

**Кривенко-Еметов Ярослав Дмитрович<sup>1,2</sup>**Кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри прикладної фізики, [orcid.org/0000-0001-8017-3638](https://orcid.org/0000-0001-8017-3638)<sup>1</sup>Національний технічний університет України "КПІ" ім. Ігоря Сікорського, Київ<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ**ВНЕСОК КУЛОНІВСЬКОЇ ВЗАЄМОДІЇ У ПРОЦЕСИ НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ДЕЙТРОНА НА ЯДРАХ І СТРУКТУРА ДЕЙТРОНА**

*Анотація.* Наявні експериментальні дані про взаємодію поляризованих та неполяризованих дейтронів з великим переданим дейтроном імпульсом потребують свого теоретичного опису й інтерпретації. Водночас подальші експериментальні дослідження своєю чергою потребують теоретичних прогнозів. Отже, виникає необхідність у розробці фізичної моделі, яка б дала змогу плавно з'єднати експериментальні дані, що одержані при низьких енергіях, за яких проявляється нуклон-мезонна структура дейтрона, з даними, що отримані при високих енергіях. Останні пов'язані зі структурою дейтрона на малих відстанях. Створення такої моделі є актуальним завданням сучасної ядерної фізики, оскільки дасть змогу надійно порівнювати асимптотичні прогнози пертурбативної квантової хромодинаміки та інших кваркових підходів із наявними експериментальними даними. Це також допоможе розвинути теоретичні підходи, необхідні для планування майбутніх експериментальних досліджень пружного та непружного розсіювання дейтронів за високих енергій. У рамках моделі Глаубера – Сітенко розраховано внесок кулонівської взаємодії у переріз реакції  $A(d,p)$  при високих енергіях та нульовому протонному куті. Оцінено ефект урахування кулонівської взаємодії для перерізу в широкій міжядерній області. Розрахунки порівнюються з експериментом. Можна відзначити, що кулонівська взаємодія дає помітний внесок у спостережувані тільки на піку, де імпульс протона становить близько половини імпульсу дейтрона в лабораторній системі. Але її врахування не змінює результатів в області високих імпульсів, де необхідно враховувати кваркові ефекти.

**Ключові слова:** дейтрон; форм-фактор; структура дейтрона; врахування кулонівської взаємодії; розвал релятивістського дейтрона; кварки; експериментальні дані

**Вступ**

На сьогодні накопичено багатий експериментальний матеріал щодо взаємодії поляризованих і неполяризованих дейтронів із великою передачею імпульсу дейтрону, що дає змогу вивчати структуру дейтрона на відстанях, менших за розмір нуклона. Зокрема, це стосується прецизійних експериментальних вимірів диференціальних перерізів і поляризаційних спостережуваних пружного розсіювання електронів на дейтронах і розвалу дейтронів з вильотом фрагмента з великим імпульсом. Крім того, в різних лабораторіях світу плануються подальші експерименти в цьому напрямі.

Наявні експериментальні дані потребують їхнього теоретичного опису та інтерпретації, а подальші експериментальні дослідження – теоретичних прогнозів. Отже, виникає необхідність у розробці фізичної моделі, яка б дала змогу плавно з'єднати експериментальні дані, що одержані при низьких енергіях, за яких проявляється нуклон-мезонна структура дейтрона, з даними, що отримані при високих енергіях. Останні пов'язані зі

структурою дейтрона на малих відстанях. Для їхньої інтерпретації більш адекватними є підходи, які засновані на кварковому описі структури дейтрона. Створення такої моделі є актуальною задачею сучасної ядерної фізики, оскільки це дасть змогу провести надійне порівняння асимптотичних прогнозів пертурбативної квантової хромодинаміки (ПКХД) й інших кваркових підходів з наявними даними. Також надасть змогу розробити відповідні теоретичні підходи, що необхідні для планування майбутніх експериментальних досліджень з пружного та непружного розсіювання дейтронів при високих енергіях.

У роботі розглядається модель, що адекватно описує процес пружного електрон-дейтронного розсіювання в широкій кінематичній області, надається оцінка впливу врахування кулонівської взаємодії на переріз розвалу релятивістського дейтрона на ядрах з вильотом високоімпульсного фрагмента на нульовий кут, дається порівняльний аналіз отриманих теоретичних результатів з наявними експериментальними даними і отримання передбачень для майбутніх експериментів.

## Виклад основного матеріалу

### Постановка задачі. Структура дейтрона. Пружне і непружне розсіяння дейтрона: короткий огляд

Дейтрон відкрили Urey H із колегами в 1931 р. У наступному 1932 р. була опублікована їхня стаття "Про виявлення ізоотопу водню з масовим числом 2" [1]. Майже одночасно з цією подією Д. Д. Іваненко та В. Гейзенберг запропонували нуклонну модель ядра [2; 3]. У межах цієї моделі дейтрон сприймається як пов'язаний стан двох нуклонів – протона і нейтрона. Пізніше з'ясувалося, що дейтрон – це єдине стабільне ядро, яке складається із двох нуклонів. Отже, з точки зору нуклонної моделі, дейтрон є найпростішою ядерною системою, а тому становить особливий інтерес для ядерної фізики.

У нуклонній моделі хвильова функція дейтрона являє собою квантово-механічну суміш  $^3S_1$  і  $^3D_1$  станів. Звичайно, нуклонна модель має свою область застосування. Зокрема, це стосується структури дейтрона на малих міжнуклонних відстанях, де хвильові функції нуклонів суттєво перекриваються і дейтрон вже не можна розглядати як пов'язаний стан нейтрона та протона. У цьому випадку непослідовним є опис структури ядра в термінах протона і нейтрона. Найбільш прийнятним є підхід, що ґрунтується на використанні кварків і глюонів – кольорових складових адронної системи, а сам опис структури ядра слід вести в рамках квантової хромодинаміки (КХД) – калібрувальної неабельової теорії взаємодії кварків та глюонів (у разі дейтрона див., наприклад, [4–15]).

Проте для пропонованої задачі пряме використання КХД наштовкується на низку невирішених проблем – зокрема, на проблему конфайменту та релятивістського опису пов'язаного стану декількох частинок. Тому при проведенні конкретних розрахунків доводиться вдаватися до модельних підходів КХД та ефективного врахування кваркових степенів вільності. Слід очікувати, що найяскравіше кварк-глюонна структура дейтрона та інших ядер має проявитися у процесах, що відбуваються з великою передачею імпульсу ядру. Такі умови, наприклад, виконуються у процесі високоенергетичного розвалу дейтрона з вильотом високоімпульсного фрагмента дейтрона.

Нині відомі численні експериментальні дані щодо диференціальних перерізів і поляризаційних характеристик реакцій  $(d,p)$ -розвалу. З їх аналізу вдається отримати досить докладну інформацію про структуру дейтрона в доволі широкій області внутрішнього імпульсу в дейтроні.

Розвал дейтрона вивчався в різних реакціях. По-перше, це ексклюзивна та інклюзивна реакції електророзвалу

$$d(e, e'p) \text{ та } d(e, e'p)X,$$

що виконані на пучках електронів з енергією в декілька GeV [16; 17]. По-друге, розвал релятивістського дейтрона на ядрах із вильотом протона під нульовим кутом [18; 22]. Крім того, інформацію про структуру дейтрона можна отримати з реакції пружного  $dp$  розсіювання на кути, що є близькими до  $180^\circ$  у системі центра мас. Для цієї реакції є доволі докладні дані як за диференціальними перерізами, так і за поляризаційними характеристиками (тензорна аналізуюча здатність  $T_{20}$  і коефіцієнт передачі поляризації  $k_0$ ) [23; 24].

Розглянемо коротко основні ідеї, що лежать в основі цих досліджень. Для цього розглянемо реакцію  $(d,p)$ -розвалу дейтрона в імпульсному наближенні (рис. 1).

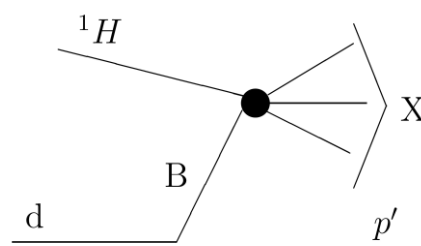


Рисунок 1 – Реакція  $^1H(d, p)X$ -розвалу в імпульсному наближенні

У нерелятивістському наближенні амплітуда реакції має дорівнювати добутку хвильової функції дейтрона в імпульсному наближенні на амплітуду реакції  $nA \rightarrow X$ . У результаті диференціальний переріз матиме такий вигляд:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3k} \approx \sigma_{nA}^{\text{in}} |\psi_d(q)|^2, \quad (1)$$

де  $q = q_z = k_z$  – поздовжній імпульс протону в системі спокою дейтрона;  $\sigma_{nA}^{\text{in}}$  – непружний переріз розсіювання нейтрона на ядрі мішені;  $\psi_d(q)$  – хвильова функція дейтрона в імпульсному поданні.

У релятивістському випадку задача ускладнюється через те, що необхідно запровадити визначення релятивістської хвильової функції дейтрона. З цією метою багато авторів переходять до опису дейтрона в рамках формалізму динаміки світлового фронту [5].

Свій початок цей підхід бере від відомої роботи П. Дірака [25]. Подальший розвиток формалізм світлового фронту набув у роботі С. Вайнберга [26]. Слідуючи цьому формалізму, необхідно перейти від лабораторної системи до так званої системи нескінченного імпульсу (СНІ). СНІ це така система, яка рухається зі швидкістю близькою до швидкості

світла відносно лабораторної системи в протилежному напрямку руху дейтрона. У СНІ замість імпульсу протона  $\vec{p} = (\vec{p}_\perp, p_z)$  зручно ввести нові змінні: частку імпульсу дейтрона, яку переносить протон у СНІ вздовж  $z$ -напрямку

$$\alpha = \frac{p_z + E_p}{p_d + E_d}$$

та поперечний імпульс  $p_\perp$ . (Тут  $E_p$  і  $E_d$  – енергія протона і дейтрона,  $p_d$  – імпульс дейтрона,  $p_z$  –  $z$ -компонента імпульсу протона в СНІ). У разі малих значень  $p_\perp$ , що відповідає вильоту протона під малими кутами, можна знехтувати релятивістським ефектом обертання спіна, хвильова функція зводиться до нерелятивістської хвильової функції від нового аргументу:

$$\Psi(\vec{p}) \rightarrow \psi(\vec{k}),$$

де  $\vec{k}_\perp = \vec{p}_\perp$ ,  $k_z = \left(\alpha - \frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{m_p^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)}}$ ,

$$k^2 = \frac{m_p^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)} - m_p^2.$$

Легко бачити, що у випадку, коли  $\alpha \approx 1/2$ , релятивістський внутрішній імпульс у дейтроні  $\vec{k} = (\vec{k}_\perp, k_z)$  зводиться до нерелятивістського внутрішнього імпульсу  $\vec{q}$ . У результаті, замість (1) маємо такий вираз для інваріантного диференціального перерізу реакції [5]:

$$E_p \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sigma_{nA} \frac{1}{4(1-\alpha)} \sqrt{\frac{m_p^2 + p_\perp^2}{\alpha(1-\alpha)}} R |\psi_d(q)|^2, \quad (2)$$

де  $R$  – інваріантний потоковий множник.

На підставі формули (2) вдалося з даних перерізів реакції розвалу отримати ефективний імпульсний розподіл нуклонів у дейтроні [18]. Основні особливості отриманого розподілу такі:

1. Отриманий розподіл нуклонів добре збігається з прогнозами відомих NN-потенціалів в області  $k \leq 200$  MeV. В області  $k > 200$  MeV експериментально виміряний розподіл перевищує (приблизно вдвічі) передбачення, що ґрунтуються на NN-потенціальному підході.

2. Отриманий імпульсний розподіл збігається з розподілом, що отримується з даних розсіювання електронів на дейтроні (SLAC) і з пружного  $pd$ -розсіювання назад [18; 27].

3. Врахування ефектів перерозсіювання призводить до збільшення розбіжності експерименту та теорії у жорсткій області  $k > 200$  MeV [27].

4. Врахування принципу Паулі лише на рівні структурних кварків дає змогу ліквідувати розбіжність між експериментом і теорією.

## Вплив урахування кулонівської взаємодії на диференціальний переріз реакції $A(d, p)$ -розвалу дейтронів

Відомі численні експериментальні дані щодо диференціальних перерізів та поляризаційних характеристик реакції  $A(d, p)$ . З їх аналізу вдається отримати доволі докладну інформацію про структуру дейтрона в досить широкій області внутрішнього імпульсу в дейтроні.

Наявні експериментальні дані [16 – 22], які стосуються диференціального перерізу, тензорної аналізуючої здатності  $T_{20}$  та передачі поляризації  $\kappa_0$ , засвідчують значне відхилення спостережуваних від теоретичних розрахунків. Ці розбіжності неможливо усунути лише за допомогою врахування багаторазового розсіювання без кардинальної зміни хвильової функції дейтрона на малих відстанях [27;28]. Водночас у межах підходу, що враховує кваркову структуру дейтрона, було отримано відносно задовільний опис усіх наявних експериментальних даних. Але при цьому залишається ще низка нез'ясованих питань, що пов'язані з описом, зокрема врахуванням, ефектів кулонівської взаємодії між ядром і протоном, які входять до складу дейтрона.

Експериментальні дослідження [16 – 22] реакції  $A(d, p)$ -розвалу релятивістських дейтронів на ядрах були виконані майже за нульового кута вильоту протона щодо напрямку імпульсу дейтрона ( $\theta_p < 7 \mu$  рад). Ця реакція відіграє важливу роль для розуміння структури дейтрона в широкій міжядерній області. Це стосується меж від області, де структура дейтрона визначається на рівні нуклонів та мезонів, до області, де кварки та глюони мають явно застосовуватися для опису дейтрона. При цьому ефекти від внеску кулонівської взаємодії в диференціальний переріз реакції розвалу дейтрона на ядрах при високих енергіях і нульовому куті вильоту протона на сьогодні залишаються недостатньо дослідженими. Отже, з теорії багаторазового розсіювання [35] відомо, що у цьому випадку кулонівська взаємодія істотно впливає на переріз  $pA$ -розсіювання. Тому важливим є врахування кулонівської взаємодії для оцінювання їхнього внеску в спостережувані. У роботі розгляд цього питання виконується в межах підходу Глаубера – Ситенка [29; 30].

Вважатимемо, що протон має поздовжній імпульс порядку половини імпульсу дейтрона в лабораторній системі відліку  $p_3 \sim p_d/2$  і мінімальний поперечний імпульс  $p_\perp$ . У цьому випадку достатньо враховувати лише внесок від

процесів пружних зіткнень дейтронних нуклонів із нуклонами ядра.

У нерелятивістському випадку відносний імпульс системи  $\mathbf{k}$  визначається так:

$$\mathbf{k} = \left( \mathbf{p}_\perp - \frac{1}{2} \mathbf{Q}_\perp, p_3 \right),$$

де  $\mathbf{Q}_\perp$  – поперечний імпульс кінцевої протон-нейтронної системи, тут і далі  $p_3 = p_z$ ,  $k_3 = k_z$ .

Припускаючи, що поперечний рух є нерелятивістським, легко отримати:

$$k_3 = \frac{\sqrt{m_p^2 + \frac{1}{4} p_d^2}}{E_d} \left( p_3 - \frac{1}{2} p_d \right).$$

Надалі припускатимемо, що переріз протона  $\sigma_p$  дорівнює перерізу нейтрона  $\sigma_n$  (повного перерізу)  $\sigma_p = \sigma_n \equiv \sigma$ .

Згідно з [30] кулонівську взаємодію можна врахувати, додавши у профільну функцію  $\Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)$  до фазового зсуву сильної взаємодії  $\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)$  кулонівський  $\chi_c(\mathbf{b}_p)$  і екранований кулонівський

$$\chi_{scr} = \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln(2p_3) R_{scr}$$

фазові зсуви:

$$\Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) = 1 - e^{i\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)} \rightarrow 1 - e^{i[\chi_{str}(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) + \chi_{scr} + \chi_c(\mathbf{b}_p)]} = \Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n) + e^{i\chi_{scr}} \left[ e^{-i\chi_{scr}} - e^{i\chi_c(\mathbf{b}_p)} \right] [1 - \Gamma(\mathbf{b}_p, \mathbf{b}_n)],$$

де

$$\chi_c(b_p) = \frac{2Z\alpha}{v_p} \ln p_3 + \frac{4\pi Z\alpha}{v_p} \left[ \ln b_p \int_0^{b_p} T_c(b') b' db' + \int_{b_p}^\infty \ln b' T_c(b') b' db' \right] \equiv \chi_0 + \tilde{\chi}_c(b_p),$$

$T_c(b') = \int \rho_c(r) dz$  – функція товщини, яка відповідає розподілу заряду ядра  $\rho_c(r)$ , що нормований умовою  $\int \rho_c(r) d^3r = 1$ ;  $v_p$  – швидкість протонів;  $R_{scr}$  – атомний радіус екранування;  $Z$  – атомний номер ядра мішені;  $\alpha \approx 1/137$  – стала тонкої структури;  $\mathbf{b}_p$  та  $\mathbf{b}_n$  – прицільні параметри протона та нейтрона.

Тоді амплітуду кулонівської взаємодії можна записати у вигляді:

$$F(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) = F^{str}(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp) + e^{i\chi_{scr}} \left( F_{dis}^c - F_p^c - F_n^c + F_{pn}^c \right), \quad (3)$$

де  $F_{dis}^c(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$  – амплітуда кулонівської дисоціації;  $F_p^c(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$  – амплітуда пружного перерозсіювання протона з урахуванням кулонівської взаємодії (рис. 2, б);  $F_n^c(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$  – амплітуда пружного розсіювання нейтрона з урахуванням кулонівської взаємодії (рис. 3, б);  $F_{pn}^c(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)$  – амплітуда пружного розсіювання протона та нейтрона з урахуванням кулонівської взаємодії (рис. 4, б).

На рис. 2 – 4 для порівняння схематично наведені діаграми реакції  $A(d, p)X$  – розвалу дейтрона, що отримані за моделлю Глаубера – Сітенка без урахування кулонівської взаємодії (а) і з її урахуванням (б).

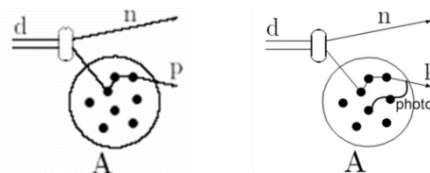


Рисунок 2 – Діаграми, що відповідають протонному розсіюванню

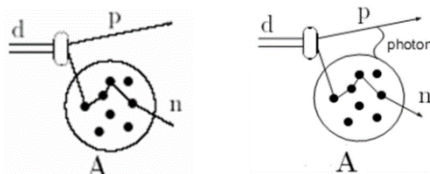


Рисунок 3 – Діаграми, що відповідають нейтронному розсіюванню

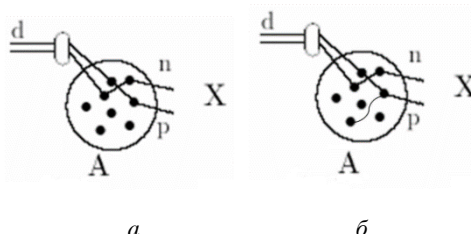


Рисунок 4 – Діаграми, що відповідають нейтрон-протонному розсіюванню

Диференціальний переріз визначається формулою:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^2n |F(\mathbf{p}_\perp, p_3, \mathbf{Q}_\perp)|^2,$$

де  $\mathbf{p}$  та  $\mathbf{n}$  – імпульси протона та нейтрона.

У випадку, коли переданий імпульс  $\mathbf{Q} = \mathbf{n}_\perp$ , інтегрування за кутом стає тривіальним. У результаті приходимо до такого виразу для інваріантного диференціального перерізу:

$$E_p \frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{E_p^*}{(2\pi)^2} \int_0^\infty dn |F(0, p_3, n)|^2, \quad (4)$$

де  $E_p^*$  – енергія протона в системі спокою дейтрона.

Через осциляцію фактора  $e^{i\chi_{scr}}$  в (3) сильна взаємодія та кулонівські частини амплітуди не інтерферують у (4). Тому кулонівська взаємодія не дає у переріз реакції осциляційний внесок.

### Чисельні й експериментальні результати, їх обговорення та аналіз

У роботі [27] було показано, що врахування у хвильовій функції дейтрона екзотичних компонент  $NN^*$  і  $N^*N$  допомагає описати експериментальні дані по перерізах та поляризаційних спостережуваних реакції  $A(d, p)$ -розвалу з вильотом протона вперед. У рамках такого підходу було отримано достатньо задовільний опис (збіг) експериментальних даних по  $A(d, p)$ -розвалу.

Як приклад на рис. 5 наведено порівняння результатів такого підходу з експериментальними даними (позначені точками) [18; 20] для диференціальних перерізів реакцій  $^1H(d, p)$  і  $^{12}C(d, p)$  [27]. Інваріантні перерізи реакції

розвалу дейтрона  $I = E_p \frac{d^3\sigma}{d^3k}$ , мбн  $\text{с}^3/(\text{Гев}^2 \text{ страдіан})$

побудовані залежно від імпульсу протона в системі спокою дейтрона. Вони відповідають нульовому куту вильоту протона щодо напрямку імпульсу дейтрона й імпульсу  $p_d = 9.1 \text{ Гев/с}$  налітаючого дейтрона. Криві відповідають результатам розрахунків з використанням Nijm-I дейтронної хвильової функції в рамках багаторазового розсіювання: з урахуванням кваркових степенів вільності (жирна суцільна лінія на рис. 5) та без урахування кваркових обмінів (штрих-пунктирна та тонка лінія на рис. 5). Розрахунок у рамках імпульсного наближення без урахування та з урахуванням ізобарних конфігурацій поданий, відповідно, пунктирною та довгою пунктирною лініями.

У випадку реакцій  $^1H(d, p)$  маємо практично повний збіг теоретичного підходу [27] з експериментальними даними. Проте цей підхід, що враховує тільки хвильові функції дейтрона, для реакції  $^{12}C(d, p)$  не описує область максимуму (рис. 5).

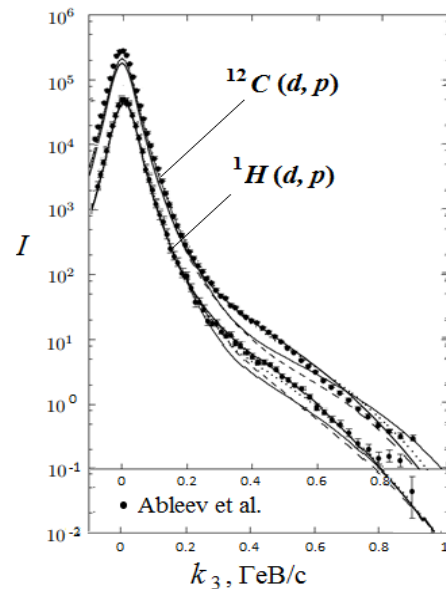


Рисунок 5 – Ілюстрація збігу теоретичного підходу з експериментальними даними

Як засвідчили розрахунки, що проведені за наведеною вище в роботі методикою, врахування кулонівської взаємодії дає значний внесок у спостережувані та ліквідує розбіжність теоретичних і експериментальних даних (жирна суцільна лінія на рис. 6). Тут штрих-пунктирна лінія відповідає квазі-імпульсному наближенню, пунктирна крива – теорії багаторазового розсіювання з урахуванням принципу Паулі на кварковому рівні, суцільна крива – врахуванню кулонівської взаємодії у наведеній та моделі [28].

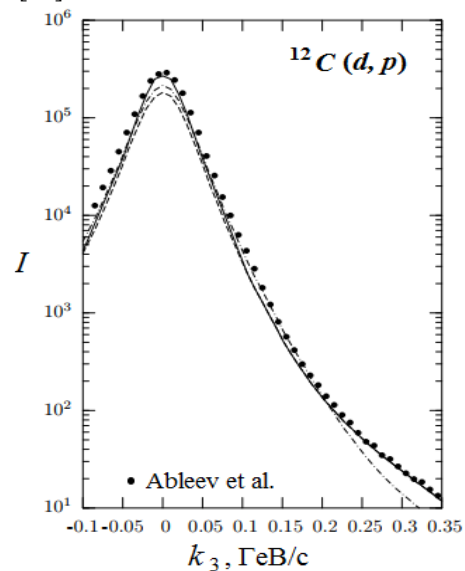


Рисунок 6 – Порівняльні графіки

Отже, як і очікувалось, кулонівська взаємодія значно збільшує диференціальний переріз лише в області максимуму виходу протона. Це має місце при імпульсах протона, близьких до половини імпульсу дейтрона в лабораторній системі ( $p_3 \sim p_d/2$ ). Внесок кулонівської взаємодії повністю ліквідує

різницю між експериментом і теоретичним розрахунком.

Останнім часом з'явилися нові дані, які підтверджують необхідність урахування кулонівської взаємодії у розглядуваних процесах розвалу дейтрона під нульовим кутом [31]. У цій роботі надані результати нових вимірювань перерізів розвалу на мішенях  ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$  і  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$ . Ці вимірювання різняться від попередніх за проведенням експериментів з високою роздільною здатністю всіх компонентів імпульсу вторинних протонів та іншими показниками. Проаналізуємо дані роботи [31] з погляду наших наданих і попередніх досліджень [28].

Результати теоретичного аналізу (рис. 5) для мішені  ${}^1\text{H}(d,p)$ , які отримані без урахування кулонівської взаємодії, при енергіях дейтрона, що налітає, менших за  $p_d = 9.1$  GeV/c (у тому числі при імпульсі дейтрона  $p_d = 3.5$  GeV/c), якісно і практично не відрізняються від результатів [31], що надані на рис. 7, тут  $q_L$  – поздовжній імпульс протона у системі спокою дейтрона. Для забезпечення умов експерименту [18; 31] для цієї картини використовувалося обмеження поперечного імпульсу  $p_t = p_{\perp} \leq 0.08$  GeV/c.

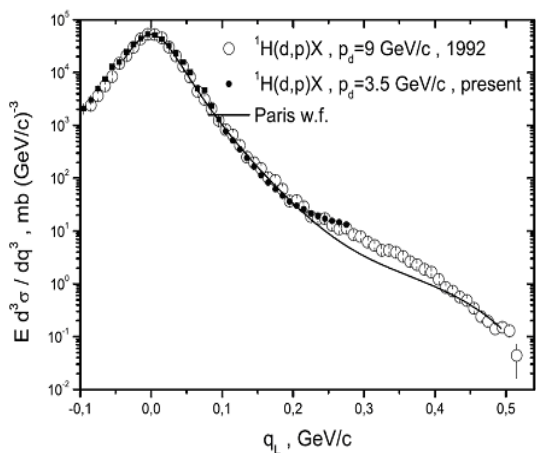


Рисунок 7 – Інваріантний диференціальний переріз  ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$

Можна було б спробувати пояснити розбіжність теоретичних і експериментальних даних, що отримані для  ${}^{12}\text{C}(d,p)$  і  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$ , щодо перерізу поблизу максимуму спектру ( $k_3 \cong 0$ , рис. 6), за рахунок урахування поперечної компоненти імпульсу  $p_t$ . Розподіл спектрів  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$  у різних  $p_t$ -коридорах у діапазоні зміни  $|q_L| < 0.15$  GeV/c наведено на рис. 8, [41]. Зі зростанням величини  $p_t$  спостерігається зростання величини перерізу в околі

$q_L \cong 0$ . При цьому зростання поперечного імпульсу протона  $p_t$  у 2 рази з 0.08 до 0.16 GeV/c практично не впливає на величину перерізу, а для  $p_t < 0.04$  – відбувається відповідне його зростання приблизно у 2 рази.

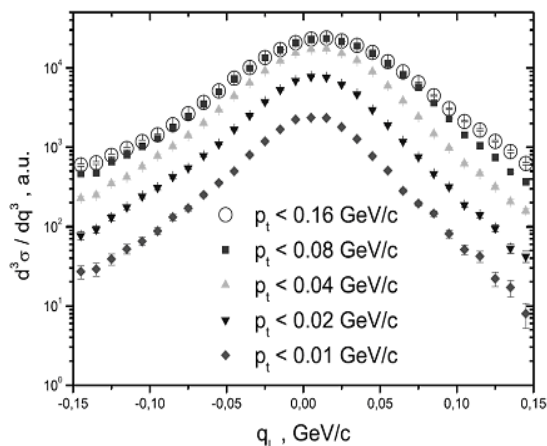


Рисунок 8 – Спектри  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$  в різних  $p_t$ -коридорах

Якби наявна аномалія для реакції  ${}^{12}\text{C}(d,p)$  та  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$  була пов'язана з урахування поперечної компоненти імпульсу  $p_t$ , тоді подібний результат ми отримали б також і для реакції  ${}^1\text{H}(d,p)$  та  ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ .

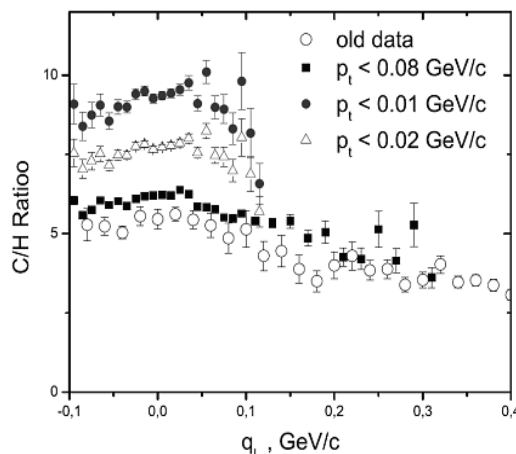


Рисунок 9 – Відношення  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}/{}^1\text{H}(d,p)\text{X}$  в різних областях поперечного імпульсу

На рис. 9 наведено відношення перерізів реакцій  ${}^{12}\text{C}(d,p)\text{X}$  та  ${}^1\text{H}(d,p)\text{X}$ . Має місце збільшення їхнього відношення із зменшенням поперечної компоненти імпульсу  $p_t$  поблизу  $q_L = 0$ . Але самоузгоджена теорія має враховувати розсіювання при різних енергіях дейтрона, що налітає, оскільки в цьому інтервалі енергій відсутня теоретична заборона на використання моделі Глаубера – Сітенка [29; 30]. У роботі [31] робиться



висновок, що для енергій з  $p_t > 0.08$  GeV/c переважає сильна взаємодія, а за найменших  $p_t$  переважає кулонівська. Це й зрозуміло, оскільки кулонівська взаємодія є слабкішою за сильну на багато порядків, тому вона не може приводити до суттєвих змін поперечного імпульсу. Крім того, як видно з рис. 10, врахування спінових та інших релятивістських ефектів [32] не може пояснити розбіжність у зоні  $k_3 \cong 0$  (або  $q_L \cong 0$ ) теоретичних результатів із наявними спостережуваними, так звану " $k_3 \cong 0$  (або  $q_L \cong 0$ ) аномалію" й аномалію при  $k_3 > 200$  MeV/c.

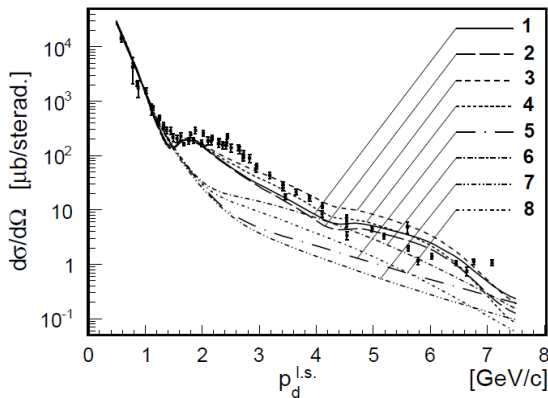


Рисунок 10 – Диференціальний переріз пружного  $^1\text{H}(d,p)\text{X}$  – залежно від поздовжнього імпульсу дейтрона  $p_d$  у лабораторній системі, позначення роботи [32]

## Висновки

На основі нових експериментальних даних [31] проаналізовано оцінку, яка отримана в рамках моделі багаторазового розсіювання Глаубера – Сітенка в наявній роботі і в [28], щодо внеску кулонівської взаємодії у переріз реакції  $A(d,p)$ -розвалу дейтрона при високих енергіях та нульовому куті вильоту протона.

Показано, що висновки роботи [31] не суперечать результатам роботи [28] і підтверджують той факт, що кулонівська взаємодія відчутно впливає на диференціальний переріз тільки в околі максимуму виходу протона, що має місце при імпульсах протона, близьких половині імпульсу дейтрону у лабораторній системі. Це є додатковим аргументом на користь того, що у даній області кулонівська взаємодія повністю ліквідує різницю між експериментом і теоретичним розрахунком. На підставі аналізу результатів [31] і [32] підтверджено висновок, що кулонівська взаємодія є несуттєвою в області, де проявляється кваркова структура дейтрона.

Отже, проведений аналіз дає додаткові аргументи на користь гіпотези про кулонівську природу " $k_3 \cong 0$  аномалії" у перерізі розвалу дейтрона на вуглеці та інші ядра з великою кількістю протонів (з великим  $Z$ ).

## Список літератури

1. Urey H., Brickwedde F., Murphy G. A. Hydrogen Isotope of Mass 2. *Physical Review*. 1932. Vol. 39. P. 164.
2. Iwanenko D. D. The neutron hypothesis. *Nature*. 1932. Vol. 129. P. 798.
3. Heisenberg W. Über den Bau der Atomkerne. I. *Z. Phys.* 1932. Vol. 77. P. 1-11; II. *Z. Phys.* 1932. Vol. 78. P. 156–164; III. *Z. Phys.* 1933. Vol. 80. P. 587–596.
4. Garçon M., Van Orden J. W. The deuteron structure and form factors. *Adv. Nucl. Phys.* 2001. Vol. 26. P. 293–272.
5. Кобушкін А. П., Шелест В. П. Проблемы релятивистской динамики кварков и кварковая структура дейтрона. *ЭЧАЯ*. 1983. Т. 14. Вып. 5. С. 1146–1192.
6. Gilman R., Gross F. Electromagnetic structure of the deuteron. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2002. Vol. 28. N 4. P. R37–R116.
7. Lepage G. P., Brodsky S. J. Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev. D*. 1998. Vol. 22. P. 2157.
8. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons. *Lett. Nuovo Cim.* 1973. Vol. 7. N 15. P. 719–723.
9. Brodsky S. J., Glennys R. F. Scaling Laws at Large Transverse Momentum. *Phys. Rev. Lett.* 1973. Vol. 31. P. 1153–1156.
10. Brodsky S. J., Lepage G. P. Exclusive processes in quantum chromodynamics: Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons SLAC-PUB-2294. *Phys. Lett.* 1979. B 87. P. 359-365; *Phys. Rev. D* 22. 1980. P. 2157–2198.
11. Brodsky S. J., Frishman Y., Lepage G. P., Sachrajda C. Hadronic wave functions at short distances and the operator product expansion. *Phys. Lett.* 1980. B Vol. 91. P. 239–244.
12. Brodsky S. J., Chertok B. T. Asymptotic form factors of hadrons and nuclei and the continuity of particle and nuclear dynamics. *Phys. Rev. D*. 1976. Vol. 14. P. 3003–3020.

13. Kobushkin A. P., Syantomov A. I. Deuteron Electromagnetic Form Factors in the Transitional Region Between Nucleon-Meson and Quark-Gluon Pictures. *Phys. Atom. Nucl.* 1995. Vol. 58. P. 1477–1482.
14. Kobushkin A. P., Syantomov A. I. High-Q2 elastic ed-scattering and QCD predictions. *Phys. Rev. D.* Vol. 49. P. 1637–1638.
15. Kobushkin A. P., Krivenko-Emetov Ya. D. pQCD phenomenology of elastic ed scattering. *Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень*. К.: ІЯД НАНУ, 2003. № 3 (11). С. 49-73 [*arXiv nucl-th/0112009* (2001)].
16. Bernheim M., et al. Momentum distribution of nucleons in the deuteron from the  $d(e, e'p)n$  reaction. *Nuclear Physics.* 1981. A. Vol. 365. No 3. P. 349–370.
17. Turck-Chieze S., et al. Exclusive deuteron electrodisintegration at high neutron recoil momentum. *Physics Letters.* 1984. B. Vol. 142. No 3. P. 145–148.
18. Ableev V. G., et al. A study of the proton momentum spectrum from deuteron fragmentation at 8.9 GeV/c and an estimate of admixture parameters for the six-quark state in the deuteron. *JINR Rap. Comm.* 1992. 1 [52]. P. 10; *Nucl. Phys.* 1983. A. Vol. 393. P. 491-501; 1984. A 411-501. P. 591 (E); *ZhETF.* 1983. 37. P. 196–198.
19. Ableev V. G., et al. Momentum distribution of protons and deuterons from  $He^3$  fragmentation by carbon at 10.78 GeV/c and zero angles. *ZhETF.* 1987. Vol. 45. P. 596-599; *Proc. of VIII Int. Seminar in High Energy Problems* (Dubna, June 1986). 1986. D1, 2-86-668. P. 341–349.
20. Ableev V. G., et al. Measurement of the tensor analyzing power of the reaction  $12C(d, p)$  with zero-angle proton emission at a deuteron momentum of 9.1 GeV/c. *Pis'ma v ZhETF.* 1988. Vol. 47. P. 558–561.
21. Nomofilov A. A., et al. Measurement of polarization transfer and the tensor analyzing power in polarized deuteron breakup with deuteron momenta up to 9 GeV/c. *Phys. Lett. B.* 1994. Vol. 325. P. 327–332.
22. Kuehna B., et al. The measurements of the polarization transfer coefficient in the (d, p) reaction at a fixed proton momentum 4.5 GeV/c and a deuteron momentum range of 6.0–9.0 GeV/c. *Phys. Lett. B.* Vol. 334. P. 298–303.
23. Berthet P., et al. Elastic proton-deuteron backward scattering at energies from 0.6 to 2.7 GeV. *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1982. Vol. 8. P. L111–L116.
24. Punjabi V., et al. Measurement of polarization transfer  $T_{00}$  and tensor analyzing power  $T_{20}$  in the backward elastic dp scattering. *Phys. Lett. B.* Vol. 350. No 2. P. 178–183.
25. Dirac P. A. M. Forms of Relativistic Dynamics. *Rev. Mod. Phys.* 1949. 21. P. 392–399.
26. Weinberg S. Dynamics at Infinite Momentum. *Phys. Rev.* 1966. Vol. 150. P. 1313–1318.
27. Kobushkin A. P. Polarization observables in A(d,p) breakup and quark degrees of freedom in the deuteron. *Phys. Lett.* 1998. B 421. P. 53-58; *Phys. Atom. Nucl.* 1999. 62. P. 1400-1146; *Yad. Fiz.* 1999. 62. P. 1213-1219; *In Proc. of the RCNP-TMU Symposium "Spins in Nuclear and Hadronic Reactions"*, (World Sci., Singapore, 2000). P. 223.
28. Kobushkin A. P., Krivenko-Emetov Ya. D. Effect of the Coulomb interaction in A(d,p) fragmentation. *Ukr. J. Phys.* 2008. 53(8), P. 751.
29. Akhiezer A. I., Sitenko A. G. Diffractive Scattering of Fast Deuterons by Nuclei. *Phys. Rev.* 1957. Vol. 106. P. 1236–1246.
30. Glauber R. J., Matthiae G. High-energy scattering of protons by nuclei. *Nucl. Phys.* 1970. B21. P. 135–157.
31. Sitnik I. Deuteron breakup at zero angle in the Coulomb nuclear field. *Part of Proceedings: 24th Int. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics" (ISHEPP 2019)*. (Dubna, Sept. 17-22, 2019).
32. Ierusalimov A. P., Lykasov G. I., Viviani M. Relativistic and spin effects in elastic backward p-d scattering. 2010. arXiv:1002.0249

Стаття надійшла до редколегії 17.11.2021

#### Krivenko-Emetov Yaroslav

PhD (Physico-Mathematical Science), Associate Professor of the Applied Physics Department,

[orcid.org/0000-0001-8017-3638](https://orcid.org/0000-0001-8017-3638)

National Technical University of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute», Kyiv

Institute for Nuclear Research of the National Academy of Science of Ukraine, Kyiv

### EFFECT OF THE COULOMB INTERACTION TO THE PROCESSES OF INELASTIC DEUTERON SCATTERING ON NUCLEI AND THE STRUCTURE OF DEUTERON

**Abstract.** The available experimental data on the interaction of polarized and unpolarized deuterons with a large deuteron momentum transfer require their theoretical description and interpretation. At the same time, further experimental studies require theoretical predictions in turn. In particular, there is a need to develop a theoretical model that makes it possible to smoothly connect available experimental data obtained at low-energy region, at which the nucleon-meson structure of the deuteron appears,



with data obtained at high-energy region. The latter are related to the structure of the deuteron at small distances. Approaches based on the quark description of the deuteron structure are more adequate for their interpretation. The creation of such a model is an urgent task of modern nuclear physics, since it will allow one to reliably compare the asymptotic predictions of perturbative quantum chromodynamics and other quark approaches with the available experimental data. This will also make it possible to develop the theoretical approaches necessary for planning future experimental studies of elastic and inelastic deuteron scattering at high energies. In the framework of the Glauber–Sitenko model, the contribution of the Coulomb interaction to the reaction cross section  $A(d,p)$  at high energies and zero proton angle is calculated. The effect of taking into account the Coulomb interaction for the cross section in a wide inter-nuclear region is evaluated. The present calculations are compared with experiment. One finds that the Coulomb interaction gives a sizable contribution in the observables only at a peak, where the proton momentum is near half of the deuteron momentum in the lab. frame. But it does not change the results in the high momentum region, where quark effects should be taken into account.

**Keywords:** deuteron; form factor; deuteron structure; taking into account the Coulomb interaction; break-up of relativistic deuteron; quark; experimental data

#### References

1. Urey, H., Brickwedde, F., Murphy, G. A. (1932). Hydrogen Isotope of Mass 2. *Physical Review*, 39, 164.
2. Iwanenko, D. D. (1932). The neutron hypothesis. *Nature*, 129, 798.
3. Heisenberg, W. (1932). Über den Bau der Atomkerne. I. *Z. Phys.*, 77, 1-11; II. (1932). *Z. Phys.*, 78, 156–164; III. (1933). *Z. Phys.*, 80, 587-596.
4. Garcon, M., Van Orden, J. W. (2001). The deuteron structure and form factors. *Adv. Nucl. Phys.*, 26, 293–272.
5. Kobushkin, A. P., Shelest, V. P. (1983). Problems of the relativistic dynamics of quarks and the quark structure of the deuteron. *Phys. Elem. Part. & Atom. Nucl.*, 1146–1192. [in Russian]
6. Gilman, R., Gross, F. (2002). Electromagnetic structure of the deuteron. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 28, 4, R37-R116.
7. Lepage, G. P., Brodsky, S. J. (1998). Exclusive Processes in Perturbative Quantum Chromodynamics. *Phys. Rev. D.*, 2157.
8. Matveev, V. A., Muradyan, R. M., Tavkhelidze, A. N. (1973). Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons. *Lett. Nuovo Cim.*, 7, 15, 719–723.
9. Brodsky, S. J., Glensky, R. F. (1973). Scaling Laws at Large Transverse Momentum. *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1153–1156.
10. Brodsky, S. J., Lepage, G. P. (1979). Exclusive processes in quantum chromodynamics: Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons SLAC-PUB-2294. *Phys. Lett.*, B 87, 359-365; (1980). *Phys. Rev. D* 22, 2157-2198.
11. Brodsky, S. J., Frishman, Y., Lepage, G. P., Sachrajda, C. (1980). Hadronic wave functions at short distances and the operator product expansion. *Phys. Lett.*, B 91, 239–244.
12. Brodsky, S. J., Chertok, B. T. (1976). Asymptotic form factors of hadrons and nuclei and the continuity of particle and nuclear dynamics. *Phys. Rev.*, D. 14, 3003-3020.
13. Kobushkin, A. P., Syamtomov, A. I. (1995). Deuteron Electromagnetic Form Factors in the Transitional Region Between Nucleon-Meson and Quark-Gluon Pictures. *Phys. Atom. Nucl.*, 58, 1477–1482.
14. Kobushkin, A. P., Syamtomov, A. I. (1994). High-Q<sup>2</sup> elastic ed-scattering and QCD predictions. *Phys. Rev.*, D. 49, 1637–1638.
15. Kobushkin, A. P., Krivenko-Emetov, Ya. D. (2003). pQCD phenomenology of elastic ed scattering. *Bul. Inst. Nucl. Res.*, 3 (11), 49-73 [arXiv nucl-th/0112009 (2001)].
16. Bernheim, M., et al. (1981). Momentum distribution of nucleons in the deuteron from the  $d(e, e'p)n$  reaction. *Nuclear Physics*, 365, 3, 349-370.
17. Turck-Chieze, S., et al. (1984). Exclusive deuteron electrodisintegration at high neutron recoil momentum. *Physics Letters*, 142, 3, 145–148.
18. Ableev, V. G., et al. (1992). A study of the proton momentum spectrum from deuteron fragmentation at 8.9 GeV/c and an estimate of admixture parameters for the six-quark state in the deuteron. *JINR Rap. Comm.*, 1 [52], 10; (1983). *Nucl. Phys.*, 393, 491-501; (1984). A 411-501, 591 (E); (1983). *ZhETF*, 37, 196–198.
19. Ableev, V. G., et al. (1987). Momentum distribution of protons and deuterons from He<sup>3</sup> fragmentation by carbon at 10.78 GeV/c and zero angles. *ZhETF*, 45, 596-599; (1986). *Proc. of VIII Int. Seminar in High Energy Problems* (Dubna, 1986). D1, 2-86-668. P. 341–349.
20. Ableev, V. G., et al. (1988). Measurement of the tensor analyzing power of the reaction  $^{12}\text{C}(d, p)$  with zero-angle proton emission at a deuteron momentum of 9.1 GeV/c. *Pis'ma v ZhETF*, 47, 558–561.
21. Nomofilov, A. A., et al. (1994). Measurement of polarization transfer and the tensor analyzing power in polarized deuteron break-up with deuteron momenta up to 9 GeV/c. *Phys. Lett.*, 325, 327–332.
22. Kuehna, B., et al. (1994). The measurements of the polarization transfer coefficient in the  $(d, p)$  reaction at a fixed proton momentum 4.5 GeV/c and a deuteron momentum range of 6.0–9.0 GeV/c. *Phys. Lett.*, 334, 298–303.
23. Berthet, P., et al. (1982). Elastic proton-deuteron backward scattering at energies from 0.6 to 2.7 GeV. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 8, L111–L116.

24. Punjabi, V., et al. (1995). Measurement of polarization transfer  $0$  and tensor analyzing power  $T_{20}$  in the backward elastic  $dp$  scattering. *Phys. Lett.*, 350, 2, 178-183.
25. Dirac, P. A. M. (1949). Forms of Relativistic Dynamics. *Rev. Mod. Phys.*, 21, 392–399.
26. Weinberg, S. (1966). Dynamics at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, 150, 1313–1318.
27. Kobushkin, A. P. (1998). Polarization observables in  $A(d,p)$  breakup and quark degrees of freedom in the deuteron. *Phys. Lett.*, 421, 53-58; (1999). *Phys. Atom. Nucl.*, 62, 1400–1146; (1999). *Yad. Fiz.*, 62, 1213–1219; (2000) *In Proc. of the RCNP-TMU Symposium “Spins in Nuclear and Hadronic Reactions”*, (World Sci., Singapore, 2000). P. 223.
28. Kobushkin, A. P., Krivenko-Emetov, Ya. D. (2008). Effect of the Coulomb interaction in  $A(d,p)$  fragmentation. *Ukr. J. Phys.*, 53(8), 751.
29. Akhiezer, A. I., Sitenko, A. G. (1957). Diffractive Scattering of Fast Deuterons by Nuclei. *Phys. Rev.*, 106, 1236-1246.
30. Glauber, R. J., Matthiae, G. (1970). High-energy scattering of protons by nuclei. *Nucl. Phys.*, 21, 135–157.
31. Sitnik, I. (2019) Deuteron breakup at zero angle in the Coulomb nuclear field. *Part of Proceedings: 24th Int. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics”* (ISHEPP 2019). (Dubna, Sept. 17–22, 2019).

---

#### Посилання на публікацію

- APA Krivenko-Emetov, Yaroslav. (2021). Effect of the Coulomb interaction to the processes of inelastic deuteron scattering on nuclei and the structure of deuteron. *Management of Development of Complex Systems*, 48, 75–84, dx.doi.org\10.32347/2412-9933.2021.48.75-84.
- ДСТУ Кривенко-Еметов Я. Д. Внесок кулонівської взаємодії у процесі непружного розсіяння дейтрона на ядрах і структура дейтрона. *Управління розвитком складних систем*. Київ, 2021. № 48. С. 75 – 84, dx.doi.org\10.32347/2412-9933.2021.48.75-84.