BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2007

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В (*pp*) РАССЕЯНИЯХ

С.Г.АБДУЛВАГАБОВА, Н.Ш.БАРХАЛОВА, Т.О.БАЙРАМОВА
Бакинский Государственный Университет

Рассматривается применение импульсного приближения к исследованию эффектов поляризации pp рассеяния. Получено уравнение для матрицы амплитуды рассеяния в рамках такого приближения. Описаны методы расчета элементов матрицы амплитуды рассеяния и изучены представления в базисе угловых моментов. Показано, что применение этих волновых функций в импульсном приближении позволяет неплохо описать экспериментальные дифференциальные поперечные сечения. Проведено также сопоставление импульсного приближения с дифракционным приближением. Кроме того, обсуждаются эффекты поляризации в зависимости от спиновых состояний протонов. Доказывается, что если падающий протон не поляризован, конечная волна содержит спиновые состояния с равной вероятностью как и для рассеяния налево, так и для рассеяния направо. Как и ожидалось, в направлении падающего пучка поляризация не возникает.

1. Введение

Для описания рассеяния частиц на ядрах часто используется и импульсное приближение [1]. Импульсное приближение применимо, если энергия падающего нуклона значительно превосходит энергию связи отдельных нуклонов в ядре. Для упрощения многочастичной задачи предполагается, что падающий нуклон в каждый момент времени взаимодействует лишь с одним нуклоном ядра. В этом случае столкновение можно рассматривать как короткий удар, в течение которого силы, связывающие ударяемый нуклон с ядром, не играют никакой роли. Таким образом, за время взаимодействия ударяемый нуклон можно считать «свободным», а силы связи в ядре определяют лишь функцию распределения нуклонов по импульсам. В импульсном приближении сечение какого-либо процесса взаимодействия нуклона с ядром выражается через амплитуду рассеяния нуклона на отдельном нуклоне. Предполагается также, что на рассеяние нуклона на каком-либо нуклоне ядра мишени не влияет присутствие других нуклонов ядра.

Приближение неприменимо, если длина свободного пробега падающей частицы внутри мишени значительно меньше размеров последней. Другое условие применимости импульсного приближения состоит в том, чтобы в каждый данный момент падающая частица не взаимодействовала более, чем с одной частицей мишени, в противном случае полная амплитуда уже не будет равна простой сумме двухчастичных амплитуд.

В настоящей работе на основе импульсного приближения рассматривается эффекты поляризации *pp* рассеяния. Получены формулы для матрицы амплитуды рассеяния, а также обсуждается эффекты поляризации в зависимости от спиновых состояний протонов.

2. Уравнение для матрицы рассеяния

Интерес к теории высокоэнергетического потенциального рассеяния обусловлен возможностью ее приложений к задаче атомной и ядерной физики, а также при описании релятивистского рассеяния сильно взаимодействующих частиц. Кроме того, эти процессы являются основным источником информации об эффективных *NN* взаимодействиях. Особый интерес в этом ряду процессов представляют *pp* рассеяния, так как из их анализа можно получить сведения о поляризации рассеянной частицы и мишени.

Рассмотрим рассеяния протона - p_1 на протоне - p_2. Будем предполагать, что потенциал $V(r_{p_1} r_{p_2})$ является локальным, короткодействующим и слабо сингулярным: $r^2\, V(r_{p_1} r_{p_2}) \to 0$ при $r \to 0$.

Уравнение Шредингера для этой системы имеет вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_p}\Delta_{p_1}-\frac{\hbar^2}{2m_p}\Delta_{p_2}+V_{12}(r_{p_1p_2})\right]\Psi(r_{p_1}r_{p_2})=E\Psi(r_{p_1}r_{p_2})\,. \quad (1)$$

Пусть φ_{p_2} и E_{p_2} волновая функция и энергия частицы мишени, соответственно. Они удовлетворяют уравнению:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_p}\Delta_{p_2}+V_0(r_{p_2})\right]\varphi_{p_2}=E_{p_2}\varphi_{p_2}\,. \quad (2)$$

Если (φ_i, k_i) и (φ_f, k_f) – начальное и конечное состояния системы, тогда

$$\frac{1}{2m_p}\hbar^2 k_i^2+E_i=\frac{1}{2m_p}\hbar^2 k_f^2+E_f=E\,. \quad (3)$$

Будем искать решение $\Psi(r_{p_1} r_{p_2})$, содержащее падающую плоскую волну и рассеянную волны. В импульсном приближении точная волновая функция $\Psi(r_{p_1} r_{p_2})$ заменяется на

$$\Psi(r_{p_1}r_{p_2})\to\frac{1}{(2\pi)^3}\iint dKdre^{-iKr}\varphi_i(r)\psi_{k_iK}(r_{p_1}r_{p_2})\,, \quad (4)$$

где $\psi_{k_iK}(r_{p_1}r_{p_2})$ описывает рассеяние протона p_1 с импульсом k_i на свободном протоне p_2 с импульсом **К**.

Если ввести координаты

$$R = \frac{1}{2}\left(r_{p_1} - r_{p_2}\right) \text{ и } r = r_{p_1} - r_{p_2}, \qquad (5)$$

и выделить из волновой функции $\psi_{k_iK}(r_{p_1}r_{p_2})$ движение центра масс, имеем

$$\psi_{k_iK}(r_{p_1}r_{p_2}) = e^{[i(k_i+K)R]}\varphi_{k_i-K}(r). \qquad (6)$$

Тогда матричный элемент рассеяния имеет следующий вид:

$$M = \frac{1}{(2\pi)^6}\int e^{i(k_i-k_j+K)r_p}\, e^{-iKr}\, \psi_f^*(r_p)\psi_i(r_p)(k_fK'|V|k_iK)\,drdKdK', \qquad (7)$$

где

$$(k_fK'|V|k_iK) = (2\pi)^3\delta(k_f + K' - k_i - K)\int e^{[i(K-k_i)r/2]}V(r)\varphi_{k_i-K}(r)dr. \qquad (8)$$

Здесь k_f и K' импульсы протонов p_1 и p_2 после рассеяния, соответственно. Это выражение справедливо во всей области углов рассеяния и может рассматриваться как обобщение эйконального приближения для амплитуды рассеяния [2].

Можно ожидать, что импульсное приближение будет лучшим приближением, так как матричный элемент (7) содержит взаимодействие $V(r)$.

Матричный элемент с обменным потенциалом имеет такую же форму, только в выражениях (5) и (6) радиус векторы r_{p_1} и r_{p_2} меняются местами. При высоких энергиях рассеяние на обычном потенциале $V(r)$ будет давать в угловом распределении пик под малыми углами, а при рассеянии на обменном потенциале – под большими. Даже для чисто обменных сил ожидается небольшой пик при 0^0, который обязан дифракционному рассеянию [3].

Эффект обменных сил может проявляться лишь в pp процессах в состояниях $T_z = 0$. Пик под большими углами при рассеянии протонов с высокой энергией не может быть объяснен обменом одним пионом, так как в такой модели из-за псевдоскалярности пионов не должно происходить рассеяния точно на 0^0 или 180^0. Однако пик на этих углах может возникать либо при обмене парой π мезонов, ρ мезонов, либо в результате эффекта интерференции. Однопионный потенциал играет существенную роль при взаимодействии на больших расстояниях и при малой передаче импульса. Размер области взаимодействия, соответствующий обмену n числа π мезона с массой μ оценивается как $\hbar / n\mu c$. Следовательно, наибольший радиус действия сил получается при обмене одной наиболее легкой частицей, т.е. при однопионном обмене. Член амплитуды рассеяния от обмена одним пионом имеет полюсы при углах рассеяния $\cos\theta = \pm[1 + (\mu / 2q)]$, где q-импульс нуклона в системе центра масс. Тогда рассеяние в окрестности полюсов определяется рассеянием в полюсах. Значение амплитуды рассеяния в полюсе вычисляется точно в мезонной теории. Результаты фазового анализа подтверждают применимость механизма однопионного обмена для длиннодействующей части взаимодействия [4].

3. Поляризационные эффекты

Рассеяние может сопровождаться переходами между различными lJ – состояниями, совместимыми с сохранением полного момента. Однако орбитальный момент и спин не являются хорошими квантовыми числами, и парциальная волна, соответствующая определенным l и S, может вызвать рассеянную волну с $l' \neq l, S' \neq S$. Если принять во внимание, что хорошими квантовыми числами являются полный момент и четность, амплитуды рассеянных волн образуют матрицу, элементы которой зависят от следующих индексов- J, l и S.

Из-за сохранения четности вектор K не может служить выделенной осью для ориентации спина. Однако аксиальный вектор $K \times k_i$, перпендикулярный плоскости рассеяния, может быть связан со спином. Следовательно, протон рассеянной протоном, может быть поляризован в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния.

Состояния двух протонов со спином 1/2 могут быть подразделены на синглетные и триплетные. Кроме того, должны учитываться только амплитуды с изотопическим спином T=1. Зарядовая независимость приводит к запрету синглет-триплетных переходов.

Таким образом, амплитуды парциальных волн образуют матрицу A, содержащую только три диагональных элемента, которые обозначаются a_0, a_1 и a_3:

$$\begin{array}{cccc} & S_{1/2} & P_{1/2} & P_{2/3} \\ S_{1/2} & a_0 & 0 & 0 \\ P_{1/2} & 0 & a_1 & 0 \\ P_{2/3} & 0 & 0 & a_3 \end{array} \qquad (9)$$

Для того чтобы интерпретировать наблюдаемое угловое распределение, матрицу (9) необходимо отнести к собственным состояниям l, и m_l, так как каждая величина m_l имеет свою характерную угловую зависимость. Амплитуда рассеяния, если ее отнести к собственным состояниям l, m_l и m_s, превращается в матрицу 8×8, поскольку состояния $S_{1/2}$, $P_{1/2}$, $P_{2/3}$ имеют мультипольности 2, 2 и 4. Если выбрать ось квантования в направлении первичного протона, падающая волна должна иметь $m_l = 0$ из-за аксиальной симметрии задачи. Матричные элементы имеют следующий вид

$$a_{\alpha\alpha} = a_{\beta\beta} = \left\langle \alpha Y_1^0 \middle| A \middle| \alpha Y_1^0 \right\rangle = \left\langle \sqrt{\frac{2}{3}} \mathrm{Y}_{3/2}^{1/2} - \sqrt{\frac{1}{2}} \mathrm{Y}_{1/2}^{1/2} \middle| A \middle| \sqrt{\frac{2}{3}} \mathrm{Y}_{3/2}^{1/2} - \sqrt{\frac{1}{2}} \mathrm{Y}_{1/2}^{1/2} \right\rangle = \frac{2}{3} a_3 + \frac{1}{2} a_1; \tag{10}$$

$$a_{\beta\alpha} = a_{\alpha\beta} = \left\langle \beta Y_1^1 \middle| A \middle| \alpha Y_1^0 \right\rangle = \left\langle \sqrt{\frac{1}{3}} \mathrm{Y}_{3/2}^{1/2} + \sqrt{\frac{1}{2}} \mathrm{Y}_{1/2}^{1/2} \middle| A \middle| \sqrt{\frac{2}{3}} \mathrm{Y}_{3/2}^{1/2} - \sqrt{\frac{1}{2}} \mathrm{Y}_{1/2}^{1/2} \right\rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} a_3 - \frac{\sqrt{2}}{3} a_1;$$

Если падающая частица и мишень поляризованы, то дифференциальное или полное сечение зависит от данного спинового состояния χ_i. Однако, если не измерять поляризацию после рассеяния, то нужно суммировать поперечное сечение по всем ортогональным конечным состояниям χ_f.

$$\sigma_{if}(\theta, \varphi) = \sigma_{\chi_i \to \chi_f}(\theta, \varphi) = \left| F_{if}(\theta, \varphi) \right|^2. \tag{11}$$

Удобно ввести матрицу F, элементы которой, отнесенные к спиновым состояниям α и β, таковы:

$$F_{\alpha\alpha} = F_{\beta\beta} = a_0 + (2a_3 + a_1)\cos\theta, \quad F_{\alpha\beta} = -(a_1 - a_3)\sin\theta e^{-i\varphi}; \quad F_{\beta\alpha} = (a_1 - a_3)\sin\theta e^{i\varphi}. \tag{12}$$

Амплитуды рассеяния, даваемые соотношениями (12) для рассеяния налево ($\varphi = 0$, $e^{\pm i\varphi} = 1$), равны

$$F_{\alpha\alpha} = F_{\beta\beta} = a_0 + (2a_3 + a_1)\cos\theta; \quad F_{\alpha\beta} = -F_{\beta\alpha} = -(a_1 - a_3)\sin\theta. \tag{13}$$

В то время как для рассеяния направо ($\varphi = \pi$, $e^{\pm i\varphi} = -1$) знак у $\sin\theta$ противоположный.

Таким образом, если падающий протон не поляризован, конечная волна содержит состояния α и β с равной вероятностью как и для рассеяния налево, так и для рассеяния направо. Как и ожидалось, в направлении падающего пучка поляризация не возникает.

Полученные выше результаты могут быть обобщены и на случаи, когда в качестве частиц фигурируют не только протоны, но и составные частицы и любые элементарные частицы, например, мезоны или антинуклоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ситенко А.Г. //ЭЧАЯ, 1973, Том 4, Вып.2, стр.546.
2. Абдулвагабова С.К., Расулов Э.А. // Известия высших учебных заведений, Физика, 2003, № 7, стр. 91-92
3. Абдулвагабова С.К., Расулов Э.А. // Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, 2002, №4, стр.25-34.
4. Райф Р., Саупе Г.// ЭЧАЯ, 1983, Том 14, Вып.4, стр.901.

(p,p) SƏPİLMƏSİNDƏ POLYARİZASİYA EFFEKTLƏRİ

S.Q.ƏBDÜLVAHABOVA, N.Ş.BARXALOVA, T.O.BAYRAMOVA

XÜLASƏ

İmpuls yaxınlaşması *(p,p)* səpilməsində polyarizasiya effeкtlərinin öyrənilməsinə tətbiq edilir. Baxılan yaxınlaşmada səpilmənin amplitudunun matrisası üçün ifadə alınmışdır. Səpilmə amplitudunun matrisa elementlərinin hesablama metodu göstərilmiş və bucaq momentləri əsasında dalğa funкsiyaları öyrənilmişdir. İmpuls yaxınlaşmasında bu funкsiyalardan istifadə səpilmənin diferensial кəsiyinin təcrübi qiymətlərini кifayət qədər yaxşı verir. İmpuls yaxınlaşmasının difraкsiya yaxınlaşması ilə müqayisəsi də təhlil edilmişdir. Bundan başqa, polyarizasiya effeкtləri protonların spin hallarından asılı olaraq təhlil edilir. Belə кi, düşən proton polyarizələşmiş olmazsa, son dalğa həm sağ və həm də sol tərəflərə səpilmələrdə eyni ehtimalla spin hallarını özündə saxlayır.

THE POLYARISATION EFFECTS IN *(p,p)* SCATTERING

S.G.ABDULVAHABOVA, N.Sh.BARKHALOVA, T.O.BAYRAMOVA

SUMMARY

Within the impuls approximation *(p,p)* scattering is analyzed. The equation for the amplitude *(p,p)* scattering is obtained in the frame of such approximation. The methods of calculation of matrix elements of the amplitude have been reviewed. Representations in angular momentum basis are also considered. It is shown, that this function satisfactorily describes the experimental differential cross sections. A comparison of the impuls approximation with diffraction approximation was made. Polarization effects in depends with spin states of protons are discussed. It is proved, that if incident proton doesn’t polarized, the finite wave consists spin states with equal probability as for left as well as for right scattering. As it is expected, in direction of the incident wave the polarization doesn’t appear.