${}^3\text{He}$ та аналізуючу здатність пучка в реакції з лінійно поляризованими фотонами розраховано в області енергій вище порогу народження π -мезонів з $34x$ -канальними хвильовими функціями зв'язаного стану трьох нуклонів і з урахуванням мезонних обмінних струмів. Обчислення проведено для реалістичних моделей ядерних сил, зокрема, для аргонського AV18 нуклон-нуклонного потенціалу в поєднанні з урбанськими тричастинковими силами UrbanaIX. Вперше показано, що мезонні обмінні струми заповнюють провал в енергетичній залежності диференціального перерізу, що отримано в S-хвильовому наближенні, та якісно змінюють характер поведінки диференціального перерізу. Згідно з розрахунками, які включають S-, P- та D-хвилі у хвильовій функції ядра ${}^3\text{He}$, вклади мезонних обмінних струмів піонного радіусу дії помітно збільшують диференціальні перерізи реакції $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow pd$.

6. Вперше проведено детальний аналіз залежності спостережуваних від компонент хвильової функції ядра ${}^3\text{He}$ та показано, що в області енергій фотонів до 300 MeV додавання тринуклонних станів з $J = 3,4$ до станів з $J = 0,1,2$ має незначний вплив на диференціальні перерізи та коефіцієнт асиметрії в двочастинковому фоторозщепленні ядра ${}^3\text{He}$ лінійно-поляризованими фотонами.

7. Розроблено нову модель мезонних обмінних струмів, яка включає в теорію ефекти сходу з енергетичної оболонки при поглинанні реальних або віртуальних фотонів системою взаємодіючих нуклонів, що знаходяться на масовій оболонці. Показано, що наслідком розглянутих ефектів є зменшення впливу мезонних обмінних струмів на диференціальний переріз реакції. Зміни перерізу за величиною є порівняними з його збільшенням при включенні тричастинкових сил або при варіюванні параметра обрізання в πNN форм-факторах, що входять в оператори мезонних обмінних струмів.

8. Показано, що включення струмів взаємодії призводить до суттєвого зменшення відмінностей між результатами розрахунків та експериментальними даними в широкій області енергій фотонів нижче та вище порогу народження π -мезонів

Таким чином, у результаті проведених в дисертаційній роботі досліджень виконано всі завдання, що поставлено в дисертації, та досягнуто мету роботи.

Подяки

Автор щиро вдячний своєму науковому керівнику, доктору фіз.–мат. наук, професору, академіку НАН України Олександрю Степановічу Бакаю за численні обговорення проблем в теорії електромагнітної взаємодії за участю атомних ядер, конструктивні поради в роботі над дисертацією та її вдосконаленням, підтримку цього напрямку досліджень та збереження творчої атмосфери в колективі, керівником якого він є впродовж більш ніж чотирьох десятиліть.

Я глибоко вдячний Prof. Walter Glöckle (Ruhr Univ., Bochum.), доктору фіз.–мат. наук, професору, член–кореспонденту НАН України Олександрю Юрійовичу Корчину та Prof. Dr. Jürg Jourdan (Univ. of Basel) за всебічне сприяння в проведенні досліджень.

Автор дуже вдячний своїм співавторам та колегам: Prof. Dr. Jacek Golak (Jagiellonian Univ. Kraków), Prof. Dr. Hiroyuki Kamada (Kyushu Inst. of Technology), Prof. Dr. Henryk Witała (Jagiellonian Univ. Kraków), Dr. Andreas Nogga (Forschungszentrum, Jülich) за продуктивні спільні дослідження та цінні обговорення методів, доктору фіз.–мат. наук Олександрю Вікторовічу Шебеко за плідну співпрацю в 80–90 роках над розробкою методів, що використовуються в дослідженнях та отримали в них подальший розвиток.

Виражаю подяку кандидату фіз.–мат. наук, завідувачу відділу "Експериментальних досліджень з фізики елементарних частинок і ядерної фізики високих енергій" Леоніду Геннадійовичу Левчуку за корисні дискусії за темою досліджень та науковому співробітнику цього підрозділу Беляєву Андрію Анатолійовичу за допомогу в числових розрахунках.

Висловлюю подяку О.Ю. Корчину, кандидату фіз.–мат. наук, Вченому секретарю Артуру Івановічу Кірдіну за уважне прочитання першого варіанту дисертації та цінні зауваження та поради, що сприяли його покращенню.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Kases E., Feuchtwang T.E., Cutler P.H. et al. Gauge invariance and gauge independence of the S-matrix in nonrelativistic quantum mechanics and relativistic quantum field theories. *Ann. Phys.* 1982. Vol. 142, P. 80–94.
2. Шебеко А. В. Мезонные обменные токи в малонуклонных системах. *Международное совещание по теории малочастичных и кварк-адронных систем*: Труды совещания (1987, Дубна, РФ). Дубна, 1987. С. 426–439.
3. Котляр В. В., Мельник Ю.П., Шебеко А. В. Исследование поляризационных явлений в фото- и электрорасщеплении легчайших ядер при промежуточных энергиях. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. 1995. Т. 26, С. 192–274.
4. Shebeko A. V. Towards Gauge-Independent Treatment of Radiative Capture in Nuclear Reactions: Applications to Low-Energy Cluster-Cluster Collisions. *Physics of Atomic Nuclei*. 2014. Vol. 77, P. 518–527.
5. Korchin A. Yu., Shebeko A. V. Problem of construction of the operator of the electromagnetic current of a nucleus. *Soviet Journal of Nuclear Physics*. 1994. Vol. 40. P. 708-709.
6. Korchin A. Yu., Shebeko A. V. Calculation Of $D(e,e')$ Cross-sections Near Threshold Taking Mesonic Exchange Currents Into Account. *Ядерная физика*. 1984. Т. 39. С. 12–15.
7. Korchin A. Yu., Mel'nik Yu. P., Shebeko A. V. Angular distributions and polarization of protons in the $d(e,e')pn$ reaction. *Few-Body Systems*. 1990. Vol. 9. P. 211–232.
8. Mel'nik Yu. P., Shebeko A. V. Calculation of proton polarization in deuteron disintegration with longitudinally polarized electrons. *Few-Body Systems*. 1992. Vol. 13. P. 59–74.

9. Mel'nik Yu. P., Shebeko A. V. Electrodintegration of polarized deuterons. *Phys. Rev. C*. 1993. Vol. 48. P. 1259–1268.
10. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. Nucleon–Nucleon Interaction and Meson Exchange Current Effects in ${}^3\text{He}$ Two–Body Breakup by Polarized Photons. *Zeitschrift für Physik A*. 1987. Vol. 327. P. 301–309.
11. Котляр В.В., Шебеко А.В. Сохранение электромагнитного тока ядра и расчет сечений реакции ${}^3\text{He}(\vec{\gamma}, p)d$. *Ядерная физика*. 1987. Т. 45. С. 984–993.
12. Котляр В.В., Шебеко А.В. О механизмах реакции двухчастичного фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ ниже и выше порога фоторождения пионов. *Ядерная физика*. 1990. Т. 51. С. 1008–1012.
13. Котляр В.В., Шебеко А.В. О роли спин-орбитального электромагнитного взаимодействия в реакции $\vec{\gamma} + {}^3\text{He} \rightarrow p + d$ при промежуточных энергиях. *Ядерная физика*. 1990. Т. 52. С. 1320–1324.
14. Котляр В.В., Шебеко А.В. О механизмах реакции гамма $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow pd$ при энергиях фотонов в области гигантского резонанса. *Ядерная физика*. 1991. Т. 54. С. 423–425.
15. Glöckle W., Witała H., Hüber D. et al. The Three–Nucleon Continuum: Achievements, Challenges and Applications. *Phys. Rep.* 1996. Vol. 274. P. 107–286.
16. Nogga A., Kamada H., Glöckle W., Barrett V. R. The Alpha particle based on modern nuclear forces. *Phys. Rev. C*. 2002. Vol. 5. P. 054003-1 – 054003-18.
17. Akhiezer A.I., Sitenko A.G., Tartakovskii V.K. Nuclear Electrodynamics. Berlin, Heidelberg, New York: Springer–Verlag, 1994.
18. Bjorken J.D., Drell S.D. Relativistic Quantum Mechanics. McGraw Hill: New York, 1964.
19. Ахиезер А.И., Рекало М.П. Электродинамика адронов. Киев: "Наукова думка", 1997.

20. Фаддеев Л.Д. Теория рассеяния для системы из трех частиц. *ЖЭТФ*. 1960. Т.39. С. 1459–1467.
21. Фаддеев Л.Д. Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц. *Труды Мат. института В.А.Стеклова АН СССР*. 1963. Т. LXIX. С. 1–122.
22. Ситенко А.Г., Харченко В.Ф. Связанные состояния и рассеяние в системе трех частиц. *УФН*. 1971. Т.103. С. 469–527.
23. Шмид Э., Цигельман Х. Проблема трех тел в квантовой механике. М.: Наука, 1979.
24. Glöckle W. *The Quantum Mechanical Few-Body Problem*. Berlin–Heidelberg–New York: Springer, 1983.
25. Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
26. Беляев В.Б. Лекции по теории малочастичных систем. М.: Энергоатомиздат, 1986.
27. Glöckle W. Few-Body equations and their solutions in momentum space. *Lecture Notes in Physics*. 1987. V.273. P. 3–52.
28. Ситенко О.Г. Теорія розсіяння. Київ: Либідь, 1993.
29. Ситенко О.Г., Тартаковський В.К. Теорія ядра. Київ: Либідь, 2000.
30. Тейлор Дж. Теория рассеяния. М.: Мир, 1975.
31. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М.: Гос. изд. физико-математической литературы, 1958.
32. Эдмондс А. Угловые моменты в квантовой механике. Деформация атомных ядер, под ред. Слива А.А. М.: ИЛ, 1958. С. 305–351.
33. Brink D.M., Satchler G.R. *Angular Momentum*. Oxford: Clarendon Press, 1968.
34. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.

35. Эллиот Дж., Долбер П. Симметрия в физике. Т.1. М.: Мир, 1983.
36. Эллиот Дж., Долбер П. Симметрия в физике. Т.2. М.: Мир, 1983.
37. Биденхарн Л., Лаук Дж. Угловой момент в квантовой физике. Т.1. М.: Мир, 1984.
38. Биденхарн Л., Лаук Дж. Угловой момент в квантовой физике. Т.2. М.: Мир, 1984.
39. Devanathan V. Angular Momentum Techniques in Quantum Mechanics. N.Y.: Kluwer Academic Publishers, 2002.
40. Klechneva T., Carasco C., Goussev I., et al. Vector and tensor analyzing powers of the $^1\text{H}(\vec{d}, \gamma)^3\text{He}$ capture reaction. *Phys.Rev.C*. 2006. Vol. 73. P. 034005-11–034005-11.
41. Skibinski R., Golak J., Witala H. et al. Three nucleon photodisintegration of He-3. *Phys.Rev. C*. 2003. Vol. 67. P. 054002-1–054002-12.
42. Golak J., Skibinski R., Witala H., Glöckle W., et al. Electron and photon scattering on three-nucleon bound states. *Phys. Rep.* 2005. Vol. 415. P. 89–205.
43. Naito S., Nagai Y., Shima T. et al. New data for total $^3\text{He}(\gamma, p)D$ and $^3\text{He}(\gamma, pp)n$ cross sections compared to current theory. *Phys.Rev.C*. 2006. Vol. 73. P. 034003-1 – 034003-10.
44. Shukla D., Nogga A., Phillips D.R. Analyzing the effects of neutron polarizabilities in elastic Compton scattering off ^3He . *Nucl.Phys.A*. 2009. Vol. 819. P. 98–134.
45. Rozpedzik D., Golak J., Kolling S. et al. Signatures of the chiral two-pion exchange electromagnetic currents in the ^2H and ^3He photodisintegration reactions. *Phys.Rev.C*. 2011. Vol. 83. P. 064004-1 – 064004-10.
46. Котляр В.В., Щеглова А.А. Структура тензорного представления волновой функции связанного состояния трех нуклонов. *Вестник Харьковского университета, Серия физическая: Ядра, частицы, поля*. 2008. № 832, вып. 4/40/. С .11–18.
47. Gerjuoy E., Schwinger J. On Tensor Forces and the Theory of Light Nuclei. *Phys. Rev. C*. 1942. Vol. 61. P. 138–146.

48. Kotlyar V.V. Tensor and Operator Forms of ^3He and ^3H Wave Functions for Parity–Violating Nuclear Forces. *Preprint arXiv: 0712.2680*. 2012. P. 1–16.
49. Kotlyar V.V., Kamada H., Golak J., Glöckle W. Partial wave decomposition for meson exchange currents in few nucleon systems. *Few Body Systems*. 2000. Vol. 28, № 1. P. 35–63. [Квартиль Q2 \(2000\)](#).
50. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V., Sagara K., Akiyoshi H. Faddeev Calculations of Proton–Deuteron Radiative Capture with Exchange Currents. *Phys. Rev. C*. 2000. Vol. 62, № 5. P. 054005-1–054005-16. [Квартиль Q1 \(2000\)](#).
51. Kamada H., Golak J., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Faddeev calculations of Proton–Deuteron Radiative Capture with π – and ρ –Meson Exchange Currents of the Argonne Potentials. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 684, №.3-4. P. 618–622. [Квартиль Q2 \(2001\)](#).
52. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Ziemer G., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Selected electromagnetic processes in three–nucleon systems. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 689, № 1–2. P. 41-48. [Квартиль Q2 \(2001\)](#).
53. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Calculation of the cross section for the reaction at intermediate photon energies. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2001. Vol. 1(37). P. 50–52.
54. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Two–body photodisintegration of ^3He at intermediate energies. *Journal of Kharkiv National Univ., Phys. series: Nuclei, Particles, Fields*. 2001. Vol. 529, №3(15). P. 12–20.
55. Kotlyar V.V., Jourdan J. Spin structure of three–nucleon bound states. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2005. Vol. 6(45). P. 24–29.
56. Belyaev A.A., Gloeckle W., Golak J., Kamada H., Kotlyar V.V., Witala H. Off–Shell Effects in Electromagnetic Interaction with Bound Nucleons.

Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations. 2001. Vol. 6(1). P. 187–191.

57. Kotlyar V.V. Calculation of Polarization Observables in Photo- and Electrodisintegration of ^3He . *The 3rd Int. Symposium "Dubna Deuteron-95"*: Conf. proc. (1995, Dubna, Russian Federation). Dubna, 1996, P. 221–226.
58. Kotlyar V.V. Mechanisms of Two-Body Breakup of Polarized ^3He by Polarized Electrons. *The 12th Int. Symposium on High-Energy Spin Phys*: Conference proceedings (1996, Amsterdam, The Netherlands). Eds. de Jager C.W. et al. World Scientific, 1997. P.402–404.
59. Kotlyar V.V. Two- and Three-Body Disintegration of ^3He by Polarized Photons and Electrons. *European Research Conference "Polarization in Electron Scattering"*: Abstr. (1995, Santorini, Greece). Santorini, 1995. P. 85–86.
60. Kotlyar V.V, Nogga A., Kamada H., Golak J., Glöckle W., Witala H. Mechanisms of two-body ^3He photodisintegration above the pion production threshold. *17th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics*: Abstr. (2003, Durham, USA). Eds. W.Glöckle et al. Durham, 2003. P. 210–211.
61. Котляр В.В. Асимметрии зависящих от спинов импульсных распределений нуклонов в ядрах ^3He і ^3H . *III Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (2005, Харьков). Харьков, 2005. С. 17–18.
62. Котляр В.В. Возможность исследования ядерных волновых функций в расщеплении поляризованного ядра ^3He поляризованными электронами. *IV Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (2006, Харьков). Харьков, 2006. С. 27–28.
63. Котляр В.В., Щеглова А.А. Зависящие от спинов импульсные распределения нуклонов в поляризованном ядре ^3He . *VII Конференція по физи-*

- ке высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: тезисы докладов* (2009, Харьков). Харьков, 2009. С. 80.
64. Carlson J., Schiavilla R. Structure and dynamics of few-nucleon systems. *Reviews of Modern Physics*. 1998. Vol. 70. P. 743–841.
 65. Deltuva A., Yuan L.P., Adam Jr. J. et al. Trinucleon photo reactions with Δ -isobar excitation: Processes below pion-production threshold. *Phys.Rev.C*. 2004. Vol. 69. P. 034004-1–034004-15.
 66. Marcucci L.E., Viviani V., Schiavilla R. et al. Electromagnetic structure of $A=2$ and 3 nuclei and the nuclear current operator. *Phys. Rev. C*. 2005. Vol. 72. P. 014001-1–014001-48.
 67. Messchendorp J.G. Proton–deuteron radiative capture at intermediate energies. *Nucl. Phys. A*. 2007. Vol. 790. P. 434c–437c.
 68. Sadeghi H. Neutron–deuteron system and photon polarization parameter at thermal neutron energies. *Phys.Rev.C*. 2007. Vol. 75. P. 044002-1–044002-5.
 69. Weller H.R., Ahmida M.W., Gao H. et al. Research opportunities at the upgraded HI γ S facility. *Prog.Part.Nucl.Phys*. 2009. Vol. 62. P. 257–303.
 70. Mehmandoost-Khajeh-Dad A.A., Mahjour-Shafiei M., Amir-Ahmadi H. R. et al. Proton–deuteron radiative capture cross-sections at intermediate energies. *Eur.Phys.J.A*. 2011. Vol. 47. P. 59-1 – 59-6.
 71. Vacca S., Pastore S. Electromagnetic reactions on light nuclei. *J. Phys. G*. 2014. Vol. 41. P. 123002-1–123002-77.
 72. Cruz-Torres R., Nguyen D., Hauenstein F. et al. Probing Few-Body Nuclear Dynamics via ^3H and ^3He ($e, e'p$)pn Cross-Section Measurements. *Phys. Rev. Lett*. 2020. Vol. 124. P. 212501-1–212501-8.
 73. Беляев А.А., Гетьман В.А., Горбенко В.Г., Гламаздин А.В., Гущин В.А., Жебровский Ю.В., Карнаухов И.М., Колесников Л.Я., Котляр В.В., Луханин А.А., Рубашкин А.Л., Сорокин П.В., Споров Е.А., Телегин Ю.Н., Шебеко А.В.

- Исследование асимметрии сечений в реакции $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow pd$ с линейно-поляризованными фотонами. *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 40. С. 448–450.
74. Беляев А.А., Винокуров Е.А., Волощук В.И., Ганенко В.В., Гетьман В.А., Горбенко В.Г., Горбенко Е.С., Гущин В.А., Ермак В.П., Жебровский Ю.В., Золенко В.А., Карнаухов И.М., Колесников Л.Я., Котляр В.В., Ляхно Ю.П., Мельник Ю.П., Никитин В.А., Рубашкин А.Л., Сорокин П.В., Споров Е.А., Телегин Ю.Н., Тонапетян С.Г., Хворостян В.М., Шебеко А.В. Исследование асимметрии сечений при двухчастичном фоторасщеплении гелия линейно поляризованными фотонами. *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика*. 1986. Вып. 1(34). С. 69–75.
75. Беляев А.А., Ганенко В.В., Гетьман В.А., Горбенко В.Г., Гущин В.А., Жебровский Ю.В., Карнаухов И.М., Колесников Л.Я., Котляр В.В., Овчинник В.Д., Рубашкин А.Л., Сорокин П.В., Споров Е.А., Телегин Ю.Н., Шебеко А.В. Асимметрия сечений при двухчастичном фоторасщеплении гелия-3 линейно-поляризованными фотонами. *Ядерная физика*. 1986. Т. 44. С. 289–293.
76. Котляр В.В., Шебеко А.В. Роль мезонных обменных токов в расщеплении ядра ${}^3\text{He}$ поляризованными фотонами. *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика*. 1986. С. 79–81.
77. Ганенко В. В., Гетьман В. А., Гущин В.А., Жебровский Ю.В., Колесников Л.Я., Котляр В.В., Рубашкин А. Л., Сорокин П.В., Шебеко А.В. Асимметрия сечений в расщеплении ядра гелия-3 линейно поляризованными фотонами. *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика*. 1988. С. 17–18.
78. Котляр В.В., Шебеко А.В. Исследование механизмов реакции ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ в области промежуточных энергий. *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)*. 1989. Вып. 8(8). С. 79–81.

79. Котляр В.В., Шебеко А.В. Зависимость сечений реакции ${}^3\text{He}(\gamma, p)d$ от ядерных волновых функций. *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)*. 1989. Вып. 8(8). С. 81–83.
80. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. Study of the Spin–Orbit Electromagnetic Interaction in the $\vec{\gamma} {}^3\text{He} \rightarrow pd$ Reaction. *The Xth International Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics & Quantum Chromodynamics"*: Conf. Proc. (1990, Dubna, Russian Federation). Eds. A.M. Baldin et al. World Scientific, 1991. P. 392–398.
81. Kotlyar V.V., Shebeko A.V. Mechanisms of the ${}^3\text{He}$ Breakup by Linearly Polarized Photons. *The IV Workshop on High Energy Spin Physics*: Conf. Proc. (1991, Protvino, Russian Federation). Protvino, 1992, P. 346–348.
82. Котляр В.В., Шебеко А.В. Изучение расщепления ядра ${}^3\text{He}$ фотонами промежуточных энергий *Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)*. 1991. Вып. 2(20). С. 83–97.
83. Kotlyar V.V. The ${}^3\text{He}$ breakup by photons at intermediate energies. Proc. of the Nat. Conf. on Phys. of Few–Body and Quark–Hadronic Syst., eds. V. Boldyshev et al., Kharkov, 1992 (Kharkov, 1994) P. 145–154.
84. Kotlyar V.V. Dependence of the $\gamma {}^3\text{He} \rightarrow pd$ Cross Sections on the Nuclear Wave Functions in the Giant Resonance Region. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2001. Vol. 1(37). P. 53–54.
85. Котляр В.В., Шебеко А.В. Расчет сечений реакции двухчастичного электрорасщепления ядра ${}^3\text{He}$ *Вопросы атомной науки и техники. - Сер.: Общая и ядерная физика*. 1986. Вып. 1(34). С. 81–84.
86. Kozlovsky I.K., Goldshtein V.A., Kuplennikov E.L. ${}^3\text{He}$ electrodisintegration: angular distribution and energy spectra. *Nucl. Phys. A*. 1981. Vol. 368. P. 493–502.

87. Mongan T.R. Separable–potential models of the nucleon–nucleon interaction. *Phys.Rev.* 1969. V. 178. P. 1597–1611.
88. Reid R.V. Local phenomenological nucleon–nucleon potentials. *Ann.Phys.* 1968. V. 50. P. 411–448.
89. Котляр В.В., Шебеко А.В. Об одной параметризации волновой функции тритона. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. 20 с. (*Препринт*: ХФТИ 84–26).
90. Hajduk Ch., Green A.M., Sainio M.E. A convenient analytical form for the triton wave function. *Nucl. Phys. A.* 1980. V .337.P. 13–22.
91. Hajduk Ch., Sauer P.U. Effect of the $\Delta(1236)$ isobar on the three–nucleon bound states. *Nucl. Phys. A.* 1979. Vol. 322. P. 329–348.
92. Craver B.A. Proton–deuteron radiative capture and the two–body photodisintegration of ${}^3\text{He}$. B.A. Craver, Y.E. Kim, A. Tubis. *Nucl.Phys.A.* 1977. Vol. 276. P. 237–259.
93. Brandenburg R.A., Kim Y.E., Tubis A. Momentum cut–off sensitivity in Faddeev calculations of trinucleon properties. *Phys.Rev.C.* 1975. Vol. 12. P. 1368–1370.
94. Muslim, Kim Y.E. A Separable Parametrization of the Trinucleon Wave Function with the Reid Soft–Core Potential. *Nucl. Phys. A.* 1984. Vol. 427. P. 235–252.
95. Maize M.A., Kim Y.E. Current conservation, meson–exchange currents, and magnetic form factors of ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$. *Nucl. Phys. A.* 1984. Vol. 420. P. 365–398.
96. Maize M.A., Kim Y.E. Erratum: Current conservation, meson–exchange currents, and magnetic form factors of ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$. *Nucl. Phys. A.* 1985. Vol. 443. P. 747.
97. Fabbri F.L., Picozza P., Schaerf C. Two–body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ with linearly polarized gamma rays. *Lett. Nuovo Cimento.* 1972. Vol. 3. P. 63–65.
98. O’Fallon N.M., Koester L.J., Smith J.H. Two–body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ between 40 and 150 MeV. *Phys.Rev.C.* 1972. Vol. 5. P. 1926–1938.

99. Argan P.E., Audit G., De Botton N. et al. Two-body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ in the $\Delta(1236)$ region. *Nucl. Phys. A.* 1975. Vol. 237. P. 447–464.
100. Laget J.M. Three-body exchange mechanisms in the ${}^3\text{He}(\gamma, p){}^2\text{H}$ reaction. *Phys. Rev. C.* 1988. Vol. 38. P. 2993–2996.
101. Hajduk Ch., Sauer P.U. Reliability of Faddeev Calculations in Momentum Space for the Bound Three-Nucleon System. *Nucl. Phys. A.* 1981. Vol. 369. P. 321–335.
102. Golak J., Kamada H., Witała H. et al. Electron induced pd and ppn breakup of ${}^3\text{He}$ with full inclusion of final-state interactions. *Phys. Rev. C.* 1995. Vol. 51. P. 1638–1647.
103. Golak J., Witała H., Kamada H. et al. Inclusive electron scattering on ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ with full inclusion of final-state interactions. *Phys. Rev. C.* 1995. Vol. 52. P. 1216–1231.
104. Blankleider B., Woloshyn R.M. Quasi-elastic scattering of polarized electrons on polarized ${}^3\text{He}$. *Phys. Rev. C.* 1984. Vol. 29. P. 538–552.
105. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. Investigation of the Neutron Form Factors by Inclusive Quasi-Elastic Scattering of Polarized Electrons off Polarized ${}^3\text{He}$: A Theoretical Overview. *Phys. Rev. C.* 1995. Vol. 51. P. 1108–1119.
106. Kievsky A., Pace E., Salmè G., Viviani M. Neutron electromagnetic form factors and inclusive scattering of polarized electrons by polarized ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ targets. *Phys. Rev. C.* 1997. Vol. 56. P. 64–75.
107. Golak J., Glöckle W., Kamada H. et al. Spin dependent momentum distributions of proton-deuteron clusters in ${}^3\text{He}$ from electron scattering on polarized ${}^3\text{He}$: theoretical predictions. *Phys. Rev. C.* 2002. Vol. 65. P. 064004-1–064004-7.
108. Bermuth J., Merle P., Carasco C.C., et al. The neutron charge form factor and target analyzing powers from ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ -scattering. *Phys. Lett. B.* 2003. Vol. 564. P. 199–204.
109. Kievsky A., Pace E., Salmè G. A Study of Final State Effects in the electrodisintegration of a polarized Helium-3 target. In: Proc. *3rd Int.*

Symposium on the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule and its Extensions
(Norfolk, Virginia, 1-5 Jun 2004) P. 312–319.

110. Achenbach P., Baumann D., Böhm R., et al. Measurement of the asymmetries in ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)d$ and ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)np$. *Eur.Phys.J.A.* 2005. Vol. 25. P. 177–183.
111. Anderson B., Auerbach L., Averett T., et al. Extraction of the Neutron Magnetic Form Factor from Quasi-elastic ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e')$ at $Q^2 = 0.1 - 0.6$ (GeV/c)². *Preprint: nucl-ex/0605006*. 2006. 29 p.
112. Rohe D. Experiments with polarized ${}^3\text{He}$ at MAMI. *Eur.Phys.J.* 2006. Vol. A28S1, Supplement 1. P. 29–38.
113. Ishikawa S., Golak J., Witała H. et al. Inclusive Scattering of Polarized Electrons on Polarized ${}^3\text{He}$: Effects of Final State Interaction and the Magnetic Form Factor of the Neutron. *Phys.Rev.C.* 1998. Vol. 57. P. 39-49.
114. Anklin H., de Bever L. J., Buttazzoni S. et al. Tensor analyzing power A_{yy} of $\vec{d} - p$ radiative capture. *Nucl.Phys.A.* 1998. Vol. 636. P. 189-206.
115. Ishikawa S., Sasakawa T. $p + \vec{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ reaction with realistic three-nucleon wave functions. *Phys.Rev.C.* 1992. Vol. 45. P. R1428–R1431.
116. Aufleger S., Drechsel D. Two-body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ with realistic bound-state wave functions. *Nucl.Phys.A.* 1981. Vol.364. P.81–92.
117. Klepacki D. J., Kim Y. E., Brandenburg R. A. Two-body photodisintegration of ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ near the giant resonance (I). Plane-wave approximation. *Nucl. Phys. A.* 1992. Vol. 550. P. 53–88.
118. Glöckle W., Kamada H., Golak J. et al. Few-nucleon calculations and correlations. *Acta Phys. Polon.* 2001, Vol. B32. P. 3053-3078.
119. Schadow W., Nohadani O., Sandhas W. Photonuclear reactions of three nucleon systems. *Phys.Rev. C.* 2001. Vol. 63. P. 044006-1–044006-9.
120. Jourdan J., Baumgartner M., Burzynski S. et al. ${}^1\text{H} + {}^2\vec{\text{H}}$ radiative capture and the ${}^3\text{He}$ D-state. *Phys.Lett.B.* 1985. Vol. 162. P. 269–272.

121. Jourdan J., Baumgartner M., Burzynski S. et al. $p - \vec{d}$ Radiative capture and the ${}^3\text{He}$ D-state. *Nucl.Phys.A.* 1986. Vol. 453. P. 220–240.
122. Fonseca A.C., Lehman D.R. Exact three-body calculation of polarization observables in ${}^1\text{H} (d, \gamma) {}^3\text{He}$. *Phys. Lett. B.* 1991. Vol. 267. P. 159–163.
123. Schmid G.J., Chasteler R.M., Weller H.R. et al. T_{20} measurements for ${}^1\text{H}(\vec{d}, \gamma){}^3\text{He}$ and the P-wave component of the nucleon–nucleon force. *Phys. Rev. C.* 1996. Vol. 53. P. 35–40.
124. Golak J., Witala H. Sensitivity of the Low–Energy p–d Capture Observables to the Nucleon–Nucleon Force Components. *Few–Body Systems.* 2000. Vol. 28. P. 231–240.
125. Korchin A. Yu., Van Neck D., Waroquier M., Scholten O. et al. Production of e^+e^- pairs in proton deuteron capture to ${}^3\text{He}$. *Phys. Lett. B.* 1998. Vol. 441. P. 17–26.
126. Korchin A.Yu., Van Neck D., Scholten O. et al. Radiative proton-deuteron capture in a gauge invariant relativistic model. *Phys.Rev.C.* 1999. Vol. 59. P. 1890–1905.
127. Schiavilla R., Pandharipande V. R., R. B. Wiringa R.B. Momentum distributions in $A = 3$ and 4 nuclei. *Nucl.Phys.A* 1986. Vol. 449. P. 219–242.
128. Forest J.L., Pandharipande V.R., Pieper S.C. et al. Femtometer Toroidal Structures in Nuclei. *Phys.Rev.C.* 1996. Vol. 54. P. 646–667.
129. van Meijgaard E., Tjon J.A. Theoretical analysis of two-body electrodisintegration of He–3. *Phys. Rev. C.* 1990. Vol. 42. P. 74–95.
130. van Meijgaard E., Tjon J.A. He–3 ($e, e' p$) H–2 breakup process. *Phys. Rev. C.* 1990. Vol. 42. P. 96–107.
131. van Meijgaard E., Tjon J.A. Three-body electrodisintegration of the trinucleon system. *Phys. Rev. C.* 1992. Vol. 45. P. 1463–1486.
132. Friar J.L., Gibson B.F., Payne G.L. Thermal n–d radiative capture. *Phys.Lett. B.* 1990. Vol. 251. P. 11–16.

133. Ishikawa S., Kamada H., Glöckle W. et al. Exclusive electron scattering on ${}^3\text{He}$ with full inclusion of final-state interactions. *Nuovo Cimento A.* 1994. Vol. 107. P. 305–330.
134. Mesons in Nuclei. Rho M., Wilkinson D.H. (eds.). North-Holland Publ. Co. Amsterdam. 1979.
135. Friar J. L., Fallieros S. Gauge invariance and the nonrelativistic Ward-Takahashi identity. *Phys. Rev. C.* 1992. Vol. 46. P. 2393–2395.
136. Burov V.V., Dorkin S.M., Korchin A.Yu. et al. Gauge-independent contributions to the amplitude of elastic electron scattering by nuclei. (systems of bound particles). *Phys. At. Nucl.* 1996. Vol. 59. P. 784–788.
137. Kamada H., Glöckle W., Golak J. Elastic electron scattering on ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ in impulse approximation. *Nuovo Cim. A.* 1992, Vol. 105. P. 1435–1459.
138. Friar J. L. Classification Of Exchange Currents. *Phys.Rev.C.* 1983. Vol. 27. P. 2078–2084.
139. De Forest T. Off-shell electron-nucleon cross sections. The impulse approximation. *Nucl. Phys. A.* 1983. Vol. 392. P. 232–248.
140. Friar J. L., Fallieros S. Extended Siegert theorem. *Phys. Rev. C.* 1984. Vol. 29. P. 1645–1655.
141. Friar J. L., Haxton W. C. Current conservation and the transverse electric multipole field. *Phys. Rev. C.* 1985. Vol. 31. P. 2027–2035.
142. Friar J. L., Fallieros S. Gauge-invariant nuclear Compton amplitude manifesting low-energy theorems. *Phys. Rev. C.* 1986. Vol. 34, P. 2029–2042.
143. Friar J. L., Fallieros S. Gauge-invariant forms of the nonrelativistic Compton amplitude. *Phys. Rev. C.* 1990. Vol. 42. P. 2246–2247.
144. Shebeko A. V. A generalization of Siegert's theorem and separation of center-of-mass. *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. Vol. 49. P. 30–32.
145. Levchuk L. G., Shebeko A. V. On a generalization of Siegert's theorem. A corrected result. *Sov. J. Nucl. Phys.* 1993. Vol. 56. P. 227–229.

146. Корчин А. Ю., Мельник Ю. П., Шебеко А. В. Угловые распределения и поляризация протонов в реакции $d(e, e'p)n$. *Ядерная физика*. 1988. Т. 48. С. 387–398.
147. Mel'nik Yu. P., Shebeko A. V. Studies of deuteron electrodisintegration in the cumulative region at moderate momentum transfers. *Ядерная физика*. 1995. Т. 58. С. 1782–1788.
148. Mel'nik Yu. P., Shebeko A. V. Studies of the emission mechanisms for cumulative protons in deuteron electrodisintegration. *The 3rd Int. Symposium "Dubna Deuteron-95": Conf. proc.* (1995, Dubna, Russian Federation). Dubna, 1996. P. 52–57.
149. Mel'nik Yu. P. Deuteron disintegration with polarized electrons. *Ядерная физика*. 1999. Т. 62. С. 992–997.
150. McVoy K.W., Van Hove L. Inelastic Electron–Nucleus Scattering and Nucleon–Nucleon Correlations. *Phys. Rev.* 1962. Vol. 125. P. 1034–1043.
151. Giusti C., Pacati F.D. Electron–nucleon interaction in quasi–free scattering (II). Non–relativistic Hamiltonian through fourth order. *Nucl. Phys. A*. 1980. Vol. 336. P. 427–436.
152. Vilhelm P., Leidemann W., Arenhoevel H. The relativistic spin-orbit current in deuteron photodisintegration below and above π –threshold. *Few-Body Syst.* 1988. Vol.3. P.111–121.
153. Riska D.O. Electromagnetic meson exchange currents. *Progr. in Part. and Nucl. Phys.* 1984. Vol. 11. P. 199–243.
154. Riska D.O. Exchange currents. *Phys. Rep.* 1989. Vol. 181. P. 207–268.
155. Mathiot J.–F. Electromagnetic meson exchange currents at the nucleon mass scale. *Phys. Rep.* 1989. Vol. 173. P. 63–172.
156. Schiavilla R., Pandharipande V.R., Riska D.O. Magnetic form factors of the trinucleons. *Phys.Rev.C*. 1989. Vol. 89. P. 2294–2309.

157. Baru V., Haidenbauer J., Hanhart C., Niskanen J. A. New parameterization of the trinucleon wavefunction and its application to the $\pi^3\text{He}$ scattering length. *Eur. Phys. J. A.* 2003. Vol. 16. P. 437–446.
158. Friar J.L., Gibson B.F., Payne G.L., et al. Neutron polarization in polarized ^3He targets. *Phys.Rev.C.* 1990. Vol. 42. P. 2310–2314.
159. Fachruddin I., Glöckle W., Elster Ch., Nogga A. The Operator form of 3H (^3He) and its Spin Structure. *Phys.Rev.C.* 2004. Vol. 69. P. 064002-1–064002-16.
160. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. y -scaling, binding effects and the nucleon momentum distribution in ^3He . *Phys.Rev.C.* 1989. Vol. 39. P. 259–262.
161. Ciofi degli Atti C., Pace E., Salme G. y -scaling analysis of quasielastic electron scattering and nucleon momentum distributions in few body systems, complex nuclei and nuclear matter. *Phys. Rev. C.* 1991. Vol. 43. P. 1155-1176.
162. Ciofi degli Atti C., Simula S. Realistic model of the nucleon spectral function in few- and many-nucleon systems. *Phys.Rev.C.* 1996. Vol. 534. P. 1689–1710.
163. Jans E., Barreau P., Bernheim M. et al. Quasifree (e,e'p) Reaction on ^3He . *Phys.Rev.Lett.* 1982. Vol. 49. P. 974–978.
164. Jans E., Bernheim M., Brusse M.K. et al. The quasi-free $^3\text{He}(e,e'p)$ reaction. *Nucl.Phys.A.* 1987. Vol. 475. P. 687-719.
165. Marchand C., M.Bernheim C., Dunn P.C. et al. High proton momenta and nucleon–nucleon correlations in the reaction $^3\text{He}(e,e'p)$. *Phys.Rev.Lett.* 1988. Vol. 60. P. 1703–1706.
166. Schulze R.-W., Sauer P.U. Inelastic electron scattering from the three-nucleon bound states with polarization. *Phys.Rev.C.* 1993. Vol. 48. P. 38-63.
167. Milner R.G., Bloch C., van den Brand J.F.J. et al. The spin dependent momentum distributions of the neutron and proton in ^3He . *Phys.Lett.B.* 1996. Vol. 379. P. 67-72.

168. Miller M.A., Lee K., Smith A. et al. Measurement of Quasielastic ${}^3\text{He}(\vec{p}, pN)$ Scattering from Polarized ${}^3\text{He}$ and the Three-Body Ground State Spin Structure. *Phys.Rev.Lett.* 1995. Vol. 74. P. 502-505.
169. Meier-Hajduk H., Hajduk Ch., Sauer P.U., Theis W. Quasi-Elastic Electron Scattering from ${}^3\text{He}$. *Nucl. Phys. A.* 1983. Vol. 395. P.332–348.
170. Epstein M.B., Krause D.A., Margaziotis D.J. et al. ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ and ${}^3\text{He}(p, pd)p$ reactions at large recoil momenta Inelastic electron scattering from the three-nucleon bound states with polarization. *Phys.Rev.C.* 1985. Vol. 32. P. 967-974.
171. Golak J., Skibinski R., Witała H., et al. Proton polarizations in polarized ${}^3\text{He}$ studied with the ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)d$ and ${}^3\vec{\text{He}}(\vec{e}, e'p)np$ processes. *Phys.Rev.C.* 2005. Vol. 72. 054005-1–054005-12.
172. Kotlyar V.V., Nogga A. Parity nonconservation in trinucleon bound states. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations.* 2007. Vol. 3(1). P. 126–131.
173. Буки А.Ю., Ганенко В.Б., Корчин А.Ю., Котляр В.В., Маслов Н.И., Трутень В.И., Фомин С.П., Шебеко А.В., Шевченко Н.Г., Шульга Н.Ф. Фундаментальные и прикладные исследования на линейном ускорителе электронов с энергией до 730 МэВ. (Проект “SALO”). Часть 1. Харьков: ННЦ ХФТИ, 2006. 116 с.
174. Harper E.P., Kim Y.E., Tubis A. Faddeev equations for realistic three-nucleon systems. I. Complete angular momentum reduction and antisymmetrization of states. *Phys.Rev.C.* 1970. Vol. 2. P. 877–891.
175. Harper E.P., Kim Y.E., Tubis A. Faddeev equations for realistic three-nucleon systems. I. Complete angular momentum reduction and antisymmetrization of states. Erratum. *Phys.Rev.C.* 1970. Vol. 2. P. 2455.
176. Harper E.P., Kim Y.E., Tubis A. Faddeev equations for realistic three-nucleon II. Bound-state wave functions. *Phys. Rev. C.* 1972. Vol. 6. P. 126–136.

177. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M. Table of Integrals, Series and Products. Academic Press, 1980.
178. Belt B. D., Bingham C. R., Halbert M. L., van der Woude A. Radiative Capture of Deuterons by Protons. *Phys. Rev. Lett.* 1970. Vol. 24. P. 1120–1123.
179. Pitts W. K., Meyer H. O., Bland L. C. et al. ${}^1\text{H}(\vec{d}, \gamma){}^3\text{He}$ reaction at $E_d = 95$ MeV. *Phys. Rev.* 1988. Vol. C37. P. 1–5.
180. Pickar M. A., Karwowski H. J., Brown J. D. et al. Proton radiative capture by deuterium between 100 and 200 MeV. *Phys. Rev. C.* 1987. Vol. 35. P. 37–44.
181. Vetterli M. C., Kuehner J. A., Trudel A. J. et al. Measurement of T_{20} for the Reaction ${}^1\text{H}(\vec{d}, \gamma){}^3\text{He}$ and D-State. *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 54. P. 1129–1131.
182. Schmid G. J., Rice B. J., Chasteler R. M. et al. The ${}^2\text{H}(\vec{p}, \gamma){}^3\text{He}$ and ${}^1\text{H}(\vec{d}, \gamma){}^3\text{He}$ reactions below 80 keV. *Phys. Rev. C.* 1997. Vol. 56. P. 2565–2581.
183. Goeckner F., Pitts W. K., Knutson L. D.. Analyzing power measurements for p-d radiative capture. *Phys. Rev. C.* 1992. Vol. 45. P. R2536–R2540.
184. Sagara K., Akiyoshi H., Ueno S. et al. AIP Conference Proceedings 334. *Few Body Problems in Physics*, ed. F. Gross, Williamsburg, Virginia. 1995. P. 467.
185. Measurement of Double-Polarization Asymmetries in the Quasielastic ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'd)$ Process. Mihovilovič M., Jin G., Long E. et al. *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 232505-1–232505-6.
186. Testing semilocal chiral two-nucleon interaction in selected electroweak processes Skibiński R., and Golak J., Topolnicki K. et al. *Phys. Rev. C.* 2016. Vol.93. P. 064002-1–064002-14.
187. Radiative pion capture in ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, and ${}^3\text{H}$. Golak, J., Skibiński R., Topolnicki K. et al. *Phys. Rev. C.* 2018. Vol. 98. P. 054001-1–054001-15.

188. Laskaris G., Ji W., Yan X. et al. First measurement of the asymmetry and the Gerasimov-Drell-Hearn integrand from the ${}^3\text{He}(\vec{\gamma}, p){}^2\text{H}$ reaction at an incident photon energy of 29 MeV. *Phys. Rev. C*. 2021. Vol. 103. P. 034311-1–034311-6.
189. Коробов Н. М. Теоретико–числовые методы в приближенном анализе. М.:МЦНМО, 2004, 288с.
190. Siegert A. J. F. Note on the Interaction Between Nuclei and Electromagnetic Radiation. *Phys. Rev.* 1937. Vol. 52. P. 787–789.
191. de Forest Jr. T., Walecka J. D. Electron scattering and nuclear structure. *Adv. Phys.* 1966. Vol. 15. P. 1–109.
192. Walecka J. D. Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics, World Scientific Publishing Company. 2004. 628p.
193. Wiringa R.B., Stoks V.G.J., Schiavilla R. An accurate nucleon-nucleon potential with charge independence breaking. *Phys.Rev.C*. 1995. Vol. 51. P. 38–51.
194. Kolb N.R., Cairns E.B., Hackett E.D. et al. ${}^3\text{He}(\gamma, pd)$ cross sections with tagged photons below the Δ resonance. *Phys. Rev. C*. 1994. Vol. 49. P. 2586–2591.
195. Isbert V., Audit G., d’Hose N., et al. Two-body photodisintegration of ${}^3\text{He}$ between 200 and 800 MeV. *Nucl. Phys. A*. 1994. Vol. 578. P. 525–541.
196. Singh S.K., Leidemann W., Arenhovel H. The role of electromagnetic form factors in meson exchange currents. *Zeitschrift für Physik. A*. 1988. Vol. 331. P. 509–518.
197. Shebeko A.V. Polarization observables in electrodisintegration of lightest nuclei (theory and experiment). *XXVII PIYaF Winter School: Conf. Proc.* (1993, St. Petersburg, Russian Federation). St. Petersburg, P. 89–152.

ДОДАТОК А

**БАЗИСНІ СТАНИ З КВАНТОВИМИ ЧИСЛАМИ
В СХЕМІ jJ - та \mathcal{LS} -ЗВ'ЯЗКУ
ДЛЯ СИСТЕМИ ТРЬОХ НУКЛОНІВ**

Визначимо в просторі станів трьох нуклонів базисні вектори з квантовими числами в схемі jJ -зв'язку

$$\{\alpha\} = \{(LS)J (l\frac{1}{2})j IM_I; (T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\}. \quad (\text{A.1})$$

та в схемі \mathcal{LS} -зв'язку

$$\{\beta\} = \{(Ll)\mathcal{L} (S\frac{1}{2})\mathcal{S} IM_I; (T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\}. \quad (\text{A.2})$$

Наочною ілюстрацією послідовного зв'язку моментів в схемі jJ - зв'язку служить рис. А.1.

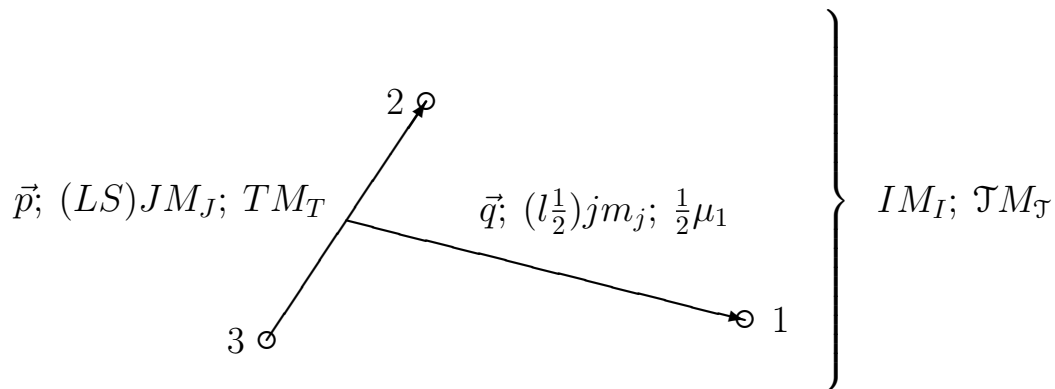


Рис. А.1. Імпульси Якобі (2.43) (с. 60), спінові та ізоспінові квантові числа $\{\alpha\}$ в схемі jJ -зв'язку.

Базисні вектори $|pq; \alpha\rangle$ та $|pq; \beta\rangle$ є добутками

$$|p, q; \alpha\rangle = |pq; (LS)J (l\frac{1}{2})j IM_I\rangle |(T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\rangle, \quad (\text{A.3})$$

$$|p, q; \beta\rangle = |pq; (Ll)\mathcal{L} (S\frac{1}{2})\mathcal{S} IM_I\rangle |(T\frac{1}{2})\mathcal{T}M_{\mathcal{T}}\rangle \quad (\text{A.4})$$

просторово-спінових

$$|p, q; (LS)J (l\frac{1}{2})j IM_I\rangle = \sum_{M_J m_j M_L M_S m_l m_1} \times \quad (A.5)$$

$$\times C_{JM_J j m_j}^{IM_I} C_{LM_L SM_S}^{JM_J} C_{lm_l \frac{1}{2} m_1}^{j m_j} |pLM_L\rangle |qlm_l\rangle |SM_S \frac{1}{2} m_1\rangle,$$

$$|p, q; (Ll)\mathcal{L} (S\frac{1}{2})\mathcal{S} IM_I\rangle = \sum_{M_{\mathcal{L}} M_{\mathcal{S}} M_L m_l} \times \quad (A.6)$$

$$\times C_{\mathcal{L} M_{\mathcal{L}} \mathcal{S} M_{\mathcal{S}}}^{IM_I} C_{LM_L m_l}^{\mathcal{L} M_{\mathcal{L}}} |pLM_L\rangle |qlm_l\rangle |(S\frac{1}{2})\mathcal{S} M_{\mathcal{S}}\rangle$$

та ізоспінових частин $|(T\frac{1}{2})\mathcal{T} M_{\mathcal{T}}\rangle$.

Спінові та ізоспіні стани системи трьох нуклонів

$$|(S\frac{1}{2})\mathcal{S} M_{\mathcal{S}}\rangle = \sum_{M_S m_1} C_{SM_S \frac{1}{2} m_1}^{SM_S} |SM_S\rangle |\frac{1}{2} m_1\rangle, \quad (A.7)$$

$$|(T\frac{1}{2})\mathcal{T} M_{\mathcal{T}}\rangle = \sum_{M_T \mu_1} C_{TM_T \frac{1}{2} \mu_1}^{TM_T} |TM_T\rangle |\frac{1}{2} \mu_1\rangle \quad (A.8)$$

є, відповідно, власні стани комутуючих операторів

$$\vec{S}^2 = (\vec{s}_2 + \vec{s}_3)^2, \quad \vec{s}_1^2, \vec{s}_2^2, \vec{s}_3^2, \quad \vec{\mathcal{S}}^2 = (\vec{S} + \vec{s}_1)^2, \quad \mathcal{S}_z,$$

$$\vec{T}^2 = (\vec{t}_2 + \vec{t}_3)^2, \quad \vec{t}_1^2, \vec{t}_2^2, \vec{t}_3^2, \quad \vec{\mathcal{T}}^2 = (\vec{T} + \vec{t}_1)^2, \quad \mathcal{T}_z,$$

де оператор спіна (ізоспіна) нуклона з номером $i \in \vec{s}_i(\vec{t}_i)$; спіновий (ізоспіновий) стан нуклона з проекцією спіна (ізоспіна) $m_i(\mu_i)$ на вісь $z \in |\frac{1}{2} m_i\rangle (|\frac{1}{2} \mu_i\rangle)$; сумарний спін (ізоспін) пари нуклонів 2 і 3 та його проекція на вісь z позначено $S(T)$ та $M_S(M_T)$; повний ізоспін (його проекція на вісь z) системи трьох нуклонів є $\mathcal{T}(M_{\mathcal{T}})$; слідуючи [34], для коефіцієнтів Клебша-Гордана використано позначення $C_{a\alpha b\beta}^{c\gamma} \equiv (a\alpha b\beta|c\gamma)$.

Спінові та ізоспінові стани двох нуклонів мають вигляд

$$|SM_S\rangle \equiv |SM_S\rangle_{23} = \sum_{m_2, m_3} C_{\frac{1}{2} m_2 \frac{1}{2} m_3}^{SM_S} |\frac{1}{2} m_2\rangle_2 |\frac{1}{2} m_3\rangle_3, \quad (A.9)$$

$$|TM_T\rangle \equiv |TM_T\rangle_{23} = \sum_{\mu_2, \mu_3} C_{\frac{1}{2} \mu_2 \frac{1}{2} \mu_3}^{TM_T} |\frac{1}{2} \mu_2\rangle_2 |\frac{1}{2} \mu_3\rangle_3. \quad (A.10)$$

У формулах (A.9) та (A.10) вказано номери нуклонів, до яких відносяться спінові та ізоспінові вектори.

Оскільки ядро ${}^3\text{He}$ має позитивну парність, розкладання компоненти Фаддєєва $|\Psi^{(1)}\rangle$ та вектора $|\Psi\rangle$ по станам базису (А.5) та (А.6) можуть містити члени з орбітальними моментами L, l , що задовольняють правилу відбору [27, 174]

$$L + l = 2n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A.11})$$

Можливі значення квантових чисел в розкладах $|\Psi^{(1)}\rangle$ та $|\Psi\rangle$ обмежено також умовами [27, 174]

$$L + S + T = 2k + 1, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (\text{A.12})$$

які випливають з співвідношень

$$(2, 3) |pq; \alpha\rangle = -|pq; \alpha\rangle, \quad (2, 3) |pq; \beta\rangle = -|pq; \beta\rangle, \quad (\text{A.13})$$

$$(2, 3) |p LM\rangle = (-1)^L |p LM\rangle, \quad (\text{A.14})$$

$$(2, 3) |SM_S\rangle = (-1)^{S+1} |SM_S\rangle, \quad (2, 3) |TM_T\rangle = (-1)^{T+1} |TM_T\rangle, \quad (\text{A.15})$$

де $(2, 3)$ є оператор транспозиції нуклонів 2 та 3.

Повний орбітальний момент приймає значення $\mathcal{L} = 0, 1, 2$ для зв'язаного стану системи трьох нуклонів з повним кутовим моментом $I = \frac{1}{2}$. Величини орбітальних моментів L та l обмежені умовою $|L - l| \leq 2$.

При обчисленні ХФ $\Psi_{m'}^{SMmT}(\vec{p}, \vec{q})$ ядра ${}^3\text{He}$ (2.46) (с. 61) ми використовуємо парціальні компоненти вектора $|\Psi_{m'}(\vec{p}, \vec{q})\rangle = \langle \vec{p}, \vec{q} | \Psi_{m'} \rangle$ з квантовими числами $\{\alpha\}$ в схемі jJ -зв'язку с $L, l \leq 5, J \leq 4$ та $j \leq 9/2$, (додаток Б).

ДОДАТОК Б

ПАРЦІАЛЬНІ КОМПОНЕНТИ ХВИЛЬОВОЇ ФУНКЦІЇ ЯДРА ${}^3\text{He}$

Значення ХФ $\Psi_{m'}^{SMm}(\vec{p}, \vec{q}; T)$ ядра ${}^3\text{He}$, яка визначена рівністю (2.46) (с. 61), для бонського, паризького та агронського потенціалів ми знаходимо, використовуючи числові дані бохум–краківської групи [15, 102, 103], для компонент $\Psi_\alpha(p, q)$ (3.10) з $\alpha = 1 \dots 34$.

Таблиця Б.1. Квантові числа $\{\alpha\}$ в схемі jJ -зв'язку. Індекс α , що вказано в першій колонці таблиці, є числовою міткою компоненти $\Psi_\alpha(p, q)$.

α	L	S	J	l	j	T
1	0	0	0	0	1/2	1
2	0	1	1	0	1/2	0
3	2	1	1	0	1/2	0
4	0	1	1	2	3/2	0
5	2	1	1	2	3/2	0
6	1	0	1	1	1/2	0
7	1	0	1	1	3/2	0
8	1	1	0	1	1/2	1
9	1	1	1	1	1/2	1
10	1	1	1	1	3/2	1
11	1	1	2	1	3/2	1
12	3	1	2	1	3/2	1
13	1	1	2	3	5/2	1
14	3	1	2	3	5/2	1
15	2	0	2	2	3/2	1
16	2	0	2	2	5/2	1
17	2	1	2	2	3/2	0
18	2	1	2	2	5/2	0
19	2	1	3	2	5/2	0
20	4	1	3	2	5/2	0
21	2	1	3	4	7/2	0
22	4	1	3	4	7/2	0
23	3	0	3	3	5/2	0
24	3	0	3	3	7/2	0
25	3	1	3	3	5/2	1
26	3	1	3	3	7/2	1
27	3	1	4	3	7/2	1
28	5	1	4	3	7/2	1
29	3	1	4	5	9/2	1
30	5	1	4	5	9/2	1
31	4	0	4	4	7/2	1
32	4	0	4	4	9/2	1
33	4	1	4	4	7/2	0
34	4	1	4	4	9/2	0

ДОДАТОК В

**ФУНКЦІЇ F та G ДЛЯ
 π -МЕЗОННИХ ОБМІННИХ СТРУМІВ**

Для внесків (4.35)–(4.36) (с. 112) seagull струмів отримуємо

$$\begin{aligned}
 G_{lm}^{l'm'}(n) &= \delta_{m',m} \\
 &\times \frac{1}{\pi} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dx' \bar{P}_V^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) V(m, n),
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

$$\begin{aligned}
 G_{lm\mu}^{l'm'}(n) &= \delta_{m',m+\mu} \\
 &\times \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dx' \bar{P}_V^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) \\
 &\times (p' \bar{P}_1^\mu(x') V(m, n) - p \bar{P}_1^\mu(x) V(m + \mu, n)).
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Тензори $F_{lm\mu}^{l'm'}$, $F_{lm\mu_1\mu_2}^{l'm'}$, $F_{lm\mu_1\mu_2\mu_3}^{l'm'}$ визначаються піонними струмами (4.37)–(4.39)

$$\begin{aligned}
 F_{lm\mu}^{l'm'} &= \delta_{m',m+\mu} \\
 &\times \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dx' \bar{P}_V^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) \\
 &\times (p' \bar{P}_1^\mu(x') W(m) - p \bar{P}_1^\mu(x) W(m + \mu)),
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned}
 F_{lm\mu_1\mu_2}^{l'm'} &= \delta_{m',m+\mu_1+\mu_2} \\
 &\times \frac{2}{3\pi} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dx' \bar{P}_V^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) \\
 &\times (p'^2 \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x') W(m) \\
 &- pp' \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x) W(m + \mu_2) \\
 &- pp' \bar{P}_1^{\mu_1}(x) \bar{P}_1^{\mu_2}(x') W(m + \mu_1) \\
 &+ p^2 \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x) W(m + \mu_1 + \mu_2)),
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

$$\begin{aligned}
F_{lm\mu_1\mu_2\mu_3}^{l'm'} &= \delta_{m',m+\mu_1+\mu_2+\mu_3} \\
&\times \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dx' \bar{P}_l^{m'}(x') \bar{P}_l^m(x) \\
&\times \left(p'^3 \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x') \bar{P}_1^{\mu_3}(x') W(m) \right. \\
&- p'^2 p \bar{P}_1^{\mu_1}(x) \bar{P}_1^{\mu_2}(x') \bar{P}_1^{\mu_3}(x') W(m + \mu_1) \\
&- p'^2 p \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x) \bar{P}_1^{\mu_3}(x') W(m + \mu_2) \\
&+ p' p^2 \bar{P}_1^{\mu_1}(x) \bar{P}_1^{\mu_2}(x) \bar{P}_1^{\mu_3}(x') W(m + \mu_1 + \mu_2) \\
&- p'^2 p \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x') \bar{P}_1^{\mu_3}(x) W(m + \mu_3) \\
&+ p' p^2 \bar{P}_1^{\mu_1}(x) \bar{P}_1^{\mu_2}(x') \bar{P}_1^{\mu_3}(x) W(m + \mu_1 + \mu_3) \\
&+ p' p^2 \bar{P}_1^{\mu_1}(x') \bar{P}_1^{\mu_2}(x) \bar{P}_1^{\mu_3}(x) W(m + \mu_2 + \mu_3) \\
&\left. - p'^3 \bar{P}_1^{\mu_1}(x) \bar{P}_1^{\mu_2}(x) \bar{P}_1^{\mu_3}(x) W(m + \mu_1 + \mu_2 + \mu_3) \right), \tag{B.5}
\end{aligned}$$

де $\bar{P}_l^m(\cos\theta)$ нормовані приєднані поліноми Лежандра. Формули (B.1)–(B.5) отримані в системі координат, в якій $\vec{Q} \parallel \vec{e}_z$.

ДОДАТОК Г

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Kotlyar V.V., Kamada H., Golak J., Glöckle W. Partial wave decomposition for meson exchange currents in few nucleon systems. *Few Body Systems*. 2000. Vol. 28, № 1. P. 35–63. Квартиль Q2 (2000).

2. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V., Sagara K., Akiyoshi H. Faddeev Calculations of Proton-Deuteron Radiative Capture with Exchange Currents. *Phys. Rev. C*. 2000. Vol. 62, № 5. P. 054005-1–054005-16. Квартиль Q1 (2000).

3. Kamada H., Golak J., Witała H., Glöckle W., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Faddeev calculations of Proton–Deuteron Radiative Capture with π^- and ρ -Meson Exchange Currents of the Argonne Potentials. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 684, №.3-4. P. 618–622. Квартиль Q2 (2001).

4. Golak J., Kamada H., Witała H., Glöckle W., Ziemer G., Kuroś J., Skibiński R., Kotlyar V.V. Selected electromagnetic processes in three-nucleon systems. *Nucl. Phys. A*. 2001. Vol. 689, № 1–2. P. 41-48. Квартиль Q2 (2001).

5. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Calculation of the cross section for the reaction at intermediate photon energies. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2001. Vol. 1(37). P. 50–52.

6. Kotlyar V.V., Belyaev A.A. Two-body photodisintegration of ^3He at intermediate energies. *Journal of Kharkiv National Univ., Phys. series: Nuclei, Particles, Fields*. 2001. Vol. 529, №3(15). P. 12–20.

7. Kotlyar V.V., Jourdan J. Spin structure of three-nucleon bound states. *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations*. 2005. Vol. 6(45). P. 24–29.

8. Belyaev A.A., Gloeckle W., Golak J., Kamada H., Kotlyar V.V., Witala H. Off-Shell Effects in Electromagnetic Interaction with Bound Nucleons. *Problems of Atomic*

Science and Technology. Series: Nucl. Phys. Investigations. 2001. Vol. 6(1). P. 187–191.

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

9. Kotlyar V.V. Calculation of Polarization Observables in Photo- and Electrodisintegration of ^3He . *The 3rd Int. Symposium “Dubna Deuteron-95”*: Conf. proc. (Dubna, Russian Federation, July 4–7, 1995). Dubna, 1996. P. 221–226.

10. Kotlyar V.V. Mechanisms of Two-Body Breakup of Polarized ^3He by Polarized Electrons. *The 12th Int. Symposium on High-Energy Spin Phys*: Conference proceedings (Amsterdam, The Netherlands, Sept. 10–14, 1996). Eds. C.W. de Jager, et al. World Scientific, 1997. P. 402–404.

11. Kotlyar V.V. Two- and Three-Body Disintegration of ^3He by Polarized Photons and Electrons. *European Research Conference “Polarization in Electron Scattering”*: Abstr. (Santorini, Greece, Sept. 12-17, 1995). Santorini, 1995. P. 85–86.

12. Kotlyar V.V., Nogga A., Kamada H., Golak J., Glöckle W., Witala H. Mechanisms of two-body ^3He photodisintegration above the pion production threshold. *17th International IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics*: Abstr. (Durham, USA, June 5-10, 2003). Eds. W.Glöckle et al. Durham, 2003. P. 210–211.

13. Котляр В.В. Асимметрии зависящих от спинов импульсных распределений нуклонов в ядрах ^3He і ^3H . *III Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 28 февраля – 4 марта, 2005). Харьков, 2005. С. 17–18.

14. Котляр В.В. Возможность исследования ядерных волновых функций в расщеплении поляризованного ядра ^3He поляризованными электронами. *IV Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 27 февраля–3 марта 2006). Харьков, 2006. С. 27–28.

15. Котляр В.В., Щеглова А.А. Зависящие от спинов импульсные распределения нуклонов в поляризованном ядре ^3He . *VII Конференція по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям*: тезисы докладов (Харьков, 23 – 27 февраля 2009). Харьков, 2009. С. 80.