ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 7, № 2 (2003) с. 127–139

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 2 (2003) p. 127–139

ТРИЧАСТИНКОВА ТЕОРІЯ ПРОНИКНЕННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ КРІЗЬ КУЛОНІВСЬКЕ ПОЛЕ ДВОФРАҐМЕНТНОГО ЯДРА

В. Ф. Харченко[1], А. В. Харченко[1,2]
[1] *Інститут теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова НАН України*
вул. Метрологічна, 14-б, Київ, 03143, Україна
[2] *Лабораторія фізики поверхонь і тонких шарів, Еколь Політехнік,*
91128, Палезо, Франція
(Отримано 5 квітня 2002 р.)

Розвинено послідовний тричастинковий підхід до опису проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу, що складається із зарядженої й нейтральної частинок у зв'язаному стані. Розроблено загальний формалізм і на його основі досліджено вплив кулонівського поля всередині двочастинкового комплексу на величину ймовірности зближення інцидентної зарядженої частинки та центра мас комплексу. Виведено формулу, що описує відносне відхилення фактора проникности (для зарядженої частинки) кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду. У першому наближенні за параметром Зоммерфельда розраховано ефект впливу структурованости двочастинкового комплексу мішені на ймовірності зближення деяких заряджених частинок (мюона, піона, каона та протона) із двофраґментними ядрами (дейтроном і двома найлегшими лямбда-гіпер'ядрами — ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ і ${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$).

Ключові слова: тричастинковий формалізм, заряджена частинка, кулонівське поле двофраґментного ядра, фактор проникности, дейтрон, лямбда-гіпер'ядро.

PACS number(s): 03.65.Nk, 21.45.+v, 21.80.+a

I. ВСТУП

Реальні ядерні системи, як правило, містять заряджені частинки. Співіснування ядерної сили з обмеженим радіусом дії й далекосяжної кулонівської сили є однією з фундаментальних особливостей ядерних систем, що зумовлює виникнення специфічних явищ.

Теорія Ґамова радіоактивного розпаду важких ядер [1,2] була одним із перших успішних застосувань квантової механіки до опису атомних ядер. Згідно з цією теорією, ймовірність альфа-розпаду ядра суттєво визначається ймовірністю проникнення α-частинки із середини ядра, де переважають ядерні сили, назовні крізь кулонівський бар'єр ядра. Наявність кулонівської взаємодії між частинками також може істотно впливати на характеристики ядерних процесів за участю заряджених частинок, найбільше при низьких енерґіях.

Особливо цікавими видаються дослідження ефектів кулонівської взаємодії в найпростіших ядерних системах на мікроскопічному рівні — на основі строгих малочастинкових рівнянь. Застосування малочастинкового підходу до проблеми розсіяння зарядженої частинки в кулонівському полі складної зв'язаної системи, що містить заряджені частинки, уможливлює виявлення нових закономірностей зближення зарядженої частинки й комплексу, які можуть істотно впливати на ймовірності виникнення відповідних реакцій. Зокрема, це дає змогу дослідити вплив структурованости комплексу на величину фактора проникности кулонівського поля комплексу.

Як відомо [3], інтеґральні рівняння Фадєєва для трьох частинок [4] за наявности кулонівської взаємодії між частинками загалом є нефредгольмовими при енерґіях, вищих від порога пружного розсіяння частинки на двочастинковій зв'язаній системі, і потребують перебудови. Для задачі про розсіяння двох заряджених частинок метод розв'язання нефредгольмового інтеґрального рівняння Ліпмана–Швінґера з кулонівською взаємодією, що ґрунтується на використанні граничного переходу від рівняння із заекранованою кулонівською взаємодією, розробив Ґоршков [5]. Як відомо, унаслідок нефредгольмовости інтеґрального ядра двочастинкового рівняння Ліпмана–Швінґера з кулонівським потенціялом (у тривимірному формулюванні) розв'язок задачі про розсіяння двох заряджених частинок не є прямим граничним випадком задачі із заекранованою кулонівською взаємодією при спрямуванні радіуса екранування R_s до нескінченности. Рецепт переходу Ґоршкова полягає в явному виділенні з хвильової функції системи із заекранованим кулонівським потенціялом відомого експоненційного кулонівського множника, синґулярного при $R_s \to \infty$. Веселова [6] запропонувала узагальнення рецепта граничного переходу Ґоршкова для задачі про розсіяння зарядженої частинки на зв'язаній системі із двох заряджених частинок.

Відповідні реґуляризовані інтеґральні рівняння задачі протон-дейтронного розсіяння отримано в роботі [7]. У межах квазічастинкового АҐС-формалізму [8] метод Веселової був застосований також у працях [9,10]. Подальші числові розрахунки демонстрували перевагу коректного врахування кулонівських ефектів (особливо у "внутрішній" ділянці — ділянці дейтронної системи) як на основі методу інтеґральних рівнянь в імпульсному просторі [9,11–13], так і в межах методу інтеґродиференціяльних рівнянь у конфіґураційному просторі [14].

У результаті аналітичних досліджень тричастинкової системи з кулонівською взаємодією на основі інтеґральних рівнянь установлено наявність повної компенсації далекодійних членів ефективної взаємодії між зарядженою частинкою й комплексом (пропорційних $(e_1e_2)^2|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|^{-1}$, $(e_1e_2)^3\ln(|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|\rho_0)$ і $(e_1e_2)^4|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|$) при прямуванні переданого імпульсу до нуля ($|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| \to 0$) та визначено поведінку поляризаційного потенціялу на асимптотично великих [15–18] та проміжних [19, 20] відстанях.

Досягнутий нині проґрес у розробці тричастинкового опису системи, що містить заряджені частинки, дає змогу математично строго сформулювати й дослідити задачу про проникнення зарядженою частинкою крізь кулонівське поле двочастинкової зв'язаної системи.

У цій статті розглянуто тричастинкову задачу про кулонівське розсіяння зарядженої частинки двочастинковою зв'язаною системою, що складається із зарядженої й нейтральної частинок. Розроблено тричастинковий підхід до опису проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу. Розвинено загальний формалізм і на його основі досліджено вплив кулонівського поля всередині двочастинкового комплексу на величину ймовірності зближення інцидентної зарядженої частинки й центра мас комплексу. Виведено формулу для відносного відхилення фактора проникности кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду. У першому наближенні за параметром Зоммерфельда розраховано ефект впливу структурованости двофраґментного ядра (дейтрона та лямбдагіпер'ядер ${}^3_\Lambda\mathrm{H}$ і ${}^5_\Lambda\mathrm{He}$) на ймовірності їх зближення із зарядженими частинками (мюоном, піоном, каоном та протоном).

II. ОСНОВНІ РІВНЯННЯ ДЛЯ РОЗСІЯННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ В КУЛОНІВСЬКОМУ ПОЛІ ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ

Розгляньмо тричастинкову задачу про розсіяння зарядженої частинки 1 на зв'язаному комплексі, що складається із двох частинок — зарядженої 2 і нейтральної 3 (e_i і m_i — заряд і маса частинки i). У цій праці ми обмежимось дослідженням тричастинкової системи з двома парними потенціялами взаємодії — близькосяжним (ядерним) потенціялом взаємодії між частинками 2 і 3, v_{23}^{N}, що забезпечує утворення зв'язаного двочастинкового комплексу, і далекосяжним кулонівським потенціялом взаємодії між частинками 1 і 2, v_{12}^{C}. Уважаємо, що частинки 1 і 3 не взаємодіють зовсім, $v_{31}=0$. Оператор потенціяльної енерґії взаємодії для розгляданої системи трьох частинок має вигляд

$$V = v_{12}^{\mathrm{C}} + v_{23}^{\mathrm{N}}. \tag{1}$$

Зазначимо, що опис системи трьох частинок із потенціялом (1) є найпростішою тричастинковою кулонівською задачею. Така задача може становити самостійний фізичний інтерес або виникати як допоміжна при визначенні інтеґральних ядер модифікованих рівнянь Фадєєва для системи, що містить заряджені частинки [21].

A. Тричастинкові рівняння із заекранованою кулонівською взаємодією

Інтеґральні рівняння, що описують розсіяння зарядженої частинки на двочастинковому комплексі із зарядженої та нейтральної частинок, одержуємо на підставі тричастинкового оператора взаємодії $\bar{V}$, що містить заекранований кулонівський потенціял парної взаємодії $\bar{v}_{12}^{\mathrm{C}}$,

$$\bar{V} = \bar{v}_{12}^{\mathrm{C}} + v_{23}^{\mathrm{N}}\,, \quad \bar{v}_{12}^{\mathrm{C}} = v_{12}^{\mathrm{C}} \cdot s_{12}, \tag{2}$$

де v_{12}^{C} — звичайний (незаекранований) кулонівський потенціял,$v_{12}^{\mathrm{C}}(r_{12}) = e_1e_2/r_{12}$, а s_{12} — екранована функція, що може бути вибрана в експоненційному вигляді: $s_{12}(r_{12},R_s) = \exp(-r_{12}/R_s)$, R_s — параметр, що описує радіус екранування. Тут і надалі всі величини, що відповідають заекранованому кулонівському потенціялові, позначаємо рисочкою зверху.

Розбиваючи (відповідно до вигляду оператора потенціяльної енерґії взаємодії (2)) повну хвильову функцію тричастинкової системи $\bar{\Psi}$ на дві компоненти Фадєєва,

$$\bar{\Psi} = \bar{\Psi}^{(23)} + \bar{\Psi}^{(12)}, \tag{3}$$

записуємо для компонент систему двох зв'язаних інтеґральних рівнянь

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}^{(23)} &= \Phi_{23,1} + G_0(E)T_{23}(E)\bar{\Psi}^{(12)}, \\ \bar{\Psi}^{(12)} &= G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)\bar{\Psi}^{(23)}. \end{aligned} \tag{4}$$

Тут оператор $G_0(E) = (E - h_0^{23} - h_0^1 + i0)^{-1}$ — вільний тричастинковий пропаґатор (h_0^{23} і h_0^1 — оператори кінетичної енерґії відносного руху частинок 2 і 3 та відносного руху частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3), E — повна енерґія відносного руху в системі трьох частинок, $\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)$ і $T_{23}(E)$ — оператори переходу, що відповідають парним взаємодіям $\bar{v}_{12}^{\mathrm{C}}$ і v_{23} і задовольняють рівняння Ліпмана–Швінґера з тричастинковим пропаґатором $G_0(E)$,

$$\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E) = \bar{v}_{12}^{\mathrm{C}} + \bar{v}_{12}^{\mathrm{C}}G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E),$$

$$T_{23}(E) = v_{23} + v_{23}G_0(E)T_{23}(E). \tag{5}$$

Вільний член у (4) являє собою добуток хвильової функції зв'язаного стану двочастинкового комплексу ψ_0 і плоскої хвилі відносного руху частинки 1, що налітає, і центра мас двох частинок комплексу з імпульсом $\mathbf{p}_0$, $\varphi_{\mathbf{p}_0} = |\mathbf{p}_0\rangle$,

$$\Phi_{23,1} = \psi_0 \cdot \varphi_{\mathbf{p}_0}. \qquad (6)$$

Як змінні, що описують тричастинкову систему, будемо використовувати відносні імпульси Якобі

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{ij} &= (m_j \mathbf{k}_i - m_i \mathbf{k}_j)/m_{ij}, \\ \mathbf{p}_k &= \left[m_k\left(\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j\right) - m_{ij}\mathbf{k}_k\right]/M, \end{aligned} \qquad (7)$$

де $\mathbf{k}_i$ — імпульс частинки i, $m_{ij} = m_i + m_j$, $M = m_1 + m_2 + m_3$, $ijk = 123, 231, 312$. У конфіґураційному просторі їм відповідають відносні координати

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, \qquad \boldsymbol{\rho}_k = \left(m_i\mathbf{r}_i + m_j\mathbf{r}_j\right)/m_{ij} - \mathbf{r}_k,$$

де $\mathbf{r}_i$ — радіус-вектор частинки i. Нижче ми вживаємо скорочені позначення змінних імпульсів: $\mathbf{k} \equiv \mathbf{k}_{23}$, $\mathbf{p} \equiv \mathbf{p}_1$ і координат:$\mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_{23}$, $\boldsymbol{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}_1$.

Для досліджуваної задачі про розсіяння частинки на двочастинковому комплексі повна енерґія відносного руху в системі трьох частинок дорівнює

$$E = \epsilon - b, \qquad (8)$$

де $\epsilon = p_0^2/2\mu_1$ — енерґія відносного руху частинки 1 і центра мас комплексу із частинок 2 і 3, $b = \kappa^2/2\mu_{23}$ — енерґія зв'язку двочастинкового комплексу, $\mu_{ij} = m_i m_j/m_{ij}$ і $\mu_k = m_k m_{ij}/M$ — зведені маси двох частинок i і j та частинки k і центра мас пари частинок i і j відповідно.

Значне спрощення задачі про розсіяння частинки на двочастинковому комплексі досягається, якщо взаємодію між частинками 2 і 3, що утворюють зв'язаний комплекс, описувати за допомогою сепарабельного потенціялу

$$v_{23}^{\mathrm{N}} = -\lambda|u\rangle\langle u|. \qquad (9)$$

Потенціялові (9) відповідає двочастинковий оператор переходу

$$t_{23}^{\mathrm{N}}(\varepsilon) = |u\rangle\tau(\varepsilon)\langle u|, \qquad (10)$$

де

$$\begin{aligned} &\tau(\varepsilon) = \frac{S(\varepsilon)}{\varepsilon + b}\,, \quad S(\varepsilon) = \langle u|g_0^{23}(-b)g_0^{23}(\varepsilon)|u\rangle^{-1} \\ &g_0^{23}(\varepsilon) = (\varepsilon - h_0^{23} + i0)^{-1}, \end{aligned} \qquad (11)$$

ε — енерґія відносного руху частинок 2 і 3. Хвильова функція зв'язаного S-стану двох частинок є такою:

$$\begin{aligned} &|\psi_0\rangle = -g_0^{23}(-b)|u\rangle\,, \quad \psi_0\left(\mathbf{k}\right) = u(k)\left(\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right)^{-1}, \\ &\langle\psi_0|\psi_0\rangle = 1, \end{aligned} \qquad (12)$$

при цьому зв'язаний стан двох частинок утворюється за умови

$$\frac{1}{\lambda} + \langle u|g_0^{23}(-b)|u\rangle = 0. \qquad (13)$$

Оператор переходу $T_{23}(E)$ у рівнянні системи (4), що визначається рівнянням Ліпмана–Швінґера (5) з тричастинковим вільним пропаґатором $G_0(E)$, для потенціялу (9) набуває вигляду

$$\begin{aligned} &T_{23}(E) = |u\rangle\tau(E - h_0^1)\langle u|, \\ &\tau(E - h_0^1) = S(E - h_0^1)g_0^1(E). \end{aligned} \qquad (14)$$

Зауважимо, що вираз (14) для $T_{23}(E)$ має діягональний оператор у функціональному просторі відносного імпульсу частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3.

Із застосуванням моделі взаємодії (9) формальний розв'язок системи рівнянь (4) можна подати так:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{\Psi}}^{(23)} &= -G_0(E)|u\rangle\left[1 + \tau(E - h_0^1)\bar{X}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}, \\ \bar{\mathbf{\Psi}}^{(12)} &= -G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)G_0(E)|u\rangle\left[1 + \tau(E - h_0^1)\bar{X}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}, \end{aligned} \qquad (15)$$

де оператор $\bar{X}(\epsilon)$ задовольняє інтеґральне рівняння

$$\begin{aligned} \bar{X}(\epsilon) &= \bar{U}(\epsilon) + \bar{U}(\epsilon)\tau(\epsilon - b - h_0^1)\bar{X}(\epsilon), \\ \bar{U}(\epsilon) &= \langle u|G_0(\epsilon - b)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(\epsilon - b)G_0(\epsilon - b)|u\rangle. \end{aligned} \qquad (16)$$

Ураховуючи (15), повну хвильову функцію (4) записуємо у вигляді

$$\bar{\mathbf{\Psi}} = -\left[1 + G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)\right]G_0(E)|u\rangle\left[1 + \tau\left(E - h_0^1\right)\bar{X}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}. \qquad (17)$$

Оператори $\bar{X}(\epsilon)$, $\bar{U}(\epsilon)$ і $\tau(\epsilon-b-h_0^1)$ в (15) і (16) діють у просторі функцій змінних, що описують лише відносний рух частинки 1 і центра мас частинок 2 і 3, — вектора імпульсу $\mathbf{p}_1$ або радіуса-вектора $\boldsymbol{\rho}_1$. Формулами (15)–(16) тричастинкова задача зведена до певної двочастинкової задачі про рух частинки 1 щодо центра мас частинок 2 і 3. Остання сформульована як інтеґральне рівняння (16). Досягнуте спрощення тричастинкової задачі уможливлене завдяки використанню специфічної моделі взаємодії між частинками зв'язаного комплексу (9).

B. РІВНЯННЯ ДЛЯ ХВИЛЬОВОЇ ФУНКЦІЇ РОЗСІЯННЯ ЗВЕДЕНОЇ ДВОЧАСТИНКОВОЇ ЗАДАЧІ

Замість оператора $\bar{X}(\epsilon)$ (матричні елементи якого містяться в компонентах хвильової функції (15) з початковим імпульсом на енерґетичній поверхні ϵ), зручно використовувати відповідну хвильову функцію

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}=\left[1+g_0^1(\epsilon)\bar{X}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}. \tag{18}$$

Інтеґральне рівняння для функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$, що випливає з (16) і (18), є таким:

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}=\varphi_{\mathbf{p}_0}+g_0^1(\epsilon)\bar{U}(\epsilon)S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}. \tag{19}$$

З використанням функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ і співвідношення

$$\left[1+\tau\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{X}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}=S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0} \tag{20}$$

вирази для фадєєвських компонент (15) і повної хвильової функції (17) набувають вигляду

$$\bar{\Psi}^{(23)}=-G_0(E)|u\rangle S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}, \tag{21}$$

$$\bar{\Psi}^{(12)}=-G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)G_0(E)|u\rangle S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$$

і

$$\bar{\Psi}=-\left[1+G_0(E)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(E)\right]G_0(E)|u\rangle S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}. \tag{22}$$

Хвильову функцію розсіяння ефективної двочастинкової задачі про рух зарядженої частинки 1 щодо центра мас частинок комплексу, $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}(1)$, визначаємо, згідно з методом уведення ефективної взаємодії між частинкою й комплексом Френсіса–Ватсона [22] і Фешбаха [23] (див. також [24] і [25]), як коефіцієнтну функцію при хвильовій функції зв'язаного стану частинок комплексу в розкладі повної тричастинкової хвильової функції за системою хвильових функцій відносного руху частинок 2 і 3, що взаємодіють між собою,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}(1)\equiv\langle\psi_0(23)|\bar{\Psi}_{\mathbf{p}_0}(23,1)\rangle. \tag{23}$$

В імпульсному просторі змінних формула (23) має вигляд

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}(\mathbf{p})=\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\psi_0^*(\mathbf{k})\bar{\Psi}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{k},\mathbf{p}). \tag{24}$$

Ураховуючи у (23) явний вигляд повної хвильової функції (22), одержуємо вираз, що встановлює зв'язок між ефективною хвильовою функцією $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}$ і введеною вище функцією $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}=\left[1+\bar{Z}(\epsilon)S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\right]\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}, \tag{25}$$

де

$$\bar{Z}(\epsilon)=-\langle\psi_0|G_0(\epsilon-b)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(\epsilon-b)G_0(\epsilon-b)|u\rangle. \tag{26}$$

Вираз (26) можна записати так:

$$\bar{Z}(\epsilon)=g_0(\epsilon)[\bar{W}(\epsilon)-\bar{U}(\epsilon)], \tag{27}$$

де

$$\bar{W}(\epsilon)=\langle u|g_0^{23}(-b)\bar{T}_{12}^{\mathrm{C}}(\epsilon-b)G_0(\epsilon-b)|u\rangle, \tag{28}$$

а оператор $\bar{U}(\epsilon)$ визначається виразом (16). Інтеґрування у виразах для $\bar{Z}(\epsilon)$ і $\bar{W}(\epsilon)$, як і у виразі (16) для $\bar{U}(\epsilon)$, виконується лише у просторі змінних відносного руху частинок комплексу.

Уводячи ефективний оператор переходу $\bar{X}_{\mathrm{eff}}(\epsilon)$, що відповідає ефективній хвильовій функції,

$$\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}^{\mathrm{eff}}=\left[1+g_0^1(\epsilon)\bar{X}_{\mathrm{eff}}(\epsilon)\right]\varphi_{\mathbf{p}_0}, \tag{29}$$

і враховуючи співвідношення (25), (27) і (18), одержуємо формулу, що визначає оператор переходу $\bar{X}_{\mathrm{eff}}(\epsilon)$ через оператори $\bar{X}(\epsilon)$ і $\bar{W}(\epsilon)$,

$$\bar{X}_{\mathrm{eff}}(\epsilon)=\bar{W}(\epsilon)+\bar{W}(\epsilon)\tau\left(\epsilon-b-h_0^1\right)\bar{X}(\epsilon). \tag{30}$$

C. ПЕРЕХІД ДО НЕЗАЕКРАНОВАНОЇ КУЛОНІВСЬКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

Вимкнення екранування кулонівської взаємодії між зарядженими частинками (перехід до необмежено великого радіуса екранування, $R_s\to\infty$) у рівнянні (19), що визначає хвильову функцію розсіяння зведеної двочастинкової задачі та ефективну хвильову функцію (24), проведемо, використовуючи відомий метод Ґоршкова–Веселової [5,6]. При цьому величини, що описують систему з незаекранованою кулонівською взаємодією, позначатимемо буквами без рисочки.

Ядра операторів $\bar{U}, \bar{W}$ і $\bar{Z}$ в інтеґральних рівняннях (19) і (30) та у виразі для ефективної хвильової функції (25), що визначаються формулами (16), (26) і (28), мають вигляд

$$\bar{U}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon\right) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})\langle \mathbf{k}_{12}|\bar{t}^{\mathrm{C}}_{12}\left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3}\right)|\mathbf{k}'_{12}\rangle u(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]},$$

$$\bar{W}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon\right) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})\langle \mathbf{k}_{12}|\bar{t}^{\mathrm{C}}_{12}\left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3}\right)|\mathbf{k}'_{12}\rangle u(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]}, \tag{31}$$

$$\bar{Z}\left(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon\right) = -\int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})\langle \mathbf{k}_{12}|\bar{t}^{\mathrm{C}}_{12}\left(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3}\right)|\mathbf{k}'_{12}\rangle u(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right]\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]},$$

де задля спрощення запису використані такі позначення:

$$\mathbf{k}_{12} = -\frac{m_1}{m_{12}}\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}, \quad \mathbf{k}'_{12} = -\frac{m_1}{m_{12}}\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}',$$

$$\mathbf{p}_3 = \mathbf{k} - \frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{p},$$

$$\mathbf{Q} = \frac{m_3}{2m_{23}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}'), \quad \epsilon_p = \epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1} + i0.$$

У граничному випадку незаекранованої кулонівської взаємодії ($R_s \to \infty : \bar{v}^{\mathrm{C}}_{12} \to v^{\mathrm{C}}_{12}$) двочастинкова кулонівська матриця переходу $\bar{t}^{\mathrm{C}}_{12} \to t^{\mathrm{C}}_{12}$) в інтеґральних виразах (31) ґенерує далекодійні (кулонівську й поляризаційні) взаємодії між зарядженою частинкою та центром мас комплексу. Найбільш далекодійна частина ядер операторів $\{U, W, Z\} = \lim_{R_s\to\infty}\{\bar{U},\bar{W},\bar{Z}\}$ утворюється в (31) від борнівського члена двочастинкової кулонівської матриці переходу. Відповідний матричний елемент, будучи локальним, залежить від $\mathbf{k}'_{12} - \mathbf{k}_{12} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, тобто виявляється функцією лише змінних, що характеризують відносний рух частинки 1 і центра мас двох інших частинок, у вигляді заекранованого кулонівського потенціялу взаємодії між точковими зарядами частинки 1 (e_1) і центра мас двочастинкового комплексу (e_2), $\bar{V}^{\mathrm{C}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$,

$$\langle \mathbf{k}_{12}|\bar{t}^{\mathrm{C}}_{12}(\epsilon - b - \frac{p_3^2}{2\mu_3})|\mathbf{k}'_{12}\rangle_{Born} \tag{32}$$

$$= \bar{v}^{\mathrm{C}}_{12}(\mathbf{k}_{12} - \mathbf{k}'_{12}) = \frac{4\pi e_1 e_2}{(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2 + R_s^2} = \bar{V}^{\mathrm{C}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}'),$$

і виноситься з-під знаків інтеґрала в (32),

$$\begin{aligned} \bar{U}(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) &= \bar{V}^{\mathrm{C}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')I(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) + \dots, \\ \bar{W}(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) &= \bar{V}^{\mathrm{C}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')J(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) + \dots, \\ \bar{Z}(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) &= \bar{V}^{\mathrm{C}}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')L(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) + \dots, \end{aligned} \tag{33}$$

де

$$I(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})u(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_p\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]},$$

$$J(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{u(\mathbf{k})u(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}} + b\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}} + b - \epsilon_{p'}\right]}, \tag{34}$$

$$L(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon)=-\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\frac{u(\mathbf{k})u\left(\mathbf{k}-2\mathbf{Q}\right)}{\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b\right]\left[\frac{k^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_p\right]\left[\frac{(\mathbf{k}-2\mathbf{Q})^2}{2\mu_{23}}+b-\epsilon_{p'}\right]}\ .$$

Зауважимо, що фактори I, J і L в (34) не містять у собі параметра екранування R_s, вони є істотно нелокальними і швидко спадають при великих значеннях імпульсів p і p'. Згідно зі співвідношенням (27), зв'язок між факторами (34) має вигляд

$$L(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon)=\left(\epsilon-\frac{p^2}{2\mu_1}\right)^{-1}\left[J(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon)-I(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon)\right]. \tag{35}$$

Діягональні елементи ядер I, J і L з імпульсами на енерґетичній поверхні дорівнюють

$$I(\mathbf{p}_0,\mathbf{p}_0;\epsilon)=J(\mathbf{p}_0,\mathbf{p}_0;\epsilon)=1\ ,$$

$$L(\mathbf{p}_0,\mathbf{p}_0;\epsilon)=-\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\frac{u^2(k)}{\left(b+\frac{k^2}{2\mu_{23}}\right)^3}\ . \tag{36}$$

Головна синґулярність ядра інтеґрального рівняння (19) для хвильової функції розсіяння, що виникає при вимкненні екранування кулонівської взаємодії між зарядженими частинками, зумовлена накладанням синґулярности потенціялу кулонівської взаємодії зарядів частинки й комплексу в його центрі мас,

$$V^{\mathrm{C}}\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}'\right)=\frac{4\pi e_1e_2}{\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}'\right)^2}\ , \tag{37}$$

що, згідно з (33), міститься в ядрі U, і синґулярности вільної функції Ґріна

$$\langle\mathbf{p}|g_0^1(\epsilon)|\mathbf{p}'\rangle=(2\pi)^3\delta\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}'\right)\left(\epsilon-\frac{p^2}{2\mu_1}+i0\right)^{-1}. \tag{38}$$

Граничний перехід до незаекранованої кулонівської взаємодії в рівнянні (19) здійснимо, попередньо переформулювавши рівняння шляхом виділення з ядра (19) у явному вигляді члена $g_0^1(\epsilon)\bar{V}^{\mathrm{C}}$, що відповідає чисто кулонівській взаємодії. Переносячи цей член на лівий бік рівняння (19) і діючи оберненим оператором $1-g_0^1(\epsilon)\bar{V}^{\mathrm{C}}$ на обидві частини одержаного рівняння, записуємо рівняння для функції $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ так:

$$\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}=\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0}+\bar{g}^{\mathrm{C}}(\epsilon)[\bar{U}(\epsilon)S\left(\epsilon-b-h_0^1\right)-\bar{V}^{\mathrm{C}}]\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}\ . \tag{39}$$

Уведену функцію розсіяння заекранованим кулонівським потенціялом $\bar{V}^{\mathrm{C}}$ (32), $\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^{\mathrm{C}}}$ та відповідну функцію Ґріна $\bar{g}^{\mathrm{C}}(\epsilon)$ визначаємо рівняннями:

$$\bar{\psi}^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}=\varphi_{\mathbf{p}_0}+g_0^1(\epsilon)\bar{V}^{\mathrm{C}}\bar{\psi}_{\mathbf{p}_0^{\mathrm{C}}},$$

$$\bar{g}^{\mathrm{C}}(\epsilon)=g_0^1(\epsilon)+g_0^1(\epsilon)\bar{V}^{\mathrm{C}}\bar{g}^{\mathrm{C}}(\epsilon). \tag{40}$$

Перехід до незаекранованої кулонівської взаємодії здійснюємо в реґуляризованому рівнянні (39) автоматично, враховуючи, згідно з [5,6], що при $R_s\to\infty$ функції $\bar{\psi}^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}$ і $\bar{\chi}_{\mathbf{p}_0}$ набувають вигляду добутків відомого синґулярного фазового фактора та відповідних функцій $\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}$ і $\chi_{\mathbf{p}_0}$, що мають скінченну границю й описують фізичний процес розсіяння з незаекранованою кулонівською взаємодією,

$$\bar{\psi}^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})\overset{R_s\to\infty}{\longrightarrow}\exp[-i\eta(\ln 2p_0R_s-\hat{\mathrm{C}})]\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})\ ,$$

$$\bar{\chi}^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})\overset{R_s\to\infty}{\longrightarrow}\exp[-i\eta(\ln 2p_0R_s-\hat{\mathrm{C}})]\chi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})\ , \tag{41}$$

де

$$\eta=\frac{\mu_1e_1e_2}{\hbar^2p_0}=\frac{e_1e_2}{\hbar}\sqrt{\frac{\mu_1}{2\epsilon}} \tag{42}$$

— кулонівський параметр Зоммерфельда,
$\hat{\mathrm{C}}=0.577215\ldots$ — постійна Ейлера [26].

Остаточне інтеґральне рівняння для функції $\chi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})$ одержуємо у вигляді

$$\chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})=\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})+\int\frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3}\int\frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3}\langle\mathbf{p}|g^{\mathrm{C}}(\epsilon)|\mathbf{p}''\rangle$$
$$\times\left[U(\mathbf{p}'',\mathbf{p}';\epsilon)S\left(\epsilon-b-\frac{p\prime^2}{2\mu_1}\right)-V^{\mathrm{C}}\left(\mathbf{p}''-\mathbf{p}'\right)\right]$$
$$\times\chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}'), \tag{43}$$

де $\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})$ — кулонівська хвильова функція розсіяння в імпульсному просторі,

$$\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})=C(\eta)\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})\ ,\quad\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})=\int d\boldsymbol{\rho}\,e^{-i\mathbf{p}\boldsymbol{\rho}}\varphi_{\mathbf{p}_0^{\mathrm{C}}}(\boldsymbol{\rho}). \tag{44}$$

У конфіґураційному просторі кулонівська функція розсіяння $\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\boldsymbol{\rho})$ є такою [24]:

$$\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\boldsymbol{\rho}) = C(\eta)\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\boldsymbol{\rho}) \,,$$
$$\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\boldsymbol{\rho}) = e^{i\mathbf{p}_0\boldsymbol{\rho}}\, {}_1F_1\left(-i\eta, 1, i\left[p_0\rho - \mathbf{p}_0\boldsymbol{\rho}\right]\right) \,, \tag{45}$$

де $\boldsymbol{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}_1 = (m_2\mathbf{r}_2 + m_3\mathbf{r}_3)/m_{23} - \mathbf{r}_1$ — відносний радіус-вектор Якобі між центром мас частинок 2 й 3 і частинкою 1 ($\mathbf{r}_i$ — радіус-вектор частинки i), що відповідає відносному імпульсові $\mathbf{p}_1$ (7). Коефіцієнт

$$C(\eta) = \exp\left(-\frac{1}{2}\pi\eta\right)\Gamma(1+i\eta) \tag{46}$$

в (44) і (45) відповідає нормуванню хвилі, що падає, на одиничну густину ймовірности,

$$|\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\rho\to\infty)| \to 1, \tag{47}$$

забезпечуючи відомий результат для ймовірности знаходження частинки в точці $\rho = 0$ (стосовно ймовірности знаходження її в інцидентному струмені) для чисто кулонівського розсіяння двох зарядів — фактора проникности кулонівського поля точкової частинки

$$P_0 = \frac{|\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\rho=0)|^2}{|\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\rho\to\infty)|^2} = |C(\eta)|^2 = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta}-1} \,. \tag{48}$$

Очевидно, що полюсна й кулонівська синґулярності в ядрі рівняння (43), на відміну від (19), ніде не з'являються в одній точці, а тому інтеґральне рівняння (43) є полярним.

Розв'язок рівняння (43), що виражає $\chi_{\mathbf{p}_0}$ через $\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}$, записуємо так:

$$\chi_{\mathbf{p}_0} = \psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0} + R(\epsilon)\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0} \,, \tag{49}$$

де $R(\epsilon)$ — резольвента незаекранованого ядра $K(\epsilon)$,

$$R(\epsilon) = [1 - K(\epsilon)]^{-1} - 1 \,, \tag{50}$$

$$K(\epsilon) = g^{\mathrm{C}}(\epsilon)[U(\epsilon)S\left(\epsilon - b - h_0^1\right) - V^{\mathrm{C}}] \,. \tag{51}$$

Таку ж поведінку при спрямуванні радіуса екранування до нескінченности ($R_s \to \infty$), як (41), має також ефективна функція $\bar{\psi}^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$ (24),

$$\bar{\psi}^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) \overset{R_s\to\infty}{\longrightarrow} \exp\left[-i\eta(\ln 2p_0R_s - \hat{\mathrm{C}})\right]\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) \,, \tag{52}$$

що безпосередньо випливає зі зображення (25) функції $\bar{\psi}^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$ через функцію $\bar{\chi}^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$ та поведінки (41) функції $\bar{\chi}^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$. Вилучаючи зі співвідношення (25) у граничному випадку $R_s \to \infty$ синґулярні фазові фактори, згідно з (41) і (52), одержуємо вираз для ефективної хвильової функції розсіяння $\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$, що описує процес розсіяння для незаекранованого потенціялу,

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) = \chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) + \int\frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3}Z(\mathbf{p},\mathbf{p}';\epsilon)$$
$$\times\, S\left(\epsilon - b - \frac{p'^2}{2\mu_1}\right)\chi_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}') \,. \tag{53}$$

Формулу (53) для ефективної хвильової функції можна записати як вираз через кулонівську хвильову функцію $\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}$, використовуючи формулу (49) для функції $\chi_{\mathbf{p}_0}$ (і формулу (27) для незаекранованого ядра Z),

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0} = \psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0} + g_0^1(\epsilon) \tag{54}$$
$$\times\Big\{W(\epsilon)S(\epsilon - b - h_0^1)[1 + R(\epsilon)] - V^{\mathrm{C}}\Big\}\psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0} \,.$$

III. ІМОВІРНІСТЬ ПРОНИКНЕННЯ ЗАРЯДЖЕНОЇ ЧАСТИНКИ КРІЗЬ КУЛОНІВСЬКЕ ПОЛЕ ДВОЧАСТИНКОВОГО КОМПЛЕКСУ

Особливо цікавим видається дослідження в межах розробленого тричастинкового формалізму зближення зарядженої частинки й зарядженого двочастинкового зв'язаного комплексу, і зокрема явища проникнення зарядженої частинки крізь складний кулонівський бар'єр двочастинкового комплексу.

У конфіґураційному просторі ефективну хвильову функцію розсіяння знаходимо, використовуючи перетворення Фур'є,

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\boldsymbol{\rho}) = \int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}\mathrm{e}^{i\mathbf{p}\boldsymbol{\rho}}\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) \,. \tag{55}$$

Значення ефективної хвильової функції розсіяння в точці конфіґураційного простору $\rho = 0$ визначаємо, згідно з (55), як інтеґрал відповідного образу Фур'є по всьому імпульсному простору,

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho = 0) = \int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3}\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}) \,. \tag{56}$$

Використовуючи для $\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p})$ вираз (54), формулу (56) записуємо так:

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho=0) = \psi^{C}_{\mathbf{p}_0}(\rho=0) + \int\frac{d\mathbf{p}\,d\mathbf{p}'}{(2\pi)^6}\frac{1}{\epsilon - \frac{p^2}{2\mu_1} + i0}$$
$$\times\left\{\int\frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3}W(\mathbf{p},\mathbf{p}'';\epsilon)S\left(-b + \epsilon_{p''}\right)\right. \tag{57}$$

$$\times \left\langle \mathbf{p}'' \right| [1 + R(\epsilon)] \left| \mathbf{p}' \right\rangle - V^{\mathrm{C}}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \Bigg\} \psi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}') \ .$$

Імовірність знаходження зарядженої частинки в точці центра мас двочастинкового комплексу (щодо ймовірности знаходження її в інцидентному струмені) дорівнює

$$P = \frac{|\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho = 0)|^2}{|\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho \to \infty)|^2} \ . \tag{58}$$

Величину P будемо називати фактором проникности кулонівського поля двочастинкового комплексу.

Виділяючи, згідно з (44) і (45), у виразі (57) загальний коефіцієнт — нормувальний фактор кулонівської функції розсіяння $C(\eta)$, формулу (57) для $\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho = 0)$ записуємо як

$$\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho = 0) = C(\eta) \left[1 + D\left(\eta, p_0\right)\right] \ , \tag{59}$$

де безрозмірна величина

$$D\left(\eta, p_0\right) = \int \frac{d\mathbf{p}\, d\mathbf{p}'}{(2\pi)^6} \frac{1}{\epsilon_p}$$
$$\times \Bigg\{ \int \frac{d\mathbf{p}''}{(2\pi)^3} W\left(\mathbf{p}, \mathbf{p}''; \epsilon\right) S\left(-b + \epsilon_{p''}\right) \tag{60}$$
$$\times \left\langle \mathbf{p}'' \right| [1 + R(\epsilon)] \left| \mathbf{p}' \right\rangle - V^{\mathrm{C}}\left(\mathbf{p} - \mathbf{p}'\right) \Bigg\} \varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}(\mathbf{p}') \ ,$$

що описує ефект структури комплексу, залежить від енерґії відносного руху частинки та комплексу ϵ, параметра η і двох параметрів, що характеризують потенціял взаємодії складових частинок комплексу або зв'язаний стан комплексу, у ролі яких зручно використати енерґію зв'язку b та величину, пов'язану з радіусом взаємодії частинок комплексу.

Оскільки ядро зредукованого оператора у фіґурних дужках виразу (54) не містить оператора далекодійної кулонівської взаємодії, нормування ефективної хвильової функції розсіяння $\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}$ на нескінченно великих відстанях не відрізняється від відповідного нормування кулонівської функції розсіяння (47),

$$|\psi^{\mathrm{eff}}_{\mathbf{p}_0}(\rho \to \infty)| \to 1 \ . \tag{61}$$

Після підстановки формул (59) і (61) в (58) вираз для ймовірности проникнення зарядженої точкової частинки в центр мас двочастинкового комплексу (або фактора проникности кулонівського поля комплексу) записуємо так:

$$P = P_0\{1 + 2\,\mathrm{Re}\, D + |D|^2\} \ , \tag{62}$$

де P_0 — імовірність зближення точкової інцидентної частинки із зарядом e_1 і масою m_1 та точкової частинки із зарядом і масою, що відповідають сумарному заряду комплексу e_2 і сумарній масі комплексу m_{23}, або фактор проникности кулонівського поля безструктурного комплексу (формула (48)). Сума другого і третього доданків у фіґурних дужках виразу (62) описує відносне відхилення фактора проникности (для зарядженої частинки) кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду,

$$\Delta \equiv \frac{P - P_0}{P_0} = 2\,\mathrm{Re}\, D + |D|^2 \ . \tag{63}$$

А. Відносне відхилення Δ у лінійному за параметром η наближенні

Визначмо на основі формули (60) ймовірність зближення зарядженої точкової частинки і двочастинкового комплексу у випадку, коли параметр $|\eta|$ є малим:

$$|\eta| < 1. \tag{64}$$

У лінійному за параметром η наближенні, враховуючи у формулі (60), згідно з (44) і (45) та (33) і (34), лише перші члени розкладів за параметром η функції $\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}$ і ядер W і R,

$$\begin{aligned}
&\varphi^{\mathrm{C}}_{\mathbf{p}_0}\left(\mathbf{p}'\right) = \varphi_{\mathbf{p}_0}\left(\mathbf{p}'\right) + O(\eta),\\
&W\left(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon\right) = V^{\mathrm{C}}\left(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0\right) J\left(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon\right) + o(\eta),\\
&J\left(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0; \epsilon\right) = F_{00}\left(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|\right),\\
&R\left(\mathbf{p}'', \mathbf{p}'; \epsilon\right) = (2\pi)^3 \delta\left(\mathbf{p}'' - \mathbf{p}'\right) + O(\eta),
\end{aligned} \tag{65}$$

де $F_{00}(q)$ — формфактор зарядового розподілу двочастинкового комплексу (що знаходиться в S-хвильовому зв'язаному стані),

$$F_{00}(q) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \psi^*_0\left(\mathbf{k}\right) \psi_0\left(\mathbf{k} - \frac{m_3}{m_{23}}\mathbf{q}\right) = \int d\mathbf{r} \exp\left(i \frac{m_3}{m_{23}} \mathbf{q}\mathbf{r}\right) |\psi_0\left(\mathbf{r}\right)|^2, \tag{66}$$

вираз для величини D одержуємо у вигляді

$$D(\eta, p_0) = 8\pi\eta p_0 \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1 - F_{00}(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_0|)}{(p^2 - p_0^2 - i0)(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2} + o(\eta) = \eta[A(p_0) + iB(p_0)] + o(\eta), \qquad |\eta| < 1 . \tag{67}$$

Тут використано такі позначення:

$$A(p_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty dq \frac{1 - F_{00}(q)}{q} \ln\left(\frac{q + 2p_0}{|q - 2p_0|}\right),$$

$$B(p_0) = \int_0^{2p_0} dq \frac{1 - F_{00}(q)}{q} \tag{68}$$

або з урахуванням (66)

$$A(p_0) = \frac{\pi}{2} - 4 \int_0^\infty dr\, r^2 |\psi_0(r)|^2 \times \int_0^\infty \frac{dq}{q} j_0\left(\frac{m_3}{m_{23}} qr\right) \ln\left(\frac{q + 2p_0}{|q - 2p_0|}\right),$$

$$B(p_0) = 4\pi \int_0^\infty dr\, r^2 |\psi_0(r)|^2 \left[j(x_0) + \mathrm{Cin}(x_0) - 1\right],$$

$$x_0 = 2\frac{m_3}{m_{23}} p_0 r, \tag{69}$$

де $j_0(x)$ — сферична функція Бесселя, $\mathrm{Cin}(x)$ — ціла функція, $\mathrm{Cin}(x) = -\mathrm{Ci}(x) + \ln(x) + \hat{\mathrm{C}}$, $\mathrm{Ci}(x)$ — інтеґральний косинус, $\hat{\mathrm{C}}$ — постійна Ейлера [26].

У граничному випадку нехтівно малої маси нейтральної складової частинки комплексу ($m_3 \ll m_2$), коли центр маси й центр заряду комплексу збігаються ($m_3/m_{23} \to 0$), формфактор прямує до одиниці, $F_{00}(q) \to 1$, а величини $A(p_0)$ і $B(p_0)$ (як і D) — до нуля.

Використовуючи (67), для відношення ймовірности проникнення зарядженої частинки в центр мас двочастинкового комплексу P (62) до ймовірности зближення зарядженої частинки і точкового заряду P_0 (48) одержуємо

$$\frac{P}{P_0} = 1 + \Delta, \quad \Delta = 2A(p_0)\eta + o(\eta). \tag{70}$$

Для сепарабельного потенціялу (9) з фактором $u(k)$ юкаввівської форми,

$$u(k) = \frac{\sqrt{2\pi\kappa\beta(\kappa + \beta)^3}}{\mu_{23}} \frac{1}{k^2 + \beta^2}, \tag{71}$$

формфактор зарядового розподілу двочастинкового комплексу (66) записуємо в аналітичному вигляді,

$$F_{00}(q) = \frac{2m_{23}}{m_3} \frac{\kappa\beta(\beta + \kappa)}{(\beta - \kappa)^2 q} \left\{ \mathrm{arctg}\left(\frac{1}{2}\frac{m_3}{m_{23}}\frac{q}{\kappa}\right) + \mathrm{arctg}\left(\frac{1}{2}\frac{m_3}{m_{23}}\frac{q}{\beta}\right) - 2\mathrm{arctg}\left(\frac{m_3}{m_{23}}\frac{q}{\beta + \kappa}\right) \right\}. \tag{72}$$

У виразі (71) параметр β характеризує обернену величину радіуса взаємодії, а нормування відповідає нормуванню хвильової функції комплексу (12).

Використовуючи (72), вираз (68) для величини $A(p_0)$, що міститься в (70), записуємо так:

$$A(p_0) = \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_0\beta_0(\beta_0 + \kappa_0)}{\pi(\beta_0 - \kappa_0)^2} \int_0^\infty \frac{dx}{x^2} \left[\mathrm{arctg}\left(\frac{x}{\kappa_0}\right) + \mathrm{arctg}\left(\frac{x}{\beta_0}\right) - 2\mathrm{arctg}\left(\frac{2x}{\beta_0 + \kappa_0}\right)\right] \ln\left(\frac{x + 1}{|x - 1|}\right), \tag{73}$$

де

$$\kappa_0 = \frac{m_{23}}{m_3}\frac{\kappa}{p_0}, \qquad \beta_0 = \frac{m_{23}}{m_3}\frac{\beta}{p_0}. \tag{74}$$

Величина A (68) залежить від імпульсу відносного руху частинки й центра мас комплексу p_0 (енерґії $\epsilon = p_0^2/2\mu_1$) та від величин, що характеризують зв'язаний стан двочастинкового комплексу (енерґії зв'язку $b = \kappa^2/2\mu_{23}$ і параметра β для потенціялу з фактором (71)). Згідно з (73), вона, безрозмірна величина, побудована із двох безрозмірних параметрів κ_0 і β_0 (74). Зважаючи на те, що інтеґрал в (73) являє собою лінійну комбінацію трьох однотипних інтеґралів, величину A запишемо як

$$A_(p_0) = \frac{\pi}{2} - \frac{\kappa_0\beta_0(\beta_0 + \kappa_0)}{\pi(\beta_0 - \kappa_0)^2} \times \left[a\left(\frac{1}{\kappa_0}\right) + a\left(\frac{1}{\beta_0}\right) - 2a\left(\frac{2}{\kappa_0 + \beta_0}\right)\right], \tag{75}$$

де

$$a(\xi) = \int_0^\infty \frac{dx}{x^2} \mathrm{arctg}(\xi x) \ln\left(\frac{x+1}{|x-1|}\right) . \qquad (76)$$

Зауважимо, що для потенціялу (9), (71) хвильова функція частинок комплексу у зв'язаному стані (12) з фізичною поведінкою на асимптотично великих відстанях між частинками можлива лише за умови виконання нерівности

$$\kappa < \beta . \qquad (77)$$

Звідси випливають нерівності між значеннями арґументу функції $a(\xi)$, що містяться у виразі (75):

$$\frac{1}{\beta_0} < \frac{2}{\kappa_0+\beta_0} < \frac{1}{\kappa_0} . \qquad (78)$$

B. Числові розрахунки

Розгляньмо спочатку випадок, коли параметр $\frac{1}{\kappa_0}$ є малим,

$$\frac{1}{\kappa_0} = \frac{m_3}{m_{23}} \frac{p_0}{\kappa} < 1 , \qquad (79)$$

що дає змогу виконати інтеґрування в (76) наближено. Обмежуючись урахуванням перших трьох членів у розкладі функції $a(\xi)$ (76) за степенями ξ,

$$a(\xi) = a(0) + \xi a'(0) + \frac{1}{2}\xi^2 a''(0) + o(\xi^2) , \qquad (80)$$

і скориставшись значеннями інтеґралів [27]

$$\int_0^\infty \frac{dx}{x} \ln\frac{x+1}{|x-1|} = \frac{\pi^2}{2} ,$$
$$\int_0^\infty dx \frac{x}{(1+\xi^2x^2)^2} \ln\frac{x+1}{|x-1|} = \frac{\pi}{2\xi(1+\xi^2)} , \qquad (81)$$

у цьому випадку маємо

$$a(\xi) = \frac{\pi^2}{2}\xi - \frac{\pi}{2}\xi^2 + o(\xi^2) , \qquad \xi < 1 . \qquad (82)$$

Підставляючи в (75) перші члени розкладу функції $a(\xi)$ для всіх трьох значень арґументу, що, згідно з (78) і (79), є меншими, ніж 1, головний член розкладу величини A знаходимо у вигляді

$$A_(p_0) = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\kappa_0} + \frac{2}{\kappa_0+\beta_0} + \frac{1}{\beta_0}\right) + o\left(\frac{1}{\kappa_0}\right)$$

$$= \frac{1}{2}\frac{m_3}{m_{23}}\frac{p_0}{\kappa} f(\beta,\kappa) + o\left(\frac{1}{\kappa_0}\right) , \qquad (83)$$

де

$$f(\beta,\kappa) = \frac{\beta^2+4\beta\kappa+\kappa^2}{\beta(\beta+\kappa)} \qquad (84)$$

або, використовуючи вираз для середнього радіуса двочастинкового комплексу

$$\langle r\rangle = \langle\psi_0|r|\psi_0\rangle = \frac{1}{2\kappa} f(\beta,\kappa) , \qquad (85)$$

маємо

$$A(p_0) = \frac{m_3}{m_{23}} p_0 \langle r\rangle + o\left(\frac{1}{\kappa_0}\right) . \qquad (86)$$

Зазначимо, що вираз (86) випливає також безпосередньо з формули (69) для $A(p_0)$, якщо в ній виконати розклад сферичної функції Бесселя за малими значеннями арґументу, що еквівалентно розкладові (82) функції $a(\xi)$ у (75) для малих значень ξ.

Відносне відхилення фактора проникности кулонівського поля двочастинкового комплексу P від фактора проникности кулонівського поля відповідного неструктурованого комплексу (точкового заряду) P_0 (63) при цьому дорівнює

$$\Delta = 2A(p_0)\eta = 2\frac{m_1m_3}{M}\frac{e_1e_2}{\hbar^2}\langle r\rangle$$

$$= \frac{m_1m_3}{M}\frac{e_1e_2}{\hbar^2\kappa} f(\beta,\kappa) . \qquad (87)$$

У граничному випадку взаємодії між складовими частинками 2 і 3 зв'язаного комплексу з нульовим радіусом дії (що випливає з моделі сепарабельного потенціялу (9), (71) при необмеженому зростанні параметра β) фактор (84) прямує до 1, $f(\beta,\kappa) \to 1$, і поправка на структурованість $\Delta_{\mathrm{zr}} \equiv \Delta(\beta\to\infty)$ набуває вигляду

$$\Delta_{\mathrm{zr}} = 2\frac{m_1m_3}{M}\frac{e_1e_2}{\hbar^2}\langle r\rangle_{\mathrm{zr}} = \frac{m_1m_3}{M}\frac{e_1e_2}{\hbar^2\kappa} , \qquad (88)$$

де $\langle r\rangle_{\mathrm{zr}}$ — середній радіус комплексу, що описується моделлю з нульовим радіусом взаємодії,

$$\langle r\rangle_{\mathrm{zr}} = \frac{1}{2\kappa} . \qquad (89)$$

Сфера застосовности формули (87) обмежується значеннями відносного інцидентного імпульсу p_0, що, згідно з умовами (64) і (79), належать до інтервалу збіжности розкладів $\Delta(\eta)$ за кулонівським параметром η (42) і $a(\frac{1}{\kappa_0})$ за параметром $\frac{1}{\kappa_0}$ (74) у степеневі ряди й визначаються нерівностями

$$\frac{\mu_1|e_1e_2|}{\hbar^2} < p_0 < \frac{m_{23}}{m_3}\kappa \ . \tag{90}$$

Для енерґії $\epsilon = p_0^2/2\mu_1$ відповідний інтервал збіжности записуємо так:

$$\frac{\mu_1|e_1e_2|^2}{2\hbar^2} < \epsilon < \frac{m_2 M}{m_1 m_3} b \ , \tag{91}$$

де нижня межа інтервалу являє собою енерґію Рідберґа — енерґію зв'язку атома із зарядженої частинки 1 і двочастинкового ядра — комплексу із частинок 2 і 3 у зв'язаному стані.

Характеризуючи вплив структурованости комплексу на величину проникности кулонівського поля комплексу для зарядженої точкової частинки 1, величина Δ залежить як від зарядів і мас частинок аналізованої системи, так і від параметрів, що описують зв'язаний стан двочастинкового комплексу, b і β. У першому наближенні поправка на структурованість комплексу Δ (86), проте, виявляється незалежною від відносного імпульсу інцидентної частинки й комплексу p_0 (або енерґії ϵ). Вона є додатною ($\Delta > 0$) для відштовхувальної кулонівської взаємодії між зарядженими частинками ($e_1e_2 > 0$) і від'ємною ($\Delta < 0$) для притягальної кулонівської взаємодії ($e_1e_2 < 0$). Таким чином, урахування структурованости комплексу приводить до збільшення фактора проникности кулонівського поля для однойменних зарядів частинки й комплексу та до зменшення його для різнойменних зарядів,

$$P > P_0 \ , \quad \text{якщо} \quad e_1e_2 > 0$$
$$\text{і} \tag{92}$$
$$P < P_0 \ , \quad \text{якщо} \quad e_1e_2 < 0 \ .$$

Очевидно, що вплив структурованости комплексу на величину проникности кулонівського поля комплексу помітно зменшується, якщо маса інцидентної частинки є значно меншою, ніж маса зарядженої або нейтральної частинок комплексу,

$$|\Delta| \ll 1 \ , \quad \text{якщо} \quad m_1 \ll m_2 \text{ або } m_3 \ . \tag{93}$$

Величина Δ також залежить від енерґії зв'язку двочастинкового комплексу b: як величина, обернено пропорційна $\sqrt{b}$, Δ істотно збільшується для слабкозв'язаних двочастинкових систем.

Як приклад, у таблиці 1 наведено значення відносного відхилення фактора проникности кулонівського поля двофраґментного ядерного комплексу (із частинок 2 і 3) від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду, $\Delta_{\rm zr}$ і Δ, розраховані за формулами (88) (модель взаємодії з нульовим радіусом) і (87) (модель сепарабельного потенціялу взаємодії (9), (71)) для розсіяння заряджених інцидентних частинок різної маси (мюона, піона, каона і протона) дейтроном та протона гіпер'ядрами ${}^3_\Lambda$H і ${}^5_\Lambda$He.

Частинка 1 — комплекс $\equiv (2,3)$	$\Delta_{\rm zr}$	Δ	Інтервал застосовности наближення для енерґії ϵ (в МеВ): нижня межа	верхня межа
$\mu^\pm - d \equiv (p,n)$	± 0.007992	± 0.01160	0.002663	41.703
$\pi^\pm - d \equiv (p,n)$	± 0.01038	± 0.01507	0.003459	32.111
$K^\pm - d \equiv (p,n)$	± 0.03123	± 0.04535	0.01041	10.671
$p - d \equiv (p,n)$	0.04998	0.07258	0.01666	6.668
$p -{}^3_\Lambda \mathrm{H} \equiv (d,\Lambda)$	0.1441	0.1680	0.01902	0.9153
$p -{}^5_\Lambda \mathrm{He} \equiv (\alpha,\Lambda)$	0.03610	0.05276	0.08371	64.231

Таблиця 1. Відносне відхилення фактора проникности кулонівського поля двофраґментного ядерного комплексу від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду для різних заряджених інцидентних частинок.

Для опису дейтрона (як системи із протона й нейтрона у зв'язаному стані) використано значення параметрів $\kappa \equiv \kappa_{pn}$ і $\beta \equiv \beta_{pn}$, що відповідають експериментальним значенням енерґії зв'язку дейтрона $b \equiv b_{pn} = 2.224575(9)$ МеВ [28] і триплетної довжини розсіяння нейтрона на протоні $a_{np}^{\rm t} = 5.424(3)$ Фм [29]:

$$\kappa_{pn} = 0.23161\,\text{Фм}^{-1}\ , \beta_{pn} = 1.3906\,\text{Фм}^{-1}\ . \tag{94}$$

Для опису гіпер'ядра ${}^{3}_{\Lambda}$H (як системи з дейтрона і Λ-гіперона у зв'язаному стані) використано значення параметрів $\kappa \equiv \kappa_{d\Lambda}$ і $\beta \equiv \beta_{d\Lambda}$, які відповідають експериментальному значенню енерґії зв'язку гіпертритона ${}^{3}_{\Lambda}$H, $b \equiv b_{d\Lambda} = 0.13(5)$ МеВ [30] і значенню дублетної довжини розсіяння Λ-гіперона на дейтроні $a^{d}_{d\Lambda} = 15.9$ Фм, що випливає з кореляційної залежности $a^{d}_{d\Lambda}$ від $b_{d\Lambda}$, розрахованої в роботі [31] (див. також [32]) в межах тричастинкового опису гіпертритона як системи із протона, нейтрона і Λ-гіперона на основі відомих низькоенерґетичних експериментальних даних про p-n і Λ-нуклон взаємодії:

$$\kappa_{d\Lambda} = 0.06834\,\text{Фм}^{-1}\,, \quad \beta_{d\Lambda} = 1.1938\,\text{Фм}^{-1}\,. \qquad (95)$$

Дані таблиці 1, які стосуються ядра ${}^{5}_{\Lambda}$He (як зв'язаної системи з α-частинки і Λ-гіперона), одержані з використанням параметра $\kappa \equiv \kappa_{\alpha\Lambda}$, що відповідає експериментальному значенню енерґії зв'язку ядра ${}^{5}_{\Lambda}$He, $b = b_{\alpha\Lambda} = 3.12(2)$ МеВ [30], і параметра $\beta \equiv \beta_{\alpha\Lambda}$, що (разом з експериментальним значенням $b_{\alpha\Lambda}$, відтворює значення середнього квадратного радіуса двочастинкової зв'язаної системи ${}^{5}_{\Lambda}$He, $\langle r^2\rangle^{1/2}_{\alpha\Lambda} = 2.43$ Фм, знайдене на основі потенціяльної моделі α-Λ взаємодії, запропонованої в праці [33],

$$\kappa_{\alpha\Lambda} = 0.37094\,\text{Фм}^{-1}\,, \quad \beta_{\alpha\Lambda} = 2.177\,\text{Фм}^{-1}\,. \qquad (96)$$

Зауважимо, що для кожного з розглянутих випадків у таблиці 1 інтервали застосовности наближення для енерґії ϵ охоплюють як енерґії нижче від кулонівського бар'єра відповідного ядра, так і вище від нього.

Як свідчать результати розрахунків, поправка на структурованість комплексу Δ для різних систем знаходиться в межах від 0.01160 (для $\mu-d$ розсіяння) до 0.1680 (для розсіяння протона на найслабше зв'язаній двофраґментній системі — гіпертритоні).

Урахування скінченности радіуса взаємодії між частинками комплексу приводить до збільшення поправки на структурованість,

$$\frac{\Delta}{\Delta_{\text{zr}}} = \frac{\langle r\rangle}{\langle r\rangle_{\text{zr}}} = f(\beta,\kappa) > 1\,. \qquad (97)$$

Для дейтронного і $(\alpha+\Lambda) \equiv {}^{5}_{\Lambda}$He комплексів це відношення досягає значень близько 1.45, а для менш зв'язаного гіпертритонного комплексу $(d+\Lambda) \equiv {}^{3}_{\Lambda}$H становить 1.17.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ І ВИСНОВКИ

У цій праці розроблено послідовний тричастинковий підхід до опису явища проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового (ядерного) комплексу, що складається із зарядженої й нейтральної частинок у зв'язаному стані. Відповідний формалізм побудовано на основі використання методу інтеґральних рівнянь Фадеєва для трьох частинок та методу Ватсона–Фешбаха ефективного (оптичного) потенціялу взаємодії між частинкою і зв'язаним комплексом [22,23], який раніше ми застосовували для виведення поляризаційного потенціялу взаємодії між зарядженою частинкою і двочастинковим комплексом [16,17,20,25].

У зв'язку з нефредгольмовим характером інтеґральних рівнянь Фадеєва вище від порога пружного розсіяння частинки на комплексі, зумовленим наявністю далекосяжної кулонівської взаємодії, наше дослідження ґрунтується на початковому використанні заекранованої кулонівської взаємодії. Граничний перехід до незаекранованого кулонівського потенціялу й реґуляризацію одержаних рівнянь проведено із застосуванням рецепта Ґоршкова–Веселової шляхом явного виділення синґулярного експоненційного кулонівського множника.

Формалізм, що описує проникнення зарядженої частинки крізь кулонівське поле двочастинкового комплексу, одержано в загальному випадку як притягального, так і відштовхувального поля. Виведено формулу для відносного відхилення Δ фактора проникности кулонівського поля двочастинкового комплексу від фактора проникности кулонівського поля відповідного точкового заряду.

З метою одержання результату в простому аналітичному вигляді при визначенні Δ використано два наближення. Основне наближення полягає в апроксимації функції $D(\eta,\kappa_0)$ (60), що описує ефект структурованости комплексу, лінійним членом у розкладі D за параметром Зоммерфельда кулонівської взаємодії між частинкою й центром мас комплексу $\eta < 1$. Додаткове наближення при знаходженні функції $a(\xi)$ (76) в (75), що спричиняє відповідне обмеження значень енерґії ϵ зверху (91), пов'язане з використанням розкладу $a(\xi)$ за параметром $\xi < 1$. (Останнє обмеження на енерґію ϵ зверху не виникає зовсім у тому разі, якщо функцію $a(\xi)$ (76) знаходити прямим чисельним інтеґруванням.) Для кожного з випадків, наведених у таблиці 1, інтервал їх застосовности для енерґії ϵ є досить широким, охоплюючи як енерґії нижче від кулонівського бар'єра відповідного ядра, так і вище від бар'єра. Зрозуміло, що жодних обмежень (знизу і зверху) на енерґію ϵ (91) не виникає при прямому чисельному знаходженні резольвенти R і розв'язанні інтеґрального рівняння (43).

Як приклад застосування розробленого формалізму, у цій статті розраховано ефект впливу структурованости двофраґментного ядра (дейтрона та лямбда гіпер'ядер ${}^{3}_{\Lambda}$H і ${}^{5}_{\Lambda}$He) на величину ймовірности їх зближення із зарядженими частинками (мюоном, піоном, каоном та протоном). У лінійному наближенні за η поправка на структурованість комплексу Δ виявляється додатною для відштовхувальної кулонівської взаємодії між частинками й від'ємною для притягальної кулонівської взаємодії. Величина Δ помітно залежить від співвідношення мас інцидентної частинки й частинок комплексу, а також від величини енерґії зв'язку двочастинкового комплексу. З використанням моделі сепарабельного потенціялу взаємодії між складовими частинками комплексу (9), (71) знайдено, що величина поправки на структурованість комплексу Δ змінюється від 0.0116 (для μ–d розсіяння) до 0.168 (для розсіяння протона на слабкозв'язаній системі гіпертритоні). При цьому виявляється, що врахування скінченности радіуса ядерної взаємодії між частинками комплексу приводить до збільшення поправки на структурованість комплексу Δ — в 1.45 раза для дейтрона і в 1.17 раза для гіпертритона — порівняно з відповідними поправками на структурованість Δ_{zr}, знайденими в моделі з нульовим радіусом взаємодії.

Розроблений тричастинковий формалізм може бути узагальнений для комплексу, що складається із двох заряджених фраґментів, і застосований для дослідження кулонівського розсіяння як на ядерних, так і на атомних і молекулярних системах.

---

[1] G. A. Gamow, Z. Phys. **51**, 204 (1928); **52**, 510 (1928).
[2] E. U. Condon, R. W. Gurney, Phys. Rev. **33**, 127 (1929).
[3] С. П. Меркурьев, Л. Д. Фаддеев, *Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц* (Наука, Москва, 1985).
[4] Л. Д. Фаддеев, Журн. эксп. теор. физ. **39**, 1459 (1960).
[5] В. Г. Горшков, Журн. эксп. теор. физ. **40**, 1481 (1961).
[6] А. М. Веселова, Теор. мат. физ. **3**, 326 (1970).
[7] V. F. Kharchenko, S.A. Storozhenko, preprint ITP–75–53E (1975).
[8] E. O. Alt, P. Grassberger, W. Sandhas, Nucl. Phys. B **2**, 167 (1967).
[9] E. O. Alt, W. Sandhas, H. Zankel, H. Ziegelmann, Phys. Rev. Lett. **37**, 1537 (1976).
[10] E. O. Alt, W. Sandhas, H. Ziegelmann, Phys. Rev. C **17**, 1981 (1978).
[11] E. O. Alt, in *Dynamics of Few Body Systems*, edited by Gy. Bencze, P. Doleschall, J. Révai (KFKI, Budapest, 1986), p. 367.
[12] V. F. Kharchenko, M. A. Navrotsky, S. A. Shadchin, Nucl. Phys. A **512**, 294 (1990).
[13] V. F. Kharchenko, M. A. Navrotsky, P. A. Katerinchuk, Nucl. Phys. A **552**, 378 (1993).
[14] C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, B. F. Gibson, Phys. Rev. C **39**, 1261 (1989); **44**, 50 (1991).
[15] V. F. Kharchenko, S. A. Shadchin, Few Body Systems **6**, 45 (1989).
[16] V. F. Kharchenko, S.A. Shadchin, preprint ITP–93–24E (1993).
[17] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, Укр. фіз. журн. **42**, 912 (1997).
[18] E. O. Alt, A. M. Mukhamedzhanov, Phys. Rev. A **51**, 3852 (1995).
[19] V. F. Kharchenko, Ukr. Phys. J. **45**, 616 (2000).
[20] В. Ф. Харченко, Журн. фіз. досл. **4**, 245 (2000).
[21] J. V. Noble, Phys. Rev. **161**, 945 (1967).
[22] N. C. Francis, K. M. Watson, Phys. Rev. **92**, 291 (1953).
[23] H. Feshbach, Ann. Phys. (N.Y.) **5**, 357 (1958); **19**, 287 (1962).
[24] C. J. Joachain, *Quantum collision theory* (North-Holland–American Elsevier, Amsterdam–New-York, 1975).
[25] В. Ф. Харченко, С. О. Шадчин, Укр. фіз. журн. **42**, 11 (1997).
[26] *Handbook of Mathematical Functions*, edited by M. Abramowitz, I. A. Stegun (Nat. Bur. Stand., Applied Mathematics Series–55, 1964).
[27] И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (Гос. изд-во физ.-мат. лит., Москва, 1962).
[28] C. van der Leun, C. Alderliesten, Nucl. Phys. A **380**, 261 (1982).
[29] L. Koester, W. Nistler, Z. Phys. A **272**, 189 (1975).
[30] M. Jurić *et al*, Nucl. Phys. B **52**, 1 (1973).
[31] В. В. Пересыпкин, Н. М. Петров, препринт ИТФ–75–39Р (1975).
[32] Н. М. Петров, Яд. физ. **48**, 50 (1988).
[33] Y. Kurihara, Y. Akaishi, H. Tanaka, Phys. Rev. C **31**, 971 (1985).

THREE-BODY THEORY OF THE PENETRATION OF A CHARGED PARTICLE THROUGH COULOMB FIELD OF A TWO-FRAGMENT NUCLEUS

V. F. Kharchenko[1], A. V. Kharchenko[1,2]

[1]*Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Nat. Acad. Sci. of Ukraine*
14b Metrologichna Str., Kyiv, UA–03143, Ukraine

[2]*Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces, École Polytechnique*
91128, Palaiseau Cedex, France

A consistent three-body approach to the study of the penetration of a charged particle through the Coulomb field of a two-particle bound complex (composed of a charged and neutral particles) has been developed. A general formalism has been elaborated and on its basis the influence of the Coulomb field within the two-particle complex on the magnitude of the probability of finding an incident charged particle at the centre of mass of the complex has been studied. A formula for the relative difference of the penetration factors (to a charged particle) for the Coulomb field of the two-particle complex and for the Coulomb field of the corresponding point charge has been derived. In the first approximation in the Sommerfield parameter, the effect of the target structure on the probabilities of closing in of some charged particles (the muon, the pion, the kaon and the proton) on two-fragment nuclei (the deuteron and two lightest lambda hypernuclei, ${}^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ and ${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$) has been calculated.