ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4176

И.З.Артыков

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1968

P2 - 4176

И.З.Артыков

ТРЕХЧАСТИЧНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Анализ известных экспериментальных данных по взаимодействию нуклонов и π -мезонов с атомными ядрами в области энергий, больших нескольких десятков Гэв, показал, что внутри ядра с большой вероятностью происходят многочастичные взаимодействия, когда с одним внутриядерным нуклоном одновременно взаимодействует несколько быстрых частиц /1-3/.

При расчетах таких многочастичных взаимодействий мы считали, что определяющим фактором является полная энергия в системе центра масс сталкивающихся частиц. Однако определенный интерес представляет изучение зависимости многочастичных взаимодействий от характеристик отдельных частиц, участвующих в столкновении.

В работах /1-3/ было показано, что при многочастичных взаимодействиях, так же как и при высокоэнергетических неупругих $\pi-N$ и $N-N$ взаимодействиях, образуется лидирующая частица, уносящая основную долю первоначальной энергии. Наличие лидирующей частицы соответствует картине периферических взаимодействий нескольких сталкивающихся частиц, для расчета которых можно использовать обычные диаграммные методы.

Как известно (см., например, /4/), при больших энергиях основной вклад в далекие периферические взаимодействия элементарных частиц вносят процессы с обменом одним виртуальным π -мезоном. Это позволяет надеяться, что при больших энергиях приближение одномезонного подхода даст качественно правильное описание многочастичных взаимодействий.

Простейшим типом многочастичных взаимодействий является случай, когда в начальном состоянии имеются всего три частицы. Периферическому взаимодействию трех частиц, когда до и после столкновения нет связанных состояний, можно сопоставить диаграмму Фейнмана на рис. 1. Следуя общепринятой процедуре /5/, для вероятности перехода в единицу времени и в единичном объеме получим следующее выражение ($\hbar = c = 1$):

$$W_{ik\ell} = \frac{16(2\pi)^{-8}}{E_i E_\ell} \int \cdots \int \frac{\sigma_{\pi N}(U_1, \Delta_i^2)\,\sigma_{\pi N}(U_3, \Delta_\ell^2)}{(\Delta_i^2 + \mu^2)^2} \times$$

$$\times \frac{W_{2\pi N_k}(U_2, \Delta_i^2, \Delta_\ell^2)\, F_1(P_i, \Delta_i)\, F_2(P_\ell, \Delta_\ell)}{(\Delta_\ell^2 + \mu^2)^2}\, \omega_i\, \omega_\ell\, d^4\Delta_i\, d^4\Delta_\ell,$$

где

$$F_1(P_i, \Delta_i) = [(P_i \Delta_i)^2 - P_i^2 \Delta_i^2]^{1/2},$$

$$F_2(P_\ell, \Delta_\ell) = [(P_\ell, \Delta_\ell)^2 - P_\ell^2 \Delta_\ell^2]^{1/2},$$

E_j, P_j и ω_j, Δ_j $(j = i, \ell)$ – энергии и четырехмерные импульсы первоначальных нуклонов и виртуальных π -мезонов соответственно; $U_q^2 = -P_q^2\ (q = 1, 2, 3)$ – квадрат суммарной полной энергии всех частиц, образующихся в вершине q, взятый в системе их центра масс, $W_{2\pi N_k}$ – полная вероятность взаимодействия двух π -мезонов с нуклоном в средней вершине, величины $\sigma_{\pi N}(U_1, \Delta_i^2)$ и $\sigma_{\pi N}(U_3, \Delta_\ell^2)$ имеют смысл полных эффективных сечений, при Δ_i^2 и Δ_ℓ^2 стремящихся к $-\mu^2$.

Полная вероятность процесса описывается шестью диаграммами, отличающимися перестановкой начальных частиц, относительный вклад которых различен в различных областях фазового пространства. Пренебрегая интерференцией между собой матричных элементов, соответствующих этим диаграммам, получаем для полной вероятности $W = \frac{1}{3!}\sum_{\{i,k\,\ell\}} W_{ik\ell}$,

где знак $\sum_{\{i,k,\ell\}}$ означает суммирование по всем перестановкам начальных частиц.

Вероятность W является функцией полной энергии в общей системе центра масс $s = \sqrt{-(p_1 + p_2 + p_3)^2}$ и энергии одной из налетающих частиц, например, E_2 или эквивалентного ей инварианта $s_2 = \sqrt{-(p_2 + p_3)^2}$.

Для анализа зависимости W от ее аргументов предположим, что $\sigma_{\pi N}$ в вершинах не зависят от квадрата переданного импульса и энергии соответствующей вершины, а также, что полная вероятность взаимодействия двух π -мезонов с нуклоном в средней вершине постоянна. Тогда вместо интегрального уравнения получится просто соотношение, которое можно вычислить. Вычисление W производилось методом Монте-Карло /6/ с равномерной плотностью распределения переменных интегрирования в пределах, допустимых законами сохранения энергии и импульса; при этом считалось, что виртуальные π -мезоны имеют в общей системе центра масс изотропные угловые распределения и что $\vec{p}_1 \| \vec{p}_2$ и $\vec{p}_q = 0$. Для того, чтобы при всех значениях энергии начальных частиц (или S) плотность выбираемых точек в пространстве переменных интегрирования была равномерной, число точек N, удовлетворяющих законам сохранения, бралось кратным S.

Результаты вычислений представлены на рис. 2 и 3.

Как видно из рис. 2, $W(S;\ S_2)$ при фиксированном S сравнительно слабо зависит от энергии одной из начальных частиц ($S_2 = [2M^2 + 2E_2 M]^{1/2}$). Более сильная зависимость наблюдается от полной энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц (см. рис. 3).

При $S \to \infty$ вероятность взаимодействия трех частиц расходится как $(\ln S)^2$, что является следствием предположения о мультипликативной зависимости вершинных функций. Это свидетельствует о том, что предположение о мультипликативности, как и в случае обычных двухчастичных взаимодействий /7/, оправдано при не очень больших энергиях.

Таким образом, полученные здесь результаты качественно подтверждают сделанное при расчетах внутриядерных каскадов допущение о том, что при многочастичных взаимодействиях процесс столкновения определяется, в основном, полной энергией в системе центра масс.

Пользуясь случаем, считаю своим приятным долгом выразить благодарность В.С. Барашенкову и В.М. Мальцеву за дискуссии и обсуждение результатов.

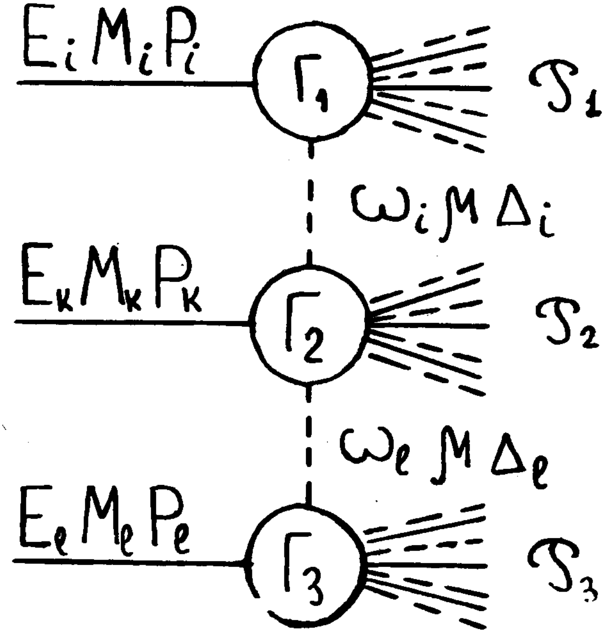

Рис.1. Периферическое взаимодействие трех частиц.

Литература

1. I.Z.Artykov, V.S.Barashenkov, S.N.Eliseev. Nucl. Phys., B6, 11 (1968).
2. I. Z.Artykov, V.S.Barashenkov. Nucl. Phys., B6, 628 (1968).
3. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 350 (1968).
4. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц, Москва, Изд. "Мир", 1968.
5. С. Швебер. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, ИЛ, 1963.
6. И.Н. Бусленко. Метод статистических испытаний. Метод Монте-Карло , Москва, 1962.
7. В.Б. Берестецкий, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 39, 1078 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1968 года.

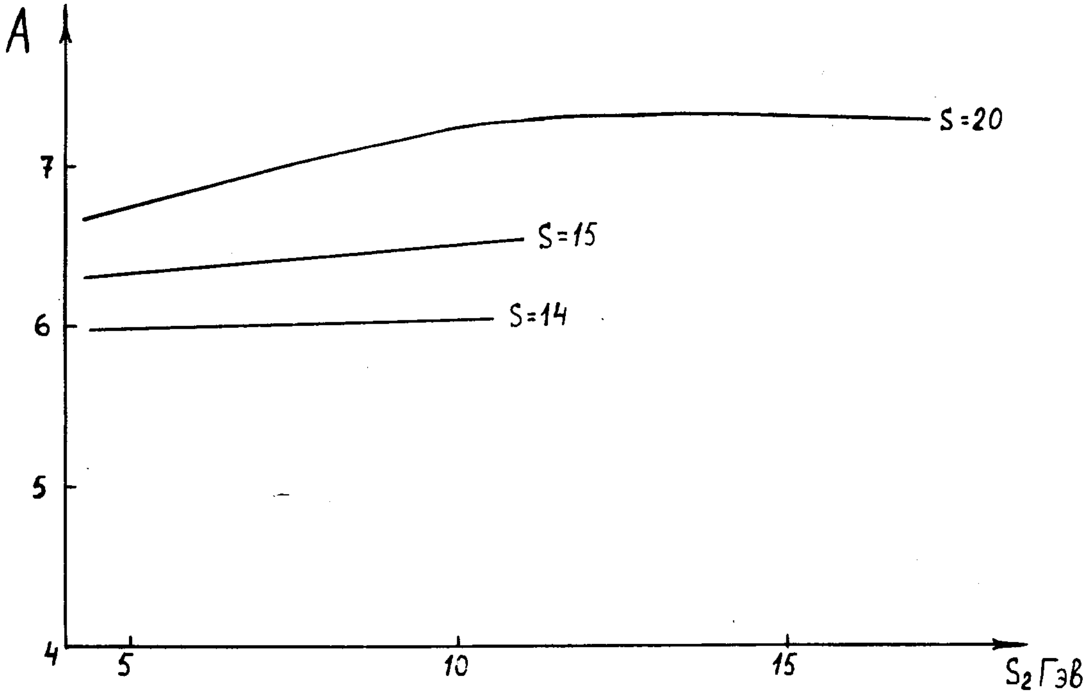

Рис.2. Зависимость вероятности взаимодействия от энергии одной из начальных частиц $S_2(E_2)$ при фиксированном S. $A = \lg\left(\frac{W(S;S_2)}{W(7,8;4,5)}\right)$.

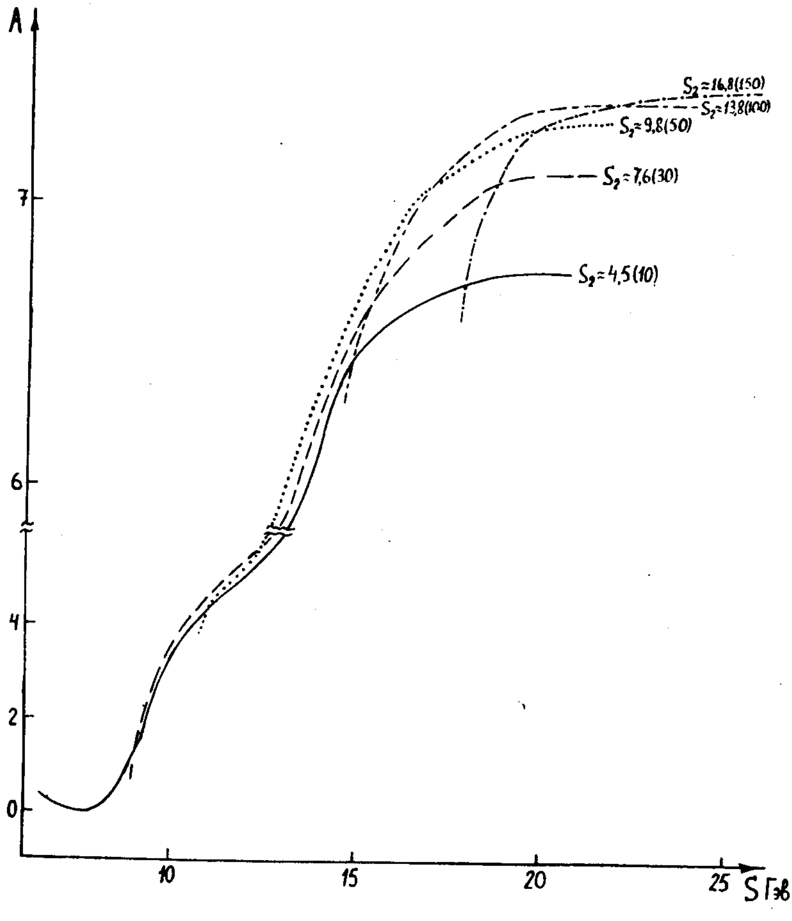

Рис.3. Зависимость вероятности взаимодействия от полной энергии в системе центра масс. Обозначения те же, что и на рис. 2.