

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЙ ТИПУ $A(\gamma, np)(A-2)$ НА ЯДРАХ p-ОБОЛОНКИ ПРИ ЕНЕРГІЯХ ДО ПОРОГА НАРОДЖЕННЯ МЕЗОНІВ

С.М. Афанасьєв

ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», Харків, Україна

За допомогою трекового 4п-детектора на основі дифузійної камери, що розміщена у магнітному полі, досліджено реакції $^{12}\text{C}(\gamma, np)^{10}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, np)^{12}\text{C}$ і $^{16}\text{O}(\gamma, np)^{14}\text{N}$ у діапазоні енергій від порога реакції до 150 MeV. Створено цифрову методику для відбору і вимірювання подій та виконано повний цикл реконструкції подій цих реакцій. Виконано аналіз експериментальних даних реакцій в залежності від імпульсов кінцевих частинок. Структура імпульсних розподілів нейтрона і протона має однаковий вигляд без явного проявлення декількох максимумів. У розподілі за імпульсом багатозарядних частинок проявляється структура з двома максимумами. Визначено, що положення першого максимуму не залежить від енергії γ -кванта.

PACS: 25.20.-x

ВСТУП

При енергії вище за гігантський резонанс фотоядерні реакції є ефективним інструментом для дослідження внутрішньоядерних кореляцій, а механізм (γ, np) -реакцій є предметом дослідницького інтересу протягом багатьох років. Вивчення механізму поглинання фотонів корельованою парою дає можливість поглянути на проблему нуклонних взаємодій на малих і середніх відстанях. Двонуклонний внесок у переріз фотореакцій сильно переважає через велику неузгодженість імпульсів падаючого фотона і нуклона, що вилітає, яка характерна для однострунних взаємодій. Попередні дослідження (γ, np) реакції [1-4] показали важливість випромінювання протон-нейтронних пар і встановили їхню сильну кутову кореляцію між ними. Це залишило мало сумнівів у якійсь правильності двонуклонного механізму поглинання, який знайшов природне пояснення у квазідейтронній моделі, в якій фотон взаємодіє з парою протон-нейтрон, що знаходиться в безпосередній близькості, а решта ядра виступає у ролі спостерігача. Однак технічні обмеження, як правило, перешкоджали переконливому кількісному дослідженню цього типу реакцій. Там, де це було зроблено, узгодженість з теорією не була повністю задовільною.

Феноменологічна модель квазідейтрона успішно пояснила деякі дані (γ, np) -реакцій при проміжних енергіях. За цією моделлю однострунне випромінювання виникає, коли або протон, або нейтрон вилітає, а інший нуклон, що бере участь у реакції, знову поглинається ядром за рахунок взаємодії у кінцевому стані. Одним з важливих результатів, що підтверджує цю точку зору, є спостереження співвідношення $R = \sigma(\gamma, n_0) / \sigma(\gamma, p_0)$, що дорівнює 1 для легких самоспряжених ядер. Останнім часом ця модель дістала подальший розвиток у нових мікроскопічних підходах. Узгодження з експериментальними результатами досягнуто з урахуванням мезонних обмінних

струмів і колективних характеристик ядра у рамках оболонкової моделі. Але якісні, і з достатньою статистичною забезпеченістю, експериментальні результати необхідні для перевірки передбачення моделі.

У цій роботі представлено деякі результати комплексного дослідження (γ, np) -реакцій на ядрах ^{12}C , ^{14}N і ^{16}O . Особливістю експериментальної методики є повністю цифрова методика відбору, обміру та реконструкції подій цих реакцій.

МЕТОД ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідження фотоядерних реакцій на ядрах s- і p-оболонки за допомогою трекового детектора (дифузійна камера у магнітному полі) інтенсивно проводилося у ННЦ ХФТІ [4-7]. Камера заповнювалася насиченим газом (гелієм або сумішшю гелію і метану (азоту, кисню)). В експерименті під час сеансів опромінення камери гальмівними фотонами виконувалося фотографування робочої зони камери двома 2-об'єктивними фотоапаратами. Набрано великий об'єм інформації про багаточастинкові фотореакції. Отримана при реєстрації фотоядерних реакцій інформація збережена на фотоплівках і це дозволило розробити процедуру оцифрування наявного архіву стереокадрів з подальшою цифровою обробкою даних. Використання сучасних комп'ютерних технологій дозволяє поліпшити точність у визначенні кінематичних параметрів частинок і значно прискорити процедуру отримання фізичної інформації.

Як раніше було представлено в [8, 9], у ННЦ ХФТІ створено цифровий комплекс з банком стереофотографій і набором графічних застосунків для перегляду, відбору і реконструкції подій. Було розроблено два методи отримання координат точок вздовж треку – напівавтоматична і автоматична. Для напівавтоматичного методу для кожного треку потрібно визначити дві реперні точки (first, last), які дають напрямок треку. Далі, з використанням інтенсивності пікселів, визначають координати

точок вздовж треку с певним кроком. Для автоматичного методу розроблено алгоритм, у якому виконується сканування інтенсивності пікселів за круговою траєкторією певного радіусу та визначається середнє значення інтенсивності $I^{ср}$ на кожному кроці сканування. У цьому методі одночасно можна отримати координати кожного пікселя для всіх треків.

У роботі [10] створено цифрову методику для відбору і вимірювання подій (γ, np)-реакцій на ядрах ^{12}C , ^{14}N та ^{16}O , яка дозволяє на комп'ютері одному спеціалісту виконувати всі процедури отримання фізичної інформації. На мові програмування Python для кожного з етапів дослідження розроблено програмне забезпечення для виконання процедур перегляду цифрових зображень з подіями фотоядерних реакцій, відбору подій досліджуваних реакцій і визначенню кінематичних параметрів кожного трека події.

Виконано повний цикл вимірювання двохтрекових подій на ядрах ^{12}C , ^{14}N і ^{16}O за допомогою цифрової методики. Для обробки відбирались двопротонні події, які на фотокадрах мають однаковий вигляд – довгий трек з помітною кривизною для протона і короткий трек для багатозарядної частинки. Ідентифікація реакцій $^{12}\text{C}(\gamma, np)^{10}\text{B}$ (I), $^{14}\text{N}(\gamma, np)^{12}\text{C}$ (II) і $^{16}\text{O}(\gamma, np)^{14}\text{N}$ (III) виконувалася з урахуванням кута розльоту заряджених частинок і балансу імпульсів.

ІМПУЛЬСНІ РОЗПОДІЛИ У РЕАКЦІЯХ $^{12}\text{C}(\gamma, np)^{10}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, np)^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}(\gamma, np)^{14}\text{N}$

Виконано дослідження залежності числа подій від імпульсу кінцевих частинок у реакціях (I), (II) і (III). На рис. 1 представлено залежність числа подій від імпульсу нуклонів: суцільною лінією – нейтрон, пунктирною – протон (відповідно – а), реакція (I), б) реакція (II) і в) реакція (III)). Шаг гистограмування для всіх реакцій однаковий – 15 MeV/c.

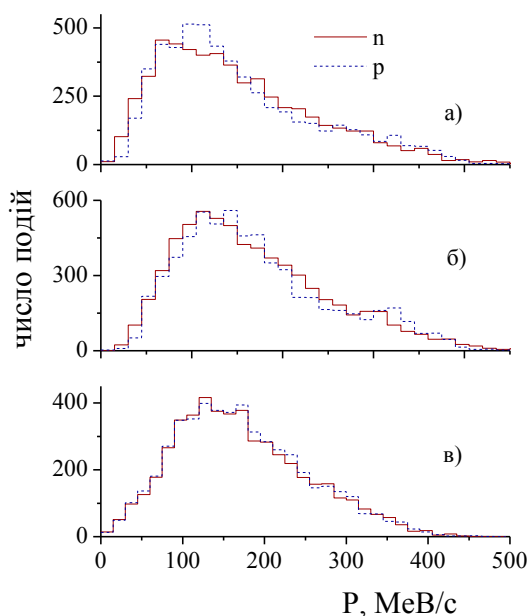


Рис. 1. Розподіл подій за імпульсом нуклонів: а – реакція (I), б – реакція (II) і в – реакція (III)

Слід зауважити, що поведінка розподілів для нуклонів однакова – широкий максимум з положенням ~ 150 MeV/c. Причому, такий вид розподілу мають для всіх трьох реакцій.

На рис. 2 представлено залежність числа подій від імпульсу багатозарядних частинок (відповідно: а) ^{10}B , б) ^{12}C і в) ^{14}N для реакцій (I), (II) і (III)). Шаг гистограмування також однаковий – 15 MeV/c.

В імпульсному розподілі всіх трьох частинок проявляється структура з двома максимумами. Виконано фітування мультифункцією Гауса (пунктирні криві на рис. 2) і отримано положення максимумів (x_0) і їх ширини (w). Результати представлено у таблиці: в 1-й колонці – багатозарядна частинка, у 2-й колонці – значення для першого максимуму, а в 3-й – для другого максимуму.

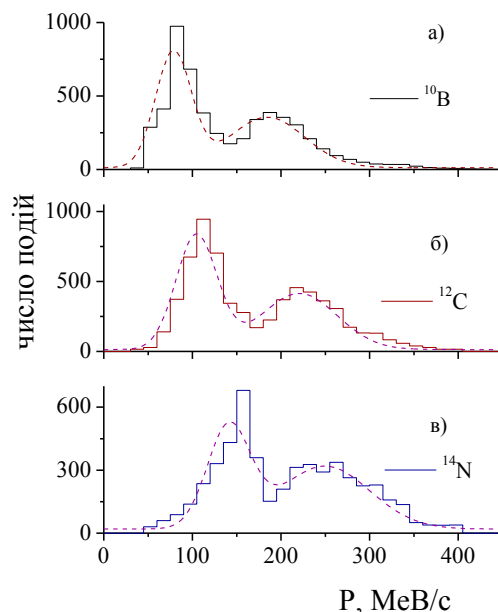


Рис. 2. Розподіл подій за імпульсом багатозарядних частинок: а – ^{10}B , б – ^{12}C і в – ^{14}N

Можна відмітити, що зі зростанням заряду ($^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$) збільшується значення і першого, і другого максимумів. У подальшому, це потребує окремого аналізу. Слід відмітити, що ширини максимумів для різних ядер близькі між собою для кожного максимуму окремо, а в абсолютному значенні ширина другого максимуму в ~ 2 рази більша, ніж ширина першого максимуму.

Положення і ширина максимумів в імпульсних розподілах багатозарядних частинок у реакціях $^{12}\text{C}(\gamma, np)^{10}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, np)^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}(\gamma, np)^{14}\text{N}$

	P, MeV/c	
	1-й максимум	2-й максимум
^{10}B	$x_0 = 78.5 \pm 1.1$ $w = 36.6 \pm 2.1$	$x_0 = 184.1 \pm 3.7$ $w = 83.1 \pm 8.7$
^{12}C	$x_0 = 104.4 \pm 0.7$ $w = 42.9 \pm 1.5$	$x_0 = 220.3 \pm 2.2$ $w = 84.8 \pm 5.1$
^{14}N	$x_0 = 140.9 \pm 2.5$ $w = 45.3 \pm 5.0$	$x_0 = 249.1 \pm 6.8$ $w = 90.6 \pm 5.9$

Раніше, у реакції $^4\text{He}(\gamma, np)d$ [4] було отримано, що у імпульсному розподілі для спектатора

(дейтрона) немає виходу реакції при імпульсах до 50 MeB/c. Але це не наслідок порога реєстрації дейтрона. За таких імпульсів дейтрон зупиняється у робочому об'ємі і його імпульс вимірюється за пробігом, що забезпечує надійну ідентифікацію частинки. Експеримент виконано за різних тисків газу в робочому об'ємі камери. Максимальний поріг реєстрації дейтрона не перевищував 20 MeB/c.

У нашому випадку, ми теж можемо відмітити скудність подій у розподілах для багатозарядних частинок (^{10}B , ^{12}C і ^{14}N) при імпульсах до 50 MeB/c. Тому, вочевидь, така поведінка пояснюється методом реєстрації частинок, а не впливом якогось з механізмів взаємодії. Також відмітимо, що в імпульсному розподілі для нуклонів (рис. 1) при імпульсах до 50 MeB/c є достатня кількість подій.

Для перевірки положення першого максимуму на рис. 2 було виконано аналіз імпульсних розподілів багатозарядних частинок у декількох інтервалах за енергією γ -кванта. Інтервали вибирались таким чином, щоб кількість подій у кожному інтервалі була приблизно однаковою. Також, інтервали залежать від порога реакції – $Q_{\text{np}^{12}\text{C}} = 27.413 \text{ MeB}$, $Q_{\text{np}^{14}\text{N}} = 12.497 \text{ MeB}$, $Q_{\text{np}^{16}\text{O}} = 22.961 \text{ MeB}$, відповідно для реакцій (I), (II) і (III).

На рис. 3 представлено розподіли подій за імпульсом багатозарядних частинок. Залежності приведені для трьох інтервалів за енергією γ -кванта.

Положення першого максимуму майже співпадає для всіх інтервалів за E_γ для кожної реакції. Також слід відмітити, що у межах похибки співпадає і ширина перших максимумів. Значення становища другого максимуму зі зростанням енергії γ -кванта збільшується.

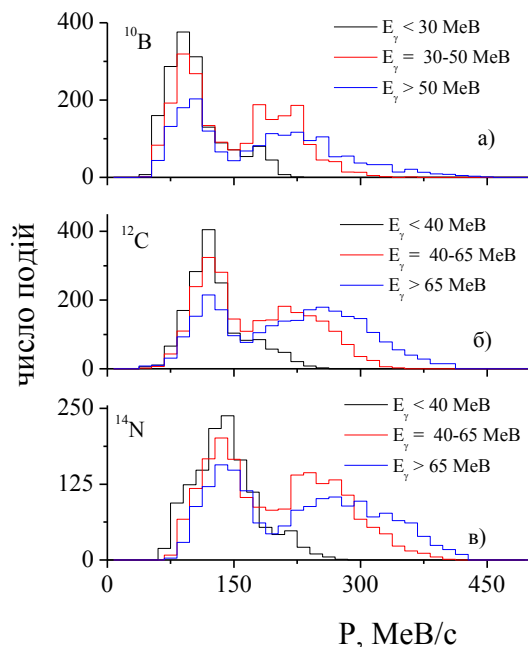


Рис. 3. Розподіл подій за імпульсом багатозарядної частинки: а – ^{10}B ; б – ^{12}C ; в – ^{14}N

Було визначено відносний внесок (η) подій, відповідальних за перший максимум (N_1), до всіх подій у кожному інтервалі за E_γ – $\eta = N_1 / N_{\text{all}}$. На рис. 3 представлено залежність η від E_γ для всіх

трьох реакцій. Значення E_γ бралось посередині інтервалу. Спостерігається майже однакова для всіх реакцій залежність зменшення вкладу першого максимуму і вона нелінійна. Визначення функції цієї залежності потребує збільшення інтервалів енергії γ -кванта.

Таким чином, можна зробити висновок, що перший максимум в імпульсному розподілі багатозарядних частинок не залежить від енергії фотона. Дослідження кутових і енергетичних кореляцій нуклонів залежно від імпульсу багатозарядних частинок потрібні при аналізі механізмів реакції – два максимума (рис. 2) можуть бути відповідальні за різні механізми поглинання фотона ядром.

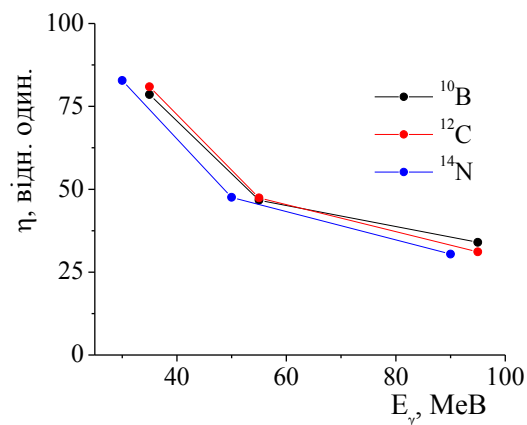


Рис. 4. Відносний вклад η першого максимуму в імпульсному розподілі багатозарядних частинок залежно від енергії E_γ

ВИСНОВКИ

Створено цифрову методику для перегляду, відбору і реконструкції подій (γ ,np)-реакцій на ядрах ^{12}C , ^{14}N і ^{16}O . Запропоновано два варіанти визначення координат точок вздовж трека – полуавтоматична (з ручним визначенням реперних точок) і автоматична (визначення засновано на скануванні інтенсивності пікселів за круговою траєкторією). Виконано повний цикл вимірювання, реконструкції і ідентифікації подій реакцій $^{12}\text{C}(\gamma, \text{np})^{10}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})^{12}\text{C}$ і $^{16}\text{O}(\gamma, \text{np})^{14}\text{N}$.

Визначено залежність розподілу виходу реакцій від імпульсу кінцевих частинок. Структура імпульсних розподілів нейтрона і протона для всіх реакцій має однаковий вигляд – широкий максимум з положенням $\sim 150 \text{ MeB/c}$. У розподілі за імпульсом багатозарядних частинок проявляється структура з двома максимумами, яка може відповідати за різні механізми взаємодії γ -кванта з ядром. Визначено, що положення першого максимуму не залежить від енергії γ -кванта, але зростає залежно від заряду частинки ($^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$).

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. N. Dancer, I.J.D. MacGregor, J.R.M. Annand et al. Investigation of the $^{12}\text{C}(\gamma, \text{pn})$ Reaction Using Tagged Photons // *Phys. Rev. Lett.* 1988, v. 61, p. 1170-1173.

- <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1170>.
2. I.J.D. MacGregor, T.T.H. Yau, J. Ahrens, et al. Mechanisms in the $^{12}\text{C}(\gamma, \text{pn})$ and (γ, pp) reactions // *Phys. Rev. Lett.* 1998, v. 80(2), p. 245-248. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.245>
 3. D.G. Middleton, J.R.M. Annand, C. Barbieri et al. Knockout of proton-neutron pairs from ^{16}O with electromagnetic probes // *Eur. Phys. J. A.* 2010, v. 43, p. 137-143; <https://doi.org/10.1140/epja/i2009-10902-7>.
 4. A.F. Khodyachikh, E.S. Gorbenko, R.T. Murtazin. Investigation of the reaction $^4\text{He}(\gamma, \text{pn})\text{d}$ at energies below the Meson-Production threshold // *Physics of Atomic Nuclei.* 2017, v. 80, No. 1, p. 25-31. <https://doi.org/10.1134/s1063778817010100>.
 5. S.N. Afanasyev. Energy Correlations of α -Particles in the ^8Be -Nucleus Ground-State Formation Channel of the $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ and $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ Reactions // *Ukr. J. Phys.* 2019, v. 64, p. 787-792. <https://doi.org/10.15407/ujpe64.9.787>.
 6. Serhii N. Afanasiev. Study of $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})3\alpha$ Reaction for E_γ up to 150 MeV // *East Eur. Journal of Physics.* 2022, v. 1, p. 5-9. <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2022-1-01>.
 7. S. Afanasiev. The Hoyle State of ^{12}C Nucleus in the $^{14}\text{N}(\gamma, \text{np})3\alpha$ Reaction // *Ukrainian Journal of Physics.* 2023, v. 67, p. 776-781. <https://doi.org/10.15407/ujpe67.11.776>.
 8. S.N. Afanasiev, I.O. Afanasieva. Digital processing of photos from 4π track detector // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations"*. 2022, No. 5(141), p. 87-91. <https://doi.org/10.46813/2022-141-087>.
 9. S.N. Afanasiev, I.O. Afanasieva. Digital study of the $^{14}\text{N}(\gamma, 2\alpha)^6\text{Li}$ reaction // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations"*. 2023, No. 3(145), p. 33-37. <https://doi.org/10.46813/2023-145-033>.
 10. S.N. Afanasiev. Digital method for processing events of (γ, np) -reactions on ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O nuclei, obtained using by track 4π -detector // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Nuclear Physics Investigations"*. 2024, No 5(153), p. 27-30. <https://doi.org/10.46813/2024-153-027>.
 11. A.M. Baldin, V.I. Gol'danskii, V.M. Maksimenko, I.L. Rosenthal *Kinematics of Nuclear Reactions.* Atomizdat. 1968, 456 p. (in Russian).
 12. D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, et al. Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$ // *Nucl. Phys. A.* 2004, v. 745, p. 155-362, <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.059>.