Ц-979

19/III-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 4272

Ч.Цэрэн

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ ДЕЙТРОНАМИ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСАХ

1969

Р2 - 4272

7723/2 ир

Ч.Цэрэн

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ ДЕЙТРОНАМИ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСАХ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В последнее время появился ряд работ[1,2], в которых авторы предлагают извлекать некоторую информацию о реальной части амплитуды $\pi N(NN)$ рассеяния, измеряя дифференциальное сечение $\pi d(Nd)$ упругого рассеяния под малыми углами.

При высоких энергиях, в приближении Глаубера, амплитуда $Xd\,(X=\pi,K,N)$ рассеяния выражается суммой членов, разложенных по импульсам, в которой при малых передаваемых импульсах t главную роль играют однократное (обычное импульсное приближение) и двукратное рассеяния. При рассеянии вперед однократное рассеяние дает гораздо больший вклад в полное сечение, чем двукратное рассеяние.

Однако по мере увеличения передаваемого импульса t вклад однократных столкновений быстро уменьшается. При росте t двукратное рассеяние начинает играть весьма заметную роль. Таким образом, при некотором значении t однократное и двукратное рассеяния сравнимы между собой. Если предположим, что амплитуда $\pi N(NN)$ рассеяния чисто мнима, то, как известно, из формулы Глаубера[3] следует, что при некотором значении $t=t_0$ сечение проходит через нуль ввиду того, что эффекты однократного и двукратного рассеяний полностью взаимно компенсируются. Эта компенсация не будет полной, если действительная часть амплитуды отлична от нуля. Поэтому можно было надеяться по измерению провала в дифференциальном сечении $\pi d(Nd)$ упругого рассеяния получить сведения о реальной части амплитуды.

Однако эффекты, которыми можно было пренебречь при совсем малых t, становятся важными при $t=t_0$ [x].

Измерены дифференциальные сечения $\pi d(Nd)$ рассеяния при энергиях $3{,}65\,\frac{\text{Гэв}}{c}$ /2/, $3{,}7\,\frac{\text{Гэв}}{c}$ /4/ и $2\,\frac{\text{Гэв}}{c}$ /5/. В этих экспериментах обнаружен слабый пик при $t=t_0=0{,}4(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$ для πd $[t_0=0{,}35(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$ для $Nd]$ рассеяния. Согласие вычислений с экспериментальными данными имеется в области $-t < 0{,}3(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$, где преобладает вклад импульсного приближения, и в области $-t > 0{,}5\,(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$, где главную роль играет, по-видимому, двукратное рассеяние.

Что касается области $t=t_0$, то как для πd, так и для Nd рассеяния, имеется большое расхождение теории и эксперимента.

Можно думать, что спиновые эффекты и вклады многократного рассеяния могут играть относительно большую роль в области минимума и при больших значениях t. В этой заметке мы рассмотрим спиновые эффекты в амплитуде $\pi d(Nd)$ рассеяния при конечных, но малых передаваемых импульсах и их влияние на сечение рассеяния неполяризованных частиц.

Наши вычисления велись для случая постоянной фазы $\pi N(NN)$ рассеяния, и не учитывалась поправка Вилкина /6/, т.к. вклады последней и зависимости фазы от t малы.

С учётом спиновых переменных глауберовскую формулу /3/ для дифференциального сечения πd рассеяния можно записать в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi d} = \frac{1}{3}\,\mathrm{Sp}\left|\, M^{(1)}_{\pi d}(\theta) + i\,M^{(2)}_{\pi d}(\theta)\,\right|^2 , \qquad (1)$$

---

x) Можно установить положение этого минимума. Оно колеблется между значениями $-t=0{,}3\,(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$ и $-t=0{,}5(\frac{\text{Гэв}}{c})^2$ в зависимости от различных моделей дейтрона /1/.

где $$M^{(1)}_{\pi d}(q) = S(\frac{1}{2}q)[a_N + i b_N(\vec{s}\,\vec{n})] \quad - \qquad (1a)$$

– амплитуда однократного рассеяния,

$$M^{(2)}_{\pi d}(q) = \frac{1}{2\pi k}\int Sp\{(\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_1) M_{\pi n}(\frac{1}{2}\vec{q}+\vec{q}\,')(\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_2) M^{1}_{\pi p}(\frac{1}{2}\vec{q}-\vec{q}\,')\} S(q') d^2\vec{q}\,' + (n \leftrightarrow p) - (1б)$$

– амплитуда двукратного рассеяния.

Здесь $S(q) = \langle \exp(i\vec{q}\vec{r})\rangle$ – формфактор основного состояния дейтрона; a_N и $b_N (N = n, p)$ – соответственно не зависящая от спина и зависящая от спина амплитуды πN рассеяния, т.е. $M_{\pi N} = a_N(q) + i b_N(q)(\vec{\sigma}\cdot\vec{n})$; $\vec{n}$ –нормаль к плоскости рассеяния; $\vec{s}$ – матрица оператора спина для дейтрона; $\vec{\epsilon}_1$ и $\vec{\epsilon}_2$ –векторы поляризаций дейтрона в начальном и конечном состояниях; $\vec{\sigma}$ – матрица Паули; $\vec{k}$ – лаб. импульс налетающего π – мезона;

$$M_{\pi n}(\frac{1}{2}\vec{q}+\vec{q}\,') = a_n + i b_n \vec{\sigma}\,\frac{\vec{k}_2\times\vec{k}\,'}{|\vec{k}_2\times\vec{k}\,'|};$$

$$M'_{\pi p}(\frac{1}{2}\vec{q}-\vec{q}\,') = a_p - i b_p \vec{\sigma}\,\frac{\vec{k}\,'\times\vec{k}_1}{|\vec{k}\,'\times\vec{k}_1|};$$

$\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ – импульсы рассеянных частиц и $\vec{k}\,' - \vec{k}_1 = \frac{1}{2}\vec{q} - \vec{q}\,'$, $\vec{k}_2 - \vec{k}\,' = \frac{1}{2}\vec{q} + \vec{q}\,'$ – интегрирование в (1б) производится по двумерному вектору $\vec{q}\,'$, взятому в плоскости, перпендикулярной к падающему пучку.

Можно представить не зависящую от спина амплитуду свободного πN (NN) рассеяния при больших энергиях в виде

$$a_N = (i + \alpha_N)\frac{k\sigma_N}{4\pi} e^{\frac{1}{2}A_N t}, \qquad (2)$$

где σ_N - полное сечение $\pi N(NN)$ взаимодействия, a_N - соотношение реальнои и мнимой частей амплитуды рассеяния.

Исходя из указаний полюсов Редже /7/, учитывая вклады от ρ - ρ' - полюсов, зависящую от спина часть амплитуды можно представить в виде:

$$b_N = (1+\beta_N)\frac{k\sigma_N}{4\pi} e^{\frac{1}{2}A_N t} \sqrt{-\frac{t}{4m^2}}. \tag{3}$$

Здесь β_N имеет тот же смысл, что и a_N в (2). В дальнейшем предположим, что $A_n = A_p = A$, и пренебрегаем вкладом квадратов зависящих от спинов амплитуд, т.к. они не превышают 1%.

Подставляя выражения (2) и (3) в формулу (1) и проделав необходимые вычисления, мы получим для $(\frac{d\sigma}{dt})_{\pi d}$ следуюшее выражение:

$$(\frac{d\sigma}{dt})_{\pi d} = S^2(\frac{1}{4}t)[(1+a_n^2)X_n^2(t)+(1+a_p^2)X_p^2(t)+$$

$$+2(1+a_p a_n)X_n(t)X_p(t)] - \frac{S(\frac{1}{4}t)G}{\pi^{3/2}}\{1(1+a_n^2)X_n(t)+$$

$$+(1+a_p^2)X_p(t)]X_n(\frac{1}{4}t)X_p(\frac{1}{4}t)+\frac{G^2}{4\pi^3}[(1+a_n^2)(1+a_p^2)\times$$

$$\times X_n^2(\frac{1}{4}t)X_p^2(\frac{1}{4}t)] + \frac{2}{3}(-\frac{t}{4m^2})\{S^2(\frac{1}{4}t)[(1+\beta_n^2)X_n^2(t)+$$

$$+(1+\beta_p^2)X_p^2(t)+2(1+\beta_n\beta_p)X_n(t)X_p(t)] -$$

$$
-\frac{S(\frac{1}{4}t)\,G}{\pi^{3/2}} X_p(\tfrac{1}{4}t)X_n(\tfrac{1}{4}t)[X_n(t)(2+\beta_n^2-\alpha_n\beta_p+
$$

$$
+\alpha_n\beta_p+\beta_p\beta_n)+X_p(t)(2+\beta_p^2-\alpha_p\beta_n+\alpha_p\beta_n+
$$

$$
+\beta_n\beta_p)]+\frac{G^2}{16\pi^3}X_p^2(\tfrac{1}{4}t)X_n^2(\tfrac{1}{4}t)[(1+\alpha_p^2)(1+\beta_n^2)+
$$

$$
+(1+\alpha_n^2)(1+\beta_p^2)+2(1+\alpha_n\alpha_p\beta_n\beta_p+\alpha_n\alpha_p-\alpha_p\beta_n+ \tag{4}
$$

$$
+\alpha_n\beta_n+\alpha_p\beta_p-\alpha_n\beta_p+\beta_n\beta_p)]\};
$$

где

$$
X_N^2(r)=\frac{d\sigma_N(r)}{(1+\alpha_N^2)-\frac{r}{4m^2}(1+\beta_N^2)}. \qquad (r=t,\ \tfrac{1}{4}t),
$$

$$
d\sigma_N(t)=\left(\frac{d\sigma_N}{dt}\right)_{\pi N}=\frac{\pi}{k^2}(|a_N|^2+|b_N|^2).
$$

Здесь $G = \int e^{-Aq'^2} S(q')d^2q'$ в принятом приближении не зависит от q. В более общем случае величина G зависит от q. Однако при близких значениях A_n и A_p зависимость G от q исчезает. При этом численное значение $G(q) = G(0) = 0{,}17\ mb^{-1}$ находится в хорошем согласии с данными /2/.

Теперь рассмотрим случай $|\alpha_N| = |\beta_N|$. Тогда формула (4) значительно упрощается и принимает вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\pi d} = \Big\{ S^2\left(\frac{1}{4}q\right)\Big[d\sigma_n(t) + d\sigma_p(t) + 2\,\frac{1+\alpha_n\alpha_p}{\sqrt{(1+\alpha_p^2)(1+\alpha_n^2)}} \times$$

$$\times \sqrt{d\sigma_n(t)\,d\sigma_p(t)}\,\Big] - \frac{S\left(\frac{1}{4}t\right)G}{\pi^{3/2}}\sqrt{d\sigma_n\left(\frac{1}{4}t\right)d\sigma_p\left(\frac{1}{4}t\right)} \times$$

$$\times \left(\sqrt{\frac{d\sigma_n(t)}{1+\alpha_p^2}} + \sqrt{\frac{d\sigma_p(t)}{1+\alpha_n^2}}\right) + \frac{G^2}{4\pi^3}\,d\sigma_n\left(\frac{1}{4}t\right)d\sigma_p\left(\frac{1}{4}t\right)\Big\} \times \qquad (5)$$

$$\times\left[1 + \frac{2}{3}\left(-\frac{t}{4m^2}\right)\right];$$

здесь $$d\sigma_N(t) = \frac{\pi}{k^2}\,|a_N|^2.$$

Для дифференциального сечения Nd рассеяния аналогичное рассуждение в тех же предположениях приведет к формуле, подобной (5). Величины $d\sigma_N(t)$ в (5) в случае Nd рассеяния суть дифференциальное сечение NN рассеяния. Дальнейшее обсуждение распространяется на оба случая πd и Nd рассеяний (для $\bar{K}d$ отсутствуют экспериментальные данные).

С помощью формулы (5) при использовании данных из /2/ проведены численные оценки при энергии $3{,}65\,\frac{\text{Гэв}}{c}$. Оказалось, что вклады от спиновых эффектов составляют от 5 до 12% в зависимости от передаваемого импульса. Такая величина не объясняет провала в дифференциальном сечении.

Заключение

Мы рассмотрели спиновые эффекты в упругом рассеянии пионов и нуклонов дейтронами. В проведенных вычислениях амплитуды свободного $\pi N\,(NN)$ рассеяния представлены в виде (2) и (3) и предполагалось, что $A_n = A_p$, а фазы $\pi N(NN)$ рассеяния постоянны. При этом численная оценка показывает, что учёт спиновых эффектов приводит к вкладу около 8% по отношению к расчётной величине при $t = t_0$. В таком приближении введение спиновых переменных в дифференциальное сечение не устраняет расхождения теории и эксперимента.

Совсем недавно появилась работа [8], где рассмотрен вопрос о зависимости фаз πN рассеяния от t. Этот эффект также не объясняет имеющихся расхождений. В работе [9] вычислены вклады от кулоновского рассеяния и амплитуда f_c представлена в виде

$$f_c = \frac{2nk}{t}\exp\left(-2in\,\ln\frac{\sqrt{-t}}{2k}\right),$$

где $n = \dfrac{e^2}{\hbar\beta c}$.

Мы провели численную оценку вкладов от кулоновского рассеяния с учётом электрических формфакторов. При этом амплитуда бралась в виде

$$f_0 = \pm F_\pi F_d \frac{2\alpha k}{t},$$

где $\alpha = \dfrac{1}{137}$, F_π и F_d – формфакторы π – мезона и дейтрона. Оценка показывает, что эти вклады не превышают 1% от вычисленного значения дифференциального сечения в точке t_0.

В дальнейшем, по-видимому, необходимо учесть многократное столкновение, по крайней мере тройное рассеяние при отличном от нуля угле рассеяния, так как в точке t_0 их вклады могут быть ощутимы.

Автор искренне благодарен Л.И.Лапидусу и А.В.Тарасову за полезные обсуждения и постоянное внимание.

Литература

1. V.Franco and E.Coleman. Phys. Rev.Lett., 17, 827 (1966); V.Franco. Phys. Rev. Lett., 16, 944 (1966).
2. H.C.Hsiung, E.Coleman, B.Roe, D.Sinclair and J.Vander Velde. Phys. Rev. Lett., 21, 187 (1968).
3. V.Franco and J.Glauber. Phys. Rev., 142, 1195 (1966).
4. 14-ая Международная конференция по физике высоких энергий. Вена,1968.
5. E.Coleman, R.M.Heinz, O.E.Overseth and D.E.Pellett. Phys. Rev. Lett., 16, 761 (1966).
6. C.Wilkin. Phys. Rev. Lett., 17, 561 (1966).
7. W.Rarita, R.J.Riddell, Charles B.Chiu and Roger J.N.Phillips. Phys. Rev., 165, 1615 (1968).
8. J.Vander Velde. Michigan Preprint (1968).
9. L.M.C.Dutton and H.B. van der Raay. Phys. Rev. Lett., 21, 1416 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1969 года.