ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 7908

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, С.И.Синеговский

S-МАТРИЧНЫЙ ПОДХОД К МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7908

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, С.И.Синеговский

S-МАТРИЧНЫЙ ПОДХОД К МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ

Направлено в ТМФ

Душутин Н.К., Мальцев В.М., Синеговский С.И. P2 - 7908

S -матричный подход к множественной генерации адронов

Процессы множественной генерации адронов рассмотрены с точки зрения квантовой теории поля. Для многочастичных амплитуд получены рекуррентные соотношения. Детально обсуждены процессы одно- и двухчастичной генерации. В последнем случае показана независимая от кинематики возможность отрицательных значений второго корреляционного параметра.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Dushutin N.K., Maltsev V.M., Sinegovsky S.I. P2 - 7908

S -Matrix Approach to the Multiple Hadron Production

The multiple hadron production was considered from the point of view of quantum field theory. Recurrent correlations are obtained for many-particle amplitudes. The one- and two-particle production is discussed in detail. In the latter case, independent of cinematics, negative values of the second correlation parameter are possible.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В приближении случайных процессов /1/ для множественной генерации адронов получено удовлетворительное описание интегральных характеристик взаимодействия при высоких энергиях. Можно развить данный подход, включив в рассмотрение, вместо вероятностей, амплитуды перехода в состояние с некоторым числом вторичных частиц.

В связи с этим представляет интерес описание неупругих адрон-адронных взаимодействий с помощью S -матрицы, в которую введена зависимость от эффективной константы связи g таким образом, что ее нулевое значение выключает неупругость /2,3,4/. Производная такой S -матрицы по g, выраженная через лагранжиан взаимодействия, может быть разложена по нормальным произведениям in -операторов:

$$\frac{1}{i}\frac{\partial S(g)}{\partial g} = S(g)\int d^4x\, L_{int}[\psi(x,g)] = S(g)\Big[\tau_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\int d^4x_1 \dots d^4x_n\, \tau_n(x_1,\dots,x_n;g):\phi_{in}(x_1)\dots\phi_{in}(x_n):\Big], \qquad /1/$$

где L_{int} - плотность лагранжиана взаимодействия; $\psi(x,g)$, $\phi_{in}(x)$ - операторы взаимодействующих и свободных полей, $\tau_n(x_1,\dots,x_n;g)$ - симметричные коэффициентные функции, содержащие всю информацию о взаимодействии.

С другой стороны, используя полноту ϕ_{in} -операторов, S -матрицу можно записать в виде:

$$S(g) = S^\circ(g)\,\Big[\,1 + \sum_{n=1}^{\infty} \int d^4x_1 \dots d^4x_4 \times \chi_n(x_1,\dots,x_n;g) : \phi_{in}(x_1)\dots\phi_{in}(x_n):\Big], \qquad /2/$$

где $S^\circ = \langle 0|S|0\rangle$ определяется из условия унитарности и соотношения вида

$$\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial g} S^\circ(g) = \tau_0(g)\, S^\circ(g)\,, \qquad /3/$$

а функции $\chi_n(x_1,\dots,x_n;g)$ определяют амплитуды перехода в состояние с n-вторичными частицами, которые, для простоты, предполагаются скалярными бозонами. Естественно, что $\chi_n(x_1\dots,x_n,\ g=0) = \delta_{n0}$.

Используя соотношения /1/ и /2/, можно связать функции χ_n и τ_n уравнением:

$$\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial g}\chi_n(x_1,\dots,x_n;g) = \tau_n(x_1,\dots,x_n;g) + \sum_{1\le\ell\le n-1}\frac{\ell!(n-\ell)!}{n!}P\Big(\frac{x_1,\dots,x_\ell}{x_{\ell+1},\dots,x_n}\Big)\chi_\ell(x_1,\dots,x_\ell;g) \times \tau_{n-\ell}(x_{\ell+1},\dots,x_n;g)\,, \qquad /4/$$

где $P\Big(\frac{x_1,\dots,x_\ell}{x_{\ell+1},\dots,x_n}\Big)$- оператор симметризации /3/.

Фурье-преобразованием уравнение /4/ может быть записано в импульсном пространстве:

$$\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial g}\overset{\approx}{\chi}_n(k_1,\dots,k_n;g) = \overset{\approx}{\tau}_n(k_1,\dots,k_n;g) + \sum\frac{\ell!(n-\ell)!}{n!}P\Big(\frac{k_1,\dots,k_\ell}{k_{\ell+1},\dots,k_n}\Big) \times \overset{\approx}{\chi}_\ell(k_1,\dots,k_\ell;g)\,\overset{\approx}{\tau}_{n-\ell}(k_{\ell+1},\dots,k_n;g)\,, \qquad /5/$$

где $\overset{\approx}{\chi}_i$ и $\overset{\approx}{\tau}_i$ - фурье-образы от соответствующих функций. Уравнение /5/ представляет собой рекуррентное соотношение для χ_n и может быть решено, если в качестве параметров выбрать величины

$$c_n(k_1,\dots,k_n;g) \equiv i\int_0^g \overset{\approx}{\tau}_n(k_1,\dots,k_n;g')\,dg'.$$

Как первое приближение к общему решению уравнения /5/ детально обсудим два частных случая.

При условии $\overset{\approx}{\tau}_1 \ne 0$, $\overset{\approx}{\tau}_{n\ge 2} = 0$ решение уравнения /5/ следующее:

$$\overset{\approx}{\chi}_n(k_1,\dots,k_n;g) = \frac{1}{n!}\prod_{i=1}^{n} c_1(k_i;g)\,;$$
$$c_1(k_i;g) \equiv \overset{\approx}{\chi}_1(k_i;g) = i\int_0^g \overset{\approx}{\tau}_1(k_i;g')\,dg', \qquad /6/$$

Тогда вероятность образования n-частиц $P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$ /σ_n, σ_{inel} - соответственно, парциальное и неупругое сечения/ задана пуассоновской формой:

$$P_n = |S^\circ(g)|^2\,\frac{1}{n!}\Big[\frac{1}{16\pi^3}\int\frac{d^3k_i}{E_i}\,|c_1(k_i;g)|^2\Big]^n, \qquad /7/$$

где, с учетом унитарности $|S^\circ(g)|^2 = \exp\Big(-\frac{1}{16\pi^3}\int\frac{d^3k_i}{E_i}\,|c_1(k_i;g)|^2\Big)$. Результат достаточно известный.

Более интересен случай* $\overset{\approx}{\tau}_{n\le 2} \ne 0$, $\overset{\approx}{\tau}_{n\ge 3} = 0$, когда возникает возможность образования двухчастичных кластеров. Решение имеет вид:

* Приближенное решение получено также Солном /4/.

$$\tilde{\chi}_n(k_1,\dots,k_n;g) = \sum_{s=0}^{\frac{n}{2},\frac{n-1}{2}} \frac{(2s)!}{s!\,n!} P\left(\frac{k_1,\dots,k_{n-2s}}{k_{n-2s+1},\dots,k_n}\right)\times$$

$$\times c_1(k_1;g)\dots c_1(k_{n-2s};g) \prod_{\ell=1}^{s} \frac{2!(2\ell-2)!}{(2\ell)!}\times \qquad /8/$$

$$\times P\left(\frac{k_{n-2\ell+1},k_{n-2\ell+2}}{k_{n-2\ell+3},\dots,k_n}\right) c_2(k_{n-2\ell+1},k_{n-2\ell+2};g).$$

В этом случае распределение по множественности с учетом условия унитарности может быть приведено к виду:

$$P_n = \exp[-A-(B+B^*)-2D]\,\frac{(-B-B^*-2D)^{\frac{n}{2}}}{n!}\,H_n\left(\frac{A}{2\sqrt{-B-B^*-2D}}\right), \qquad /9/$$

где H_n - полиномы Эрмита; $A = \frac{1}{16\pi^3}\int \frac{d^3k_i}{E_i}|c_1(k_i;g|^2$,

$$D = \frac{1}{(16\pi^3)^2}\int \frac{d^3k_i}{E_i}\frac{d^3k_j}{E_j}|c_2(k_i,k_j;g)|^2$$

имеют смысл вероятностей генерации одной частицы и двухчастичного кластера;

$$B = \frac{1}{(16\pi^3)^2}\int \frac{d^3k_i}{E_i}\frac{d^3k_j}{E_j} c_1^*(k_i;g)\,c_2(k_i,k_j;g)c_1^*(k_j;g)$$

- интерференционный член. Величины A, B, D легко выражаются через первый и второй корреляционные параметры:

$$f_1 = \sum_n nP_n = A + 2(B^*+B) + 4D = A + 4(\mathrm{Re}\,B + D)$$

$$f_2 = \sum_n n(n-1)P_n - \left(\sum_n nP_n\right)^2 = 2(B^*+B) + 4D = 4(\mathrm{Re}\,B + D). \qquad /10/$$

Таким образом, распределение по множественности для данного случая совпадает с распределениями, полученными в тех же предположениях в приближении случайных процессов /1/ и в редже́вском подходе /5/. Это является следствием подобия в структуре уравнений /5/ для χ_n и уравнений для нормированного распределения по множественности P_n в приближении случайных процессов. Различие заключается лишь в том, что первые записаны для амплитуд, тогда как вторые - для вероятностей конечных состояний с фиксированным числом частиц. Это обстоятельство, естественно, не может изменить форму распределений, но довольно существенно сказывается на поведении f_2. Так, если в приближении случайных процессов корреляционные параметры f_1 и f_2 всегда положительны, поскольку они связаны с вероятностями "чистых" процессов одночастичной и двухчастичной генерации, т.е., фактически, с величинами типа A и D, то в рассмотренном методе второй корреляционный параметр может принимать также отрицательные значения при определенном выборе B и D.

Интерференционные члены B появляются вследствие возможной неортогональности состояний с разным числом двухчастичных кластеров. В случае, когда такие состояния предполагаются ортогональными, $B = 0$ и f_2 положительно.

Существующие экспериментальные данные не позволяют сказать, какое из этих предположений справедливо. Однако первое дает возможность некинематической интерпретации отрицательных значений второго корреляционного параметра в области начальных импульсов меньше 50 *ГэВ/с* /для pp -рассеяния/.

Таким образом, в рамках рассмотренной квантовополевой модели множественной генерации можно не только воспроизвести основные результаты, полученные в феноменологическом подходе, но также и более корректно объяснить некоторые экспериментально наблюдаемые эффекты.

Авторы благодарны А.Б.Говоркову и Н.А.Черникову за полезные обсуждения.

Литература

1. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. Сообщение ОИЯИ, Р2-5829, Дубна, 1971.
   Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, В.И.Шептий. Сообщение ОИЯИ, Р2-6501, Дубна, 1972.
   В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. Сообщение ОИЯИ, Р2-6500, Р2-6502, Дубна, 1972; Р2-7676, Дубна, 1974.
   N.K.Dushutin, V.M.Maltsev. JINR, E2-7276, Dubna (1973).
2. Д.А.Киржниц. В сб. "Проблемы теоретической физики". М., "Наука, 1972.
3. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М., ГИТТЛ, 1957.
4. J.Soln. Nuovo Cimento, 16A, 624 (1973).
5. A.H.Mueller. Phys.Rev., D4, 150 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 апреля 1974 года.