

ЕНЕРГЕТИЧНІ СПЕКТРИ ЕЛЕКТРИЧНОГО РОЗВАЛУ ДЕЙТРОНІВ ПРИБАР'ЄРНИХ ЕНЕРГІЯХ

К. О. Теренецький, В. П. Вербицький

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Досліджено закономірності поведінки енергетичних спектрів розвалу дейтронів в електричному полі важких ядер залежно від кутів вильоту та енергій частинок, що складають дейтрон. Як приклад, розглянуто реакцію розвалу дейтрона на ядра свинцю при енергії $E_d = 8$ МеВ. Показано, що деякі особливості процесу розвалу не слідує прогнозам наближених формул Ландау і Ліфшиця для цієї реакції. Запропоновано експеримент для дослідження фізичної природи ефекту Німця.

Розвал дейтронів у полі ядер є однією з найстаріших і фундаментальних задач ядерної фізики. Опенгеймер і Філіпс [1] у 1935 р. вперше припустили, що переважання (d, p)-реакції над (d, n)-реакцією обумовлено розвалом дейтронів в електричному полі ядра мішені. Ця задача є актуальною й зараз [2] як для звичайної ядерної фізики низьких енергій, так і для цілей ядерної астрофізики, оскільки її розв'язок дозволяє оцінювати ядерні S-фактори.

Основним теоретичним підходом для інтерпретації експериментальних даних з розвалу є метод деформованих хвиль (МДХ) [3, 4]. У ряді цих робіт особливе місце займає робота Ландау і Ліфшиця [3], в якій уперше сформульовано метод деформованих хвиль для розвалу дейтрона електричним полем важкого точкового ядра й одержано вираз для амплітуди цього процесу. У цій роботі, виходячи з подібності матричних елементів розвалу матричним елементам теорії гальмівного випромінювання [5], одержано формулу для цієї амплітуди, що виражається через гіпергеометричні функції, і вперше проведено якісний аналіз кутових та енергетичних залежностей перерізів електричного розвалу дейтронів.

При взаємодії заряджених частинок (особливо слабкоз'язаних) з атомними ядрами в широкій області енергій кулонівський розвал є одним з основних процесів. При малих енергіях налітаючих частинок (у під- і білябар'єрній області енергій) розвал – другий за інтенсивністю процес після пружного розсіяння. При збільшенні енергії істотна роль кулонівського розвалу зберігається для великих прицільних відстаней зіткнення. Проте дотепер не існує точного (як для формули Резерфорда) уявлення про залежність перерізів електричного розвалу від фізичних параметрів задачі – кутів реєстрації та енергій продуктів реакції. Це пов'язано зі складністю математичного формулювання задачі й (у разі чисельного дослідження) з необхідністю аналізу гігантських об'ємів інформації. Достатньо зауважити, що

доводиться працювати в області чотирьох незалежних змінних (θ_p , θ_n – кути вильоту протона й нейтрона відповідно, φ_n – азимутний кут вильоту нейтрона й енергія однієї з частинок, що складають дейтрон E_n або E_p). Якщо діапазон зміни кожної із змінних розбити хоча б на 50 частин, що для кутових змінних зовсім не багато, то одержимо близько 10^7 точок і не цілком зрозуміло, як аналізувати таку кількість даних.

У даній роботі запропоновано новий метод аналізу сукупності розрахункових даних по кулонівському розвалу дейтронів, виходячи з формул Ландау для перерізів [3] на основі оригінального способу розрахунку гіпергеометричних функцій (див. додаток), що входять до цієї формули, а також обговорюються кінематичні умови експериментальної ситуації для дослідження ефекту Німця [6 - 9] при підбар'єрних енергіях налітаючих дейтронів.

Для вивчення особливостей реакції електричного розвалу вибрані такі умови, при яких практично виключається вплив ядерних сил: важке ядро-мішень, що не має колективних рівнів з малими енергіями збудження (^{208}Pb), і суттєво підбар'єрна енергія налітаючих дейтронів (8 МеВ), при якій класичні кулонівські точки повороту знаходяться зовні області дії ядерних сил.

Енергетичні спектри розвалу дейтрона в електричному полі важких ядер

У роботі [3] в рамках МДХ та за припущення про нульовий радіус дії ядерних сил у дейтроні було одержано вираз для амплітуди електричного розвалу дейтрона із зарядом Z_d в полі нескінченно важкого ядра мішені із зарядом Z_T :

$$T_{pC} = D_0 \left\langle {}^c \chi_{qp}^{(-)}(\vec{R}) \exp(i\vec{q}_n \cdot \vec{R}) \middle| {}^c \chi_{qd}^{(+)}(\vec{R}) \right\rangle = D_0 M_{pC} \cdot (1)$$

У виразі для амплітуди (1) ${}^c\chi_q^{(\pm)}(\vec{R})$ – кулонівські хвилі; \vec{R} – координата центра мас дейтрона; $\vec{q}_p, \vec{q}_n, \vec{q}_d$ – хвильові вектори відповідних частинок; $D_0 \approx -123,5$ МеВ – постійна, пов'язана з асимптотичним нормуванням хвильової функції дейтрона.

Матричний елемент, що входить у вираз для амплітуди (1), можна представити [10] як

$$M_{pC} = \exp\left\{-\frac{1}{2}\pi(\eta_d + \eta_p)\right\} \Gamma(1+i\eta_d)\Gamma(1+i\eta_p)I_{pC}, \quad (2)$$

де

$$I_{pC} = -\lim_{\lambda \rightarrow 0^+} \frac{d}{d\lambda} \left\{ B(\lambda) {}_2F_1(-i\eta_d, -i\eta_p; 1; \zeta(\lambda)) \right\} =$$

$$= -\left\{ B(0) \left(\frac{d\zeta(\lambda)}{d\lambda} \right)_{\lambda=0} (-\eta_d \eta_p) {}_2F_1(1-i\eta_d, 1-i\eta_p; 2; \zeta(0)) + \left(\frac{dB(\lambda)}{d\lambda} \right)_{\lambda=0} {}_2F_1(-i\eta_d, -i\eta_p; 1; \zeta(0)) \right\},$$

$$B(\lambda) = \frac{4\pi}{q^{2(i\eta_d+i\eta_p+1)}} (q^2 - 2\vec{q} \cdot \vec{q}_d - 2i\lambda q_d)^{i\eta_d} (q^2 + 2\vec{q} \cdot \vec{q}_d - 2i\lambda q_p)^{i\eta_p},$$

$$\vec{q} = \vec{q}_d - \vec{q}_p - \vec{q}_n,$$

${}_2F_1(a, b; 1; z)$ – гіпергеометричні функції [11], $\eta_x = m_x Z_T Z_d e^2 / q_x \hbar^2$ – параметр Зоммерфельда і

$$\zeta(\lambda) = 2 \frac{q^2 (q_d q_p + \vec{q}_d \vec{q}_p) - 2(\vec{q} \vec{q}_d + i\lambda q_d)(\vec{q} \vec{q}_p - i\lambda q_p)}{(q^2 - 2\vec{q} \vec{q}_d - 2i\lambda q_d)(q^2 + 2\vec{q} \vec{q}_p - 2i\lambda q_p)}.$$

При отриманні виразу для амплітуди (2) було використано певні наближення (нескінченно важке ядро мішені, нульовий радіус дії ядерних сил між нуклонами в дейтроні). З часу отримання цього наближеного виразу для амплітуди розвалу був зроблений ряд спроб уточнення вказаних наближень для точнішого розрахунку перерізів розвалу. Результати зібрано й достатньо детально проаналізовано в роботах [12, 13], де показано, що поправки на скінченність маси мішені та скінченність радіуса дії сил у налітаючій частинці є невеликими й зменшуються із зростанням енергії. І, що найголовніше, вони не вносять істотних змін у висновки щодо основних особливостей поведінки перерізів електричного розвалу дейтронів.

Для аналізу поведінки диференціальних перерізів електричного розвалу залежно від кутів вильоту й енергій нейтрона й протона вибрано випадок взаємодії дейтронів з ядрами ${}^{208}\text{Pb}$ при енергії $E_d = 8$ МеВ. Вираз для перерізу цієї реакції на нескінченно важкому ядрі мішені має вигляд

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_n} = 2\pi \frac{m_d m_p m_n}{(2\pi\hbar)^6} \frac{q_p q_n}{q_d} D_0^2 |M_{pC}|^2, \quad (3)$$

де m і m_p – маси відповідних частинок.

Як уже наголошувалося вище, вираз для амплітуди (1), а отже, і переріз кулонівського розвалу (10) містять чотири незалежних змінних ($\theta_p, \theta_n, \varphi_n$ і E_p), що значно ускладнює кількісне дослідження залежності перерізів від цих параметрів. Тому було запропоновано наступний спосіб аналізу обчислених перетинів. Розраховувалися потрібні диференціальні перерізи (спектри) електричного розвалу за формулою (3) у просторі змінних $\theta_p, \theta_n, \varphi_n$ і E_p із заданими кроками, різними для різних змінних. Значеннями цих перерізів заповнювалася матриця відповідної розмірності. Потім для кожної заданої енергії вильоту протона E_p знаходилося максимальне значення перерізу розвалу $\sigma^{\text{макс}}$ і відповідні йому значення кутів $\theta_p^{\text{макс}}, \theta_n^{\text{макс}}$ і $\varphi_n^{\text{макс}}$.

Результати аналізу розрахунків представлено на рис. 1. З рисунка видно, що переріз розвалу дейтронів при підбар'єрній енергії $E_d = 8$ МеВ максимальний при кутах вильоту протонів $\theta_p \approx 80^\circ$, а нейтрона - $\theta_n \approx 30^\circ$ і малих φ_n ($\varphi_n^{\text{макс}} \leq 5^\circ$). Ці результати істотно розходяться з висновками, одержаними в [3], де припускалося, що перерізи розвалу максимальні при кутах ви-

льоту протонів $\theta_p \approx 180^\circ$, і на цій підставі методом перевалу для інтегральних представлень гіпергеометричних функцій було одержано прості наближені формули для аналізу перерізів розвалу. Максимальні перерізи спостерігаються при енергії протона $E_p \approx 5,1$ MeV.

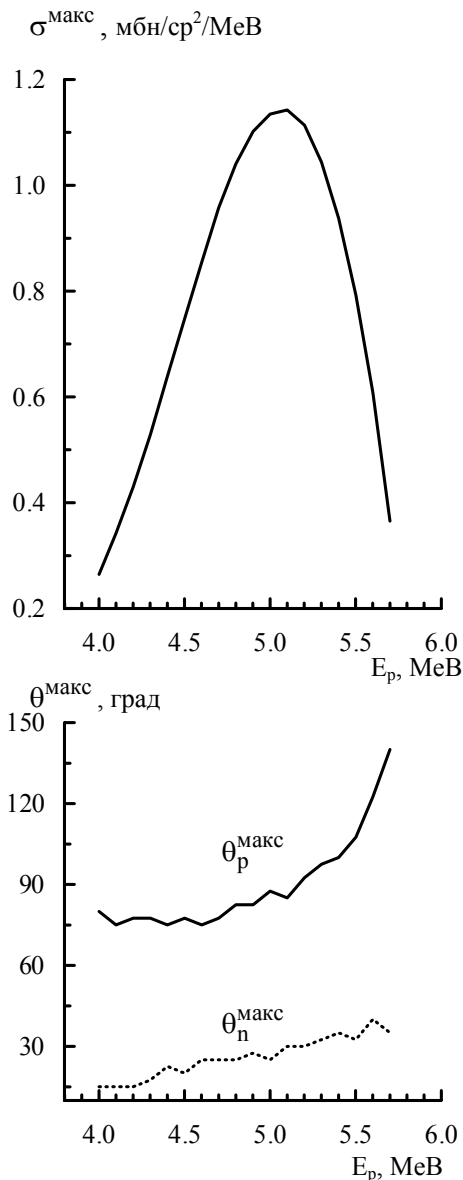


Рис. 1. Залежність максимального перерізу розвалу дейтронів і відповідних йому кутів $\theta_p^{\text{макс}}$ і $\theta_n^{\text{макс}}$ від енергії протона.

На рис. 2 представлено залежності диференціальних перерізів розвалу дейтрона при фіксованій енергії протона $E_p = 5,1$ MeV (у максимумі енергетичного розподілу) від кутів реєстрації нейтронів ($\varphi_n = 0$) при різних кутах вильоту протонів. У перерізах спостерігаються максимуми при невеликих кутах θ_n , які зсуваються в бік

менших кутів із зростанням θ_p . З рисунка також видно, що із збільшенням кута вильоту протона характер залежності диференціального перерізу від кута θ_n змінюється. При великих кутах θ_p в перерізах з'являється другий максимум. Особливо характерна залежність перерізів розвалу від кута θ_n при $\theta_p = 180^\circ$. Положення максимумів перерізів під кутами $\theta_n = 0^\circ$ і $\theta_n = 180^\circ$ непогано узгоджується з результатами аналізу простих наближених формул для перерізів розвалу, одержаних в [3] (також див. рис. 4), хоча абсолютні величини перерізів істотно відрізняються. З рис. 2 видно також, що із збільшенням кута вильоту нейтронів диференціальні перерізи дійсно досягають абсолютного максимуму при $\theta_p \approx 90^\circ$ і $\theta_n \approx 30^\circ$.

$$d^3\sigma/dE_p d\Omega_p d\Omega_n, \text{ мб/ср}^2/\text{МеВ}$$

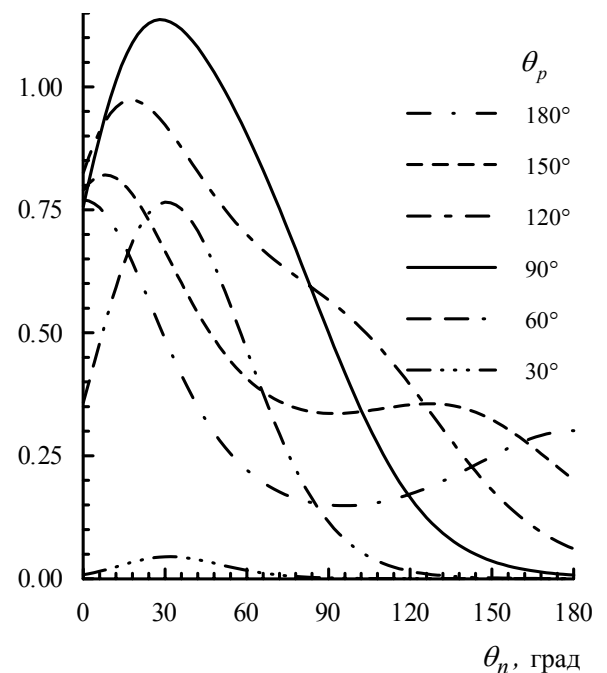


Рис. 2. Диференціальні перерізи розвалу дейтронів при фіксованих кутах вильоту протонів.

На рис. 3 представлено залежності диференціальних перерізів розвалу дейтрона при $E_p = 5,1$ MeV для кутів реєстрації протонів при різних кутах вильоту нейтронів ($\varphi_n = 0^\circ$). З цього рисунка добре видно, що із збільшенням кута вильоту нейтрона максимум перерізів зсувається в бік великих кутів вильоту протонів.

Із збільшенням азимутного кута вильоту нейтрона φ_n всі розраховані перерізи експоненціально зменшуються, що узгоджується з висновками [3].

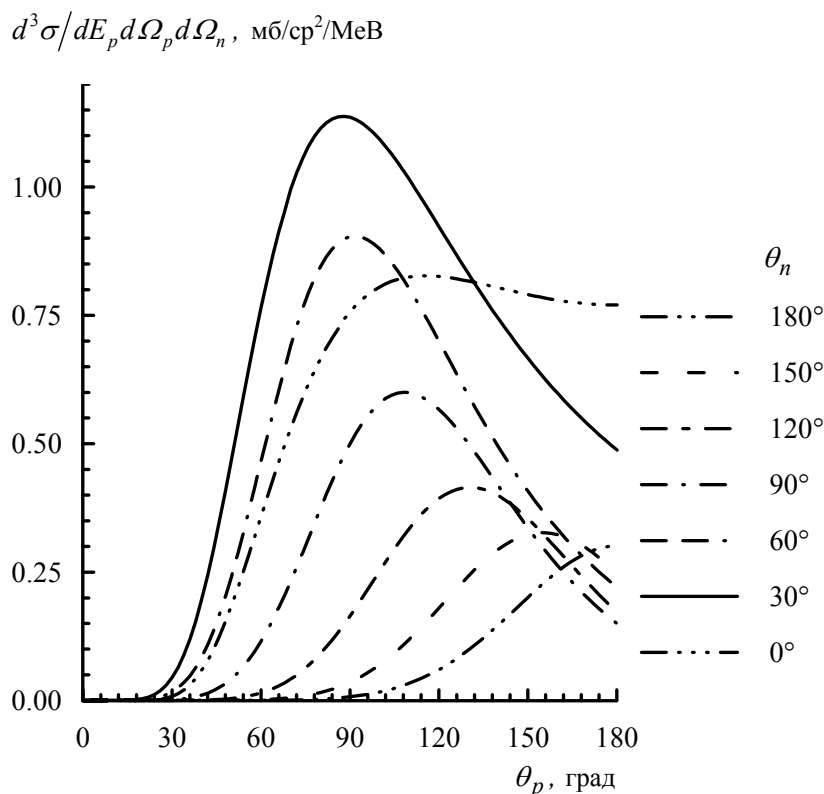


Рис. 3. Диференціальні перерізи розвалу дейтронів при фіксованих кутах вильоту нейтронів.

Обговорення результатів

На основі одержаних чисельних результатів можна побудувати якісну картину процесу пружного розсіяння й розвалу частинок в електричному полі ядра мішені. Для цього скористаємося квазікласичним підходом, згідно з яким [15] дейтрон, що рухається по кулонівській траєкторії, може розвалитися в будь-якій її точці, якщо це енергетично можливо. При цьому якщо розвал відбувається на траєкторії, що виходить у передню півсферу ($\theta_d < 90^\circ$), то нейтрон і протон летить в один бік. При розвалі ж дейтрона на траєкторії, що виходить у задню півсферу ($\theta_d > 90^\circ$), можливі дві ситуації. Перша – дейтрон розвалюється на шляху до класичної кулонівської точки повороту. Тоді нейтрон, що звільнився в процесі розвалу, летить у передню півсферу, а протон, продовжуючи рух уздовж кулонівської траєкторії, вилітає в задню півсферу. І друга – дейтрон розвалюється за точкою повороту. При цьому і нейтрон, і протон летять у задню півсферу. Згідно з наближеними МДХ оцінками [3, 15] і результатами, одержаними в рамках адіабатичного підходу до дослідження пружного розсіяння слабкозв'язаних частинок, розвинуеного авторами даної роботи [5], виявляється, що ймовірність розвалу зростає з наближенням частинки до ядра

мішені і стає максимальною (для заданої траєкторії) поблизу класичної кулонівської точки повороту. Така картина розвалу якісно пояснює виникнення максимуму на передніх кутах у кутовому розподілі нейтронів із розвалу і, відповідно, максимуму в кутовому розподілі протонів під кутами, близькими до 180° [3], але не пояснює той факт, що максимуму енергетичного розподілу протонів відповідають кути $\theta_p \approx 80^\circ$, а θ_n – відмінний від нуля (для $E_d = 8 \text{ MeV}$).

Особливий інтерес представляє залежність перерізів розвалу від кута вильоту нейтронів θ_n , коли кут реєстрації протона $\theta_p \approx 180^\circ$ (рис. 4). Цей випадок може бути використаний для експериментального вивчення при підбар'єрних енергіях дейтронів природи ефекту Німця [6 - 9]. Для пояснення цього ефекту при надбар'єрних енергіях було зроблено припущення про те, що немонотонна залежність перерізів розвалу дейтронів на різних ізотопах одного й того ж ядра мішені обумовлена відмінністю у взаємодії нейтронів з ядрами, що відрізняються заповненістю нейтронних оболонок. Якщо це припущення вірне, то в кореляційних диференціальних (по куту вильоту нейтрона при фіксованому $\theta_p = 180^\circ$) перерізах електричного розвалу дейтронів на ізотопах

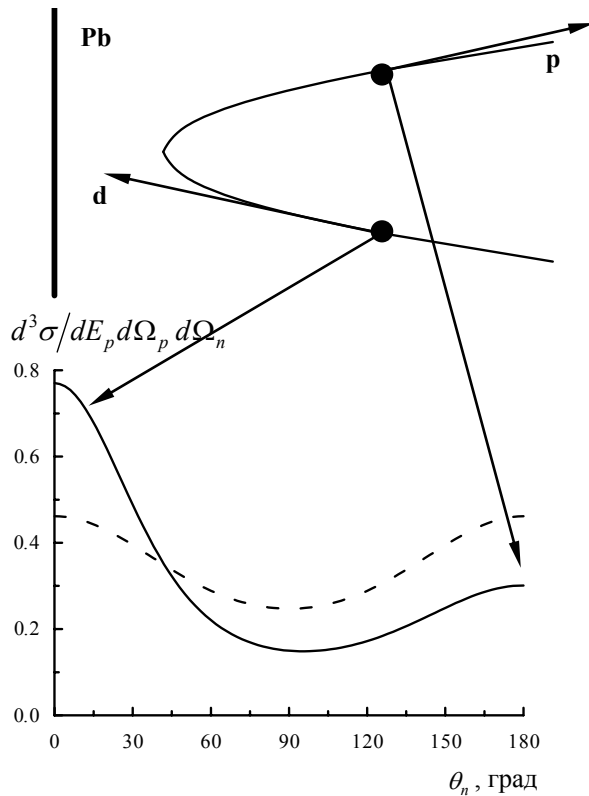


Рис. 4. Якісна картина розвалу дейтрона в кулонівському полі ядра при малих параметрах зіткнення. Диференціальні перерізи (мб/ср²/МеВ) розвалу дейтронів: суцільна лінія – розрахунок за точними формулами [3], штрихова – за наближеною формулою [3]. Кут вильоту протонів та їх енергія фіксовані: $\theta_p = 180^\circ$, $E_p = 5,1$ МеВ і $\varphi_n = 0$.

важких ядер повинні спостерігатися такі закономірності: через перерозсіяння та особливо поглинання нейтронів, що летять уперед, ядромішенню передній ($\theta_n \approx 0^\circ$) максимум перерізів повинен зменшуватися тим помітніше, чим більший переріз реакцій нейтронів з ядрами мішені [16]. При цьому величина перерізу при $\theta_n \approx 180^\circ$, обумовлена чисто кулонівським розвалом, повинна зберігатися.

Висновки

У роботі досліджено поведінку перерізів електричного розвалу дейтронів залежно від кутів вильоту та енергій частинок, що складають дейтрон. На прикладі реакції розвалу дейтрона на ядрах ²⁰⁸Pb при енергії $E_d = 8$ МеВ показано, що деякі особливості розвалу не слідує прогнозам наближених формул теорії Ландау і Ліфшиця для цього процесу. Зокрема показано, що абсолютний максимум потрібного диференціального перерізу розвалу ($d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_n dE_p$) спостерігається при кутах вильоту протонів $\theta_p \approx 80^\circ$, а кут вильоту нейтрона при цьому $\theta_n \approx 30^\circ$. У залежно-

стях диференціальних перерізів від кута θ_n спостерігається два максимуми при $\theta_p > 120^\circ$.

Одержані в роботі висновки корисні для розуміння закономірностей одного з основних процесів (електричний розвал), що властивий взаємодії слабо зв'язаних частинок з важкими ядрами.

На основі результатів роботи запропоновано спосіб експериментального вивчення ефекту Німця на ізотопах важких ядер.

Результати роботи можуть бути застосовані до аналізу процесів пружного розсіяння та розвалу інших слабкозв'язаних частинок (⁶He, ¹¹Be тощо) в області під- і білябар'єрних енергій.

Додаток

Тут описано запропонований нами спосіб розрахунку гіпергеометричних функцій, необхідних для чисельних розрахунків перерізів розвалу (3).

Аргумент $\zeta(\lambda)$ гіпергеометричної функції, що входить у визначення амплітуди (2), завжди є від'ємним при $\lambda = 0$, тобто $\zeta(0) = z < 0$. Користуючись співвідношеннями для рядів Куммера [14], можна показати, що справджується рівність

$${}_2F_1(-i\eta_d, -i\eta_p, 1, z) = (1-z)^{i\eta_p} {}_2F_1(-i\eta_d, 1+i\eta_p, 1, x),$$

де $x \equiv z/(1-z)$ і $0 \leq x < 1$. Обмеження області зміни аргументу гіпергеометричної функції є першим кроком у спрощенні її розрахунку оскільки вже можна користатися гіпергеометричним рядом.

Можна показати [14], що обидва типи гіпергеометричних функцій, що входять у вираз для амплітуди (2), можуть бути одержані за допомогою певних перетворень з функції більш загального вигляду

$$\begin{aligned} &{}_2F_1(l+1-i\eta_d, l+1+i\eta_p, 2l+2, x) = \\ &= (1-x)^{i\eta_d-i\eta_p} \cdot {}_2F_1(l+1+i\eta_d, l+1-i\eta_p, 2l+2, x). \end{aligned}$$

Легко побачити, що функції

$$\begin{aligned} P(x) &= (1-x)^{\frac{i\eta_d-i\eta_p}{2}} \times \\ &\times {}_2F_1(l+1+i\eta_d, l+1-i\eta_p, 2l+2, x) = \\ &= (1-x)^{\frac{i\eta_p-i\eta_d}{2}} \cdot {}_2F_1(l+1-i\eta_d, l+1+i\eta_p, 2l+2, x) \end{aligned}$$

є дійсними при дійсних аргументах x . Крім того, може бути показано, що функція

$$y(x) = x^{\frac{1-\alpha}{2}} P(x)$$

задовольняє рівняння Шварца [14]

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + I(\alpha, \mu, \nu, x)y = 0,$$

де при $\alpha = -1 - 2l$, $\mu = i(\eta_p + \eta_d)$, $\nu = i(\eta_d - \eta_p)$

$$I(x) = \frac{1-\alpha^2}{4x^2} + \frac{1-\nu^2}{4(1-x)^2} + \frac{1-\alpha^2 + \mu^2 - \nu^2}{4x(1-x)}.$$

Очевидними є також граничні умови, необхідні для розв'язку цього рівняння

$$y(0) = 0,$$

$$y'(0) = \begin{cases} 1, & l \neq 1 \\ 0, & l = 1 \end{cases}$$

Таким чином, розрахунок гіпергеометричної функції зведено до розв'язку диференціального рівняння другого порядку для дійсної функції

$${}_2F_1(1 - i\eta_d, 1 + i\eta_p, 2, x) = \frac{1}{x} (1-x)^{\frac{-1+i(\eta_p-\eta_d)}{2}} \cdot y(x).$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Oppenheimer J. R., Phillips M.* Note on the Transmutation Function for Deuterons // *Phys. Rev.* - 1935. - Vol. 43. - P. 500 - 502.
2. *Baur G., Hencken K., Trautmann D.* Electromagnetic Dissociation as Tool for Nuclear Structure and Astrophysics // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* - 2003. - Vol. 51. - P. 487 - 564.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Расщепление дейтрона при столкновениях с тяжелыми ядрами // *Собрание трудов.* - М., 1969. - Т. 2. - С. 54 - 65.
4. *Austern N.* // *Direct Nuclear Reaction.* - Vienna: IAEA, 1963. - P. 452.
5. *Зоммерфельд А.* Строение атома и спектры. - М.: Гостехиздат, 1956. - Т. 2. - 694 с.
6. *Nemets O. F., Sokolov M. V., Struzhko B. G.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* -1965. - Vol. 1. - P. 722.
7. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Корнилов В. А. и др.* // Развал дейтрона на ядрах золота и свинца // *Изв. АН СССР.* - Сер. физ. - 1971. - Т. 35, № 8. - С. 1747 - 1749.
8. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Евланов М. В. и др.* Расщепление дейтронов на тяжелых ядрах и учет взаимодействия нейтрона с ядрами в конечном состоянии // *УФЖ.* - 1977. - Т. 22, № 2. - С. 238 - 242.
9. *Гранцев В. И., Дряпаченко И. П., Евланов М. В. и др.* Развал дейтронов на изотопах свинца // *УФЖ.* - 1977. -Т. 22, № 2. - С. 243 - 245.
10. *Nordsieck A.* // *Phys. Rev.* - 1954. - Vol. 93. - P. 785.
11. *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. - М.: Наука, 1979. - 832 с.
12. *Baur G., Trautmann D.* The breakup of the deuteron and stripping to unbound states // *Phys. Rep.* - 1976. - Vol. 25, No. 4. - P. 293 - 358.
13. *Zadro M.* Exact and approximate postform distorted-wave Born approximation amplitudes for the Coulomb breakup of neutron halo nuclei // *Phys. Rev.* - 2002. - Vol. C66. - P. 034603 (1 - 10).
14. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. - М.: Наука, 1973. - 294 с.
15. *Вербицкий В. П., Теренецкий К. О.* Подбарьерное рассеяние слабосвязанных нейтронно-избыточных легких ионов // *ЯФ.* - 1992. - Т. 55, вып. 2. - С. 362 - 367.
16. *Perey T. E., Buck E.* // *Nucl. Phys.* - 1962. - Vol. 32. - P. 353.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗВАЛА ДЕЙТРОНОВ ПРИ ПОДБАРЬЕРНЫХ ЭНЕРГИЯХ

К. О. Теренецкий, В. П. Вербицкий

Выполнено исследование закономерностей поведения энергетических спектров развала дейтронов в электрическом поле тяжелых ядер в зависимости от углов вылета и энергий частиц, составляющих дейтрон. В качестве примера рассмотрено реакцию развала дейтрона на ядрах свинца при энергии $E_d = 8$ МэВ. Показано, что некоторые особенности процесса развала не следуют прогнозам приближенных формул Ландау и Лифшица для этой реакции. Предложен эксперимент по исследованию физической природы эффекта Немца.

ENERGY SPECTRA OF DEUTERON COULOMB BREAKUP AT SUBBARRIER ENERGIES

K. O. Terenetsky, V. P. Verbitsky

The regularities of the deuteron Coulomb breakup energy spectra behaviour depending on the energies and take-off angles of constituent deuteron particles are investigated. Deuteron breakup reaction on the lead nucleus at the energy $E_d = 8$ MeV has been considered as an example. It was shown that some features of breakup process do not result in the Landau and Lifshits approximate expression predictions for this reaction. The experiment for the Nemets-effect physical nature investigation is suggested.

Надійшла до редакції 17.03.06,
після доопрацювання – 19.04.06.