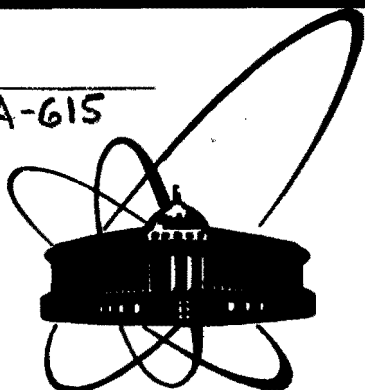


A-615



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-802

Н.С.Амелин

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ЯДЕР
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
В РАМКАХ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН**

1986

В настоящее время огромный интерес вызывают процессы взаимодействия ядер с энергией в десятки и сотни ГэВ на нуклон. Он обусловлен надеждой получить в ядерных столкновениях новое состояние вещества — кварк-глюонную плазму^{/1/}. В самое ближайшее время начинаются эксперименты в ЦЕРНе, где ядра кислорода с энергией 60+200 ГэВ/н будут взаимодействовать с различными мишенями. Поэтому особое значение принимают различные программы-генераторы взаимодействия ядер, которые дают возможность с помощью ЭВМ прогнозировать и в той или иной степени воспроизводить экспериментальную ситуацию.

Комплекс программ COLL1^{/2/} для моделирования с помощью ЭВМ мягких неупругих соударений адронов, адронов с ядрами и ядер с ядрами дает возможность, выбрав конкретную физическую модель столкновения ядер, произвести необходимые расчеты.

В данной работе выбрана дуальная партонная модель^{/3,5/}, или модель кварк-глюонных струн^{/4/}. Модель позволяет единым образом с одинаковыми функциями распределения кварков в нуклоне, с одинаковыми параметрами и той же самой процедурой разрыва кварк-глюонных струн описывать взаимодействия протонов^{/6/}, протонов с ядрами^{/7/} и ядер гелия, где имеются экспериментальные данные, а также рассчитывать взаимодействия ядер, где этих данных пока нет. Кроме того, практически важно, что расчеты в рамках модели кварк-глюонных струн требуют приемлемых затрат ресурсов ЭВМ, значительно меньших, чем, например, в модели внутриядерного каскада^{/7/}.

Модель в применении к столкновению ядер развита в работе^{/5/}, а в работе^{/8/} приведена первая ее монтекарловская реализация.

Процедура моделирования неупругого столкновения ядер разбивается на три основных шага:

- определение конфигурации участвующих во взаимодействии нуклонов, что дает возможность определить количество и тип образующихся струн, а также ароматы кварков на концах отдельной струны;
- определение долей энергии нуклонов, уносимой кварками, зная которые, можно вычислить инвариантные массы и импульсы струн;

- моделирование разрыва струн с образованием цепочек стабильных адронов.

Определение конфигурации взаимодействующих нуклонов. Как показано в работах [9, 10], для процессов множественного рождения в ядерных взаимодействиях близкий к модели кварк-глюонных струн реджеонный подход приводит к модели независимых соударений внутрядерных нуклонов.

При столкновении двух ядер с прицельным параметром \vec{b} вероятность конфигурации неупруго взаимодействующих нуклонов Ω есть [10]:

$$P_{\Omega}(\vec{b}) = \int \prod_{(i,j) \in \Omega} P_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j) \prod_{(k,l) \notin \Omega} (1 - P_{in}(\vec{x}_k - \vec{y}_l)) \times \quad (1)$$

$$\rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A) \rho_B(\vec{y}_1 - \vec{b}, \vec{y}_2 - \vec{b}, \dots, \vec{y}_B - \vec{b}) d\vec{x}_1 d\vec{x}_2 \dots d\vec{y}_B.$$

В выражении (1) $\rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A)$ и $\rho_B(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \dots, \vec{y}_B)$ - распределения плотности нуклонов в ядрах с числом нуклонов A и B, а $P_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j)$ - вероятность неупругого взаимодействия нуклонов i и j.

Моделирование конфигурации Ω осуществляется следующим образом. Сначала из условия

$$\rho(R) / \rho(0) = \alpha \quad (2)$$

вычислялись радиусы R взаимодействующих ядер. Радиальные плотности нуклонов выбирались в виде

$$\rho_A(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-R)/a]}, & \text{для } A \geq 12 \\ (\frac{1}{\pi R^2})^{3/2} \exp(-r^2/R^2), & \text{для } A=4 \end{cases} \quad (3)$$

со следующими значениями параметров $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,14$ фм, $a = 0,545$ фм и $\bar{r} = 1,37$ фм, ρ_0 - в выражении (3) нормировочная постоянная. Для α принимались значения 0,1 в случае $A \geq 12$ и 0,01 в случае $A=4$. После вычисления радиусов ядер с вероятностью, пропорциональной $a^2 b$, разыгрывался прицельный параметр столкновения ядер. Затем с использованием выражений (3) и условия равномерного распределения по угловым переменным генерировались координаты нуклонов i, где $i = 1, 2, \dots, A$, и j, $j = 1, 2, \dots, B$. В случае выполнения условия

$$b_{ij}^2 \leq \frac{\sigma_{in}(s_{ij})}{\pi}, \quad \vec{b}_{ij}^2 = (\vec{x}_i - \vec{y}_j)^2 \quad (4)$$

принималось, что возможно неупругое взаимодействие нуклонов i и j. В конкретных расчетах использовалось не зависящее от квадрата полной энергии взаимодействующих нуклонов s_{ij} значение сечения их неупругого взаимодействия $\sigma_{in}(s_{ij})$, равное 32 мб, хотя в программу включены известные экспериментальные данные по сечениям взаимодействия адронов в широкой области энергий. При необходимости, с вероятностью, пропорциональной сечению дифракционного взаимодействия, этот процесс отбраковывался.

Изложенным выше способом можно вычислять сечения рождения частиц в случае неупругого столкновения ядер. Пример такого вычисления приведен на рисунке 1.

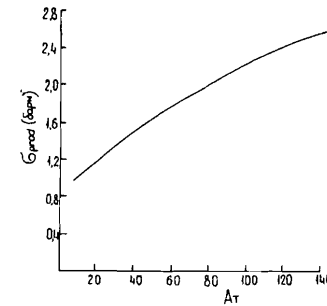


Рис. 1. Зависимость сечения рождения частиц σ_{prod} при столкновении ядер o^{16} с различными ядрами от числа нуклонов в мишени A_T .

В таблице I представлены средние числа столкновений $\langle n \rangle$ для взаимодействующих ядер с числом нуклонов A и B, а также средние числа "раненых" нуклонов $\langle n_A \rangle$ и $\langle n_B \rangle$, т.е. нуклонов, которые хотя бы один раз участвовали в столкновении.

Таблица I.

Зависимость средней кратности столкновения нуклонов $\langle n \rangle$ и средних чисел "раненых" нуклонов $\langle n_A \rangle$ и $\langle n_B \rangle$ от количества нуклонов в ядре-снаряде A и ядре-мишени B.

A	B	$\langle n_A \rangle$	$\langle n_B \rangle$	$\langle n \rangle$
1	40	1	2.27	2.27
1	130	1	3.27	3.27
4	4	1.69	1.66	2.23
16	16	4.66	4.67	8.01
16	40	5.71	7.58	12.41
16	130	7.49	14.49	24.83
40	40	10.66	10.71	24.55

Расчет распределения кратности взаимодействия ν в реакции $Ca^{40} + Ca^{40}$, приведенный на рисунке 2, показывает, что эта величина может превышать суммарное число нуклонов сталкивающихся ядер. На рисунке 3 показаны рассчитанные распределения числа "раненых" нуклонов ν ядра кислорода в случае его взаимодействия с различными мишенями. Эти распределения говорят о большой вероятности "поглощения" кислорода в тяжелом ядре.

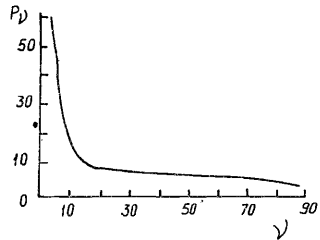


Рис. 2.
Распределение по кратности взаимодействия нуклонов ν в реакции $\text{Ca}^{40} + \text{Ca}^{40}$.

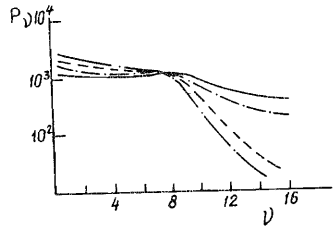


Рис. 3.
Распределение "раненых" нуклонов кислорода в различных реакциях. Сплошная линия соответствует реакции $\text{O}^{16} + \text{Xe}^{130}$. Штрихпунктирная линия - реакции $\text{O}^{16} + \text{Ar}^{40}$. Штриховая линия - реакции $\text{O}^{16} + \text{O}^{16}$. Нижняя штрихпунктирная линия соответствует реакции $\text{O}^{16} + \text{N}^{14}$.

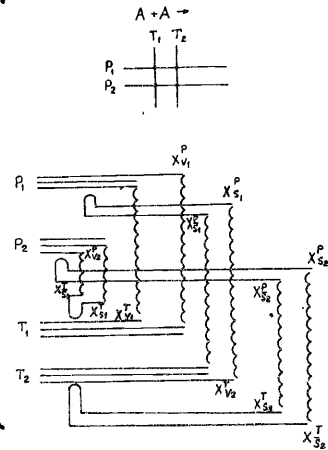


Рис. 4.
Пример конфигурации возникающих при столкновении двух ядер кварк-глюонных струн. Общая кратность столкновения $n=4$, а числа "раненых" нуклонов $n_A=2$ и $n_B=2$ соответственно для ядра-снаряда A и ядра-мишени B .

Следует заметить, что предварительно рассчитанные распределения типа представленных на рисунках 2 и 3 можно использовать в качестве весовых функций при моделировании редких событий, связанных с большой кратностью соударений.

В данной модели при столкновении ядер возможны струны трех типов^{8/}, пример которых представлен на рисунке 4. Струны с валентными кварками на концах, с морскими кварками и валентным и морским кварком на концах.

Валентный кварк u находился с вероятностью $2/3$ в протоне и вероятностью $1/3$ в нейтроне. Валентный d -кварк соответственно с вероятностями $1/3$ и $2/3$. Отношения вероятностей найти морскую пару кварков с данным ароматом в нуклоне брались в виде:

$$P_{u\bar{u}} : P_{d\bar{d}} : P_{s\bar{s}} = 1 : 1 : \gamma, \quad \gamma = 0,33. \quad (5)$$

В программе предусмотрена возможность выбора поперечного импульса кварков с распределением Гаусса, при условии, что суммарный поперечный импульс нуклона равен нулю. Однако представленные ниже конкретные расчеты проведены без учета поперечного импульса кварков в нуклоне.

Предполагалось, что спин и изоспин дикварков, выбранный с помощью вероятностей^{11/}, сохраняется до перехода дикварков в барионы.

При известном количестве и кварковом составе образованных при взаимодействии ядер кварк-глюонных струн осуществлялся переход к вычислению их инвариантных масс и импульсов.

Определение долей энергии нуклона, уносимой валентными и морскими кварками. Доли энергии нуклона $x = 2E_q/\sqrt{s}$, где E_q - энергия кварка, генерировались в соответствии с распределением

$$P_n(x_1, x_2, \dots, x_{2n}) = c \delta(1 - \sum_{i=1}^{2n} x_i) f_V(x_1) f_S(x_2) \dots f_{q\bar{q}}(x_{2n}). \quad (6)$$

В этом выражении c - нормировочная постоянная, дельта-функция обеспечивает закон сохранения энергии, а функции распределения для валентного кварка $f_V(x)$, морских кварков $f_S(x)$ и дикварка $f_{q\bar{q}}(x)$ выбирались в виде^{4/}:

$$\begin{aligned} f_V(x_1) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_1}} \\ f_S(x_2) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_2}} \\ &\vdots \\ f_{q\bar{q}}(x_{2n}) &\sim x^{2,5}. \end{aligned} \quad (7)$$

Доли x для кварков заключены в интервале $x_0 \leq x \leq 1$ с $x_0 = 0,3/\sqrt{s}$, обеспечивающим получение струн с инвариантной массой выше массы пиона.

Получение случайных чисел в соответствии с распределением (6) и выбором функций (7) проводилось методом исключения^{12/}. С учетом дельта-функции величины x_i генерировались по распределению

$$f(x_1) \sim \int \rho_N(x_1, x_2, \dots, x_{2n-1}) \prod_{i=2}^{2n-1} dx_i \quad (8)$$

а следующая величина x_2 , при условии реализации x_1 , по распределению

$$f(x_2/x_1) \sim \int \rho_N(x_1, x_2, \dots, x_{2n-1}) \prod_{i=3}^{2n-1} dx_i \quad (9)$$

и т.д. Наконец, величина x_{2N} находилась из равенства

$$x_{2n} = 1 - \sum_{i=1}^{2n-1} x_i \quad (10)$$

После выполнения интегрирований типа (6) или (7) получались выражения, которые имеют общий вид:

$$f(x_i) \sim x_i^{-\alpha_i} \left(1 - \sum_{j=0}^{i-1} x_j - x_i\right)^{\beta_N} \quad (11)$$

Здесь $\beta_N = \sum_{j=1}^{2N-1} (1-\alpha_j) + \beta_q - \sum_{j=1}^i (1-\alpha_j)$ с $\alpha_i = 0,5$ и $\beta_q = 2,5$.

Зная величины x и x' для кварков, находящихся на концах струны, легко вычислить ее инвариантную массу

$$M^2 = s \cdot x \cdot x' \quad (12)$$

и продольный импульс

$$P = \frac{\sqrt{s}}{2} (x-x') \quad (13)$$

Затем выбирались экспериментально измеренные значения масс для стабильного адрона m и резонанса m_R с тем же составом валентных кварков, что и струна. Масса струны M должна быть больше m . В противном случае x и x' генерировались снова. Если $m \leq M \leq m_R$, то $M = m_R$, а x и x' корректировались. Корректировка x и x' производилась также для случая $m_R \leq M \leq m_R + 0,8$ ГэВ, при этом массе M присваивалось значение m_R . Наконец, если $M > m_R + 0,8$ ГэВ, то возможные разрывы струны, и делался переход к третьему основному шагу.

Моделирование разрывов струны с образованием цепочки стабильных адронов. Разрыв струны рассматривался в системе, где она покоится. Процедура получения адронов при разрыве струны подробно описана в работе /II/. Однако по сравнению с /II/ в данном рассмотрении сделаны существенные изменения. Прежде всего, законы сохранения энергии, импульса и квантовых чисел выполнялись для отдельной струны, а не для всего процесса, как в /II/. Изменены функции распределения $f(1-z)$ доли z переменной светового конуса $w_q = E_q + P_q$ кварка или дикварка при фрагментации их в адроны. Для фрагментации кварка в мезон выбиралась функция

$$f_{q \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 2a(1-z) \quad (14)$$

Для случая перехода дикварка в мезон

$$f_{q\bar{q} \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 3a(1-z)^2 \quad (15)$$

и барион

$$f_{q\bar{q} \rightarrow B}(1-z) = 0,4 + 0,6 \exp[-20(1-z)] / [1 - \exp(-20)] \quad (16)$$

Параметр $a = 0,88$ в (7), (8). Некоторые обоснования выбора вида функций (14) и (15) можно найти в работе /I3/. Вид функции (16) обусловлен необходимостью учета эффекта лидирования при столкновении нуклонов /14/.

Подавление странных адронов осуществлялось введением относительных вероятностей рождения из вакуума странной $s\bar{s}$ -пары $\gamma = 0,33$.

Поперечный импульс вакуумной $q\bar{q}$ -пары считался равным нулю, а импульс отдельного кварка разыгрывался по распределению

$$f(P_{\perp}^2) = \exp(-P_{\perp}^2/\sigma^2) / \pi\sigma^2, \quad \sigma = 0,4 \text{ ГэВ} \quad (17)$$

Как и в работе /II/, переход кварка в векторный или псевдоскалярный мезон считался равновероятным. Для $\pi^0, \rho^0, \omega^0, \eta^0$ и η'^0 - мезонов учитывалось смешивание. Переход дикварка с данным спином и изоспином в октетный или декаплетный барион регулировался вероятностями, рассчитанными из кварковых волновых функций барионов /II/.

Контролировалась масса струны, остающаяся при отделении адрона. Когда $m \leq 2,4$ ГэВ, то осуществлялся последний разрыв струны.

Возникающие при разрыве струн резонансы далее могли распадаться. Использовались табличные данные для вычисления относительных вероятностей при выборе канала распада. Считались равновероятными проекции спинов образованных резонансов, и все двухчастичные распады аппроксимировались изотропными распределениями в с.п.и. резонансов. Трехчастичные распады рассчитывались через два следующих друг за другом двухчастичных распада. Резонанс с массой m_0 сначала распадался на промежуточную частицу с массой m и стабильный адрон с массой m_1 , а затем частица с массой m распадалась на адроны с массами m_2 и m_3 . Промежуточная масса m генерировалась в соответствии с распределением

$$f(m^2) \sim \frac{1}{m^2} \sqrt{\lambda(m_0^2, m_1^2, m^2) \lambda(m^2, m_2^2, m_3^2)}, \quad \text{здесь} \quad (18)$$

$$\lambda(\alpha, \beta, \gamma) = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - 2\alpha\beta - 2\alpha\gamma - 2\beta\gamma.$$

На заключительном этапе осуществлялось преобразование Лоренца для энергии и импульсов адронов - продуктов распада струны в систему, где струна движется.

Из-за ограничения выделенного для расчетов времени на ЭВМ, генерировалось ~400 событий для определенной комбинации ядер при данной энергии.

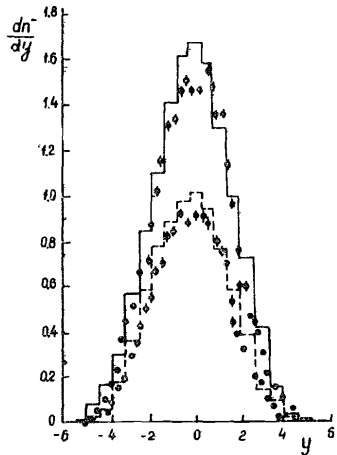


Рис.5.
Распределение по быстроте y для отрицательно заряженных частиц в pp - и $\alpha\alpha$ -взаимодействиях при полной энергии столкновения на нуклон $\sqrt{s} = 31,2$ ГэВ. Пунктирная гистограмма - расчет для pp -взаимодействия. Сплошная гистограмма - для $\alpha\alpha$ -взаимодействия. Нижние и верхние точки (+) - экспериментальные данные^{/15/} соответственно для pp - и $\alpha\alpha$ -взаимодействий.

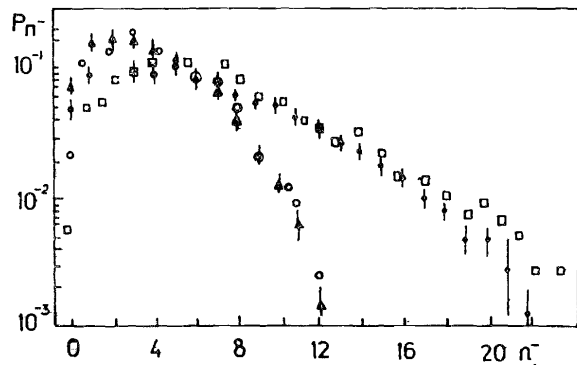


Рис.6.
Распределения по множественности для отрицательно заряженных частиц n_- в pp - и $\alpha\alpha$ -взаимодействиях при полной энергии столкновения на нуклон $\sqrt{s} = 31,2$ ГэВ. Точки (o) - экспериментальные данные^{/15/} в случае $\alpha\alpha$ -взаимодействия, треугольники (Δ) - для pp -взаимодействия. Прямоугольники (□) и кружки (o) - расчет соответственно для $\alpha\alpha$ - и pp -взаимодействий.

Результаты моделирования столкновений протонов и ядер гелия при энергии $\sqrt{s}_{NN} = 31,2$ ГэВ сравниваются с экспериментальными данными^{/15/} на рисунках 5,6 и 7. Особенности моделирования столкновения протонов рассмотрены в работе^{/6/}. В работе^{/7/} приведено сравнение с экспериментальными данными рассчитанных по модели кварк-глюонных струн быстрое распределений заряженных частиц в протон-ядерных взаимодействиях. Результаты расчетов на рисунках 5,6 и результаты работ^{/6,7/} демонстрируют единообразие описания моделью различных процессов. Следует заметить, что, варьируя отдельные параметры модели для конкретного процесса pp -, pa - или $\alpha\alpha$ -взаимодействия, можно улучшить согласие расчетных данных с экспериментальными.

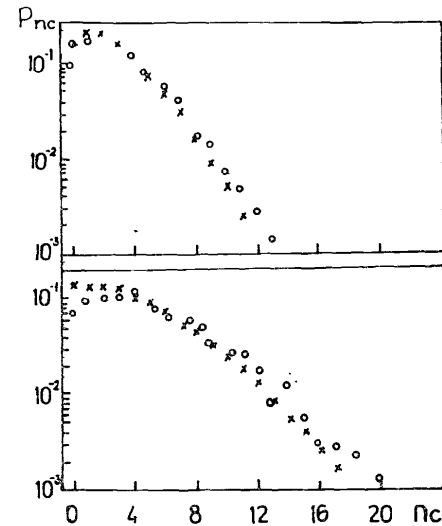


Рис.7.
Распределения по множественности заряженных частиц n_c в центральной $|\eta| < 1,8$ области для pp - (верхний рисунок) и $\alpha\alpha$ - (нижний рисунок) взаимодействий при полной энергии столкновения на нуклон $\sqrt{s} = 31,2$ ГэВ. Крестики (x) - экспериментальные данные^{/15/}, кружки (o) - расчет. η - псевдобыстрота заряженных частиц.

Переходя к рассмотрению результатов моделирования столкновений ядер при различных энергиях, представленных в таблице 2, следует обратить внимание на высокую среднюю множественность заряженных $\langle n_{ch} \rangle$ и отрицательно заряженных $\langle n_- \rangle$ частиц. Для сравнения: такая множественность может быть достигнута при столкновениях pp или $p\bar{p}$ на коллайдерах^{/6/}. Из таблицы 2 видно также, что отношения среднего числа заряженных каонов к среднему числу заряженных пионов и среднего числа странных баронов к среднему числу нуклонов приблизительно одни и те же и близки к $\gamma^2 = 0,11$. Данное равенство есть следствие парного рождения струн и независимого распада отдельной струны.

Реакция	P_0 ГэВ/с	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle n \rangle$	$K \pm$ 37 ±	$\frac{\lambda, \xi, \Sigma}{n, p}$
P + P	100	8.780	2.382	2.272	0.75
	200	8.70	3.388	3.040	1.864
	511	11.740	4.873	4.283	1.888
P + Ar ⁴⁰ $\langle \nu \rangle = 2.27$	200	12.42	3.253	3.097	1.287
	511	17.184	7.622	7.315	3.374
	511	17.630	7.256	7.258	3.283
$\alpha + \alpha$ $\langle \nu \rangle = 2.23$	200	16.175	6.987	6.723	3.029
	511	22.100	9.785	9.537	3.300
	511	21.000	8.452	8.209	3.188
P + Xe ¹³⁰ $\langle \nu \rangle = 3.29$	200	21.000	8.452	8.209	3.188
	511	21.000	8.452	8.209	3.188
	511	21.000	8.452	8.209	3.188
$O^{16} + O^{16}$ $\langle \nu \rangle = 7.70$	50	30.172	12.691	12.147	4.799
	100	35.498	15.685	15.230	5.684
	200	52.299	24.106	23.779	8.278
$O^{16} + Ar^{40}$ $\langle \nu \rangle = 12.82$	100	45.85	19.76	19.314	7.204
	200	56.34	25.012	24.587	9.076
	511	85.552	39.335	38.917	13.17
$O^{16} + Xe^{130}$ $\langle \nu \rangle = 24.82$	100	63.665	28.092	27.665	10.349
	200	80.889	36.366	35.944	13.349
	511	122.798	58.414	57.997	20.77
$Ca^{40} + Ca^{40}$ $\langle \nu \rangle = 24.55$	100	67.776	29.224	28.807	11.811
	200	83.38	37.209	36.792	14.811
	511	127.22	58.214	57.797	21.811

Таблица 2.
Средние характеристики рождающихся в различных реакциях частиц при начальном импульсе на нуклон P_0 . Здесь $\langle \nu \rangle$ — средняя кратность столкновения нуклонов для данной реакции, $\langle n_{ch} \rangle$ — среднее число рождающихся заряженных частиц, $\langle n \rangle$ — средняя множественность отрицательно заряженных частиц, K/λ — отношение средней множественности заряженных каонов и пионов, $\lambda, \xi, \Sigma/n, p$ — отношение средних множественностей странных барионов к нестранным.

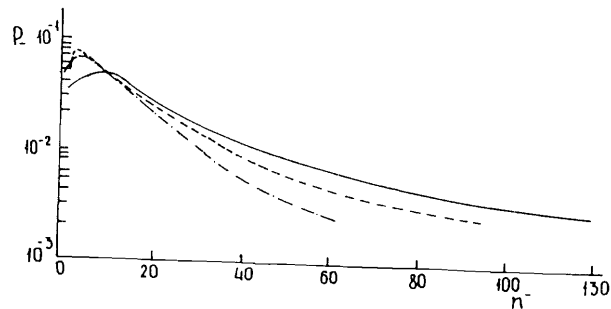


Рис. 8.

Рассчитанные распределения по множественности отрицательно заряженных частиц n , рождающихся во взаимодействиях ядер кислорода с ядрами ксенона (сплошная линия), аргона (пунктирная линия) и кислорода (штрихпунктирная линия) при начальной энергии 200 ГэВ/н.

Довольно близки также средние характеристики вторичных частиц в различных реакциях при одной и той же начальной энергии и одинаковой средней кратности взаимодействий $\langle \nu \rangle$.

На рисунке 8 представлены рассчитанные распределения множественности отрицательно заряженных частиц n в случае столкновения ядер кислорода с энергией 200 ГэВ/н с ядрами кислорода, аргона и ксенона.

Для распределения заряженных частиц в случае pp -соударений при энергиях коллайдеров длинные "хвосты" распределений, аналогичные "хвостам" на рисунке 8, нарушают КНО-скейлинг^{/6/}.

Для различных комбинаций сталкивающихся ядер при различных энергиях на рисунках 9-12 демонстрируются рассчитанные распределения заряженных частиц по псевдобыстроте η .

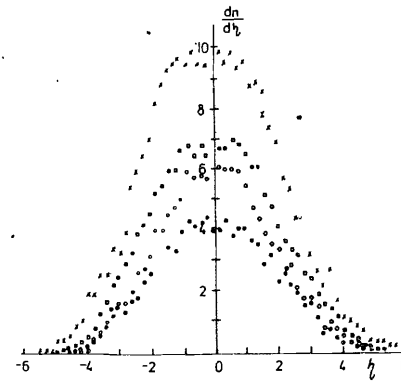


Рис. 9.

Распределение по псевдобыстроте η заряженных частиц рождающихся в реакции $O^{16} + O^{16}$ при различных начальных энергиях. Точки (•) соответствуют энергии 50 ГэВ/н, прямоугольники (□) — 200 ГэВ/н, кружки (○) — 100 ГэВ/н, крестики (×) — 511 ГэВ/н.

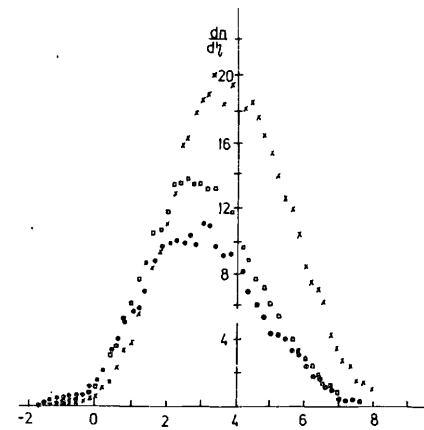


Рис. 10.

Распределение по псевдобыстроте η заряженных частиц, рождающихся в реакции $O^{16} + Ar^{40}$ при различных начальных энергиях. Точки (•) соответствуют энергии 100 ГэВ/н, прямоугольники (□) — 200 ГэВ/н, крестики (×) — 511 ГэВ/н.

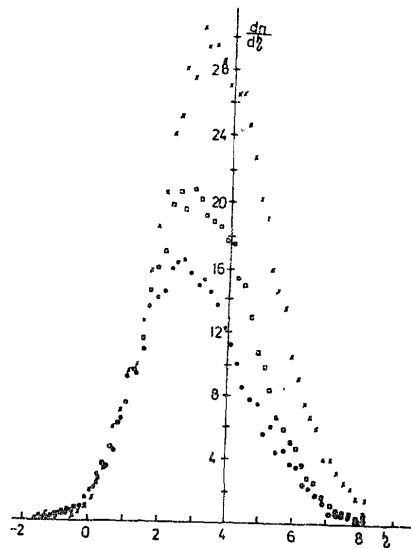


Рис.11.
Распределение по псевдобыстроте η заряженных частиц, рождающихся в реакции $O^{16} + Xe^{130}$ при различных начальных энергиях. Обозначения те же, что и на рис.10.

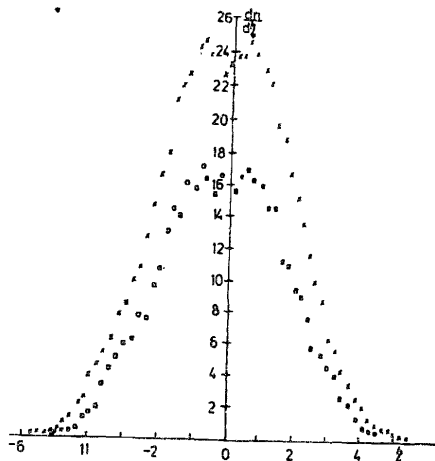


Рис.12.
Распределения по псевдобыстроте η заряженных частиц, рождающихся в реакции $Ca^{40} + Ca^{40}$ при различных энергиях. Обозначения те же, что и на рисунке 10.

Хотя средние множественности заряженных частиц, рождающихся в реакциях $Ca^{40} + Ca^{40}$ и $O^{16} + Xe^{130}$, одинаковы, максимальное значение распределений по η в случае асимметричной комбинации сталкивающихся ядер значительно выше.

Для реакции $O^{16} + Xe^{130}$ на рисунке 12 видна независимость распределений от начальной энергии в области фрагментации мишени. Из рисунков 8-12 следует, что в областях максимумов распределений увеличиваются флуктуации.

Быстротные распределения протонов, образованных в столкновениях ядер кислорода при энергиях 50 ГэВ/н и 500 ГэВ/н, представлены на рисунке 13, чтобы продемонстрировать тормозную способность ядер в данной модели.

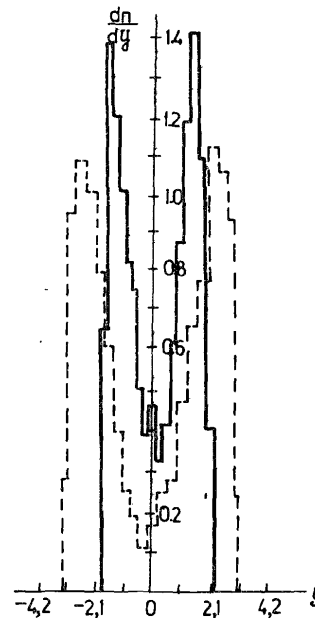


Рис.13.

Распределения по быстроте y протонов, рождающихся в реакциях $O^{16} + O^{16}$. Пунктирная гистограмма соответствует начальной энергии 511 ГэВ/н, а сплошная - 50 ГэВ/н.

В заключение автор благодарит В.Д.Тонеева и С.Ю.Шмакова за многочисленные обсуждения.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

- Литература
1. Bjorken J.D.-Phys. Rev. D27, 1983, 140.
 2. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-837, Дубна, 1986.
 3. Capella A.-In: Proc of the Europhysics study conf., Erice, Italy, 1981, p.199.
 4. Кайдалов А.Б.-В кн.: Одиннадцатая школа физики ИТЭФ, М., Энергоатомиздат, вып.4, 1983, с.3.
 5. Capella A., Pajares C., Ramallo A.V.Preprint CERN, CERNTN3700, 1983.
 6. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-836, Дубна, 1986.
 7. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-803, Дубна, 1986.
 8. Möhring H.J., Ranft J.-Z.Phys.C27, 1985, 419.
 9. Capella A., Krzywicki A.-Phys. Lett. 67B, 1977, 84.
 10. Нелипа Н.Ф., Пухов А.Е. Вестник МГУ, сер.физика, астрономия, 1980, т.21, в.6, с.71.
 11. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В.-ЯФ, т.40, 1984, с.1560.
 12. Спанье Дж.Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1972.
 13. Field R.D., Feynman R.P.-Nucl. Phys., B136, 1978, p.1.
 14. Aurenche P., Bopp F.W., Ranft J. LAPP-TH-83, 1983.
 15. Faessler M.A. CERN-EF/84-64, Geneva, 1984.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релативистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике глянжевых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 декабря 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Амелин Н.С.

P2-86-802

Моделирование столкновений ядер при высоких энергиях в рамках модели кварк-глюонных струн

Комплекс программ COLLI для моделирования с помощью ЭВМ мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных соударений применяется для расчета различных характеристик продуктов взаимодействия ядер при высоких энергиях. В качестве физической модели выбрана модель кварк-глюонных струн. При неупругом столкновении ядер сначала образуются струны с кварками на концах, которые затем распадаются в цепочки адронов. Используется метод Монте-Карло для генерации эксклюзивных событий - результата соударений ядер. В частности, рассматриваются столкновения ядер кислорода с рядом ядер-мишеней в интервале энергий 50 ± 500 ГэВ/н.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Amelin N.S.

P2-86-802

Simulation of Nuclear Collisions at High Energy in the Frames of Quark-Gluon String Model

COLLI program complex for computer of soft hadronic, hadron-nucleus, nucleus-nucleus collisions is applied for calculating the different characteristics of the nucleus-nucleus interaction products at high energy. The quark-gluon string model is chosen as a physical model. In the inelastic nucleus-nucleus interactions the strings with quarks at their ends were first created, which decayed later into hadron chains. The Monte-Carlo method is used for generating the exclusive events being the result of nucleus-nucleus collisions. In particular, the collisions of the oxygen nuclei with a series of target-nuclei within the 50 ± 500 GeV/n energy range are considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986