Сергеенко М.Н., Славин Н.В.
323.5
Б1-2-90-454
6657/90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б 1-2-90-454

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1990

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б1-2-90-454

М.Н.Сергеенко[*], Н.В.Славин

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В РАМКАХ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Рукопись поступила
в изд...
"07. 08. 90"

[*] Институт физики АН БССР, Минск

Дубна, 1990

АННОТАЦИЯ

На основе модели кварк-глюонных струн (МКГС) с введенной зависимостью от поперечного импульса вида e^{-BP_T} и $e^{-\gamma P_T^2}$ создана программа вычисления инвариантных инклюзивных сечений вторичных адронов, образующихся в адрон-нуклонных и адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях. Программа написана на языке ФОРТРАН и задействована на ЭВМ СДС-6500 в виде библиотеки перманентных файлов непрямого доступа. С помощью программы выполнен расчёт сечений инклюзивных процессов $K^+P \to K^0X$, $K^+A \to K^0X$, $K^+A \to K^-X$ при энергиях $10 \div 100$ Гэв. Программа может быть использована для построения спектров и распределений по множественности заряженных адронов в hN- и hA-взаимодействиях при сверхвысоких энергиях.

Введение

Проведенные в последние годы эксперименты по исследованию инклюзивного образования адронов в адрон-нуклонных и адрон-ядерных столкновениях /I-7/ свидетельствуют о том, что кварковая структура адронов проявляется не только в жестких, но и в мягких адронных взаимодействиях (малые P_T). Это стимулировало разработку ряда кварк-партонных моделей, претендующих на количественное описание экспериментальных данных. Проверка этих моделей в различных процессах и при различных энергиях является одной из важных задач физики высоких энергий.

Развитие физики высоких энергий сопряжено с огромными затратами на создание ускорителей и детектирующих установок; это требует тщательного прогнозирования экспериментальной ситуации, т.е. математического моделирования условий эксперимента изучаемых процессов взаимодействия частиц. Все это породило многочисленные программы-генераторы столкновений адронов и атомных ядер при высоких энергиях /8-I2/, которые необходимы как на этапе подготовки эксперимента, так и при расчетах измеряемых характеристик взаимодействующих частиц. Эти программы основываются на успехах стандартной теории сильных и электрослабых взаимодействий и различных феноменологических моделях.

Однако при описании уже имеющихся экспериментальных данных или предсказаниях результатов будущих экспериментов удобнее использовать программы аналитических вычислений характеристик взаимодействующих частиц. В настоящей работе описана программа аналитических вычислений инвариантных инклюзивных сечений и распределений по множественности заряженных частиц, основанная на модели кварк-глюонных струн (МКГС)/I3,I5/.

МКГС чрезвычайно успешно описывает огромную совокупность экспериментальных данных: массы и ширины резонансов, рост полных сечений и множественности вторичных частиц в адронных столкновениях. Важным достоинством МКГС является описание энергетической зависимости инклюзивных спектров. В рамках этой модели успешно объясняется наблюдаемое на опыте сильное нарушение фейнмановского скейлинга в центральной области инклюзивных спектров и отклонение от KNO-скейлинга для распределений по множественности.

В описываемом здесь программном варианте МКГС несколько модернизирована. Во-первых, были изменены/I7/, по сравнению с использовавшимися ранее/I4,I5/, функции фрагментации с тем, чтобы они более точно удовлетворяли законам сохранения энергии, электрического и барионного зарядов. Во-вторых, учтен вклад предасимптотических поправок к померонному обмену, ведущих себя с энергией как $(S/S_0)^{-\alpha_R+1}$ /I8/, что необходимо для качественно правильного описания наблюдаемых на опыте полных сечений адрон-адронного рассеяния при энергиях ~I0 ГэВ. В-третьих, в МКГС введена зависимость от поперечного импульса вида $e^{-BP_T^2}$ /I9/.

I. Модель

МКГС представляет собой вариант модели дуальной топологической унитаризации. Она используется для описания процессов множественного образования адронов с небольшими P_T ($P_T \leq$ IГэВ/с) при высоких энергиях. Считается, что сильное взаимодействие адрона высокой энергии с мишенью происходит путем обмена одним или несколькими померонами. Померон представляется в виде цилиндрической поверхности, образованной кварковыми или глюонными линиями. В основаниях этой поверхности лежат валентные кварки и дикварки сталкивающихся частиц. Процессы упругого рассеяния и дифракционной диссоциации соответствуют разрезаниям упругой амплитуды между померонами, а процессы множественного рождения -разрезанию одного или нескольких померонов. Разрезание каждого померона приводит к образованию двух цепочек вторичных частиц.

При взаимодействии, приводящем к P -полюсу, сталкивающиеся адроны, пролетая мимо друг друга, обмениваются одним или несколькими глюонами. В результате возникает цветная перезарядка и валентные кварки в разных адронах, находящиеся в белом состоянии, оказываются связанными кварк-глюонными струнами. При разлете кварков эти струны разрываются и превращаются в ливни рожденных адронов.

В МКГС инклюзивные сечения выражаются через функции распределения "одетых" кварков (концов струн) в сталкивающихся адронах и функции фрагментации таких "кварков". Анализ планарных диаграмм/I6/ позволяет записать структурные функции и функции фрагментации кварков через пересечения известных мезонных и барионных траекторий Редже. При $x \to 0$ и $x \to 1$ модель приводит к тем же выражениям, что и редженонная диаграммная техника. В то же время МКГС позволяет вычислить многие свободные параметры редженонной теории.

~~Инклюзивный спектр~~ вторичного адрона h в МКГС в случае нуклонной мишени имеет вид/I4/

$$\int E \frac{d\sigma}{d^3p} d^2p_T = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s)\, \varphi_n^h(s,x) + \sigma_D\, \varphi_D^h(s,x), \quad (I)$$

т.е. инклюзивное сечение образования адрона h определяется суммой вкладов, соответствующих разрезанию в S - канале всех цилиндрических и мультицилиндрических диаграмм. В формуле (I) величина $\sigma_n(s)$ - есть сечение образования $2n$ цепочек, возникающих при разрезании n цилиндров (померонов), причем $w_n = \sigma_n / \sigma_{in}^h$ – вероятность образования этих цепочек (σ_{in}^h – полное неупругое сечение образования адрона h), $\varphi_n^h(s,x)$ – распределение адронов h по фейнмановской переменной $x = \frac{2P_\parallel^h}{\sqrt{s}}$ в процессе рождения $2n$ цепочек. Член с $n=0$ отвечает процессу дифракционной диссоциации налетающего адрона и нуклона мишени.

Сечения σ_n испускания n померонных ливней вычисляются в МКГС с помощью правил разрезания редженных диаграмм Абрамовского-Грибова-Канчели/20/ и позволяют вычислить величины σ_n, если известны вклады перерассеяний в амплитуду упругого рассеяния вперед. Особо простой вид сечения σ_n имеют в приближении "квазиэйконала"/14/

$$\sigma_n = \frac{\sigma_P}{n z}\left(1 - e^{-z}\sum_{k=}^{n-1}\frac{z^k}{k!}\right), \quad n \geqslant 1, \tag{2}$$

$$z = \frac{2 C_P \gamma_P}{R_P^2 + \alpha_P' \ln\frac{s}{s_0}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\Delta}, \tag{3}$$

$$\sigma_P = 8\pi\gamma_P\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\Delta}, \tag{4}$$

где σ_P – вклад померона в полное сечение, $\Delta = \alpha_P(0) - 1$ – превышение интерсепта померона над единицей. Параметр z определяет относительную величину последовательных перерассеяний, $\gamma_P = g_1(0)\cdot g_2(0)$ – (вычет померона) и $R_P^2 = R_1^2 + R_2^2$ характеризуют вершину связи адронов с помероном, $C_P = 1 + \frac{\sigma_{dd}}{\sigma_{el}}$ – фактор ливневого усиления, σ_{dd} – полное сечение дифракционной диссоциации, α_P' – наклон траектории Померанчука.

Сечение σ_0 дифракционных процессов упругого рассеяния и дифракционной диссоциации в модели "квазиэйконала" записывается в виде/14/

$$\sigma_{el} = \frac{1}{C_p}\sigma_0(s)\,, \quad \sigma_{dd} = \frac{C_p - 1}{C_p}\sigma_0(s)\,,$$

$$\sigma_0(s) = \sigma_p\left[f\left(\frac{z}{2}\right) - f(z)\right],\ f(z) = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-z)^{n-1}}{n\cdot n!}\,. \qquad (5)$$

Полное сечение взаимодействия сталкивающихся адронов есть сумма сечений σ_n рождения любого числа померонных ливней

$$\sigma_{tot}(s) = \sum_{n=0}^{\infty}\sigma_n(s) = \sigma_p\ f\left(\frac{z}{2}\right),$$

$$\sigma_{in}(s) = \sigma_{dd} + \sum_{n=1}^{\infty}\sigma_n(s)\,. \qquad (6)$$

Функции $\varphi_n^h(s,x)$ в (I) выражаются через структурные функции кварков $f_q^h(x_1,n)$ (или дикварков $f_{qq}^h(x_1,n)$ в сталкивающихся адронах и функции фрагментации соответствующих кварков $G^{q\to h}(z)$ /I6,2I-23/

$$\varphi_n^h(s,x) = F_q^h(x_+,n)\,F_{qq}^h(x_-,n) + F_{\bar q}^h(x_+,n)\,F_q^h(x_-,n) +$$
$$+ 2(n-1)\,F_{sea}^h(x_+,n)\,F_{sea}^h(x_-,n)\,, \qquad (7)$$

где

$$x_\pm = \frac{1}{2}\left(\sqrt{4m_\perp^2/s + x^2} \pm x\right). \qquad (8)$$

Величины F_{qq}^h, F_q^h, $F_{\bar q}^h$ и F_{sea}^h соответствуют вкладам фрагментации дикварков валентных и морских кварков, причем вклад налетающего адрона зависит от величины x_+, а вклад нуклона мишени от x_-. Значения этих величин выражаются через свертки импульсных распределений дикварков и кварков в сталкивающихся адронах и функции фрагментации дикварков и кварков. Например,

$$F_q^h(x_+,n) = \int_{x_+}^{1} f_q^h(x_1,n)\,G^{q\to h}\left(\frac{x_+}{x_1}\right)dx_1\,, \qquad (9)$$

где $f_q^h(x_1, n)$ описывает распределение по x_1 концов струн, связанных с валентным кварком q. Как импульсные распределения $f_q^h(x, n)$, так и функции фрагментации $G(z)$ определяются в МКГС своими реджевскими асимптотиками.

Функции $G^{q\to h}(z)$ описывают адронизацию струны и связаны с функциями фрагментации соотношением

$$G^{q\to h}(z) = z\, \mathcal{D}_q^h(z). \tag{10}$$

В пределе $z \to 0$ функции $G^{q\to h}(z)$ являются константами a_h не зависящими от сорта кварков q. Величина константы a_h определяется динамикой разрыва струны при рождении $q\bar{q}$ - пары из вакуума и непосредственное вычисление этих констант в рамках МКГС пока невозможно.

2. Функции фрагментации в K^+P-столкновениях

Функции фрагментации кварков $\mathcal{D}_q^h(z)$ и дикварков $\mathcal{D}_{qq}^h(z)$ широко используются/13-17, 21-24/ при описании как жестких, так и мягких адронных процессов. Обычно предполагается, что вид функций фрагментации не зависит от того, в каком процессе происходит фрагментация кварков. Такое предположение оправдано в партонной модели, однако в рамках КХД функции фрагментации зависят от характерной виртуальности кварков Q^2 и могут заметно отличаться для точечных кварков в жестких процессах и составляющих кварков в процессах с небольшими переданными импульсами.

В работах/25/ был предложен метод определения свойств функций фрагментации непосредственно из анализа планерных диаграмм $\frac{1}{N_f}$ -разложения в КХД, учитывающий связь этих диаграмм с редженной диаграммной техникой. Такой подход позволяет теоретически оценить поведение функций фрагментации при $z\to 0$ и $z\to 1$. и тем самым в значительной степени фиксировать поведение функций $\mathcal{D}_{q(qq)}^h(z)$. Полученное этим методом поведение инклюзивных спектров адронов согласуется с трехреджеонным пределом при $z \to 1$.

Ранее МКГС применялась для описания инклюзивных спектров K -мезонов в pp-взаимодействии. Было показано[26], что использование полученных в работе[27] функций фрагментации кварков и дикварков в K-мезоны позволяет практически без свободных параметров описать все характерные черты инклюзивного рождения $K^{\pm}$ и K^0 мезонов при высоких энергиях.

Однако использование полученной в[27] функции фрагментации странного антикварка

$$\mathcal{D}_{K^0}^{\bar{s}}(z) = \frac{1}{z}\left[a_K(1-z)^{-\alpha_R+\lambda+2(1-\alpha_\varphi)} + \right. \tag{II}$$

$$\left. + b_K z^{1-\alpha_\varphi}(1-z)^{-\alpha_R+\lambda}\right] = \mathcal{D}_1^{\bar{s}}(z) + \mathcal{D}_2^{\bar{s}}(z),$$

где a_K , b_K – свободные параметры, $\alpha_R = 0.5$, $\alpha_\varphi = 0.$ – интерсепты бозонных траекторий, $\lambda = 2\alpha_R' \overline{P_T^2}$, $\alpha_R' = 1$ – наклон бозонной траектории, не обеспечивает необходимого подавления странности. Для разрешенной фрагментации странных кварков в K -мезоны функция фрагментации (II) содержит два слагаемых, из которых первое отвечает парному рождению K-мезонов в следующих звеньях мультипериферической цепочки, а второе – непосредственному переходу $\bar{s}$ -кварка в K_s^0 -мезон (множитель $z^{1-\alpha_\varphi}$ определяет вероятность замедления странного антикварка).

Необходимого подавления странности можно было бы достичь уменьшением коэффициента b_K в (II) или увеличением параметра λ . Но величина $\lambda \approx 0.5$ ограничена ($\overline{P_T^2} \approx 0.25 \frac{\Gamma\text{эВ}^2}{c^2}$), а b_K фиксируется из правила сумм[15]

$$\sum_{h_s} \int_0^1 \mathcal{D}_2^{\bar{s}}(z)\,dz = 1, \tag{I2}$$

отвечающего сохранению странности ($b_K = 0.5$).

ных спектров адронов согласуется с трехреджеонным пределом при $z \to 1$.

Ранее МКТС применялась для описания инклюзивных спектров K -мезонов в pp-взаимодействии. Было показано [26], что использование полученных в работе [27] функций фрагментации кварков и дикварков в K-мезоны позволяет практически без свободных параметров описать все характерные черты инклюзивного рождения $K^{\pm}$ и K^{0} мезонов при высоких энергиях.

Однако использование полученной в [27] функции фрагментации странного антикварка

$$\mathcal{D}_{K^0}^{\bar{s}}(z) = \frac{1}{z}\left[a_K (1-z)^{-\alpha_R + \lambda + 2(1-\alpha_\varphi)} + \right. \qquad \text{(II)}$$
$$\left. + b_K z^{1-\alpha_\varphi}(1-z)^{-\alpha_R+\lambda}\right] = \mathcal{D}_1^{\bar{s}}(z) + \mathcal{D}_2^{\bar{s}}(z),$$

где a_K, b_K – свободные параметры, $\alpha_R = 0.5$, $\alpha_\varphi = 0.$ – интерсепты бозонных траекторий, $\lambda = 2\alpha_R' \overline{P_T^2}$, $\alpha_R' = 1$ – наклон бозонной траектории, не обеспечивает необходимого подавления странности. Для разрешенной фрагментации странных кварков в K -мезоны функция фрагментации (II) содержит два слагаемых, из которых первое отвечает парному рождению K-мезонов в следующих звеньях мультипериферической цепочки, а второе – непосредственному переходу $\bar{s}$ -кварка в K_s^0 -мезон (множитель $z^{1-\alpha_\varphi}$ определяет вероятность замедления странного антикварка).

Необходимого подавления странности можно было бы достичь уменьшением коэффициента b_K в (II) или увеличением параметра λ. Но величина $\lambda \approx 0.5$ ограничена ($\overline{P_T^2} \approx 0.25 \frac{\Gamma\text{э}B^2}{c^2}$), а b_K фиксируется из правила сумм [15]

$$\sum_{h_s} \int_0^1 \mathcal{D}_2^{\bar{s}}(z)\,dz = 1, \qquad \text{(I2)}$$

отвечающего сохранению странности ($b_K = 0.5$).

Необходимое изменение функции фрагментации странного кварка было выполнено в работе[17], где показано, что

$$\mathcal{D}_{K^0}^{\bar{s}}(z) = \frac{1}{z}\Big[a_K(1-z)^{-\alpha_R+\lambda+2(1-\alpha_\varphi)} + $$
$$+ b_K z^{1-\alpha_\varphi}(1-z)^{-\alpha_R+\lambda}(1-0.7z)(6.8-5.2z)\Big] \qquad (13)$$

Функции фрагментации (13) более точно удовлетворяют законам сохранения энергии, электрического и барионного зарядов. Определенный из (12) с помощью (13) коэффициент b_K оказался равным 0.15.

Правило сумм (12) справедливо в МКГС при асимптотически больших энергиях. В случае энергий $\sim$10 ГэВ эти правила сумм должны быть заменены более точными

$$\sum_{h_s}\int_{z_{min}}^{1}\mathcal{D}_2^{\bar{s}}(z)\,dz = 1, \qquad (14)$$

где $z_{min} = 0.5\, m_\perp / P^*_{max}$, $P^*_{max} = \frac{1}{2\sqrt{s}}\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2_{K^0}, S_x^{min})$,

λ –функция треугольника, S_x^{min} определена из минимальной реакции $K^+n \to K^0 p$. Отметим, что всюду в настоящей работе использовались точные выражения для кинематических переменных, в частности, переменные светового фронта (8) брались в виде

$$x_\pm = \frac{1}{2P^*_{max}}\left(\sqrt{P_\parallel^{*2} + \overline{P_T^2} + m^2_{K^0}} \pm P^*_\parallel\right). \qquad (15)$$

Нетрудно видеть, что использование правил сумм (14) приводит к зависимости коэффициента b_K от среднего квадрата поперечного импульса $\overline{P_T^2}$ и, следовательно, от энергии. Особенно чувствительна к этой зависимости функция фрагментации (13), т.к. и $b_K = b_K(\overline{P_T^2})$ и $\lambda = \lambda(\overline{P_T^2})$ – функций $\overline{P_T^2}$. Обычно полагают $\overline{P_T^2} = 0.25\left(\frac{ГэВ}{c}\right)^2$, что справедливо при асимптотически больших энергиях, но при энергиях налетающего адрона $\sim$10 ГэВ $\overline{P_T^2}$ заметно изменяется и становится свободным параметром.

3. Предасимптотические поправки

В теории Редже полное сечение взаимодействия частиц a и b можно представить в следующем виде/28/

$$\sigma_{tot}(S) = P_{ab} + R_{ab}\, S^{-\frac{1}{2}} + \Pi_{ab}\, S^{-1}. \qquad (16)$$

В области энергий ~10 ГэВ главный вклад дают первые два члена, где P_{ab} –траектория Померанчука с интерсептом $\alpha_p(0) = 1+\Delta$, R_{ab} – реджеонные траектории с интерсептом $\alpha_R(0) \approx 0.5$. В таком представлении сечение $\sigma_{tot} \to P$, поскольку остальные члены с ростом S уменьшаются.

Вклад померона в полное сечение дается выражением (4) и соответствует первому слагаемому в (16). В МКГС обмену помероном сопоставляется цилиндрический график, а вторичным реджеонам – планарные графики. Вклад в полное сечение планарных графиков убывает с энергией как $(S/S_0)^{\alpha_R - 1}$, что связано с аннигиляцией валентных кварков в сталкивающихся адронах. В работе/18/ в рамках МКГС был учтен вклад так называемых диаграмм "неразвитого цилиндра", когда лишь один лист в разрезании цилиндра развит полностью, а на втором учитывается только вклад малых масс. Учет таких диаграмм приводит к появлению в амплитуде упругого рассеяния дополнительных членов, убывающих примерно как $(S/S_0)^{\alpha_R - 1}$, а в полном сечении появляется добавка

$$\sigma_0 = 8\pi \gamma_R \sqrt{\frac{\gamma_P}{4\lambda_R}} \left(\frac{S}{S_0}\right)^{\alpha_R - 1 + \Delta/2}, \qquad (16)$$

где γ_R = 0,663, λ_R – логарифмический наклон амплитуды реджеонного обмена по q^2 (параметр). В случае K^+P –рассеяния имеется три диаграммы "неразвитого цилиндра", поэтому/18/

$$\sigma^{K^+P} = \sigma_P^{KN} + 3\,\sigma_0^{KN}. \qquad (17)$$

В соответствии с гипотезой Эйлона-Даррари второй член в (17) относится к померонному обмену и является предасимптотической поправкой, а первый - цилиндрический член σ_P^{KN} -асимптотический вклад.

4. P_T -зависимость

В МКГС рассматриваются в основном характеристики, проинтегрированные поперечному импульсу P_T. Чтобы получить зависимость наблюдаемых величин от P_T необходимо знать P_T -зависимость функций распределения кварков и их фрагментации в адроны. В работе /19/, для анализа процессов в рамках МКГС с учетом поперечных импульсов кварков и дикварков нами был предложен способ введения P_T -зависимости в функции распределения кварков (дикварков) и их фрагментации в адроны. Он основан на делении внутреннего поперечного импульса между кварками и дикварками в протоне, аналогичный последовательному делению энергии между n -померонными ливнями. В этом подходе анализировались как адронные, так и адрон-ядерные процессы.

Инклюзивный инвариантный спектр адронов, обусловленный дающими основной вклад диаграммами цилиндрического типа, записывался в виде

$$E\frac{d\sigma}{d^3p} = \sum_n \sigma_n(s)\,\varphi_n^h(x, P_T) \tag{18}$$

где σ_n определяются формулами (2)-(4), а φ_n имеют вид, аналогичный (7), причем /19/

$$F_q^h(x_\pm; x_1, x_2, P_T, n) = \int\limits_{x_+}^{1} dx_1 \int\limits_{x_-}^{1} dx_2 \int d^2k_T\, f_q^h(x_{1,2}, k_T)\cdot$$
$$\cdot\, \tilde{G}^{q\to h}\left(\frac{x_\pm}{x_{1,2}};\, P_T - \frac{x_\pm}{x_{1,2}} k_T\right). \tag{19}$$

Кварковая функция была представлена в факторизованном виде

$$f_q^h(x,k_T,n)=f_q^h(x,n)\cdot\tilde{g}_q(k_T,n). \qquad (20)$$

В качестве $\tilde{g}_q(k_T,n)$ нами использовалась функция Гаусса, нормированная на I,

$$\tilde{g}_q(k_T,n)=\frac{\gamma_n}{\pi}e^{-\gamma_n k_T^2},\quad \gamma_n=\frac{\gamma}{n}. \qquad (21)$$

Функции фрагментации кварков в адроны также были взяты в факторизованном виде

$$\tilde{G}^{q\to h}(z;P_T-zk_T)=G^{q\to h}(z,\tilde{k}_T)\,\tilde{g}_q(\tilde{k}_T), \qquad (22)$$

$$\tilde{g}_q(\tilde{k}_T)=\frac{\gamma_c}{\pi}e^{-\gamma_c\tilde{k}_T^2},\quad \tilde{k}_T=P_T-zk_T. \qquad (23)$$

Таким образом, для функций $\varphi_n^h(x,P_T)$ было получено выражение

$$\varphi_n^h(x,P_T)=\int_{x_+}^{1}dx_1\Big\{f_{qq}(x_1,n)G_{qq}(z)\,I_n(z,P_T)+ \qquad (24)$$
$$f_q(x,n)\,G^{q\to h}(z)\,I_1(z,P_T)+f_{\bar{q}sea}(x,n)\,G_{\bar{q}sea}^{\bar{q}sea\to h}(z)\sum_{k=1}^{n-1}I_k(z,P_T)+$$
$$f_{qsea}(x,n)\,G^{qsea\to h}(z)\sum_{k=2}^{n}I_k(z,P_T);\qquad z=\frac{x_+}{x_1},$$

$$I_n(z,P_T)=\frac{\gamma_z}{\pi}e^{-\gamma_z P_T^2}, \qquad (25)$$

$$\gamma_z=\frac{\gamma_n\gamma_c}{\gamma_n+z^2\gamma_c}+2\alpha_R'(0)\ln(1-z)^{-1}, \qquad (26)$$

где $\gamma_n=\dfrac{\gamma}{n}$ и γ_c – свободные параметры ($\gamma_c\simeq 3\gamma$).

Использованный нами способ деления поперечного импульса между кварк-глюонными струнами приводит к более резкой зависимости среднего поперечного импульса $\bar{P}_T$ частиц в адронных взаимодействиях от x и от числа померонных ливней n, что подтверждается экспериментально. Наиболее ярко такой механизм должен проявляться в hA-столкновениях, где вклад многопомеронных цепочек значителен даже в области начальных адронов.

В МКГС в случае hA -столкновения при высокой энергии структура взаимодействия остается принципиально такой же, как и в hN -соударении. Однако среднее число разрезанных померонов оказывается гораздо большим, чем при hN-взаимодействии. Поэтому зависимость функций распределения валентных и морских кварков от числа разрезанных померонов проявляется в hA -столкновениях наиболее сильно.

В предложенном методе учета поперечных импульсов кварков в МКГС в случае hA - взаимодействий зависимость функций распределения кварков и дикварков и их фрагментации в адроны от k_T была выбрана в таком же виде, как и в случае hN-столкновений. Для инклюзивного спектра частиц, образующихся в hA - взаимодействии, было записано выражение /19/:

$$E\frac{d\sigma^A}{d^3p}=\sum_n{}' N_n \varphi_n(x,P_T)+V_1^{\,0}\varphi_1^{\,0}(x,P_T)$$

где φ_n дается формулой (24) ,

$$N_n=\frac{1}{n!}\int d^2b\,[\sigma_{in}T(b)]^n e^{-\sigma_{in}T(b)} \qquad (27)$$

- эффективные числа; σ_{in} - сечение неупругого hN -взаимодействия, $T(b)$ -функция толщины. Слагаемое $V_1^{\,0}\varphi_1^{\,0}$ в (27) соответствует вкладу в инклюзивный спектр процессов дифракционной диссоциации.

В (27) принято, что налетающий адрон при столкновении с одним нуклоном ядра обменивается только одним помероном, с двумя нуклонами - двумя померонами и т.д. Использование формулы (27) для расчета инвариантных инклюзивных спектров hA-взаимодействий оправдано при энергиях порядка десятков ГэВ, когда доминирует однопомеронный обмен, а вклад многопомеронных обменов существенен только в области $x \lesssim 0.3$. С ростом энергии ($\sim$ 100 ГэВ) вклад многопомеронных обменов возрастает.

5. Описание экспериментальных данных

С помощью предлагаемой программы, основанной на модели кварк-глюонных струн, описаны дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dx}$ процессов $K^+P \to K^0X$ при 70 ГэВ, дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dx\,dP_T^2}$ процессов $K^+P \to K^-X$, $K^+A \to K^-X$, $A = C, Al, Cu, Pb$ при 100 ГэВ, $K^+P \to K^0X$ при 16 ГэВ, $K^+A \to K^0X$, $A = Be, Cu, Pb$ при 11.2 ГэВ.

1.1. Структура программы

Программа вычисляет инвариантные инклюзивные спектры $F(x, P_T)$ вторичных адронов в процессах $hA \to h'X$ с использованием известных функций распределения кварков и их фрагментации в адроны.

Язык программирования	-	ФОРТРАН-4
Структура	-	программа
Идентификатор	-	CROSS
Дополнительные входы	-	отсутствуют
Внешнее устройство	-	стандартное устройство вывода
Обращение к внешним программам	-	VZERO - зануление массивов

GAUSS1- вычисление однократных интегралов, BESK0-вызов функций мнимого аргумента, SIMPS SIMPT-вычисление двукратных интегралов.

Вспомогательные программы	- SIG, FI, G, FIQ, FQUARK, EFFNUM, FUNIL, FUNK
Используемые общие блоки	- NDIAGR, CRSECT, FSUMM, FZONE, XFEY, HMASS, PTMOM, SENERG, KEYS, ALAM, CONST, ADAT, FKNO
Обращение	PROGRAM CROSS (INPUT, OUTPUT, TAPE1, TAPE2)

I.2. <u>Функционирование программы</u>

Управление работой программы осуществляется управляющими параметрами и ключевыми параметрами KEY(8,8). Имеется два свободных параметра: a_k - параметр нормировки, B (или GA) - наклон дифференцированных сечений по P_T.

Другие параметры программы CROSS имеют следующий смысл:

IFLONG - управляет учетом поглощения вторичных адронов в ядре (через длину формирования);

IFSIG - выбирает полное неупругое сечение hN - взаимодействия;

IXLXF - выбирает пр д льную переменную x в лаб.системе или СЦМ;

NMAX - число померонных обменов, учитываемых в реакции;
IFRAG - выбирает функцию фрагментации лидирующего кварка;
NUCL - параметр выбора ядра мишени;
AK - свободный параметр (нормировки);
PK - импульс падающего адрона.

I.3. Вспомогательные п/программы программы CROSS (SIG, FI, G, FQUARK, FUNK, EFFNUM)

выполняют следующие операции

- вычисляет сечения σ_n по формуле (2). При вычислении этих сечений учитываются поправки (3ж SIØ) к померонному обмену. Соответствующий подбор параметров γ_P, R^2_P, γ_R, λ_R позволяет фиксировать значения сечений $\sigma_{tot}, \sigma_{in}, \sigma_{el}, \sigma_{dd}$ в соответствии с экспериментальными данными.

Обращение:

$$F = SIG(N)$$

N - число разрезанных померонов в S канале,

FI - определяет функции $\varphi_n(x, P_T)$ в соответствии с формулами (24); свертки структурных функций с функциями фрагментации кварков вычисляются с помощью программы GAUSS1. В этой подпрограмме-функции учитывается также вклад морских кварков в рассматриваемом процессе.

Обращение:

$$F = FI(X)$$

X - значение фейнмановской переменной.

Основная информация в эту п/функцию передается через COMMON- блоки:

/XPN/ XP, XN

XP, XN – переменные светового фронта x_+, x_- соответственно;

$X\emptyset, X1$ – пределы интегрирования по фейнмановской переменной ;
/KEYS/ KEY(8,8)

$KEY(8,8)$ – массив ключевых параметров.

G – выбирает (из набора известных функций фрагментации u, d- и S-кварков в адроны) соответствующие данному процессу функции фрагментации (ФФ), а также вводит в ФФ зависимость от поперечного импульса P_T. Выбор соответствующих данному процессу кварков u адронов осуществляется с помощью матрицы ключевых параметров $KEY(8,8)$.

Обращение:

$$F = G(Z)$$

Z – переменная $\frac{x_+}{x}$ (либо $\frac{x_-}{x}$), где x_+, x_- – переменные светового фронта, x – фейнмановская переменная.

В матрице ключевых параметров $KEY(K,L)$:

K – параметр номера кварка,

L – параметр номера адрона.

Переменная $KL = KEY(K,L)$ в операторе GO TO (10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80), KL определяет функцию фрагментации, соответствующую данным значениям K и L.

FQUARK – выбирает соответствующие данному процессу структурные функции кварков; вводит зависимость этих функций от P_T.

Обращение:

$$F = FQUARK(X)$$

X – фейнмановская переменная. Номера кварков K и адрона L с помощью переменной $KL = KEY(K,L)$ определяют соответствующую структурную функцию кварка в реакции.

– определяет функции Бесселя мнимого аргумента $K_{\frac{3n+1}{2}}(P_T)$ используемые в P_T – зависимости вида e^{-BP_T}.

Обращение: $F = FUNK(P_T)$

$FUNIL$ – вводит зависимость от поперечного импульса вида $e^{-\gamma P_T^2}$ согласно формул (25)

Обращение: $F = FUNIL(P_T)$

FIQ – вводит (с помощью $FUNK$) зависимость от поперечного импульса вида e^{-BP_T}.

$EFFNUM$ – вычисляет эффективные числа N_n (27), веса $W_n = \frac{N_n}{\sum_n N_n}$ и полное неупругое сечение σ_{in}^{hA} взаимодействия адрона h с ядром A.

Обращение:

Основные переменные:

A – атомный номер ядра,

R – радиус ядра,

$SIGIN$ – полное неупругое сечение hN -взаимодействия,

$SIGMA$ – полное неупругое сечение hA -взаимодействия.

$ABSORB$ – учитывает поглощение вторичных адронов в ядре.

Заключение

Приведено описание программы $CROSS$, основанной на модели кварк-глюонных струн, и предназначенной для вычисления инвариантных инклюзивных сечений вторичных адронов, образующихся в адрон-нуклонных и адрон-ядерных столкновениях при высоких энергиях. В описанном программном варианте модель частично модифицирована: 1) введена зависимость структурных функций кварков и функций фрагментации кварков в адроны от поперечного импульса; 2) учтён вклад предасимптотических поправок к померонному обмену, ведущих себя с энергией как $(s/s_0)^{\alpha_R-1}$. С помощью программы описаны экспериментальные данные инклюзивных процессов $K^+p \to K^0X$, $K^+A \to K^0X$, $K^+A \to K^-X$ при энергиях $10 \div 100$ ГэВ.

Программа может быть использована для построения спектров и распределений по множественности заряженных адронов в hN- и hA-взаимодействиях при сверхвысоких энергиях.

Авторы благодарят Ю.А.Будагова за постановку задачи и интерес к работе, Г.И.Лыкасова за полезные обсуждения и замечания.

Литература

I. Chiem C.Y. et al. Nucl. Phys. 1975, B104, p.189.

2. Антипов Ю.М. и др. ЯФ, 1978, 28(5), с.1299.

3. Лиходед А.К., Шляпников П.В. УФН, 1978, 124(I), с.3.

4. Norrison D.R.O., CERN/EP, 79-102, Geneva, 1979

5. Daum C. et al., Nucl. Phys., 1981, B186, p.205.

6. Barth M. et al, CERN/EP, 82-71, Geneva, 1982.

7. Sixel P. et al, CERN/EP, 82-7, Geneva, 1982.

8. Raige P.E., Protopopesky S.D., BNL, 1986, BNL-37066

9. Bengtsson N.I., Ingelman G., Comp.Phys.Comm. 1985, 34, p.251.

IO. Andersson B., et al., Nucl.Phys., 1987, B281, p.289.
preprint Lund, 1987, Tp 87-6.

II. Славин Н.В. ОИЯИ, БI-2-82, 744, Дубна, I982.
Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. ЯФ, I984, т.40, вып.6, с.I560.

I2. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-837, Дубна, I986; P2-89-I67, Дубна, I989.

I3. Кайдалов А.Б. XI школа физики ИТЭФ, М: Энергоатомиздат, I983, в.4, с.3.

I4. Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А. - ЯФ, I984, т.39, I545; т.40, 2II.

I5. Кайдалов А.Б. - ЯФ, I987, т.45, I452.

I6. Кайдалов А.Б. Письма в ЖЭТФ, I980, 32, 494;
Z. Phys. C., 1982, 12, 63; ЯФ, 1981, 33, 1369.

I7. Шабельский Ю.М. - ЯФ, I986, 44, I86.

I8. Волковицкий П.Э. - ЯФ, I986, 44, 729.

I9. Лыкасов Г.И., Славин Н.В. - ЯФ, I989, 49, I446.

20. Абрамовский В.А., Грибов В.Н., Кангели О.В. - ЯФ, I973, I8, 595.

21. Кайдалов А.Б. Phys.Lett., 1982, 116B, 459.

22. Capella A. et al. Z.Phys. C. 1970, 3, 329.

23. Aurenche P., Boop F.W.Phys. Lett. 1982,114B,363.

24. Field R.D. Feynman R.D. Phys.Rev. 1977,D15,2590.

25. Кайдалов А.Б. - ЯФ, 1981, 33, 1369;
Phys. Lett., 1982, 116B, 459

26. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. - ЯФ, 1985, 41, 1278.

27. Кайдалов А.Б. Препринт ИТЭФ, 116, М., 1984.

28. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов, Энергоатомиздат, М., 1986, с.43.

29. Шабельский Я.М. - ЯФ, 1984, 49, 1081.