

**ПОЗАЕНЕРГЕТИЧНІ ЕФЕКТИ У БАГАТОРАЗОВОМУ РОЗСІЯННІ ПРОТОНІВ  
ДЕЙТРОНАМИ ПРИ ЕНЕРГІЇ 1 ГеВ**

**В. В. Давидовський**

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

Проведено дослідження розсіяння протонів високих енергій ядрами дейтерію в рамках нового підходу з використанням тривимірної узагальненої профільної функції нуклона, що дає змогу врахувати позаенергетичні ефекти в проміжних актах розсіяння. Розраховано перерізи пружного розсіяння протонів дейтронами з енергією 1 ГеВ. Результати розрахунків порівнюються з експериментальними даними і з розрахунками за звичайною дифракційною теорією Глаубера – Ситенка.

**Вступ**

Теоретичний розгляд ядерних процесів при високих енергіях з перерозподілом частинок у каналах потребує використання деформованих хвиль, що описують рух взаємодіючих ядерних фрагментів. Як обговорювалося в [1], для малонуклонних систем виникають проблеми з обґрунтованістю використання оптичного наближення для розрахунку деформованих хвиль, крім того, стандартні методи парціальних розкладів при високих енергіях стають дуже громіздкими, бо потребують урахування сотень парціальних хвиль. У роботі [2] були закладені основи програми побудови деформованих хвиль без використання оптичних потенціалів, але пов'язуючи їх з вільними амплітудами NN-розсіяння подібно до того, як це було зроблено в дифракційній теорії багаторазового розсіяння (ДТБР) Глаубера – Ситенка (ГС) [3, 4] для багаточастинкового Т-оператора. У цій роботі розроблений раніше підхід використовується для дослідження пружного розсіяння протонів високих енергій ядрами дейтерію та оцінки важливості позаенергетичних ефектів нарівні з внесками різних компонент хвильової функції дейтрона. Метою такого дослідження є перевірка дієздатності підходу спочатку в найпростішому випадку. Ядро дейтерію добре вивчено й усі його властивості добре відомі, тому воно є гарним об'єктом для створення різноманітних теорій розсіяння та реакцій за участю малонуклонних ядер, бо всі подальші незгодженості й розбіжності з експериментом треба відносити до механізмів процесів, але не до його структури.

Для хвильових функцій основного стану цього ядра використовуються моделі, що узгоджуються з даними по зарядових формфакторах, одержаними з експериментів по розсіянню швидких електронів. Це дає змогу зафіксувати параметри модельних функцій і в подальшому використати їх для досліджень пружного розсіяння протонів, не вводячи більш ніяких додаткових

структурних параметрів. У разі задовільного узгодження розрахованих перерізів пружного розсіяння протонів з експериментальними даними можна дійти до висновку, що техніка побудови деформованих хвиль і вся теорія працює і її можна застосовувати для врахування взаємодій між ядерними об'єктами у вхідному та вихідному каналах у більш складних ядерних реакціях.

**Загальний вигляд деформованих хвиль**

Розглянемо пружне рd-розсіяння в рамках високоенергетичного методу деформованих хвиль, який явно враховує багаточастинкову структуру розсіювача. Деформована хвильова функція протона, що розсіюється на ядрі дейтерію, залежна від координат ядерних нуклонів, що грають роль фіксованих центрів розсіяння, має вигляд [4]

$$\Psi_{\mathbf{k}}^{(\pm)}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \prod_{j=1}^2 [1 - \omega^{(\pm)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)]. \quad (1)$$

Позначка  $(\pm)$  означає, що для побудови повної деформованої всіма нуклонами ядра хвилі використовуються деформовані мікрохвилі від кожного з нуклонів, що мають асимптотику, яка „розходиться” (позначка  $(+)$ ) або „сходиться” (позначка  $(-)$ ). Це відповідає двом еквівалентним можливостям побудови формальної теорії розсіяння. Головним структурним елементом деформованих хвиль є тривимірні узагальнені профільні функції нуклона  $\omega^{(\pm)}(\mathbf{r})$ , які на відміну від профільних функцій теорії ГС містять повздовжню частину, обумовлену повздовжньою складовою переданого імпульсу  $q_z$  в NN-амплітуді.

У подальших розрахунках будемо використовувати гауссівську параметризацію NN-амплітуди, яка задовольняє оптичній теоремі й містить чотири параметри  $\sigma, \rho, a_1, a_2$ , за допомогою яких можна задовільно апроксимувати експеримента-

льні перерізи NN-розсіяння в області кутів, що представляють найбільший інтерес

$$f(\mathbf{q}) = \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \rho) \exp(-a_1 q_{\perp}^2 - a_1 q_z^2),$$

$$q_{\perp} = k \sin \theta, \quad q_z = 2k \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

узагальнена профільна функція для такої амплітуди має вигляд

$$\omega^{(\pm)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \omega(b) \left[ 1 \pm \operatorname{erf} \left( \frac{z}{2\sqrt{a_1}} \right) \right], \quad \mathbf{r} = (\mathbf{b}, z), \quad (3)$$

де поперечна частина профільної функції відповідає стандартній ДТБР:

$$\omega(b) = \frac{\sigma(1-i\rho)}{8\pi a_1} \exp\left(-\frac{b^2}{4a_1}\right). \quad (4)$$

У подальших розрахунках перерізу пружного рd-розсіяння ми будемо використовувати деформовані хвилі з асимптотикою, яка „розходиться”, і опустимо позначку (+).

Енергетична залежність параметрів рр- і рп-амплітуд була розрахована в [5] для нелокального сепарабельного потенціалу з гауссівськими формфакторами [6]. Амплітуда (2) з  $a_1 < a_1$  може описувати зростання перерізу на задніх кутах, що відповідає експерименту з NN-розсіяння при середніх енергіях, і тому за своїм характером вона не обов'язково має бути дифракційною. Це легко побачити, якщо знайти точку екстремуму виразу (2) відносно кута розсіяння  $\theta$ , який буде знаходитися в інтервалі кутів  $[\pi/2, \pi]$ , що якісно узгоджується з експериментом. Залежність амплітуди від  $q_z$  дає змогу врахувати позаенергетичні ефекти у двочастинковому акті зіткнення. Більш детально властивості деформованих хвиль (1) розглянуто в роботі [1].

### Пружне розсіяння протонів дейтронами при енергії 1 ГеВ

У теперішній час для опису процесів пружного й непружного розсіяння нуклонів і складних частинок ядрами при середніх та високих енергіях і невеликих кутах розсіяння широко використовується дифракційне (ейкональне) наближення. Дифракційні явища мають місце, якщо довжина хвилі відносного руху частинок, що зіштовхуються, мала в порівнянні з характерним розміром області взаємодії. Для нуклонів дифракційний характер ядерної взаємодії яскраво виявляється вже при розсіянні на середніх та важких ядрах при енергі-

ях порядку декількох десятків МеВ. При таких енергіях довжина вільного пробігу в ядрі мала в порівнянні з його розмірами і тому ядро можна розглядати як чорне поглинаюче тіло (макроскопічна дифракція). При більш високих енергіях порядку декількох сотень МеВ, коли довжина вільного пробігу нуклона в ядрі значно перевищує характерні розміри ядра, а довжина хвилі падаючого нуклона менше характерного радіуса NN-взаємодії, розсіяння на ядрі можна розглядати як багатократне дифракційне розсіяння на окремих нуклонах (мікроскопічна дифракція). У цьому випадку ДТБР ГС [3, 4] дозволяє виразити амплітуду взаємодії нуклона з ядром через амплітуди розсіяння на окремих нуклонах і формфактори, які залежать від структури ядра. Як наслідок, у результаті інтерференції амплітуд, пов'язаних із різною кратністю розсіяння, кутова залежність перерізу буде проявляти характерну структуру, що буде складатися з ряду максимумів і мінімумів. Завдяки істотній ролі цієї інтерференції процеси взаємодії виявляються досить чутливими до просторової структури ядер, що відкриває широкі можливості для її вивчення. Оскільки енергія зв'язку нуклонів в ядрі мала порівняно з енергією налітаючих частинок, то ефектом зв'язку нуклонів можна знехтувати й амплітуду розсіяння на нуклонах ядра можна замінити амплітудою розсіяння на вільних нуклонах.

Застосування стандартної теорії ГС до пружного рd-розсіяння і відповідний теоретичний формалізм для S-хвильового дейтрона дано в [7]. Уперше вплив D-хвильової компоненти дейтронної хвильової функції на високоенергетичне пружне рd-розсіяння було досліджено в роботі [8]. Вклад D-хвилі виявився нехтовно малим для більшості значень переданого імпульсу за виключенням області дифракційного мінімуму, який у випадку тільки однієї S-хвильової компоненти дейтронної функції обумовлений деструктивною інтерференцією вкладів одно- і двократного розсіяння й дещо заповнюється при врахуванні D-компоненти. Аналогічне явище спостерігається й у випадку розсіяння швидких електронів на дейтроні. Якщо не враховувати D-хвилю, то в залежності електричного формфактора від переданого імпульсу також спостерігається глибокий мінімум.

Цікаво проаналізувати пружне рd-розсіяння в рамках високоенергетичного методу деформованих хвиль, розробленого в [2], який явно враховує багаточастинну структуру розсіювача та дозволяє розв'язати проблему глибоких дифракційних мінімумів, що притаманна стандартній дифракційній теорії багатократного розсіяння. У запропонованому методі поняття оптичного по-

тенціалу не використовується взагалі, а деформовані хвилі виражаються через феноменологічну амплітуду вільного NN-розсіяння, параметри якої знаходяться за допомогою реалістичного потенціалу або з експерименту при високих енергіях, коли поняття NN-потенціалу втрачає сенс.

### Зарядовий формфактор дейтрона. Визначення параметрів моделі

Для спрощення чисельних розрахунків та одержання простих аналітичних розрахункових формул ми розглянемо спрощену модель, в якій хвильову функцію дейтрона виберемо в гауссівській формі

$$\Phi_{\mu}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} [\varphi_0(x) + \frac{1}{\sqrt{8}} \varphi_2(x) S_{12}(\hat{\mathbf{x}})] \chi_{1\mu}(1,2),$$

$$\varphi_l(x) = N_l x^l \exp\left(-\frac{\gamma_l}{2} x^2\right),$$

$$N_l^2 = 4\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{l/2} \gamma_l^l \left(\frac{\gamma_l}{\pi}\right)^{3/2} P_l, \quad (5)$$

де  $S_{12}(\hat{\mathbf{x}})$  – тензорний оператор, який для спіну  $S = 1$  можна представити у вигляді

$$S_{12}(\hat{\mathbf{x}}) = 6(\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 - 4, \quad S_{12}^2 = 8 - 2S_{12}.$$

$P_0$  та  $P_2$  – ваги  $S$ - та  $D$ -станів,  $\chi_{1\mu}$  – триплетна спінова функція. Три параметри  $P_2$ ,  $\gamma_0$  і  $\gamma_2$  потрібно визначити. Це робиться двома способами: за значеннями експериментального зарядового радіуса дейтрона  $R_C = 2,116$  Фм [18] і квадрупольного моменту  $Q = 0,286$  Фм<sup>2</sup> [19] та шляхом підгонки електричного формфактора до експериментальних даних.

Середньоквадратичний зарядовий радіус  $R_C^2$  і квадрупольний момент дейтрона  $Q$  для функції (5) даються виразами

$$R_C^2 = r_p^2 + r_n^2 + R_d^2, \quad R_d^2 = \frac{1}{8} \left( \frac{3P_0}{\gamma_0} + \frac{7P_2}{\gamma_2} \right),$$

$$Q = \left( \frac{6P_0P_2}{5} \right)^{1/2} \frac{\gamma_2}{(\gamma_0 + \gamma_2)^2} \left[ \frac{2(\gamma_0\gamma_2)^{1/2}}{\gamma_0 + \gamma_2} \right]^{3/2} - \frac{7}{40} \frac{P_2}{\gamma_2}, \quad (6)$$

де  $r_p^2 = 0,669$  Фм<sup>2</sup> і  $r_n^2 = -0,12$  Фм<sup>2</sup> [9, 10] – середньоквадратичні зарядові радіуси протона та нейтрона. Виміряна експериментально величина електричного формфактора неполяризованих дейтронів зв'язана з мультипольними формфак-

торами ядра й із зарядовими формфакторами протона та нейтрона співвідношенням

$$F_c^2(q) = [G_p(q) + G_n(q)]^2 [F_0^2(q) + F_2^2(q)], \quad (7)$$

де  $G_p(r)$  і  $G_n(r)$  – густини розподілу заряду в протоні та нейтроні [9, 10] відповідно, так як нуклони ми вважаємо неточковими частинками. У формулу (7) входять їх перетворення Фур'є.

Монопольний і квадрупольний формфактори дейтрона мають такий вигляд:

$$F_0(q) = P_0 \exp(-x_0) + P_2 \left( 1 - \frac{4}{3} x_2 + \frac{4}{15} x_2^2 \right) \exp(-x_2),$$

$$x_0 = \frac{q^2}{16\gamma_0}, \quad x_2 = \frac{q^2}{16\gamma_2},$$

$$F_2(q) = \frac{8\gamma_2}{\gamma_0 + \gamma_2} \left( \frac{P_0P_2}{15} \right)^{1/2} \left[ \frac{2(\gamma_0\gamma_2)^{1/2}}{\gamma_0 + \gamma_2} \right]^{3/2} x_3 \exp(-x_3) + \frac{\sqrt{8}}{15} P_2 x_2 \left( \frac{7}{2} - x_2 \right) \exp(-x_2), \quad x_3 = \frac{q^2}{8(\gamma_0 + \gamma_2)}.$$

Формфактори (8) при  $q^2 \rightarrow 0$  виражаються через середньоквадратичний масовий радіус  $R_d^2$  і внутрішній квадрупольний момент дейтрона як

$$F_0(q) = 1 - \frac{1}{6} q^2 R_d^2, \quad F_2(q) = \frac{1}{3\sqrt{2}} q^2 Q. \quad (9)$$

Результати сумісного розв'язку рівнянь (6) для різних фіксованих значень  $P_2$  представлено в табл. 1. Набір № 2 параметрів із меншими значеннями  $\gamma_2$  менш фізичний, так як приводить до надто швидкого вимирання квадрупольної частини формфактора дейтрона, що не узгоджується з експериментом.

Треба зазначити, що формфактор (7) з параметрами з табл. 1 погано описує дані при великих переданих імпульсах. Це можна пояснити тим, що для моделі (5) правильна поведінка компонент формфактора (9) при малих  $q$  ще не означає їх правильної поведінки при великих  $q$ .

Для процесів із великими передачами імпульсу параметри хвильової функції (5) слід визначати з умови описання на їх основі електромагнітних формфакторів, вилучених із даних по розсіянню швидких електронів. Експериментальні дані по зарядовому формфактору брались із робіт [11 - 16].

Таблиця 1. Параметри хвильової функції дейтрона, узгоджені з його середньоквадратичним зарядовим радіусом і квадрупольним моментом

№	$P_2, \%$	3	4	5	6	7	8	9
1	$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,095	0,094	0,094	0,093	0,092	0,092	0,091
	$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	0,277	0,319	0,352	0,379	0,402	0,421	0,438
2	$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,105	0,109	0,112	0,116	0,119	0,122	0,125
	$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	0,057	0,056	0,058	0,059	0,061	0,064	0,066

З огляду на досить гладку залежність формфактора дейтрона від переданого імпульсу процедура пошуку параметрів  $\gamma_0$  і  $\gamma_2$  при вибраному значенні  $P_2$  має хорошу стійкість. Отримані результати представлено в табл. 2.

Таблиця 2. Параметри хвильової функції дейтрона, узгоджені з електричним формфактором

$P_2, \%$	3	4	5	6	7
$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,210	0,196	0,183	0,174	0,166
$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	1,338	1,235	1,160	1,113	1,084

На рис.1 зображено розраховані зарядові формфактори в порівнянні з експериментальними даними. Суцільною кривою показано квадрат повного зарядового формфактора (7) для значення  $P_2 = 4 \%$ , а штриховою і точковою – вклади в нього від монопольної (позначений на рисунку літерою S) і квадрупольної (позначений літерою D) складових. Приблизно такий же за якістю опис досягається і для інших значень  $P_2$ .

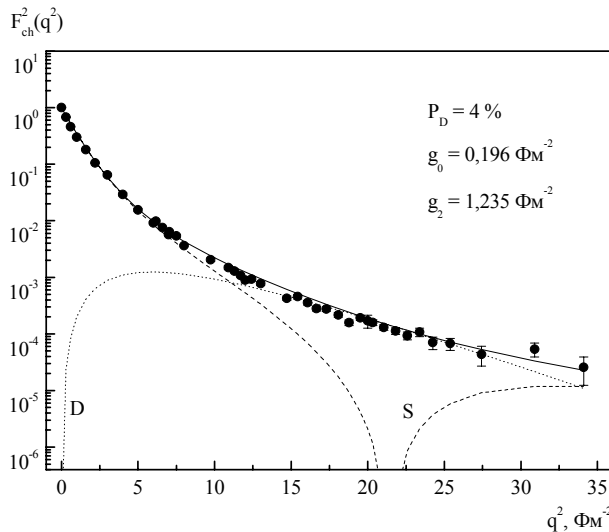


Рис. 1. Зарядовий формфактор дейтрона. Точки – експериментальні дані. Розраховані криві: суцільна – квадрат формфактора (7), штрихова й точкова – вклади монопольної (S) і квадрупольної (D) компонент.

З наведеного рисунка видно, що роль D-стану у хвильовій функції дейтрона виявляється домінуючою в описі експериментальних даних при великих переданих імпульсах. Тому вкрай необ-

хідно враховувати D-хвилю при розгляді процесів, в яких суттєві компоненти дейтронної хвильової функції з великими імпульсами.

Перейдемо тепер до обрахування перерізу rd-розсіяння. Згідно з [2] амплітуда переходу з стану з проекцією спіна дейтрона  $\mu$  в стан з проекцією  $\mu'$  записується як

$$F_{\mu'\mu}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \Omega_{\mu'\mu}(\mathbf{r}), \quad (10)$$

де профіль переходу виражається через узагальнені профільні функції нуклонів

$$\Omega_{\mu'\mu}(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{x} \Phi_{\mu'}^+(\mathbf{x}) \times \times \frac{d}{dz} \left\{ \omega_p(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{x}}{2}) + \omega_n(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{x}}{2}) - \omega_p(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{x}}{2})\omega_n(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{x}}{2}) \right\} \Phi_{\mu}(\mathbf{x}). \quad (11)$$

Опускаючи проміжні викладки, запишемо кінцевий вираз для диференціального перерізу rd-розсіяння в системі центра мас

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} \sum_{\mu\mu'} |F_{\mu'\mu}(\mathbf{q})|^2 = |g(\mathbf{q})|^2 + \frac{32\pi}{5} \sum_m |h_m(\mathbf{q})|^2, \quad (12)$$

де монопольна і квадрупольна складові перерізу мають вигляд ( $\eta \rightarrow +0$ )

$$g(\mathbf{q}) = [f_p(\mathbf{q}) + f_n(\mathbf{q})] F_0(q) - \frac{1}{(4\pi)^2 k} \int d^3Q f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) \times F_0(Q) \left( \frac{1}{q_z - Q_z + i\eta} + \frac{1}{q_z + Q_z + i\eta} \right), \quad (13)$$

$$h_m(\mathbf{q}) = -\frac{1}{\sqrt{8}} [f_p(\mathbf{q}) + f_n(\mathbf{q})] F_2(q) Y_{2m}(\hat{\mathbf{q}}) + \frac{1}{32\pi^2 \sqrt{2}k} \int d^3Q f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) \times F_2(Q) Y_{2m}(\hat{\mathbf{Q}}) \left( \frac{1}{q_z - Q_z + i\eta} + \frac{1}{q_z + Q_z + i\eta} \right). \quad (14)$$

Шарові функції другого порядку у виразі (14) виникають при обчисленні сліду добутку тензорних операторів згідно з формулою

$$\begin{aligned} & \frac{1}{3} Sp \{ S_{12}(\hat{\mathbf{x}}') S_{12}(\hat{\mathbf{x}}) \} = \\ & = 12(\hat{\mathbf{x}}' \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 - 4 = \frac{32\pi}{5} \sum_m Y_{2m}^*(\hat{\mathbf{x}}') Y_{2m}(\hat{\mathbf{x}}). \end{aligned} \quad (15)$$

Для спіну  $S=1$  сліди добутків компонент спінових операторів обчислюються як

$$\begin{aligned} Sp \{ S_\alpha S_\beta \} &= 2\delta_{\alpha\beta}, \\ Sp \{ S_\alpha S_\beta S_\gamma S_\delta \} &= \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} + \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma}. \end{aligned} \quad (16)$$

Усі інтегрування в наведених вище формулах (13) і (14) виконуються аналітично. Результат містить інтеграл імовірності від уявного аргументу (інтеграл Дуусона). Вирази у великих круглих дужках справа у формулах (13) і (14) з'являються в результаті перетворення Фур'є профільної функції (3), що вимагає відповідної регуляризації, оскільки повздовжня частина  $\omega^{(+)}(\mathbf{r})$  не спадає, коли  $z \rightarrow \pm\infty$ . Детальніше це перетворення виглядає як

$$\begin{aligned} \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}) \omega(\mathbf{r}) &= \omega_\perp(\mathbf{Q}_\perp) \omega_z(Q_z) = \\ &= \frac{2\pi}{k} \frac{f(\mathbf{Q})}{Q_z + i\eta}, \quad \eta \rightarrow +0, \end{aligned} \quad (17)$$

де позначено

$$g(q) = [f_p(q) + f_n(q)] F_0(q) + \frac{i}{8\pi k} \int d^2\mathbf{Q} f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) F_0(Q), \quad (19)$$

$$|h(q)|^2 = \frac{3}{4} \left| [f_p(q) + f_n(q)] F_2(q) \right|^2 + \frac{1}{4} \left| [f_p(q) + f_n(q)] F_2(q) + \frac{i}{8\pi k} \int d^2\mathbf{Q} f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) F_2(Q) \right|^2.$$

Підкреслимо, що в наведених вище формулах (19) двомірне інтегрування проводиться в площині, яка ортогональна відносно імпульсу, тобто не містить ніяких компонент повздовжніх імпульсів. У цьому їх обмеженість і головний недолік.

Ефект від  $q_z$ -залежності, що з'являється в наших формулах, виявляється досить важливим в області дифракційного мінімуму перерізу пружного розсіяння. У монопольному доданку перерізу (13) не спостерігається глибокого провалу на

$$\begin{aligned} \omega_\perp(\mathbf{Q}_\perp) &= \int d^2\mathbf{b} \exp(i\mathbf{Q}_\perp \cdot \mathbf{b}) \omega_\perp(\mathbf{b}) = \\ &= \frac{1}{2} \sigma(1 - i\rho) \exp(-a_t Q_\perp^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega_z(Q_z) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp(iQ_z \cdot z) \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{a_t}}\right) \right] = \\ &= \exp(-a_t Q_z^2) \int_0^{\infty} dz \exp(iQ_z \cdot z) = i \frac{\exp(-a_t Q_z^2)}{Q_z + i\eta}. \end{aligned}$$

В останньому виразі потрібно використати одне з інтегральних представлень функції ймовірностей  $\operatorname{erf}(x)$  або застосувати таку корисну формулу теорії узагальнених функцій для перетворення Фур'є функції, яка прямує до константи на нескінченності,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp(iQz) f(z) &= \pi\delta(Q) [f(\infty) + f(-\infty)] + \\ &+ \frac{i}{Q} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp(iQz) \frac{d}{dz} f(z). \end{aligned}$$

У граничному випадку  $q_z=0$  усі отримані нами вище формули переходять у добре відомі вирази Харрінгтона [8] стандартної дифракційної теорії багатократного розсіяння. Наведемо їх для повноти викладення. Диференційний переріз

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |g(q)|^2 + |h(q)|^2, \quad (18)$$

де монопольний та квадрупольний внески в переріз пружного  $pd$ -розсіяння мають вигляд

відміну від ДТБР. І навіть без урахування  $D$ -хвилі досягається добрий ступінь заповнення дифракційного мінімуму. Додавання невеликого внеску квадрупольного доданку (14) приводить до ще більшого заповнення мінімуму й забезпечує ще краще узгодження з експериментом.

На рис. 2 представлено результати наших розрахунків диференційного перерізу пружного  $pd$ -розсіяння при енергії 1 ГеВ у системі центра мас. Експериментальні дані були взяті з монографії [17] і перераховані з лабораторної системи

в систему центра мас. Параметри дейтронної хвильової функції відповідають  $P_2 = 4\%$  (див. табл. 2). У табл. 3 подано параметри з роботи

[20], що використовувалися для побудови NN-амплітуд розсіяння.

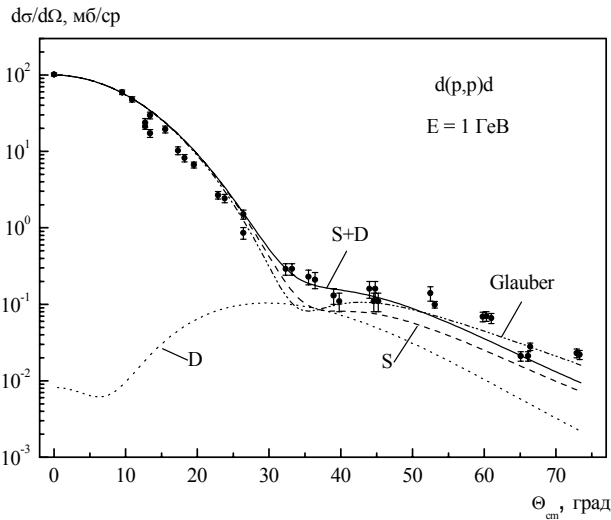


Рис. 2. Диференційний переріз пружного  $pd$ -розсіяння при енергії протонів 1 ГеВ. Точки – експериментальні дані. Розрахункові криві: суцільна (S + D) – високоенергетичний метод деформованих хвиль, штрихова й пунктирна – вклади монопольної (S) і квадрупольної (D) складових, штрихпунктирна (Glauber) – ДТБР ГС.

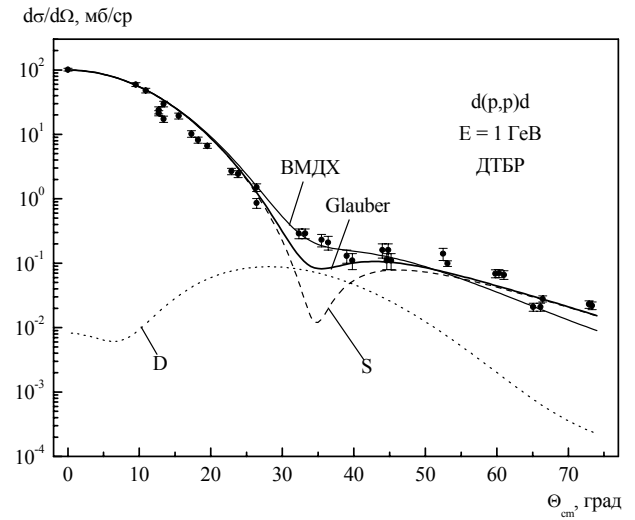


Рис. 3. Диференційний переріз пружного  $pd$ -розсіяння при енергії протонів 1 ГеВ згідно зі стандартною теорією ГС (Glauber). ВМДХ – високоенергетичний метод деформованих хвиль. Позначення кривих таке ж, як і на рис. 2.

Таблиця 3. Значення параметрів NN-амплітуд

$E, \text{MeV}$	$\sigma_{pp}, \text{мб}$	$\sigma_{np}, \text{мб}$	$\rho_{pp}$	$\rho_{np}$	$a_{pp}, \text{Фм}^2$	$a_{np}, \text{Фм}^2$
1000	47,5	40,4	-0,10	-0,45	0,125	0,085

Зауважимо, що використання замість значень із табл. 3 усереднених величин згідно з формулами

$$\begin{aligned}
 A\sigma &= Z\sigma_{pp} + N\sigma_{np}, \\
 \rho &= \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}\rho_{pp} + N\sigma_{np}\rho_{np}), \\
 a &= \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}a_{pp} + N\sigma_{np}a_{np}) \quad (20)
 \end{aligned}$$

суттєво не впливає на кінцевий результат, але дещо спрощує розрахунки. Особливо чутливим диференційний переріз виявляється до величин параметрів форми амплітуд  $a_{pp}$  і  $a_{pn}$ . Суцільною кривою зображено повний переріз (12), розрахований для тих же значень параметрів з  $P_2 = 4\%$ , що і для зарядового формфактора на рис. 1. Штриховою й пунктирною кривою показано вклади в переріз монопольної (S) і квадрупольної (D) складових (відповідно перший і другий доданки формули (12)). Штрихпунктирною кривою показано переріз, розрахований у рамках стандартної ДТБР. Як видно, він має більш глибокий мінімум у порівнянні з високоенергетичним ме-

тодом деформованих хвиль, який не заповнюється потрібною мірою навіть вкладом D-хвилі.

Для порівняння наших розрахунків, зроблених згідно з розвинутим у роботі формалізмом, з результатами стандартної теорії ГС на рис. 3 подано результати розрахунків, проведених за формулами (18) і (19). Як видно з цього рисунка, утримування в ДТБР одного монопольного доданку приводить до перерізу із значно більш глибоким дифракційним мінімумом у порівнянні з високоенергетичним методом деформованих хвиль (крива S на рисунку). Внесок квадрупольного доданку (крива D) хоча дещо й поліпшує ситуацію, але недостатньо. Використані структурні параметри дейтронної хвильової функції є найбільш оптимальними. Як впливає з розрахунків, збільшення  $P_2$  і відповідне зменшення  $\gamma_0$  і  $\gamma_2$  (див. табл. 2) погіршує узгодження з експериментальним перерізом на великих кутах, що пов'язано з більш швидким спадом компонент перерізу на цих кутах при зменшенні величин параметрів  $\gamma_0$  і  $\gamma_2$ .

Розрахунки перерізів пружного розсіяння протонів дейтронами при енергіях  $\sim 1$  ГеВ, проведені раніше на основі стандартної ДТБР ГС,

достатньо добре описували експериментальні дані за виключенням області мінімуму перерізу, де було видно провал, який не узгоджувався з експериментом навіть із врахуванням D-хвильової домішки у хвильовій функції дейтрона. Прикладалося багато безуспішних спроб для ліквідації вказаного недоліку. На жаль, усі вони виявились марними. У наших розрахунках із стандартною параметризацією NN-амплітуд (S + D крива на рис. 2 і ВДМХ крива на рис. 3) врахування повздожньої складової переданого імпульсу за викладеною вище схемою забезпечує необхідний ступінь заповнення мінімумів з доброю стійкістю по всіх параметрах теорії. Аналогічні результати було одержано й для найлегших ядер з числом нуклонів  $A = 3$  та  $4$  [1].

### Висновки

Високоенергетичний метод побудови багаточастинкових деформованих хвильових функцій, що описують рух ядерних частинок і враховують мікроскопічну структуру ядерних розсіювачів, було застосовано для розгляду  $pd$ -розсіяння при енергії  $1 \text{ GeV}$  з метою дослідження впливу позаенергетичних ефектів у NN-амплітудах на перерізи пружного  $pd$ -розсіяння та визначення ролі різних компонент дейтронної хвильової функції при інтерпретації експериментальних даних. У використаному методі поняття оптичного потенціалу не використовувалося, а деформовані хвилі виражалися через феноменологічну амплітуду вільного NN-розсіяння, параметри якої знаходяться, виходячи з реалістичного NN-потенціалу або з експерименту. Головними структурними елементами деформованих хвиль є узагальнені профільні функції, що на відміну від профільної функції стандартної теорії ГС вміщують повздожню частину, зумовлену явним врахуванням в амплітуді NN-розсіяння повздожньої складової переданого імпульсу.

У роботі одержано нові формули для розрахунків амплітуд пружного  $pd$ -розсіяння в моделі ядра з гауссівською координатною залежністю їх просторових функцій. Показано, що без додаткових параметрів запропоноване узагальнення ди-

фракційної теорії дозволяє, зокрема, кількісно вирішити давню проблему глибоких дифракційних мінімумів диференціальних перерізів, яка притаманна звичайному підходу, й описати експериментальні кутові розподіли пружного розсіяння протонів ядрами дейтерію значно краще, ніж звичайна ДТБР ГС.

Для основного стану дейтрона, який враховує внески S- і D-хвиль, побудовано модель хвильової функції гауссівського типу, параметри якої знаходилися з умови найкращого опису середньоквадратичного зарядового радіуса, квадрупольного моменту та електричного формфактора дейтрона з врахуванням розподілу заряду у протоні та нейтроні.

Показано, що запропонований підхід в порівнянні зі стандартною ДТБР краще описує диференціальний переріз пружного  $pd$ -розсіяння, особливо в області дифракційного мінімуму, забезпечуючи необхідний ступінь його заповнення та дозволяючи цим самим вирішити проблему глибоких мінімумів, притаманних стандартному підходу. Саме в цих областях кутів розсіяння позаенергетичні ефекти виявляються вирішальними. В інших областях їх роль незначна. Зауважимо, що з точки зору ейконального наближення врахування  $q_z$  в амплітудах NN-розсіяння означає схід з енергетичної поверхні, тобто кількісний опис областей мінімумів перерізів цілком зобов'язаний у розглянутому підході врахуванню позаенергетичних ефектів в елементарних амплітудах, які не враховуються в ДТБР ГС.

Підкреслимо, що високоенергетичний метод деформованих хвиль буде особливо корисним для опису ядерних реакцій із перерозподілом частинок у каналах, реакцій розщеплення ядер при високих енергіях та інших процесів, що супроводжуються передачами великих повздожніх імпульсів.

Автор висловлює щире подяку А. Д. Фурсі за постановку задачі та плідні обговорення.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Давидовський В. В., Фурса А. Д. // УФЖ. - 2004. - Т. 49, № 10. - С. 953 - 959.
2. Левшин Е. Б., Фурса А. Д. // ЯФ. - 1983. - Т. 38, № 12. - С. 1572 - 1581.
3. Glauber R. J. // Lectures in theor. phys. NY, Interscience Publ. - 1959. - Vol. 1. - P. 315 - 414.
4. Ситенко А. Г. // УФЖ. - 1959. - Т. 4, № 2. - С. 52 - 163.
5. Давидовський В. В., Фурса А. Д. // УФЖ. - 2006. - Т. 51, № 3. - С. 225 - 233.
6. Левшин Е. Б., Фурса А. Д. // ЯФ. - 1987. - Т. 46, № 12. - С. 1614 - 1618.
7. Franko V., Glauber R. J. // Phys. Rev. - 1966. - Vol. 142, No. 4. - P. 1195 - 1214.
8. Harrington D. R. // Phys. Rev. Lett. - 1968. - Vol. 21,

- No. 18. - P. 1496 - 1498.
9. Salem M. // Int. J. Mod.Phys. - 1987. - Vol. A2, No. 2. - P. 485 - 490.
  10. Betrozzi W., Friar J., Heisenberg J. et al. // Phys. Lett. - 1972. - Vol. 41B, No. 4. - P. 408 - 414.
  11. Benaksas D., Drickey D. J., Frerejaque D. // Phys. Rev. Lett. - 1964. - Vol. 13, No. 10. - P. 353 - 366.
  12. Benaksas D., Drickey D. J., Frerejaque D. // Phys. Rev. - 1966. - Vol. 148, No. 4. - P. 1327 - 1331.
  13. Buchanan C. D., Yearian M. R. // Phys. Rev. Lett. - 1965. - Vol. 15, No. 7. - P. 303 - 306.
  14. Drickey D. J., Hand L. N. // Phys. Rev. Lett. - 1962. - Vol. 9, No. 12. - P. 521 - 524.
  15. Elias J. E., Fridman J. I., Hartmann G. C. et al. // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 177, No. 5. - P. 2075 - 2092.
  16. Gastlev S., Klein H., Moritz J. et al. // Nucl. Phys. - 1971. - Vol. 332, No. 1. - P. 221 - 237.
  17. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
  18. Drechel D., Giannini M. M. // Rep. Prog. Phys. - 1989. - Vol. 52, No. 9. - P. 1083 - 1163.
  19. Bishop D. M., Chenng L. M. // Phys. Rev. - 1979. - Vol. A20, No. 1. - P. 381 - 390.
  20. Igo G. J. // Rev. Mod. Phys. - 1978. - Vol. 50, No. 3. - P. 523 - 560.

### ВНЕЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГОКРАТНОМ РАССЕЙЯНИИ ПРОТОНОВ ДЕЙТРОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ

В. В. Давидовский

Проведено исследование рассеяния протонов высоких энергий ядрами дейтерия в рамках нового подхода с использованием трехмерной обобщенной профильной функции нуклона, которая позволяет учесть внеэнергетические эффекты в промежуточных актах рассеяния. Рассчитаны сечения упругого рассеяния протонов дейтронами с энергией 1 ГэВ. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и с расчетами по обычной дифракционной теории Глаубера - Ситенко.

### OFF-SHELL ENERGY EFFECTS IN MULTIPLE SCATTERING OF PROTONS ON DEUTERONS AT THE ENERGY OF 1 GeV

V. V. Davydovskyy

Investigation of high energy proton scattering of the deuterium nuclei is carried out in the framework of the new approach using three-dimensional generalized profile function of the nucleon, which allows taking into account the off-shell energy effects in the intermediate acts of scattering. Cross sections of the elastic scattering of protons with the energy of 1 GeV on the deuterons are calculated. The obtained results of the calculation are compared with the experimental data as well as with the calculations within the common Glauber - Sitenko diffraction theory.

Надійшла до редакції 03.07.07,  
після доопрацювання - 26.07.07.