

СПІРАЛЬНА СТРУКТУРА ТА ЛОГАРИФМІЧНА ЕВОЛЮЦІЯ ФОРМ-ФАКТОРІВ ДЕЙТРОНА: СВІДЧЕННЯ ПЕРЕХІДНОГО РЕЖИМУ В КХД

І. Ю. Мирошникова¹, Я. Д. Кривенко-Еметов^{1,2,а}

¹ Навчально-науковий Фізико-технічний інститут

² Інститут ядерних досліджень НАН України, 03680, Київ

Анотація

Ми подаємо узгоджений аналіз пружного електрон-дейтронного розсіяння, який поєднує скейлінг пертурбативної квантової хромодинаміки (КХД), структуру амплітуд за спіральністю та феноменологічні параметризації форм-факторів дейтрона. Особливу увагу приділено ролі логарифмічних поправок, що визначаються аномальними розмірностями шестикваркових операторів, а також внеску двофотонного обміну.

Досліджено три класи параметризацій, які відповідають різним динамічним режимам: доасимптотичному домінуванню валентних кварків, ефективному врахуванню внесків вищих твістів та модифікованій логарифмічній еволюції. Виконано глобальну підгонку до світових експериментальних даних для структурних функцій $A(Q^2)$ і $B(Q^2)$ із використанням комбінованої стратегії глобальної та локальної мінімізації.

Показано, що найкращий опис даних досягається в рамках параметризації, яка враховує доасимптотичну логарифмічну поведінку та корельовану динаміку валентних кварків, що приводить до істотного покращення значення χ^2 порівняно з альтернативними моделями. Натомість параметризації, засновані на простих пропагатороподібних структурах або модифікованому логарифмічному скейлінгу, не забезпечують додаткового покращення.

Отримані результати свідчать, що доступна на сьогодні область переданих імпульсів відповідає перехідному режиму між адронним та кварк-глюонним описами. У цьому режимі домінують амплітуди зі збереженням спіральності, тоді як асимптотична поведінка КХД ще не реалізується повною мірою. Це вказує на суттєву роль нетривіальних багатокваркових кореляцій, узгоджених із появою конфігурацій «прихованого кольору» у короткодистанційній структурі дейтрона.

Ключові слова: квантова електродинаміка, пертурбативна квантова хромодинаміка, пружне електрон-дейтронне розсіяння, структурні функції дейтрона, двофотонний обмін, порівняння теорії з експериментом, структура дейтрона.

Вступ

Пружне електрон-дейтронне розсіяння є одним із ключових процесів для дослідження переходу від адронної до кварк-глюонної картини ядерної матерії. На малих переданих імпульсах Q^2 дейтрон добре описується як слабкозв'язана система протон-нейтрон, тоді як при великих Q^2 очікується реалізація режиму пертурбативної квантової хромодинаміки (КХД), де динаміка визначається кварковими ступенями вільності та правилами підрахунку степенів [1, 2].

У рамках КХД форм-фактори дейтрона можуть бути виражені через амплітуди з визначеною спіральністю.

Загальні принципи інваріантності відносно перетворень Лоренца та кваркової динаміки призводять

до ієрархії амплітуд, пов'язаної з подавленням переходів зі зміною спіральності [3, 4], що безпосередньо пов'язано з правилом збереження спіральності у жорстких процесах та його порушенням за рахунок мас та поперечних імпульсів кварків [4].

Зокрема, амплітуди без зміни спіральності домінують при великих Q^2 , тоді як амплітуди зі зміною спіральності пригнічуються додатковими степенями $1/Q$. Це безпосередньо визначає асимптотичну поведінку структурних функцій $A(Q^2)$ та $B(Q^2)$.

Однак експериментальні дані показують, що доступний на сьогодні діапазон Q^2 не відповідає повністю асимптотичному режиму КХД [5, 6].

Натомість спостерігається перехідна область, у якій суттєву роль відіграють логарифмічні поправки, багатокваркові кореляції та внески вищих твістів. Саме така інтерпретація перехідного режиму була систематично розвинена в роботах [7, 8], де по-

^аy.kryvenko-emetov@kpi.ua

казано, що сучасні експериментальні дані не відповідають чистій асимптотиці КХД і потребують ефективного феноменологічного опису.

Логарифмічна еволюція амплітуд визначається аномальними розмірностями шестикваркових операторів, які можуть бути обчислені в рамках квантової теорії поля. Важливий прогрес у цьому напрямку був досягнутий завдяки роботам Брауна, Деркачова, Корчемського та Манашова, де показано, що спектр аномальних розмірностей пов'язаний з інтегровними спіновими ланцюгами [9]. Це дозволяє отримати ефективні показники логарифмічної еволюції, що відрізняються від простих асимптотичних оцінок.

Додатковим фактором є двофотонні поправки (two-photon exchange, TPE), які можуть суттєво впливати на структуру спостережуваних величин, особливо для функції $B(Q^2)$ [10]. У роботах [11, 12] було показано, що TPE не зводяться до простої нормувальної поправки, а змінюють структуру амплітуди розсіяння, її гелікальний склад та ефективну форму форм-факторів, що ускладнює інтерпретацію даних у рамках чистої КХД.

З огляду на це, постає задача побудови узгодженої феноменологічної моделі, яка одночасно враховує:

- ієрархію амплітуд за спіральністю,
- логарифмічну еволюцію, зумовлену аномальними розмірностями,
- внески двофотонних процесів,
- та ефекти доасимптотичного (перехідного) режиму.

У даній роботі ми аналізуємо три різні класи параметризацій амплітуд, які відповідають різним фізичним сценаріям:

1. параметризація f_1 , що описує доасимптотичний режим із ефективним “злипанням” валентних кварків і відхиленням від простих степеневих законів;
2. параметризація f_2 , яка має пропагаторну структуру та ефективно враховує внески вищих твістів і кварків моря;
3. параметризація f_3 , що реалізує модифіковану логарифмічну еволюцію, ближчу до асимптотичного режиму КХД.

Глобальна підгонка до світових експериментальних даних для структурних функцій $A(Q^2)$ та $B(Q^2)$ виконується з використанням комбінованої процедури глобальної (differential evolution) та локальної (Powell) мінімізації. Це дозволяє надійно визначити параметри моделей та порівняти їхню ефективність.

Основна мета роботи полягає у визначенні фізичного режиму, який реалізується в сучасних експериментальних умовах, та встановленні, чи досягнуто асимптотичної області КХД, чи система залишається у перехідному режимі з домінуванням багатокваркових кореляцій.

Як буде показано нижче, найкращий опис даних досягається в рамках параметризації f_1 , що свідчить про суттєву роль доасимптотичних ефектів. Це узгоджується з сучасними уявленнями про стру-

туру дейтрона, де на малих відстанях виникають конфігурації зі значною домішкою “прихованого кольору” (hidden color) [13], які не можуть бути описані в рамках простого нуклонного підходу.

1. Гелікальна структура, логарифмічна еволюція та феноменологічні параметризації

1.1. Гелікальні амплітуди та редукована логарифмічна еволюція

У пружному ed -розсіянні струм дейтрона описується трьома незалежними гелікальними амплітудами

$$G_{\lambda'\lambda}(Q^2), \quad G_{00}, G_{+0}, G_{+-},$$

які відповідають переходам зі зміною спіральності $\Delta\lambda = 0, 1, 2$.

У pQCD гелікальні переходи пригнічені:

$$G_{00} \gg G_{+0} \gg G_{+-},$$

причому кожна зміна спіральності дає додатковий фактор $1/Q$:

$$G_{00} \sim \frac{1}{Q^{10}} \Phi_{00}(Q^2), \quad (1)$$

$$G_{+0} \sim \frac{\Lambda}{Q^{11}} \Phi_{+0}(Q^2), \quad (2)$$

$$G_{+-} \sim \frac{\Lambda^2}{Q^{12}} \Phi_{+-}(Q^2). \quad (3)$$

На рівні “голої” шестикваркової амплітуди

$$T_H^{(6q)} \sim \alpha_s^5(Q^2) \sim L^{-5}, \quad L = \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2},$$

що відповідає п'яти жорстким глюонним обмінам.

Однак у феноменології використовується редукована амплітуда, де винесено нуклонну структуру:

$$F_d \sim \alpha_s^5, \quad F_N^2 \sim \alpha_s^4 \Rightarrow \frac{F_d}{F_N^2} \sim \alpha_s(Q^2).$$

З урахуванням еволюції маємо

$$\phi(Q^2) \sim \alpha_s(Q^2) L^{\Delta\gamma}, \quad \Delta\gamma = \gamma^d - \gamma^N,$$

і тому

$$\phi(Q^2) \sim L^{-1+\Delta\gamma}.$$

Для провідних аномальних розмірностей

$$\gamma^d = \frac{6C_F}{5\beta}, \quad \gamma^N = \frac{C_F}{2\beta},$$

одержуємо

$$\Delta\gamma = \frac{7C_F}{10\beta} \simeq 0.104, \quad \phi(Q^2) \sim L^{-0.896}.$$

Отже, після факторизації нуклонної структури логарифмічна степінь є порядку одиниці, а не 5. Саме тому у параметризаціях з множителем $G_D^2(Q^2)$ ефективні показники логарифма є малими.

У цій роботі використовується редукована форма: **1.3. Зв'язок формфакторів із гелікальними амплітудами**

$$G_{00} = N_{00} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^2} L^{-\Gamma_{00}}, \quad (4)$$

$$G_{+0} = N_{+0} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^3} L^{-\Gamma_{+0}}, \quad (5)$$

$$G_{+-} = N_{+-} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^4} L^{-\Gamma_{+-}}. \quad (6)$$

Тут $\Gamma_{\lambda'\lambda}$ є ефективними показниками, які описують залишкову логарифмічну еволюцію. Для головної амплітуди

$$\Gamma_{00} \simeq 1 - \Delta\gamma \simeq 0.9,$$

тоді як для спін-фліп переходів можливі більші значення, що пов'язані з піддомінантними операторами:

$$\Gamma_{00} \simeq 1 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+0} \simeq 1.18 - \varepsilon, \quad \Gamma_{+-} \simeq 1.36 - \varepsilon.$$

Мала ефективна степінь логарифма є природним наслідком редукції нуклонної структури та відповідає поведінці

$$\alpha_s(Q^2) L^{\Delta\gamma}.$$

Це узгоджується з підходом до редукованого дейтронного форм-фактора [14, 3] і використовується у феноменології пружного ed -розсіяння [8].

1.2. Електромагнітні формфактори та зв'язок із $A(Q^2)$ і $B(Q^2)$

Електромагнітний струм дейтрона може бути параметризований трьома інваріантними формфакторами:

$$G_C(Q^2), \quad G_M(Q^2), \quad G_Q(Q^2),$$

що відповідають зарядовому, магнітному та квадрупольному розподілам.

Зручно ввести безрозмірний параметр

$$\eta = \frac{Q^2}{4M_d^2},$$

де M_d — маса дейтрона.

Структурні функції, що вимірюються експериментально, мають вигляд:

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{2}{3} \eta G_M^2(Q^2) + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2(Q^2), \quad (7)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} \eta(1 + \eta) G_M^2(Q^2). \quad (8)$$

Таким чином:

- $A(Q^2)$ містить внески від усіх формфакторів,
- $B(Q^2)$ визначається виключно магнітним формфактором G_M .

Формфактори можуть бути виражені через гелікальні амплітуди:

$$G_{00}, \quad G_{+0}, \quad G_{+-}.$$

З точністю до кінематичних факторів маємо:

$$G_C \sim G_{00} + \mathcal{O}(G_{+0}), \quad (9)$$

$$G_M \sim G_{+0}, \quad (10)$$

$$G_Q \sim G_{+-}. \quad (11)$$

Звідси випливає ключовий фізичний висновок:

- $A(Q^2)$ контролюється домінуючою амплітудою G_{00} ,
- $B(Q^2)$ визначається пригніченою амплітудою G_{+0} ,
- внесок G_{+-} є підпорядкованим і з'являється лише в $A(Q^2)$.

Це пояснює, чому $B(Q^2)$ є значно більш чутливою до підпорядкованих ефектів.

1.4. Двофотонний обмін (ТРЕ) у структурних функціях

Окрім одноквантового (одnofотонного) обміну, важливу роль у пружному електрон-дейтронному розсіянні можуть відігравати процеси двофотонного обміну (ТРЕ). У загальному випадку амплітуда розсіяння може бути подана як

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{1\gamma} + \mathcal{M}_{2\gamma}, \quad (12)$$

де $\mathcal{M}_{2\gamma}$ описує внесок двофотонного обміну.

Згідно з [11, 12], внесок двофотонного обміну не зводиться до мультиплікативної поправки, а змінює гелікальну структуру амплітуд. Це призводить до ефективної деформації формфакторів і, зокрема, суттєво впливає на підпорядковані гелікальні канали та функцію $B(Q^2)$.

У загальному вигляді ТРЕ-поправки можуть бути введені як

$$G_i(Q^2) \rightarrow G_i(Q^2) [1 + \delta_i^{(2\gamma)}(Q^2)], \quad (13)$$

де $i = C, M, Q$, а $\delta_i^{(2\gamma)}$ є відносними поправками, що виникають внаслідок інтерференції амплітуд $\mathcal{M}_{1\gamma}$ та $\mathcal{M}_{2\gamma}$.

У феноменологічному описі, який використовується в цій роботі, такий узгоджується з підходом [8, 15], ефективні ТРЕ-поправки параметризуються через модифікацію структурних функцій.

Такий підхід відображає той факт, що в реальних експериментальних умовах ТРЕ-внесок проявляється не як окрема поправка, а як ефективна деформація гелікальної структури амплітуд.

Внаслідок цього структурні функції змінюються як

$$A(Q^2) = A_{1\gamma}(Q^2) [1 + \delta_A^{(2\gamma)}(Q^2)], \quad (14)$$

$$B(Q^2) = B_{1\gamma}(Q^2) [1 + \delta_B^{(2\gamma)}(Q^2)]. \quad (15)$$

У феноменологічному описі, який використовується в цій роботі, ефективні ТРЕ-поправки параметризуються у вигляді логарифмічної модифікації:

$$A(Q^2) = A_{1\gamma}(Q^2) \left[1 + a_A \ln^{b_A} \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{ЕМ}}^2} \right) \right], \quad (16)$$

$$B(Q^2) = B_{1\gamma}(Q^2) \left[1 + a_B \ln^{b_B} \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{ЕМ}}^2} \right) \right], \quad (17)$$

де $\Lambda_{\text{ЕМ}}$ є характерним масштабом електромагнітної корекції.

Таке представлення узгоджується з результатами [11, 12], де показано, що ТРЕ-внесок ефективно проявляється через модифікацію гелікальних амплітуд і, зокрема, може суттєво впливати на підпорядковані компоненти, пов'язані зі зміною спіральності.

У результаті, найбільш чутливою до ТРЕ-поправок є структурна функція $B(Q^2)$, яка визначається пригніченою гелікальною амплітудою і тому посилює ефекти відхилення від одноквантової динаміки.

1.5. Інтерпретація у рамках параметризацій

У запропонованих моделях ТРЕ враховується феноменологічно через ефективні параметри, що деформують амплітуди.

- У моделі f_1 множник $(1 + cQ^2)$ моделює передасимптотичну деформацію амплітуд, тоді як ефективні ТРЕ-поправки враховуються на рівні структурних функцій $A(Q^2)$ та $B(Q^2)$.
- У моделях f_2 та f_3 ці ефекти частково поглинаються у параметрах M_{ij} та k .

Таким чином, ТРЕ не є окремою незалежною поправкою, а інтегрується у ефективну структуру параметризацій, особливо у підпорядкованих гелікальних амплітудах.

1.6. Ключовий висновок

Поєднання гелікальної структури та ТРЕ приводить до фундаментального результату:

$A(Q^2)$ відображає домінуючу rQCD-динаміку, $B(Q^2)$ є чутливим до підпорядкованих гелікальних переходів.

Це означає, що саме функція $B(Q^2)$ є найбільш інформативною для дослідження відхилень від асимптотичної КХД та для виявлення багатокваркових кореляцій.

1.7. Феноменологічні параметризації

Оскільки експериментальний діапазон Q^2 лежить у перехідній області, вводимо ефективні параметризації амплітуд.

Використовується дипольний форм-фактор

$$G_D(Q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ GeV}^2}\right)^2}.$$

1.7.1. Модель f_1 : передасимптотичний режим

$$J_{00} = N_{00} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^2} \frac{L^{-\gamma_{00}}}{Q^2}, \quad (18)$$

$$J_{10} = N_{10} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^2} \frac{L^{-\gamma_{10}}}{Q^3}, \quad (19)$$

$$J_{11} = N_{11} G_D^2(Q^2) \frac{1 + cQ^2}{Q^2} \frac{L^{-\gamma_{11}}}{Q^4}. \quad (20)$$

Тут параметр c моделює відхилення від чистої асимптотичної поведінки.

1.7.2. Модель f_2 : ефективні вищі твісти

$$J_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{00}^2} L^{-\gamma_{00}}, \quad (21)$$

$$J_{10} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{10}^2} \frac{L^{-\gamma_{10}}}{Q}, \quad (22)$$

$$J_{11} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + M_{11}^2} \frac{L^{-\gamma_{11}}}{Q^2}. \quad (23)$$

Маси M_{ij} задають ефективні масштаби, пов'язані з морськими кварками та багаточастинковими внесками.

1.7.3. Модель f_3 : деформована логарифмічна еволюція

$$J_{00} = N_{00} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} L^{-\gamma_{00}+k}, \quad (24)$$

$$J_{10} = N_{10} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-\gamma_{10}+k}}{Q}, \quad (25)$$

$$J_{11} = N_{11} \frac{G_D^2(Q^2)}{Q^2 + m_0^2} \frac{L^{-\gamma_{11}+k}}{Q^2}. \quad (26)$$

Параметр k змінює ефективні аномальні розмірності:

$$\gamma_{ij}^{\text{eff}} = \gamma_{ij} - k.$$

Хоча ці параметризації мають подібну формальну структуру, вони відповідають різним фізичним режимам.

Модель f_1 . Описує передасимптотичну область, де ефективні кореляції валентних кварків ще суттєві. Множник $(1 + cQ^2)$ відображає відхилення від чистої rQCD-асимптотики і може інтерпретуватися як прояв багаточастинкових кореляцій, пов'язаних з інтегровними спіновими структурами.

Модель f_2 . Введення знаменників $(Q^2 + M^2)$ ефективно моделює внески вищих твістів та кварків моря. Ця параметризація відповідає більш "м'якій" динаміці і природно описує область помірних Q^2 .

Модель f_3 . Параметр k змінює логарифмічну еволюцію:

$$\gamma_{ij} \rightarrow \gamma_{ij} - k,$$

що відповідає ефективній деформації асимптотичного режиму pQCD. Це може відображати залишкові кореляції або невраховані поправки.

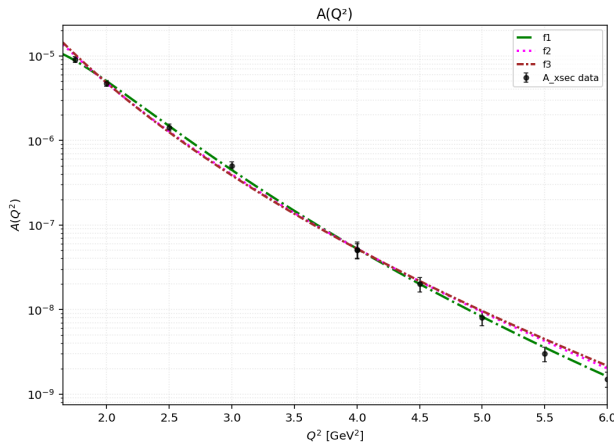
1.8. Метод підгонки

Параметри моделей визначаються мінімізацією функції

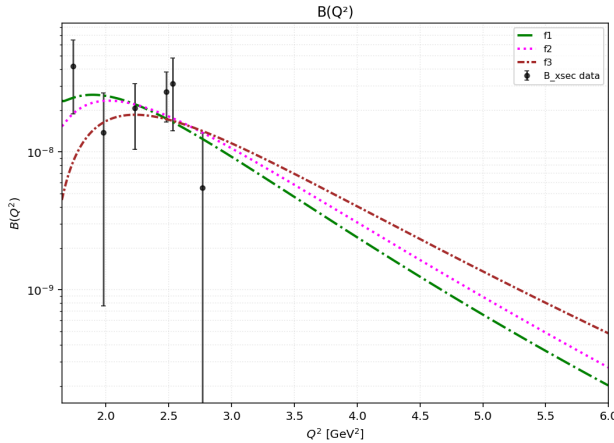
$$\chi^2(\theta) = \sum_i \frac{(A_i^{\text{exp}} - A_i^{\text{th}}(\theta))^2}{\sigma_{A_i}^2} + \sum_j \frac{(B_j^{\text{exp}} - B_j^{\text{th}}(\theta))^2}{\sigma_{B_j}^2}.$$

Використовується комбінована процедура:

- глобальна мінімізація (differential evolution),
- локальна оптимізація (Powell).



(а) Структурна функція $A(Q^2)$.



(б) Структурна функція $B(Q^2)$.

Рис. 1. Порівняння експериментальних даних з результатами підгонки для моделей f_1 , f_2 та f_3 . Позначення ліній наведено на легендах відповідних графіків.

Результати підгонки

Найкращий опис даних досягається в моделі f_1 :

$$\chi^2 \simeq 5.66,$$

що приблизно у ~ 2 рази краще, ніж альтернативні логарифмічні параметризації.

Моделі f_2 та f_3 не дають подальшого покращення і навіть дещо погіршують опис, що свідчить про відсутність експериментальної підтримки додаткових ступенів свободи, які вони вводять.

Як видно з рис. 1, функція $A(Q^2)$ описується всіма моделями досить добре, тоді як $B(Q^2)$ демонструє суттєву чутливість до вибору параметризації.

Фізичні наслідки

Отримані результати дозволяють зробити принциповий висновок:

- дані відповідають передасимптотичному режиму,
- домінує амплітуда без зміни спіральності,
- структурна функція $B(Q^2)$ чутлива до підпорядкованих каналів,
- ефективні аномальні розмірності є різними для різних гелікальних амплітуд.

Це означає, що реалістичний опис дейтрона вимагає гнучкої логарифмічної структури, яка виходить за межі простого асимптотичного pQCD-підходу.

Висновки

У цій роботі виконано узгоджений аналіз структурних функцій дейтрона $A(Q^2)$ та $B(Q^2)$ у пружному електрон-дейтронному розсіянні з урахуванням логарифмічних поправок КХД та ефектів двофотонного обміну.

Основною теоретичною передумовою є pQCD-ієрархія гелікальних амплітуд:

$$G_{00} \gg G_{+0} \gg G_{+-},$$

де амплітуди зі зміною спіральності додатково пригнічені степенями $1/Q$. Логарифмічна еволюція визначається аномальними розмірностями шестикваркових операторів [9], що приводить до ієрархії

$$\gamma_{00} < \gamma_{+0} < \gamma_{+-}.$$

Для опису даних у проміжній області Q^2 було розглянуто три феноменологічні параметризації (f_1 , f_2 , f_3), які відповідають різним фізичним режимам.

Числова підгонка показує, що найкращий опис експериментальних даних досягається у моделі f_1

$$\chi^2 \simeq 5.66,$$

що приблизно у ~ 2 рази краще, ніж альтернативні параметризації. Результати глобальної (differential evolution) та локальної (Powell) мінімізації узгоджуються, що свідчить про стійкість знайденого мінімуму.

При цьому параметри моделі f_2 та f_3 досягають граничних значень, що вказує на їхню перенасиченість параметрами та відсутність експериментальної чутливості до введених ступенів свободи.

Отримані результати вказують, що досліджуваний кінематичний діапазон відповідає *перехідному*

режиму між адронною та кварк-глюонною динамікою, де асимптотична pQCD-поведінка ще не досягнута.

Домінування параметризації f_1 свідчить про суттєву роль корельованих валентних кварків. Множник $(1 + cQ^2)$ відображає залишкові багаточастинкові кореляції, що узгоджується з інтегрованою структурою рівнянь еволюції та спектром аномальних розмірностей.

Отже, у передасимптотичній області основна динаміка визначається не чистою жорсткою pQCD-амплітудою, а ефективними кореляціями валентних кварків.

Відсутність покращення у моделях f_2 та f_3 означає, що в досліджуваній області Q^2 внески кварків моря, вищих твістів та проста деформація логарифмічної еволюції не є домінуючими.

Функція $A(Q^2)$ контролюється переважно амплітудою G_{00} і відтворюється стабільно, тоді як $B(Q^2)$ є значно чутливішою до підпорядкованих гелікальних каналів та двофотонних поправок.

Важливим теоретичним висновком є те, що ефективні логарифмічні показники не є універсальними і залежать від гелікальної структури амплітуд, що відображає різну операторну природу відповідних внесків.

Отримані результати узгоджуються з концепцією прихованого кольору, де у короткодійному режимі дейтрон описується компактною шестикварковою системою [13].

Таким чином, реалістичний опис формфакторів дейтрона вимагає поєднання гелікально-залежної логарифмічної еволюції, передасимптотичних кореляцій валентних кварків та феноменологічних двофотонних поправок, що узгоджується з роботами [8, 11, 12].

Цей результат є стабільним відносно вибору стратегії мінімізації та початкових умов, що підтверджує його фізичну надійність для $A(Q^2)$ та $B(Q^2)$.

Подальші дослідження мають бути спрямовані на уточнення спектра аномальних розмірностей шестикваркових операторів та побудову узгодженого опису переходу до асимптотичного режиму КХД.

Перелік використаних джерел

1. Brodsky S. J., Farrar G. R. Scaling Laws at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. Lett. — 1973. — Т. 31. — С. 1153.
2. Matveev V. A., Muradian R. M., Tavkhelidze A. N. Automodellism in the large-angle elastic scattering and structure of hadrons // Nuovo Cim. Lett. — 1973. — Т. 7. — С. 719—723. — DOI: [10.1007/BF02728133](https://doi.org/10.1007/BF02728133).
3. Brodsky S. J., Lepage G. P. Exclusive Processes in Quantum Chromodynamics // Phys. Rev. D. — 1980. — Т. 22. — С. 2157—2198. — DOI: [10.1103/PhysRevD.22.2157](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.2157).
4. Carlson C. E., Gross F. Perturbative QCD predictions for deuteron form factors // Phys. Rev. Lett. — 1984. — Т. 53. — С. 127—130. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.53.127](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.127).
5. Gilman R., Gross F. Electromagnetic structure of the deuteron // J. Phys. G. — 2002. — Т. 28. — R37—R116. — DOI: [10.1088/0954-3899/28/4/201](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/4/201).
6. Abbott D. e. a. Phenomenology of the deuteron electromagnetic form factors // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Т. 84. — С. 5053—5057. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.84.5053](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5053).
7. Kobushkin A. P., Syamtomov A. I. Deuteron electromagnetic form-factors in the transitional region between nucleon-meson and quark-gluon pictures // Phys. Atom. Nucl. — 1995. — Т. 58. — С. 1477.
8. Kobushkin A. P., Krivenko-Emetov Y. D. Perturbative QCD phenomenology of elastic electron-deuteron scattering // Nucl. Phys. At. Energy. — 2003. — Т. 4, № 3. — С. 49—59. — DOI: [10.15407/jnpae2003.03.049](https://doi.org/10.15407/jnpae2003.03.049).
9. Baryon distribution amplitudes in QCD / V. M. Braun, S. E. Derkachov, G. P. Korchemsky, A. N. Manashov // Nucl. Phys. B. — 1999. — Т. 553. — С. 355—426. — DOI: [10.1016/S0550-3213\(99\)00209-1](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(99)00209-1).
10. Arrington J., Blunden P. G., Melnitchouk W. Review of two-photon exchange in electron scattering // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2011. — Т. 66. — С. 782—833. — DOI: [10.1016/j.pnpnp.2011.07.003](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2011.07.003).
11. Kobushkin A. P., Krivenko-Emetov Y. D., Dubnička S. Elastic electron-deuteron scattering beyond one-photon exchange // Phys. Rev. C. — 2010. — Т. 81. — С. 054001. — DOI: [10.1103/PhysRevC.81.054001](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054001).
12. Two-photon exchange and elastic scattering of longitudinally polarized electrons on polarized deuterons / A. P. Kobushkin, Y. D. Krivenko-Emetov, S. Dubnička, A. Z. Dubníčková // Phys. Rev. C. — 2011. — Т. 84. — С. 054007. — DOI: [10.1103/PhysRevC.84.054007](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054007).
13. Brodsky S. J. e. a. Novel six-quark hidden-color dibaryon states in QCD // Phys. Lett. B. — 2013. — Т. 727. — С. 438. — DOI: [10.1016/j.physletb.2013.10.059](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.10.059).
14. Brodsky S. J., Ji C.-R., Lepage G. P. Quantum Chromodynamic Predictions for the Deuteron Form Factor // Phys. Rev. Lett. — 1983. — Т. 51. — С. 83—86. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.51.83](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.83).
15. Krivenko-Emetov Y. D., Shevchuk O. S. Investigation of the internal structure of the deuteron against the background of two-photon exchange effects in elastic electron-deuteron scattering // Nucl. Phys. At. Energy. — 2024. — Т. 25, № 4. — С. 309—315. — DOI: [10.15407/jnpae2024.04.309](https://doi.org/10.15407/jnpae2024.04.309).