Beynəlxalq Konfrans “Fizika-2005”
International Conference “Fizika-2005”
Международная Конференция “Fizika-2005”

7 - 9 İyun / June / Июнь 2005 №6 səhifə / page / стр. 35-39

Bakı, Azərbaycan Baku, Azerbaijan Баку, Азербайджан

ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ НЕРЕЛЯТИВИСИТИЧЕСКИХ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ

МИРАБУТАЛЫБОВ М.М.

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
г.Баку, пр. Азадлыг-20,AZ-1010, тел. 440 38 85.

В рамках квазиклассики в ВЭП с искаженными волнами, на основе трехмерной формулировке в аналитическом виде получено выражение амплитуды рассеяние протонов промежуточных энергий на атомных ядрах. Как следствие короткодействующего характера протон нуклонного взаимодействия рассеяние протонов на ядрах, было представлено как последовательность однократных рассеянии. С помощью предложенного математического метода получена рекуррентная формула, которая позволяет выразить форм-фактора в искаженно-волнового через борновского и его производных. В результате анализа экспериментальных сечений по упругому рассеянию протонов с энергией 1ГэВ, определены параметры распределения протонов и нейтронов в сферических ядрах ^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{90}Zr,^{208}Pb, в частности, ширину поверхностного слоя нуклонов, среднеквадратичные радиусы распределения плотности протонов, нейтронов и материи. При этом для распределения плотности нуклонов была использована ферми-функция.

Для исследования пространственных характеристик атомных ядер в настоящее время существует много экспериментальных и теоретических методов, среди которых в первую очередь должны быть отмечены ядерные реакции, сопровождающиеся рассеянием электронов и протонов.

При изучении структуры ядер с помощью рассеянных электронов и протонов перед физиками-теоретиками ставятся две главные задачи: обязательно иметь более точную волновую функцию падающих возле ядра частиц и иметь возможность выбрать более реальные пробные функции распределения плотности протонов и нейтронов, а также переходных плотностей. Первая задача для случая рассеяния быстрых электронов на ядрах более приемлемо решена в эйкональном приближении в [1]. В этой работе достаточно точно получена амплитуда процесса и проведена вычисления для потенциала со ступенчатым распределением плотности зарядов (РПЗ). Сечение выражено аналитической формулой и хорошо согласуется с точными расчетами по методу фазового анализа (ФА).

Дальнейшая разработка этой теории для реалистического вида ферми-плотности проводились полюсным методом в работе [2]. Конкретные сравнения полученных результатов с ФА и экспериментом демонстрировали широкие возможности этой теории. Позже, с целью применение этой теории к произвольным вида РПЗ нами в работе [3] предложен другой математический метод расчета амплитуды процесса. С помощью этого метода, амплитуда полученная в искаженно-волновом приближении выражается через более простой, т.е. плоско-волнового приближения. Это позволила нам получить хорошую точность для выполнения расчетов и сравнений сечений с экспериментом от легких до самых тяжелых ядер.

Успешно решение первой задачи в электронном рассеяние, очень помогает в удачном решении второй задачи, т.е. в правильном выборе функций протонного и нейтронного распределений.

Что же касается рассеяния протонов на ядрах, то здесь можно привести дифракционную теорию рассеяния, которая была сформулирована в 1959 году независимо друг от друга американским ученым Глаубером [4] и украинским ученым А.Г.Ситенко [5]. Это теория создана на основе эйконального подхода и справедлива в области малых динамических углов рассеяния. В связи с тем,что все взаимодействие перерассеянного протона с ядром, стоит в фазе амплитуды процесса, что намного упрощает построению теорию многократного рассеяния падающей частицы на нуклонах ядра мишени. Так называемая теория многократного рассеяния Глаубера-Ситенко в настоящее время находит большое применение. В работе [6] автору удалось на основе трехмерной квазиклассики получить явное выражение для амплитуды рассеяние нерелятивистических протонов.

Суть этой теории заключается в следующем. Дифференциальное сечение процесса записывается в следующем общем виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{2}\left(\frac{k}{E}\right)^2\frac{2J_f+1}{2J_i+1}\sum_{\sigma_i\sigma_f}\sum_{M_iM_f}\left|\ f_{if}\left(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f\right)\right|^2 \quad (1)$$

Здесь амплитуда $f_{if}\left(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f\right)$ рассеяния нуклона с импульсом $\mathbf{k}_i$ и проекцией спина σ_i при переходе в конечное состояние с импульсом $\mathbf{k}_f$ и проекцией спина σ_f , M_i проекция спина ядра-мишени, а M_f проекция спина ядра отдачи отличная от нуля в случае неупругого рассеяния,

$$f_{if}\left(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f\right)=-\frac{m}{2\pi\hbar^2}\langle J_fM_f\left|\int d\mathbf{r}\psi_f^{*(-)}(\mathbf{r})V(\mathbf{r}\xi)\ \psi_i^{(+)}(\mathbf{r})\ \right|J_iM_i\rangle \quad (2)$$

Волновая функция ядерного состояния $|JM\rangle$ зависит от соответствующих координат внутреннего движения ξ нуклонов ядра. Волновые функции относительного движения падающих и рассеянных нуклонов, как решения уравнения Шредингера, принимают следующий вид

$$\psi^{(\pm)}(\mathbf{k},\mathbf{r})=\exp\ \left\{\ i\ \left[\ \mathbf{kr}\mp\Phi^{(\pm)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\right]\ \right\} \quad (3)$$

где искажающий член в фазе-

$$Ц^{(\pm)}(\mathbf{k},\mathbf{r})=\frac{m}{\hbar^2k}\int_0^\infty V\left(\mathbf{r}\mp\hat{k}s\right)\ ds \quad (4)$$

При вычислении (4) предполагается, что траектории рассеянных частиц есть прямые линии. Следуя [1] для искажающего члена получаем

$$\Phi^{(\pm)}(\mathbf{k,r})=-\frac{m}{\hbar^2k^2}V(0)(\mathbf{kr})-\frac{ma}{2\hbar^2k}(\mathbf{kr})\left(3k^2r^2+(\mathbf{kr})^2\right). \quad (5)$$
$$\mp b[\mathbf{rk}]^2\pm c[\mathbf{rk}]^4$$

Теперь в рамках ВЭП пренебрегая потерей энергии падающего нуклона $\Delta E\ll E$, где $E=\frac{\hbar^2k^2}{2m}$, и полагая при этом $\left|\mathbf{k}_i\right|=\left|\mathbf{k}_f\right|=k,$ представим

$$\psi_f^{*(-)}\psi_i^{(+)}\ =\ \exp\ \ \left[i\mathbf{qr}\ +\ i\Phi\left(\mathbf{r}\right)\right]\ , \quad (6)$$

где $\mathbf{q}=\mathbf{k}_i-\mathbf{k}_f$ - импульс передачи ядру мишенью.

Здесь

$$\Phi(\mathbf{r})=\frac{V(0)}{2E}\left((\mathbf{k}_f\mathbf{r})-(\mathbf{k}_i\mathbf{r})\right)-\frac{ka}{12E}\left(3k^2r^2\left(\mathbf{k}_i\mathbf{r}-\mathbf{k}_f\mathbf{r}\right)+2(\mathbf{k}_i\mathbf{r})^3-\right.$$
$$\left.-2(\mathbf{k}_f\mathbf{r})^3\ \right)-b\ \left(\ [\mathbf{rk}_i]^2+[\mathbf{rk}_f]^2\right)+c\ \left(\ [\mathbf{rk}_i]^4+[\mathbf{rk}_f]^4\right)$$

(7) За время пролета быстрого протона через ядро можно пренебречь изменением положений нуклонов в ядре. Рассеяние происходит в основном вперед – на малые углы. Рассеиваемый нуклон последовательно взаимодействует с несколькими нуклонами ядра, которые встречаются на его пути. Поэтому, как следствие короткодействующего характера нуклон-нуклонного взаимодействия, рассеяние нуклона на ядре можно записать как последовательность однократных рассеяний. Учитывая это, ядерный потенциал представляем как интеграл составляющих взаимодействий $\upsilon(|\mathbf{r}-\mathbf{x}|)$ падающей частицы с отдельными нуклонами рассеивающего ядра

$$V\left(\mathbf{r}\xi\right)=\int\upsilon\left(\left|\mathbf{r}-\mathbf{x}\right|\right)\cdot\rho\left(\mathbf{x}\xi\right)\mathbf{dx} \quad (8)$$

Так как энергия связи нуклонов ядра мала по сравнению с энергией налетающего протона, то эффектами связи нуклонов можно пренебречь и, следовательно, потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия можно выразить через амплитуды рассеяния на свободных нуклонах, которые определяются из решения уравнения Шредингера [4]

$$f_{NN}\left(\boldsymbol{k}',\boldsymbol{k}\right)=-\frac{\mu_0}{2\pi\ \ \hbar^2}\int e^{-\mathbf{ik'r'}}\upsilon(|\mathbf{r}'|)\psi_{\boldsymbol{k}}\left(\mathbf{r}'\right)\ \mathbf{dr}', \quad (9)$$

где $\mu_0=\frac{m_Pm_N}{m_P+m_N}$ - приведенная масса, а m_p – масса падающего протона, m_N - масса нуклона в ядре мишени.

Волновая функция падающего нуклона при этом имеет вид:

$$ш_k\left(\mathbf{r}\right)=\exp\left\{i\ \mathbf{k}\ \ \mathbf{r}-\frac{i}{\hbar x}\int_{-\infty}^{z}x\left(\mathbf{c}+\hat{k}z'\right)\ dz'\right\} \quad (10)$$

Учитывая (10) в (9), для амплитуды рассеяния получим следующее выражение

$$f_{NN}\left(\mathbf{q}'\right)=-\frac{\mu_0}{2\pi\ \ \hbar^2}\int e^{i\mathbf{q'r'}}\upsilon^{иск}\left(\left|\mathbf{r}'\right|\right)\mathbf{dr}' \quad (11)$$

где $\mathbf{q}'=\mathbf{k}-\mathbf{k}'$ импульс передачи падающей частицы нуклону мишени.

Здесь искаженный нуклон-нуклонный потенциал принимает следующий вид:

$$\upsilon^{иск}\left(r\right)=\upsilon\left(r\right)\exp\left\{-\frac{im}{\hbar^2k}\int_{-\infty}^{z}\upsilon dz'\right\} \quad (12)$$

Учитывая Фурье-преобразование амплитуды $f_{NN}\left(\mathbf{q}'\right)$ в (8), для ядерного потенциала получаем

$$V\left(\mathbf{r}\xi\right)=-\frac{\hbar^2}{(2\pi)^2\mu_0}\int e^{\mathbf{iq'(r-x)}}f_{NN}\left(\boldsymbol{q}'\right)\rho\left(\mathbf{x}\xi\right)d\boldsymbol{q}'d\boldsymbol{x} \quad (13)$$

Здесь для нуклон-нуклонной амплитуды выбирается следующая параметризация [7]:

$$f_{NN}\left(q'\right)=\frac{ik\sigma}{4\pi}\left(1-i\varepsilon_0\right)\ e^{-\beta^2q'^2} \quad (14)$$

Подставляя (6) и (13) в (2) и при этом производя замену переменных $\mathbf{u}=\mathbf{r}-\mathbf{x}$, а также используя в фазовой функции следующее разложение:

$$\Phi\left(\mathbf{u}+\mathbf{x}\right)=\Phi\left(\mathbf{x}\right)+\nabla\Phi\left(\mathbf{u}+\mathbf{x}\right)_{u=0}\mathbf{u}+..., \quad (15)$$

для амплитуды рассеяния получаем

$$f_{if}(\mathbf{q}) = \frac{-\hbar^2}{(2\pi)^2 \mu_0} \int e^{i(\mathbf{q}_{эф} - \mathbf{q}')\mathbf{u}} f_{NN}(\mathbf{q}') \cdot e^{i(\mathbf{qx} + \Phi(\mathbf{x}))} \rho(\mathbf{x}) d\mathbf{u} d\mathbf{q}' d\mathbf{x} \quad (16)$$

где

$$\mathbf{q}_{эф} = \mathbf{q} + \nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})_{u=0} \quad (17)$$

Здесь плотность выражена через радиальную переходную плотность ядра $\rho_L(x)$. Для дифференциального сечения получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{k^2}{4\pi E}\right)^2 \frac{1}{2} \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_{LM} \frac{1}{2L+1} \left| F_{LM}(\mathbf{q}) \right|^2, \quad (18)$$

где формфактор

$$F_{LM}(\mathbf{q}) = \int e^{i[\mathbf{qx} + \Phi(\mathbf{x})]} f_{NN}(\mathbf{q}_{эф}) \rho_L(x)\, Y_{LM}^*(\hat{x})\, d\mathbf{x} \quad (19)$$

Таким образом, задача вычисления сечения сводится к вычислению формфактора (19). С этой целью, выделяя из искажающего члена в фазе малый параметр $\gamma = f_\pi^2 = 0.08$ константа связи, определяемой из эксперимента нуклон-нуклонного рассеяния [8] и перепишем формфактор в следующем виде:

$$F_{LM}(\boldsymbol{q}) = \frac{ik\sigma(1 - i\varepsilon_0)}{4\pi} \int J(\mathbf{q}, \mathbf{x}) \rho_L(x)\; Y_{LM}^*(\hat{x})\; d\mathbf{x} \quad (20)$$

здесь

$$J(\mathbf{q}, \mathbf{x}) = \exp\left[i\mathbf{qx} + i\gamma\chi_1(\mathbf{x}) + \gamma^2 \chi_2(\mathbf{x})\right] \quad (21)$$

Разложим $J(\mathbf{q}, \mathbf{x})$ по степеням $\gamma << 1$ в ряд

$$J(\mathbf{q}, \mathbf{x}) = \sum_{n=0}^{\infty} \gamma^n J_n(\boldsymbol{x}), \quad (22)$$

где

$$J_0(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{qx}} \quad (23)$$

Напишем производную выражения (22) по γ в следующем виде:

$$\frac{\partial J(\mathbf{q}, \mathbf{x})}{\partial \gamma} = \left[i\chi_1(\mathbf{x}) + 2\gamma\chi_2(\mathbf{x})\right] J(\mathbf{q}, \mathbf{x}) \quad (24)$$

С другой стороны, разлагая (24) по степеням γ в ряд и сопоставляя его с производной от (22) по γ, получаем следующую рекуррентную формулу

$$(n+1) J_{n+1}(\mathbf{x}) = i\chi_1(\mathbf{x}) J_n(\mathbf{x}) + 2\chi_2(\mathbf{x}) J_{n-1}(\mathbf{x}) \quad (25)$$

$n = 1,2,3,...,$

где

$$J_1(\mathbf{x}) = i\chi_1(\mathbf{x}) J_0(\mathbf{x}) \quad (26)$$

Эта рекуррентная формула позволяет выразить все члены в (22) через более простое выражение $J_0(\mathbf{x})$.

Таким образом, формфактор (20) принимает следующий вид:

$$F_{LM}(\mathbf{q}) = \frac{ik\sigma(1 - i\varepsilon_0)}{4\pi} \int e^{i\mathbf{qx}} \Re(\mathbf{x}) \rho_L(x) Y_{LM}^*(\hat{x}) d\mathbf{x} \quad (27)$$

где

$$\Re(\mathbf{x}) = 1 + i\Phi(\mathbf{x}) - 4\beta^2 \mathbf{q}\nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})\big|_{u=0} - \Phi^2(\mathbf{x})/2 - 4i\beta^2 \mathbf{q}\Phi(\mathbf{x})\nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})\big|_{u=0} + 8\beta^4 \mathbf{q}^2 (\nabla\Phi(\mathbf{u} + \mathbf{x})\big|_{u=0})^2 \quad (28)$$

Для вычисления (27) необходимо перейти от трехмерного интеграла к одномерному. После интегрирования по углам для $F_{LM}(q)$ получаем

$$F_{LM}(q) = \frac{k\sigma}{2}(1 - i\varepsilon_0)\, e^{-q^2\beta^2} \sum_{\varepsilon=\pm 1} \varepsilon \int_0^{\infty} \frac{\Re(x\varepsilon)\, e^{iqx\varepsilon}}{qx + 4iq^2\beta^2\varepsilon} \rho_L(x) Y_{LO}^* x^2 dx \quad (29)$$

В дальнейшем, задача нахождения формфактора сводится к вычислению одномерных интегралов (29). С этой целью рассмотрим, упругое рассеяние протонов на сферических ядрах.

Анализ сечений с помощью теории многократного рассеяния протонов промежуточных энергий позволяет получить достаточно точную информацию о нуклонных распределениях в ядрах. Известно, что быстрые протоны имеют приблизительно одинаковую чувствительность к протонам и к нейтронам ядра. Поэтому из данных по рассеянию протонов на ядрах можно извлечь сведения об изоскалярной плотности, т.е. о сумме распределений нейтронной и протонной плотностей

$$\rho(r) = \rho_\rho(r) + \rho_n(r) \quad (30)$$

Распределения плотностей протонов и нейтронов выбраны в виде ферми - функций:

$$\rho_i(r) = \rho_{oi}\left(1 + e^{\frac{r-c}{b_i}}\right)^{-1} = \rho_{oi}\tilde{\rho}(r|b_i), \quad (31)$$

$i = p, n$

Вычисление формфактора (29) упругого рассеяния протонов с ферми - плотностью (31) проведено с применением полюсного метода [2].

Экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов с энергией ~1ГэВ на ядрах ^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{90}Zr и ^{208}Pb [7,9] проанализированы в рамках теории многократного рассеяния в искаженно-волновом ВЭП. Наилучшее согласие теоретических сечений, достигнутое при определенных наборах значений параметров протонов и нейтронов, приведено на рис.1 и 2, а сами параметры и вычисленные с помощью них, среднеквадратичные радиусы протонного $< r_p^2 >^{1/2}$, нейтронного $< r_n^2 >^{1/2}$, и нуклонного $< r_N^2 >^{1/2}$ распределений даны в таблице.

Хорошее согласие сечений получено при $b_p = b_n = b$, это означает что, толщины поверхностного слоя протонов и нейтронов в сферических ядрах не различаются. Это еще раз свидетельствует тому, что быстрые протоны на поверхностях в сферических ядрах не «чувствуют» тонкую структуру. Как известно, тонкая структура в распределениях плотности протонов выявляется при учете трехпараметрической ферми-функции в упругом рассеянии электронов на ядрах [10].

Для того, чтобы выполнялось (30), выберем распределение протонных и нейтронных плотностей в следующем общем виде:

$$\rho_{p(n)}(r) = \frac{1}{2}\left[1 \mp \beta(r)\right]\, \tilde{\rho}(r), \quad \beta(r) = \alpha_0 - \alpha_1 \frac{r^2}{c^2},$$

где параметр $\alpha_0 = (N-Z)/(N+Z)$ соответствует приближению пропорциональных плотностей, $\alpha_1 = (Z/A)W$, где W некоторый варьируемый параметр, характеризующий тонкую структуру распределений плотности протонов, который заим ствуется из упругого рассеяния электронов на ядрах [10]. Таким образом, распределения плотности протонов и нейтронов в ядрах соответственно принимают следующий вид:

$$\rho_{p(n)}(r) = \rho^0_{0p(n)}\left(1 \pm W_{p(n)} \frac{r^2}{2c^2}\right)\tilde{\rho}(r) \quad , \qquad (32)$$

где $\rho^0_{op} = (Z/A)\rho_0, \rho^0_{on} = (N/A)\rho_0$, а параметры, характеризующие тонкую структуру в распределении плотностей протонов и нейтронов, связаны между собой следующим образом: $W_p \equiv W$, $W_n \equiv (Z/N)\ W_p$, ρ_0 определяется из условия нормировки распределения плотности нуклонов ядра. Все расчеты проведены с использованием значений параметров элементарных амплитуд (24) согласно данным по упругому нуклон-нуклонному рассеянию [11]: $\sigma = 4.4\text{Ф}м^2$, $\beta^2 = 0.2\text{Ф}м^2$, $\varepsilon_0 = 0.25$.

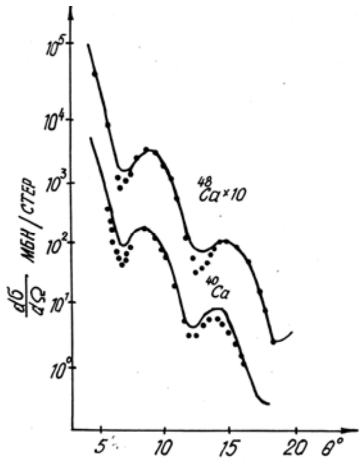

Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ^{40}Ca и ^{48}Ca. Точки – экспериментальные данные. Сплошные линии – сечения, рассчитанные методом искаженных волн.

При сравнении расчетных сечений с экспериментальными видно, что на правых склонах дифракционных пиков согласие хорошее, однако имеется некоторое превышение расчетных значений в области дифракционных минимумов и на левых склонах .

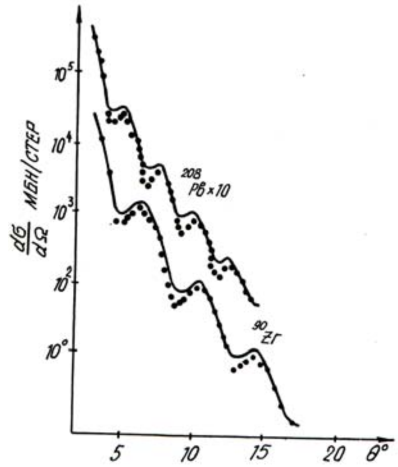

Рис.2 То же что на рис.1, но для ядер ^{90}Zr и ^{208}Pb.

На рис. 3 приведены графики распределения плотностей протонов и нейтронов. Параметры этих распределений получены из совместного анализа экспериментальных сечений в искаженно-волновом ВЭП протонного и электронного рассеяния на соответствующих ядрах [10]. Как видно из этого рисунка, в отличие от нейтронного распределения, плотность протон-ного распределения, начиная с поверхности ядер медленно падает, а затем с приближением к центру слабо возрастает. Такое поведение плотности протонов получившее название формы “дна винной” бутылки подтверждается в экспериментах по упругому рассеянию поляризованных протонов на ядрах [12].

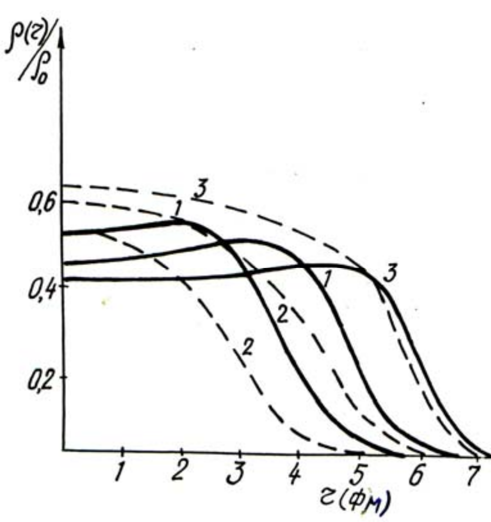

Рис. 3. Распределения плотности протонов (сплошная линия), нейтронов (штриховая): 1 – ^{90}Zr, 2 – ^{40}Ca, 3 – ^{208}Pb.

Таблица. Параметры, характеризующие распределение плотности протонов, нейтронов и нуклонов

Ядра	W_p	W_n	$t = 4.4b$ Фм	$< r_p^2 >^{1/2}$ Фм	$< r_n^2 >^{1/2}$ Фм	$< r_N^2 >^{1/2}$ Фм	$c \cdot A^{-1/3}$ Фм
^{40}Ca	0.60	0.60	2.260	3.920	2.662	3.705	1.020
^{48}Ca	0.64	0.43	2.480	3.590	2.754	3.184	1.023
^{90}Zr	0.40	0.32	2.306	4.308	4.207	4.220	1.040
^{208}Pb	0.60	0.39	1.710	5.482	4.982	5.266	1.048

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе теории многократного рассеяния в искаженно-волновом ВЭП в аналитическом виде, получено выражение для дифференциального сечения, которое позволяет изучать структуры атомных ядер с помощью упругого рассеяния протонов. При вычислении формфактора полученного в искаженно-волновом приближении, предложен математический метод . С помощью этого метода получена рекуррентная формула, которая позволяет придать формфактору более простой вид.

Полученные выражения применены для анализа упругого рассеяния протонов с энергией ~1ГэВ, в сферических ядрах ^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{90}Zr, ^{208}Pb. Из наилучшего согласия экспериментальных и теоретических сечений определены параметры, характеризующие распределений плотности протонов и нейтронов в ядрах. При этом все используемые параметры заимствованы из эксперимента. Параметр W, описывающий тонкую структуру в распределении протонов на поверхности ядер, был взят из электронного рассеяния на этих же ядрах, полученного в искаженно-волновом приближении.

[1]. D.R.Jennie, F.L.Boss, and D.G.Revenhall, Phys. Rev. 137B, 882 (1965).
[2]. В.К. Лукьянов, Ю.С.Поль, ЭЧАЯ 5, 955
[3]. М.М.Мирабуталыбов ЯФ 67,2171(2004)
[4]. А.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов, Изв. АН СССР. Сер. физ. 40, 2156 (1976).
[5]. R.J. Glauber, Lect. There. Phys. (N.Y.) 1, 315 (1959).
[6]. А.Г. Ситенко, Укр. физ. журн. 4, 152 (1959).
[7]. Markus, Phys. Rev. Lett. 78, 4161 (1997).
[8]. J.P.Auger, A.Tellez-Arenas, and G.Lazard,J.Phys. 12, 317 (1986)
[9]. H.F.Arellano and F.A.Brieva, Phys. Rev. 54, 2570 (1996).
[10]. А.В.Джавадов, М.М.Мирабуталыбов Изв. АН СССР. Сер. физ.42, 1869 (1978).
[11]. Т.Д.Алхазов, Изв. АН СССР. Сер. физ 48, 1858 (1984)..
[12]. L.G.Arnold, B.C.Clark, *et al.*, Phys. Rev.C 23, 616 (1981).