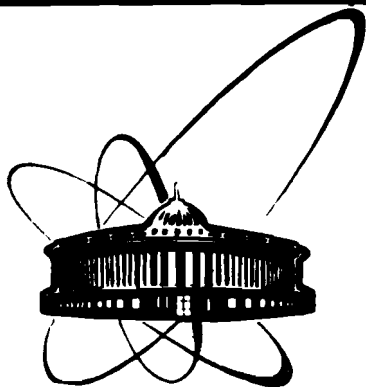


89-870



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 615

P2-89-870

Н.С.Амелин, К.К.Гудима¹, С.Ю.Сивоклоков²,
В.Д.Тонеев

ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ
КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН ДЛЯ ОПИСАНИЯ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ
С ЯДЕРНОЙ МИШЕНЬЮ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

²Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

1989

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время еще трудно рассчитывать на описание множественного рождения частиц при высокоэнергетических столкновениях адронов, исходя из первых принципов квантовой хромодинамики. Поэтому очень популярны различные модельные подходы. К их числу относятся модели, основанные на представлении об образовании в процессе столкновения трубок цветового поля или кварк-глюонных струн, в результате распада которых появляются наблюдаемые адроны^{/1-3/}. Существует струнная теория^{/4-5/}, развитая из действия для струны, записанного в решеточной формулировке квантовой хромодинамики. В этом подходе подробно изучены различные моды движения струн и возможные типы их взаимодействий. При высоких энергиях дуально-топологическое разложение в этой теории воспроизводит все диаграммы реджевской теории поля. Наличие тесной связи между реджевской и струнной теориями дает возможность получить информацию о величине и энергетической зависимости сечений различных процессов взаимодействия струн, о кинематических характеристиках продуктов их распада, то есть построить реалистическую модель^{/6,7/} для описания множественного рождения частиц. Вероятностный характер модели^{/8/} удобен для разработки ее монте-карловской версии^{/8/}. С помощью модели^{/8/} удалось воспроизвести многие особенности мягких неупругих столкновений адронов, начиная с энергий ≈ 10 ГэВ и до энергий, достигаемых на современных коллайдерах.

Большой интерес к исследованию состояния ядерной материи в условиях высокой температуры и сжатия^{/9/} стимулирует разработку адекватных моделей для ядерных столкновений. Особенность использования протяженной ядерной мишени при высоких и ультрарелятивистских энергиях состоит в специфике пространственно-временной картины взаимодействия. Эта картина в модели кварк-глюонных струн выглядит следующим образом^{/1,5/}. В системе центра масс адрона и ядерного нуклона налетающий адрон взаимодействует с нуклоном из ядра, образуя при этом две струны. Часть струны, движущейся в том же направлении, что и начальный адрон, возбуждена и может фрагментировать в адроны. Процесс фрагментации требует конечного времени, поэтому появление адронов может происходить как в ядре, так и далеко за его предела-

ми. Другая часть струны остается невозмущенной /"лидирующий фронт" струны/, сохраняя способность к новым взаимодействиям с некоторым сечением, вообще говоря, отличным от свободного сечения взаимодействия адронов. События, где происходят возмущения струны, разделены пространственноподобным интервалом, и в этом смысле их можно считать одновременными. Аналогично ведет себя и струна, движущаяся в направлении нуклона-мишени.

В наших работах /^{10,11}/ предложены монте-карловские версии модели кварк-глюонных струн в приложении к релятивистским адрон-ядерным и ядро-ядерным столкновениям. Первая из работ /¹⁰/ является прямым обобщением модели /⁸/ на случай ядерных взаимодействий. Предположение этой модели, что кварк-глюонные струны распадаются только за ядром, приводит к трудностям при описании рождения частиц в области фрагментации мишени. Кроме этого в работе /¹⁰/ взаимодействие адронов и ядер с ядрами рассматривалось в плоскости прицельного параметра и не учитывались явно продольная координата и время. Такой подход ограничивает возможности рассмотрения ядерных взаимодействий в терминах модели кварк-глюонных струн. Вариант модели, развитый во второй работе /¹¹/, реализует кинетический подход к релятивистским ядерным столкновениям и прослеживает эволюцию состояния взаимодействующей системы во времени. Этот подход представляется весьма перспективным для исследования поведения ядерной материи в экстремальных условиях. Однако в ряде пунктов модель требует дальнейшего совершенствования и развития, это касается как модели адронных столкновений, так и ядерной динамики. Область применимости стандартной модели кварк-глюонных струн для адронных взаимодействий ограничивается энергией примерно 10 ГэВ. Именно это значение рассматривалось в качестве нижней границы применимости модели /¹⁰/, а в кинетическом варианте модели /¹¹/ для описания столкновений при энергии ≤ 10 ГэВ использовалась феноменологическая аппроксимация характеристик взаимодействия адронов. В данной работе мы покажем, как модель кварк-глюонных струн может быть распространена на эту область промежуточных энергий. Кроме того, в /¹¹/ мы пренебрегали процессами рождения антибарионов /и, естественно, возможностью их последующего взаимодействия/; в обеих версиях модели не были учтены каналы нуклон-антинуклонной аннигиляции, что также ограничивало применимость моделей при промежуточных энергиях.

Вторая группа вопросов связана с пространственно-временным описанием динамики ядерного взаимодействия. В частности, модель /¹⁰/ отвечает очень большим временам формирования адронов /струны распадаются вне ядра/, тогда как динамическая модель /¹¹/ учитывает эффект конечности времени их формирования. Однако сами времена формирования в /¹¹/ были оценены феномено-

логически, исходя из условия наилучшего описания адрон-ядерных экспериментальных данных. В настоящей работе этот выбор сделан более последовательно на базе определенной физической модели струны. Использование более совершенной модели кварк-глюонных струн позволило включить в рассмотрение канал мезон-мезонного взаимодействия, которым пренебрегалось в предыдущих вариантах /^{10,11}/, но который может оказаться существенным при ультрарелятивистских энергиях, когда плотность рожденных адронов велика. Интересным и важным является вопрос о взаимодействии струн. Использование во всех модельных рассмотренных /см. /^{10,11}/ и цитируемую там литературу/ сечений взаимодействия и характеристик для свободных адронов фактически означает пренебрежение эффектами взаимодействия струн, плотность которых, однако, не мала /¹²/ . Попытка частично учесть этот эффект сделана в данной работе.

Таким образом, цель данной работы состоит в дальнейшем развитии кинетического подхода к столкновению адронов и ядер с ядрами в широком интервале энергии на базе рассмотрения динамики формирования, распада и взаимодействия кварк-глюонных струн, а также учета взаимодействия адронов и их резонансов, образовавшихся от распада этих струн.

ДЕТАЛИ ОПИСАНИЯ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

1. Модификация модели для описания взаимодействия адронов при промежуточных энергиях

На рис.1 на примере $p\bar{p}$ - и $n\bar{p}$ -реакций указаны диаграммы, отвечающие основным подпроцессам, учтенным в работах /^{8,10}/, где подробно описана и процедура их моделирования. Особенностью рассматриваемой области промежуточных энергий является резонансное поведение сечения взаимодействия частиц. Достичь разумного описания энергетической зависимости отдельных каналов реакции можно путем варьирования статистических весов подпроцессов или относительных выходов частиц в данном подпроцессе. Мы использовали обе эти возможности.

В отличие от модели /⁸/ мы выбрали вероятность перехода кварк-антикварковых пар в векторные мезоны в три раза большую, чем вероятность перехода в псевдоскалярные мезоны. Что касается вероятности перехода кварк-дикварковых пар в барионы со спином 1/2 и спином 3/2, то в данной работе считалось, что спин-изоспиновое состояние дикварка, определенное с помощью симметричной волновой функции бариона, зависящей от унитарных, спиновых и пространственных переменных, сохраняется в процессе

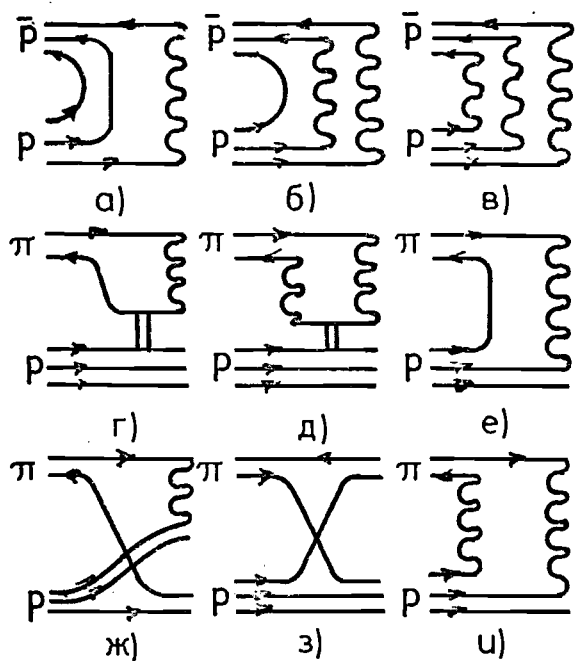


Рис.1. Кварковая структура диаграмм subprocessов рождения частиц, учтенных при моделировании взаимодействий адронов:

а-в - аннигиляционные, г-д - дифракционные, е - "планарная", ж - "неразвитого цилиндра", з - "бинарная", и - "цилиндрическая" диаграммы. Сплошные линии соответствуют кваркам, волнистые - струнам.

реакции. Коэффициенты, определяющие вероятности перехода кварк-дикварковых пар в барионы приведены в таблице.

Чтобы получить близкие к экспериментальному значения отношения сечений $\sigma_{pp \rightarrow pr \pi^+} / \sigma_{pp \rightarrow pr \pi^0}$ в области резонансного максимума, нам пришлось изменить значения коэффициентов, полученных с помощью симметричных волновых функций. Измененные значения коэффициентов указаны в таблице в круглых скобках. Следует отметить, что такой же прием был использован в работе ^{12/} для того, чтобы описать фрагментацию дикварков в нуклоны при $z = p_n / p_{qq} \approx 1$, где p_{qq} и p_n - продольные импульсы дикварка и нуклона.

Мы предположили, что угловая зависимость для процесса 1з имеет вид

$$d\sigma / dt \approx \exp[-B(s)t], \quad /1/$$

где через t обозначен переданный четырех-импульс. Зависимость наклона от квадрата энергии s должна определять переход от почти изотропного углового распределения при низких энергиях к угловому распределению с пиками вперед-назад в системе центра масс. Из сравнения с экспериментальными угловыми распределениями мы выбрали параметризацию $B(s) = 2,5 + 0,7 \cdot \ln(s/2)$.

Статистические веса для subprocessов, представленных на рис.1, подбирались так, чтобы описать экспериментальные

Кварковый состав барионов

Таблица

Тип адрона	Кварковый состав
p	$1/3uu_{11} d + 1/6(1/12)ud_{11} u + 1/2(7/12)ud_{00} u$
n	$1/6(1/12)ud_{11} d + 1/2(7/12)ud_{00} d + 1/3dd_{11} u$
Σ^+	$1/3uu_{11} s + 1/6us_{11} u + 1/2us_{00} u$
Σ^0	$1/3ud_{11} s + 1/22us_{11} d + 1/4us_{00} d, 1/12ds_{11} u + 1/4ds_{00} u$
Σ^-	$1/3dd_{11} s + 1/6ds_{11} d + 1/2ds_{00} d$
Ξ^-	$1/6ds_{11} s + 1/2ds_{00} s + 1/3ss_{11} d$
Ξ^0	$1/6us_{11} s + 1/2us_{00} s + 1/3ss_{11} u$
Λ^0	$1/3ud_{00} s + 1/4us_{11} d + 1/12us_{00} d + 1/4ds_{11} u + 1/12ds_{00} u$
Δ^{++}	$uu_{11} u$
Δ^+	$1/3uu_{11} d + 2/3ud_{11} u$
Δ^0	$2/3ud_{11} d + 1/3dd_{11} u$
Δ^-	$dd_{11} d$
Σ^{*+}	$1/3uu_{11} s + 2/3us_{11} u$
Σ^{*0}	$1/3ud_{11} s + 1/3us_{11} d + 1/3ds_{11} u$
Σ^{*-}	$1/3dd_{11} s + 2/3ds_{11} d$
Ξ^{*0}	$2/3us_{11} s + 1/3ss_{11} u$
Ξ^{*-}	$2/3ds_{11} s + 1/3ss_{11} d$
Ω^-	$ss_{11} s$

Цифры в круглых скобках относятся к области промежуточных энергий. Индексы у дикварков указывают его спин-изоспиновое состояние.

данные для отдельных парциальных каналов $\bar{p}p^-$, pp^- , $\pi^{\pm}p^-$ и $K^{\pm}p^-$ взаимодействий. При этом накладывалось условие, чтобы при высоких энергиях статистические веса плавно переходили в значения, которые использовались в модели ^{18/}. В частности, для диаграмм 1е, 1ж и 1з требовалось воспроизведение реджевского поведения сечений при высокой энергии.

На рис.2 показаны полученные с помощью такой процедуры сечения отдельных диаграмм на примере pp^- -взаимодействий.

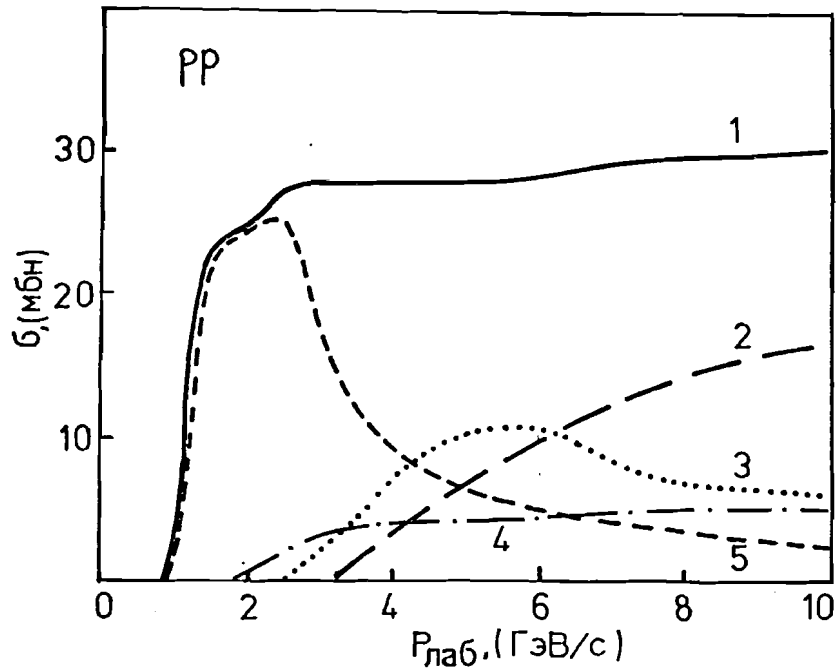


Рис.2. Зависимость от начального импульса вклада сечений диаграмм для отдельных подпроцессов в pp -взаимодействии: цилиндрическая диаграмма /2/, "неразвитого" цилиндра /3/, дифракционная /4/ и бинарная /5/. Сплошной кривой /1/ нанесено экспериментальное сечение неупругого взаимодействия.

Сравнение результатов моделирования зависимости парциальных сечений от импульсов налетающих протона и антипротона с результатами измерений /13/ представлено на рис.3. Для определения этих сечений при каждом значении первичного импульса было смоделировано $5 \cdot 10^3$ столкновений. На таком же уровне получено согласие с экспериментом для $\pi^\pm p$ - и $K^\pm p$ -взаимодействий.

При промежуточных энергиях нам известна лишь одна программа - генератор неупругих взаимодействий /14/, которая в отличие от нашей модели не позволяет описывать рождение странных частиц в нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействиях, а также процесс pp -аннигиляции.

Для того чтобы определить статистические веса диаграмм при столкновении частиц, взаимодействия которых не исследовались экспериментально, мы руководствовались теми же правилами,

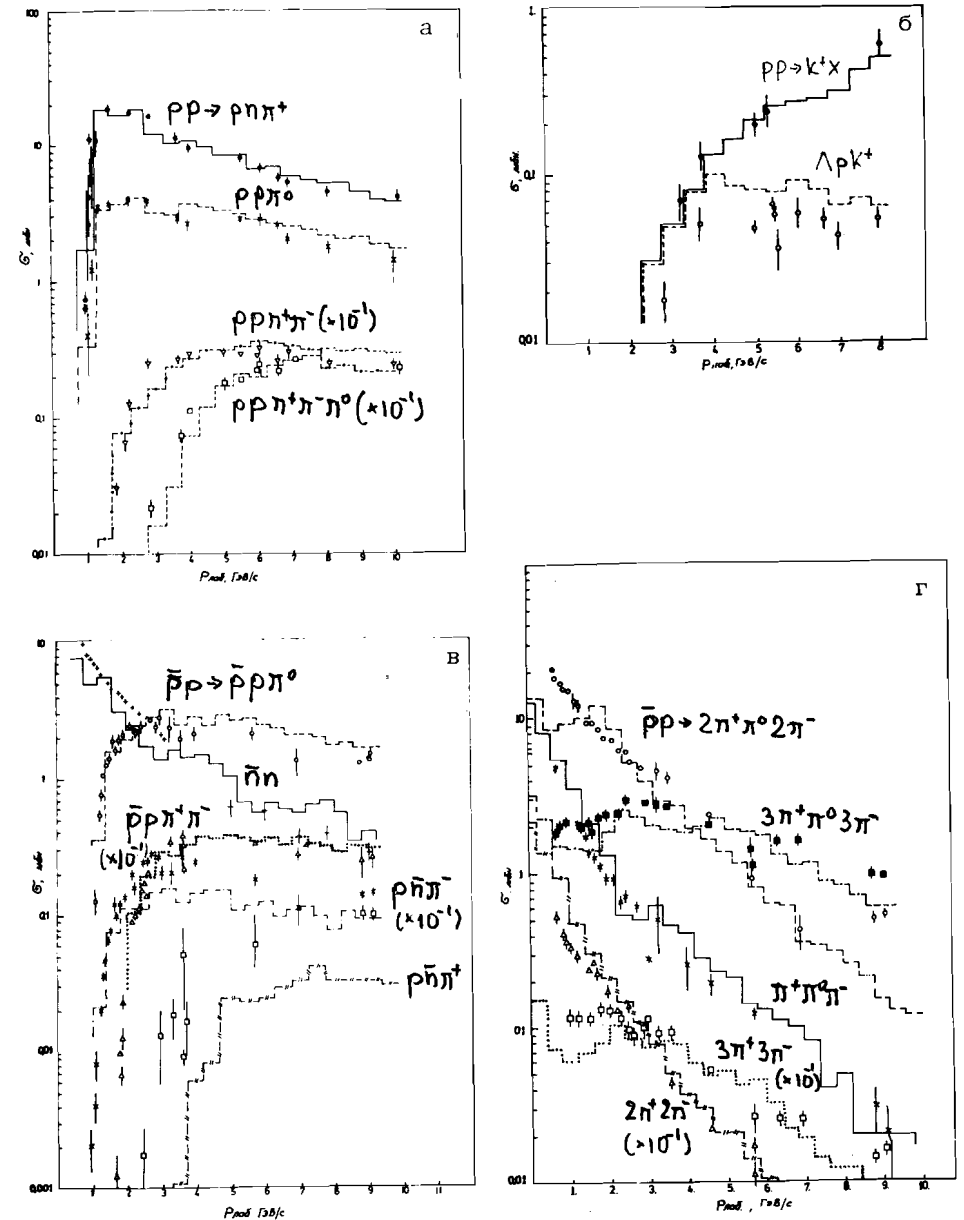


Рис.3. Сечения парциальных каналов в pp -/а, б/ и $p\bar{p}$ -/в, г/-столкновениях как функция импульса начального адрона. Гистограммы - расчет по нашей модели. Экспериментальные точки взяты из компиляции /13/.

как и при определении полных сечений /см. ниже/. Мы учли резонансные взаимодействия пионов с нуклонами, в результате которых образовывался Δ -резонанс, и пионов с пионами, приводящие к образованию ρ -резонанса. Введение процесса рождения Δ -резонанса играет важную роль при поглощении пионов и образовании энергичных частиц, вылетающих в направлении назад при столкновениях с ядерной мишенью /15/. Вероятность резонансного взаимодействия определялась с помощью сечения σ_R , аппроксимированного релятивистским распределением Брейта-Вигнера /18/.

2. Динамика образования, распада и взаимодействия кварк-глюонных струн

Оставляя неизменными схему и результаты моделирования кварк-глюонных струн /8,9/, рассмотрим дополнительно пространственно-временные характеристики адронных продуктов распада струны.

Предположим, что струна с массой M_s и безмассовыми кварками на концах, характеризуемая коэффициентом натяжения κ , формируется мгновенно и известны кинематические характеристики адронов, образовавшихся в результате ее распада. Следуя работам /2,17/, будем рассматривать распад струны в ее системе центра масс с осью z в направлении налетающего адрона /рис.4/. Как отмечалось ранее /11,18,19/, понятие времени /или точки/ формирования адрона является модельно зависимым. В качестве координаты и времени формирования адрона можно выбрать либо координату и время точки пересечения траекторий кварков, составляющих адрон /так называемое "уа-уа" время формирования/, либо координату и время точки разрыва струны /"конституентное" время формирования/. Этот вопрос был детально исследован в работе /19/, где показано, что два способа определения пространственно-временной точки образования адрона приводят к существенно различной зависимости времени формирования адронов от их продольного импульса. При первом определении время t_i и координата x_i образования i -го адрона выражаются через его продольный импульс p_{zi} и энергию E_i :

$$t_i = \frac{1}{2\kappa} [M_s - 2 \sum_{j=1}^i p_{zj}],$$

/2/

$$x_i = \frac{1}{2\kappa} [M_s - 2 \sum_{j=1}^i E_j].$$

Для "конституентного" времени формирования /светлые точки на рис.4/ выражения имеют вид

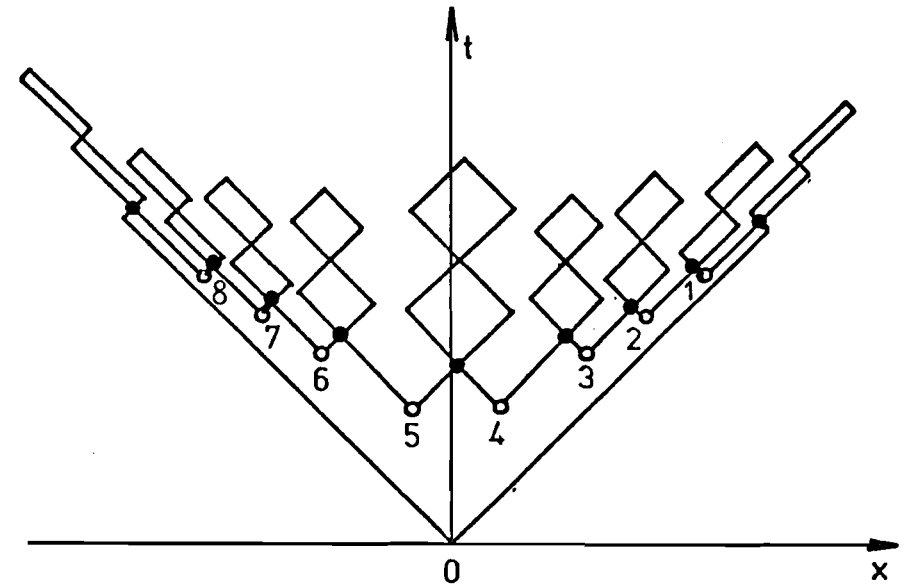


Рис.4. Пространственно-временная картина образования адронов при разрыве кварк-глюонной струны. Линии обозначают траектории безмассовых кварков /антикварков/. Пустые и заполненные окружности отвечают соответственно "конституентному" и "уа-уа" определению пространственно-временной точки формирования адрона.

$$t_i = \frac{1}{2\kappa} [M_s - 2 \sum_{j=1}^{i-1} p_{zj}] + E_i - p_{zi},$$

/3/

$$x_i = \frac{1}{2\kappa} [M_s - 2 \sum_{j=1}^{i-1} E_j] + p_{zi} - E_i.$$

Здесь индекс $i = 1, 2, \dots$ нумерует точки разрыва струны справа налево /см. рис.4/. При получении выражений /2/ и /3/ считалось, что адроны образуются непосредственно, то есть струна переходит сразу в адрон и струну с меньшей массой. Возможен и другой механизм распада, например, на две струны меньшей массы, каждая из которых вновь распадается на две струны и т.д. до тех пор, пока не сформируются адроны /1/. Монте-карловская модель такого механизма распада струны реализована в работе /20/. В данную модель мы включили два первых способа образования адронов, надеясь сделать выбор между ними из сравнения расчетных и экспериментальных данных.

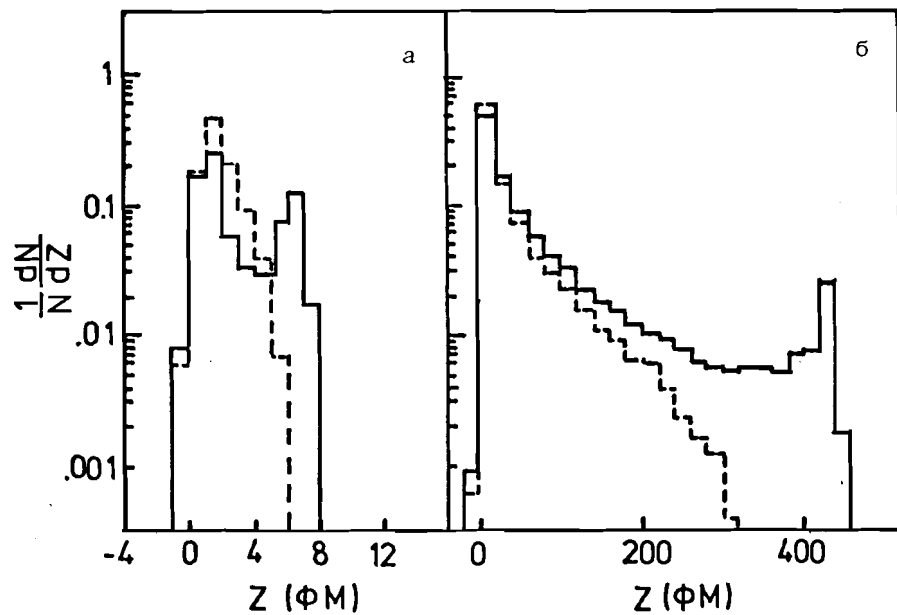


Рис.5. Распределения по продольной координате адронов, образовавшихся в pp -неупругих взаимодействиях при начальном импульсе 4,2 /а/ и 200 /б/ ГэВ/с. Пунктирные гистограммы рассчитаны с использованием соотношения /2/, сплошные - по /3/ /"уа-уа" время формирования/.

При моделировании внутриядерных столкновений мы использовали процедуру "размазки" точки взаимодействия: радиус-вектор точки, от которой отсчитывается координата рожденных адронов, принимался равным полусумме радиус-векторов сталкивающихся частиц, если адроны образовались в результате распада струны, и радиус-вектору диафрагирующего адрона в случае дифракции.

На рис.5 приведены результаты моделирования $5 \cdot 10^8$ столкновений протонов с начальным импульсом в лабораторной системе координат $p_0 = 4,2$ ГэВ/с и $p_0 = 200$ ГэВ/с. Видно, что распределения, полученные с использованием выражений /2/ и /3/, значительно отличаются друг от друга. Причем продольные расстояния, на которых формируются некоторые адроны, оказываются сравнимыми с размерами ядра углерода уже при 4,2 ГэВ/с и достигают 400 фм при 200 ГэВ/с. Поскольку при ядерных столкновениях кварк-глюонные струны "живут" достаточно долго, то закономерен вопрос о их взаимодействии с внутриядерными нуклонами и между собой.

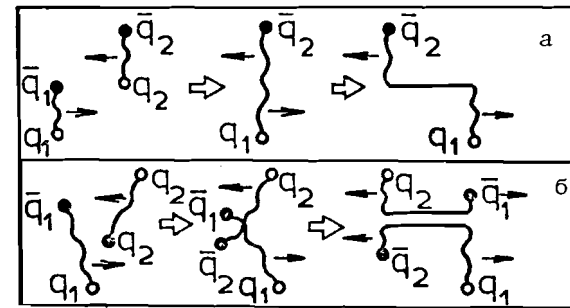


Рис.6. Схема взаимодействия кварк-глюонных струн: а - слияние, б - переплетение струн.

В классической струнной теории /4,5/ показано, что существует два основных типа взаимодействия кварк-глюонных струн, представленные на рис.6. Это - слияние струн /рис.6а/, которое в реджионной теории соответствует обмену реджионом, и переплетение струн /рис.6б/, соответствующее обмену одним или несколькими померонами. Характерной чертой взаимодействия струн является возникновение кинков-изгибов струны в области слияния или переплетения струн.

Как уже отмечалось выше, пространственно-временная интерпретация заложенной в модель кварк-глюонных струн /10,11/ картины взаимодействия адронов с ядерной мишенью основывается на предположении, что после взаимодействия адронов-струн их "лидирующие фронты", которые включают валентные кварки /антикварки/ или дикварки /антидикварки/, сохраняют способность к дальнейшему взаимодействию с адронным сечением σ_{inel}^{hh} . "Продольные" части кварк-глюонных струн распадаются на адроны по истечении времени формирования /всегда за ядром в модели /10//. В данной работе мы отождествляем "лидирующий" и "нелидирующий" фронты струны с адронами, причем сечение их взаимодействия выбирается равным сечению взаимодействия аддитивных валентных кварков, входящих в эти "фронты".

Аппроксимация взаимодействия кварк-глюонных струн с нуклонами взаимодействием аддитивных валентных кварков, находящихся на концах струны, рассматривалась в работе /18/. В данной работе, так же как и в /11/, мы считаем "продольные" части струн невзаимодействующими, то есть адроны из возбужденной части струны появляются после столкновения с временной задержкой, равной времени их формирования.

3. Прохождение через ядерное вещество

Эволюция состояния двух сталкивающихся ядер задается системой релятивистских кинетических уравнений бальцмановского типа, приведенных в нашей работе /11/. Монте-карловское решение этой системы уравнений отвечает процедуре прямого моделирова-

ния процесса взаимодействия ядер, которая полно описана в наших работах ^{8,10,11}, поэтому здесь мы ограничимся изложением лишь отличительных особенностей настоящей версии.

В отличие от ¹¹, где вероятность столкновения адронов i и j находилась с учетом эффекта прозрачности, в данной работе мы использовали приближение "черного диска":

$$P(b_{ij}^2, s) = \theta(b_{ij}^2 - \frac{\sigma(s)}{\pi}) \quad /4/$$

Оба метода дают практически совпадающие результаты, но последний требует меньше вычислительного времени. В выражении $/4/$ b_{ij} - расстояние минимального сближения частиц, определенное в системе покоя одного из партнеров по столкновению. Эту величину можно записать в системе наблюдателя:

$$b_{ij}^2 = (\bar{r}_i - \bar{r}_j)^2 + \left[\frac{\bar{p}_i(\bar{r}_i - \bar{r}_j)}{m_i} \right]^2 - \left[\frac{\bar{p}_j(\bar{r}_i - \bar{r}_j)/E_j^* - \bar{p}_i(\bar{r}_i - \bar{r}_j)/m_i}{(1 - (m_j/E_j^*)^2)} \right]^2, \quad /5/$$

где частица i характеризуется координатой \bar{r}_i , импульсом \bar{p}_i и массой m_i , а E_j^* - энергия частицы j в системе покоя частицы i .

При определении вероятности взаимодействия сформировавшихся адронов использовались экспериментально измеренные сечения $\sigma(s)$. В тех случаях, когда такие данные отсутствовали, привлекались соотношения, следующие из изотопической инвариантности сильных взаимодействий в аддитивной кварковой модели /например, для нахождения сечений мезон-мезонных взаимодействий/. Сечения взаимодействия резонансов полагались равными сечениям взаимодействия стабильных частиц с тем же кварковым составом. Плохо известны сечения взаимодействия странных барионов с нуклонами. Однако при начальной энергии около 20 ГэВ отношение сечений $\sigma(\Sigma^- p) / \sigma(pp)$ или $\sigma(\Lambda p) / \sigma(pp)$ приблизительно равно $0,82$ ²¹, что согласуется с кварковой моделью ²². Поэтому если адрон состоит из n_s странных кварков, то его сечение взаимодействия меньше в $/0,82/n_s$ раз сечения взаимодействия нестранного адрона. Например, сечение $\sigma(KK)$ выражается через экспериментально измеренное $\sigma_{\text{exp}}(KN)$ следующим образом: $\sigma(KK) = 0,82 \cdot (2/3) \cdot \sigma_{\text{exp}}(KN)$.

Время жизни частиц-резонансов определялось экспоненциальным распределением с наклоном, выраженным через табличную ширину распада.

Для ускорения счета мы пренебрегли /в отличие от ¹¹/ связью нуклонов в ядре и рядом типичных ядерных эффектов: распадом возбужденных остаточных ядер, коалесценцией нуклонов в ядерные фрагменты и т.п. Чтобы приближенно учесть запрет Паули

на взаимодействие с внутриядерными нуклонами, мы положили, следуя ¹⁷, равным нулю неаннигиляционное сечение взаимодействия адрона с нуклонами ядра, если кинетическая энергия этой частицы меньше 90 МэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Для того чтобы устранить неопределенности, связанные с динамикой образования адронов при распаде струн, мы рассмотрели взаимодействия протонов с ядрами аргона и ксенона при начальном импульсе 200 ГэВ/с. На рис.7 проведено сравнение быстроемких распределений заряженных частиц, полученных в результате моделирования 1500 неупругих взаимодействий, с экспериментальными данными из работы ²³. Теоретические гистограммы рассчитаны при использовании выражений $/3/$ для определения координат и времени образования адронов. Широкий максимум в центральной области быстрого распределения чувствителен к выбору величины коэффициента натяжения струны k . Следует отметить, что оцененный таким образом коэффициент k оказался вдвое меньше "стандартного" значения k , полученного из анализа спектра адронных масс. Переход к "конституентному" времени формирования $/2/$ приводит к возрастанию множественности частиц в максимуме быстрого распределения, что требует для согласования с опытом уменьшения коэффициента натяжения струны.

Теоретический анализ показал, что узкий пик быстрого распределения в области фрагментации ядра-мишени почти полностью определяется упругими перераспределениями частиц внутри ядра. На высоту пиков заметное влияние оказывает процесс поглощения пионов нуклонами ядра и запрет Паули на внутриядерные столкновения. Другими словами, наблюдаемое расхождение с опытом в области фрагментации мишени обусловлено отмеченным выше огрубленным описанием эффектов ядерной структуры. В будущем они будут учтены подобно тому, как это сделано в наших работах $/11, 24/$.

На рис.8 представлены результаты расчета 2000 неупругих взаимодействий протонов и ядер углерода с ядрами углерода при начальном импульсе 4,2 ГэВ/с. Расчеты выполнены для значения $k = 0,5$ ГэВ/фм. При сравнении с экспериментом учтено экспериментальное разрешение в определении импульса; соответствующая процедура учета подробно описана в работе ²⁵. Сравнение расчетных и экспериментальных импульсных распределений протонов при промежуточных энергиях показывает, что модель вполне удовлетворительно воспроизводит эти характеристики, включая высокоэнергетические "хвосты" распределений. Достигнутое согласие с опытом близко к описанию, полученному ранее в рамках модели

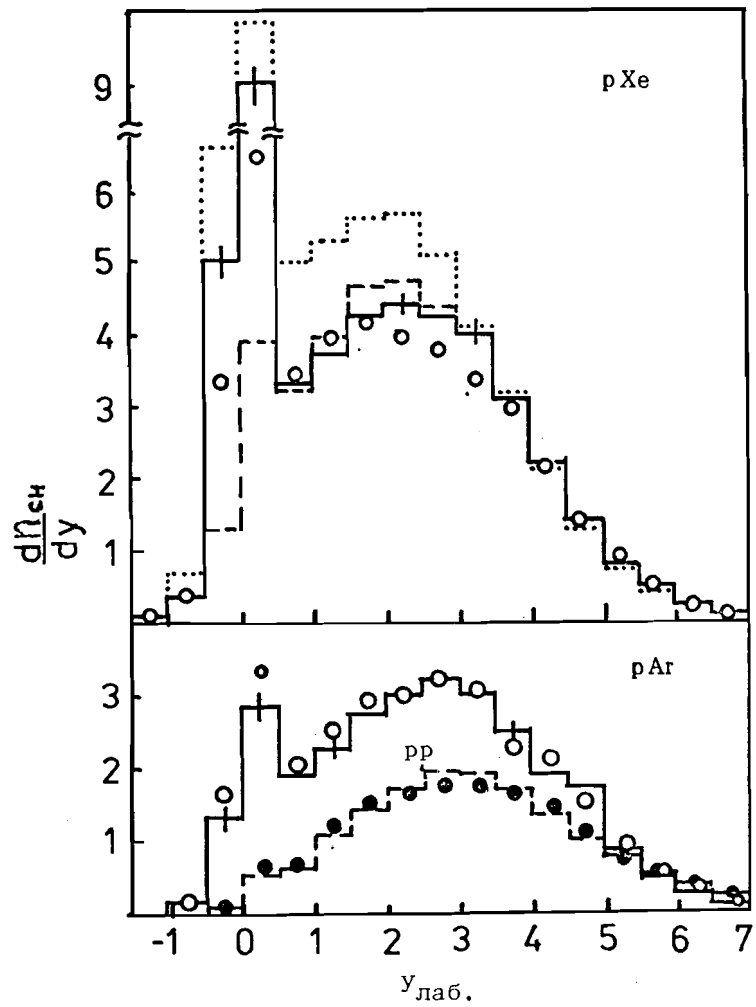


Рис.7. Распределения заряженных частиц по быстройте в $p\text{Xe}$ - /вверху/, $p\text{Ar}$ - и $p\text{p}$ /внизу/ -взаимодействиях при энергии 200 ГэВ. Сплошные гистограммы рассчитаны с $\kappa = 0,5$ ГэВ/фм, точечная - с $\kappa = 2,0$ ГэВ/фм. Пунктирная гистограмма на верхнем рисунке - расчет с "выключенными" упругими столкновениями адронов внутри ядра Xe . Экспериментальные данные взяты из работы /23/.

внутриядерного каскада /24,26/. Этот результат не является удивительным, поскольку в рассматриваемой области начальных импульсов время формирования адронов невелико /см. рис.5а/.

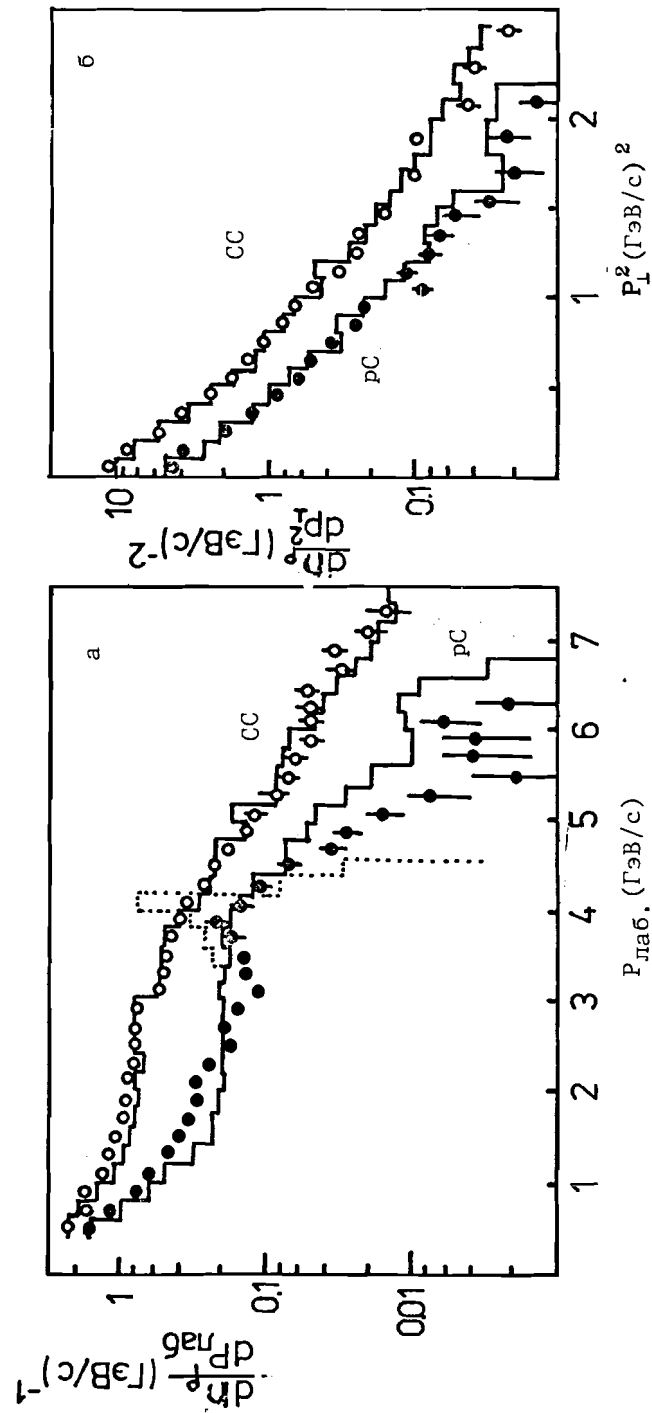


Рис.8. Распределения по поперечному /а/ и квадрату поперечного /б/ импульса протонов-участников в CC - и pC -столкновениях при энергии 4,2 ГэВ/нуклон. Гистограммы рассчитаны с "ya-ya" временем формирования и $\kappa = 0,5$ ГэВ/с. Точечная гистограмма не учитывает поправок на экспериментальную погрешность в измерении импульса /25/. Экспериментальные точки - из работы /26/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получила дальнейшее развитие модель кварк-глюонных струн^{/10,11/}, предназначенная для описания динамики адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. Модель реализует единый кинетический подход к ядерным столкновениям как при промежуточных, так и при ультрарелятивистских энергиях. Учет образования и распада кварк-глюонных струн, эффектов их взаимодействия, а также вторичных процессов взаимодействия стабильных адронов и резонансов позволил воспроизвести изменение с ростом энергии пространственно-временной картины ядерного столкновения.

Результаты расчетов при начальном импульсе 4,2 ГэВ/с показали применимость модели для описания данных эксперимента в этой области энергий и ее "преемственность" с моделью внутриядерного каскада^{/24/}. Созданная в результате данной работы монте-карловская модель неупругих взаимодействий адронов при промежуточных энергиях представляет и самостоятельный интерес при проведении расчетов прохождения излучения через вещество и для использования в других ядерных моделях.

Рассчитанный пример протон-ядерного взаимодействия при начальном импульсе 200 ГэВ/с иллюстрирует достаточно высокую чувствительность глобальных характеристик реакции к коэффициенту натяжения струны. Полученное значение $\kappa = 0,5$ ГэВ/фм качественно согласуется с результатом работы^{/27/}, в которой на основе квантово-механического рассмотрения струны предсказывалось подавление процесса распада струны на начальном этапе ее эволюции. С другой стороны, образование плотного сгустка /"веревки"/ струн в результате релятивистского ядро-ядерного столкновения может привести к увеличению эффективной величины κ ^{/28/}. Таким образом, извлеченная из сравнения с опытом величина коэффициента натяжения струны может служить мерой силы коллективного цветового взаимодействия струн. При этом, конечно, нужно помнить, что существенным предположением модели явилась замена взаимодействия невозмущенной и возмущенной струны взаимодействием ее концов, на которых находятся валентные кварки.

Более подробный анализ с помощью данной модели характеристик адрон-ядерных, в том числе антипротон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, при промежуточных и релятивистских энергиях позволит внести большую ясность в эти вопросы.

Мы благодарны Б.З.Копелиовичу и В.С.Мурзину за обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Artru X. - Phys.Rep., 1983, V.97с, p.147.
2. Andersson B. et al. - Phys. Rep., 1983, V.97с, p.31.
3. Gurvich E.G. - Phys. Lett., 1979, V.87B, p.386.
4. Mandelstam S. - Phys.Rep., 1974, V.13с, p.259;
Rebbi C. - Phys.Rep., 1974, V.12с, p.11;
Scherk J. - Rev. Mod. Phys., 1975, V.47, p.123.
5. Абрамовский В.А. и др. - Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика.Тбилиси:Мецниереба, 1986.
6. Кайдалов А.Б. - Материалы 10 школы физики ИТЭФ. М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.2, с.3; Кайдалов А.Б. - ЯФ, 1987, т.45, с.1452.
7. Capella A. - Proc. of the Europhysics Study Conference, 1981, Erice, Italy, p.1999; Capella A., Suchatme U.P. and Tran Than Van J. - Z. Phys., 1980, C3, p.389.
8. Амелин Н.С., Бравина Л.В. - Препринт ОИЯИ Р2-89-167, Дубна, 1989; Амелин Н.С., Островидов А.И. - ЯФ, 1989, т.50, с.486; Amelin N.S. et al. - Preprint INP 89-55/132, Moscow, 1989.
9. Тонеев В.Д. и др. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.1093.
10. Амелин Н.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д. - Препринт ОИЯИ Р7-89-34, Дубна, 1989.
11. Toneev V.D., Amelin N.S., Gudima K.K. - Preprint GSI-89-52, Darmstadt, 1989.
12. Shuryak E.V. - Phys. Lett., 1988, V.B207, p.345.
13. Flaminio V. et al. - Preprint CERN-HERA 84-01, Geneva, 1984.
14. Hanssgen K., Ranft J. - Comp. Phys. Comm., 1986, V.39, p.40.
15. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. - ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.130.
16. Rittenberg A. et al. - Rev. Mod. Phys., 1971, V.43, p.5114.
17. Cugnon J. - Nucl. Phys., 1981, V.A352, p.505.
18. Kopeliovich B.Z., Lapidus L.I. - Proc. of the VI Balaton Conf. on Nucl. Phys., Balatonfüred, Hungary, 1983, p.73.
19. Bia as A., Gyulassy M. - Nucl. Phys., 1987, V.B291, p.193.
20. Амелин Н.С. - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, 3/36/, Дубна, 1989, с.32.
21. Lipkin H.J. - Phys. Rev., 1973, V.D7, p.846.
22. Badier J. et al. - Phys. Lett., 1972, V.41B, p.387;
Gjesdal S. et al. - Phys. Lett., 1972, V.40B, p.152.
23. De Marzo C. et al. - Phys. Rev., 1982, V.D27, p.140.
24. Toneev V.D., Gudima K.K. - Nucl. Phys., 1983, V.A400, p.173с.
25. Кладницкая Е.Н., Сивоклоков С.Ю. - Сообщение ОИЯИ Р1-88-412, Дубна, 1988.

26. Армутлийски Д. и др. - ЯФ, 1987, т.45, с.1047.
 27. Herrmann M., Knoll J. - Preprint GSI-89-67, Darmstadt, 1989.
 28. Biro T.S., Nielsen N.B., Knoll J. - Nucl. Phys., 1984, V.8245, p.449.

Амелин Н.С. и др.

P2-89-870

Дальнейшее развитие модели кварк-глюонных струн для описания высокоэнергетических столкновений с ядерной мишенью

Рассматривается вариант кинетической модели для описания неупругих столкновений адронов и ядер с ядрами при промежуточных и релятивистских энергиях. Рождение адронов происходит посредством формирования и распада кварк-глюонных струн. Учтены пространственно-временная динамика распада кварк-глюонных струн и их взаимодействия в приближении аддитивных валентных кварков, находящихся на концах возмущенной струны. Приняты во внимание процессы перерасеяния образовавшихся внутри ядра адронов и распады резонансов. Проведено сравнение результатов расчетов с опытом при начальных импульсах 4,2 и 200 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Amelin N.S. et al.

P2-89-870

Further Development of a Quark-Gluon String Model for Describing High-Energy Collisions with a Nuclear Target

A version of a kinetic model is considered for inelastic hadron-nucleus and nucleus-nucleus interactions at intermediate and relativistic energies. Hadron production occurs via formation and decay of quark-gluon strings. Space-time dynamics of the string decay and string interaction is taken into account in an approximation of additive valent quarks, being at the ends of an excited string. Processes of intranuclear rescatterings of hadrons and resonance decay are included. Comparison of calculated results with experimental data is given at incident momenta 4.2 and 200 GeV/c.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989

Рукопись поступила в издательский отдел
 27 декабря 1989 года.