1350

73

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.М. Биленький, Р.М. Рындин

Р - 1350

О ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ МИШЕНЯМИ

Дубна 1963

Биленький С.М., Рындин Р.М. P-1350

О полных сечениях реакций с поляризованными пучками и поляризованными мишенями

Исследуются общие свойства полных сечений реакций с поляризованными пучками и поляризованными мишенями. Указана возможность определения вкладов синглетного и триплетного состояний. Рассмотрена оптическая теорема в случае реакций с поляризованными пучками и мишенями. Показано, что изучение полных сечений реакций типа $1/2+1/2 \to 0+0$ ($1/2$ и 0 – спины частиц) позволяет определять внутренние четности частиц.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна. 1963

P-1350

Bilenky S.M., Ryndin R.M.

On Total Cross Sections for Reactions Involving Polarized Beams and Polarized Targets

General properties of the total cross sections for the reactions involving polarized beams and polarized targets are investigated. A possibility is indicated for determining the contributions of the singlet and triplet states. The optical theorem is extended to the case of reactions with polarized beams and targets. It is shown that a study of the total cross sections for the reactions of the type $1/2+1/2 \to 0+0$ ($1/2$ and 0 are particle spins) allows to determine the internal parities of particles.

Preprint Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna. 1963.

С.М. Биленький, Р.М. Рындин

Р - 1350

О ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ МИШЕНЯМИ

Направлено в „Phys. Letters"

Дубна 1963

1. В последнее время появились сообщения об экспериментах, выполненных на поляризованных водородных мишенях /1-3/. В связи с этим нам представляется целесообразным обсудить некоторые свойства полных сечений реакций с поляризованными пучками и поляризованными мишенями. Ниже мы ограничимся рассмотрением столкновений двух поляризованных частиц со спином 1/2. Обобщение на случай больших значений спинов может быть проведено без труда.

Общее выражение для полного сечения любого канала реакции нетрудно получить, исходя из обычных требований инвариантности. Полное сечение должно быть скаляром, построенным из величин, характеризующих состояние системы перед столкновением: поляризаций пучка и мишени $\vec{\mathcal{P}}_b$ и $\vec{\mathcal{P}}_t$ и начального импульса $\vec{k}$ одной из частиц (с.ц.и.). При этом следует принять во внимание, что сечение может зависеть лишь линейно от каждой из поляризаций. Получаем следующее выражение для полного сечения:

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t) + \sigma_2 (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q}), \tag{1}$$

где σ_0 – полное сечение рассматриваемого канала реакции с неполяризованными частицами, $\vec{q}$ – единичный вектор в направлении $\vec{k}$. Коэффициенты σ_1 и σ_2 нетрудно связать с полными сечениями из синглетного и триплетного состояний. Для этого следует учесть, что входящие в (1) скалярные произведения $(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t)$ и $(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q})$ равны средним значениям операторов $(\vec{\sigma}_b \vec{\sigma}_t)$ и $(\vec{\sigma}_b \vec{q})(\vec{\sigma}_t \vec{q})$ в начальном состоянии. Получаем:

$$\begin{aligned} (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t) &= \langle (\vec{\sigma}_b \vec{\sigma}_t) \rangle = \sum_m w_{t,m} - 3w_s, \\ (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q}) &= \langle (\vec{\sigma}_b \vec{q})(\vec{\sigma}_t \vec{q}) \rangle = \sum_m (-1)^{m+1} w_{t,m} - w_s, \end{aligned} \tag{2}$$

где w_s и $w_{t,m}$ – нормированные веса, с которыми синглетная функция и триплетная функция с проекцией m на ось $\vec{q}$ входят в смесь, описывающую начальное состояния. С помощью (2) и условия нормировки находим:

$$\begin{aligned} w_s &= \tfrac{1}{4}(1 - (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t)), \\ w_{t,0} &= \tfrac{1}{4}(1 + (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t) - 2(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q})), \\ w_{t,+1} + w_{t,-1} &= \tfrac{1}{2}(1 + (\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q})). \end{aligned} \tag{3}$$

Обозначим полные сечения рассматриваемого канала реакции из синглетного и триплетного состояний через σ_s и $\sigma_{t,m}$. Из соображений инвариантности очевидно, что

$$\sigma_{t,+1} = \sigma_{t,-1}. \tag{4}$$

Воспользовавшись (3) и (4), получаем:

$$\sigma = \sum_m w_{t,m}\,\sigma_{t,m} + w_s\,\sigma_s =$$

$$= \sigma_0 + \tfrac{1}{4}(\sigma_{t,0} - \sigma_s)(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t) + \tfrac{1}{2}(\sigma_{t,+1} - \sigma_{t,0})(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{q})(\vec{\mathcal{P}}_t \vec{q}). \qquad (5)$$

Из сравнения (1) и (5) следует, что

$$\sigma_1 = \tfrac{1}{4}(\sigma_{t,0} - \sigma_s),$$
$$\sigma_2 = \tfrac{1}{2}(\sigma_{t,+1} - \sigma_{t,0}). \qquad (6)$$

Измеряя полное сечение σ при различных ориентациях поляризаций $\vec{\mathcal{P}}_b$ и $\vec{\mathcal{P}}_t$, можно найти σ_1 и σ_2 и, воспользовавшись (6) и очевидным соотношением

$$\sigma_0 = \tfrac{1}{4}\sigma_s + \tfrac{1}{4}\sigma_{t,0} + \tfrac{1}{2}\sigma_{t,+1},$$

определить три независимых сечения реакции из синглетного и триплетного состояний. Таким образом, мы можем выделить вклады синглетного и триплетных состояний в полное сечение.

II. Полученные соотношения относятся к любому каналу реакции с двумя частицами со спином 1/2 в начальном состоянии. Следовательно, они справедливы и для полного сечения σ_{tot} всех процессов. Используя унитарность S-матрицы, нетрудно связать коэффициенты σ_{1tot} и σ_{2tot} в выражении для полного сечения с матрицей упругого рассеяния вперед. Как известно, матрица упругого рассеяния двух частиц со спином 1/2 имеет вид:

$$M(k',k) = \alpha(\theta) + \beta_1(\theta)(\vec{\sigma}_b \vec{n}) + \beta_2(\theta)(\vec{\sigma}_t \vec{n}) +$$
$$+ \gamma(\theta)(\vec{\sigma}_b \vec{n})(\vec{\sigma}_t \vec{n}) + \delta(\theta)(\vec{\sigma}_b \vec{m})(\vec{\sigma}_t \vec{m}) + \epsilon(\theta)(\vec{\sigma}_b \vec{\ell})(\vec{\sigma}_t \vec{\ell}), \qquad (7)$$

где $\vec{k}'$ – конечный импульс, а $\vec{n}$, $\vec{m}$ и $\vec{\ell}$ – единичные векторы в направлениях $[\vec{k}\vec{k}']$, $\vec{k} - \vec{k}'$ и $\vec{k} + \vec{k}'$, соответственно. Для рассеяния вперед

$$\beta_1(0) = \beta_2(0) = 0,$$
$$\gamma(0) = \delta(0),$$

и матрица рассеяния принимает в этом случае вид:

$$M(k,k) = \alpha(0) + \delta(0)(\vec{\sigma}_b \vec{\sigma}_t) + [\epsilon(0) - \delta(0)](\vec{\sigma}_b \vec{q})(\vec{\sigma}_t \vec{q}). \qquad (8)$$

Помимо обычной оптической теоремы

$$Im\,\alpha(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{0\,tot}, \qquad (9)$$

условие унитарности S-матрицы дает следующие соотношения (ср./4/).

$$Im\,\delta(0) = \frac{k}{4\pi}\sigma_{1\,tot},$$
$$Im\,[\epsilon(0) - \delta(0)] = \frac{k}{4\pi}\sigma_{2\,tot}. \qquad (10)$$

Таким образом, измерение полного сечения всех процессов при различных ориентациях поляризаций пучка и мишени позволяет определить мнимые части всех трех амплитуд упругого рассеяния вперед. Эти измерения позволяют также улучшить известную оценку/5,6/ нижней границы дифференциального сечения упругого рассеяния вперед. Действительно, используя (8), (9) и (10), получаем следующее неравенство (ср./7/):

$$\frac{d\sigma_{el}(0)}{d\Omega} \geq \left(\frac{k}{4\pi}\right)^2 [\sigma_{0\,tot}^2 + 2\sigma_{1\,tot}^2 + (\sigma_{1\,tot} + \sigma_{2\,tot})^2], \qquad (11)$$

где $\frac{d\sigma_{el}(\theta)}{d\Omega}$ – сечение упругого рассеяния неполяризованных частиц.

III. В заключение отметим интересную связь между полными сечениями реакций типа $\tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} \to 0 + 0$ (0 и 1/2 – спины частиц) с поляризованными пучком и мишенью и внутренними четностями частиц. Пусть I_i и I_f – произведения внутренних четностей начальных и конечных частиц. Очевидно, что при $I_f = -I_i$ реакция из синглетного состояния запрещена законами сохранения момента и четности. Если же $I_f = I_i$, то запрещена реакция из триплетного состояния с проекцией нуль на ось $\vec{q}$. Направим поляризацию мишени перпендикулярно вектору $\vec{q}$. Тогда третий член в выражении (5) исчезает, и мы получаем:

$$1.\ I_f = I_i, \qquad \sigma = \sigma_0 - \tfrac{1}{4}\sigma_s(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t). \qquad (12а)$$

$$2.\ I_f = -I_i, \qquad \sigma = \sigma_0 + \tfrac{1}{4}\sigma_{t,0}(\vec{\mathcal{P}}_b \vec{\mathcal{P}}_t). \qquad (12в)$$

Таким образом, знак второго члена однозначно определяется внутренними четностями. Этим свойством можно воспользоваться для определения внутренних четностей странных частиц. Для этой цели можно изучать, например, следующие реакции:

$$\tilde{\Lambda}(\tilde{\Sigma}) + p \to K + \pi,$$
$$\tilde{\Xi} + p \to K + K,$$
$$\Lambda + He^3 \to He^4 + \tilde{K}^0.$$

Авторы благодарны Я.А.Смородинскому за обсуждение работы и интерес к ней и Дж. Смиту за ряд критических замечаний.

Литература

1. A.Abragam et al. Phys. Letters, 2, 310 (1962).
2. O.Chamberlain, C.D.Jeffries et al. Bull. Am. Phys. Soc. 8, 38 (1963)
3. C.Shultz et al. Bull. Am. Phys. Soc. 8, 325 (1963).
4. Р.М. Рындин, Я.А. Смородинский. ЖЭТФ, 32, 1584 (1957).
5. G.C.Wick. Phys. Rev., 75, 1459 (1949).
6. Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 31, 1099 (1956).
7. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 39, 1153 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1963 г.