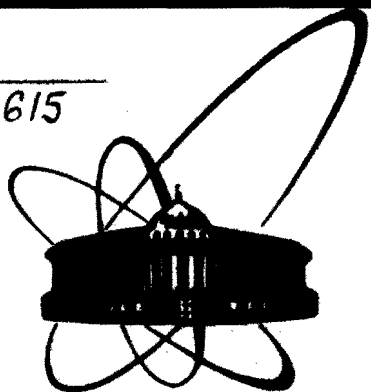


A-615



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-836

Н.С.Амелин

**МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРОТОНОВ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ УНК**

1986

Создание детектирующих установок для будущего ускорительно-накопительного комплекса (УНК) в ИФВЭ (г.Серпухов) требует детального прогнозирования экспериментальной ситуации. Такой прогноз можно получить с помощью монтекарловских программ – генераторов столкновений, которые основываются на результатах стандартной теории сильных и электрослабых взаимодействий и на феноменологических моделях. Наиболее широкую известность среди них получили программы ISAJET ^{/1/} и RUTHIA ^{/2/}. Они интенсивно используются при изучении струйных событий, для получения сигналов и отделения фонов в случае редких процессов, для коррекции детекторов и т.д. Программы ISAJET и RUTHIA описывают всю область переданных импульсов Q^2 , начиная от жесткого рассеяния до образования и распада частиц.

Настоящая версия комплекса программ COLLI ^{/3/} моделирования с помощью ЭВМ адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений дает возможность рассматривать пока только мягкие ($Q^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$) взаимодействия адронов. Эти взаимодействия составляют подавляющую часть полного сечения при рассматриваемых энергиях.

В данной работе COLLI применяется, чтобы получить характеристики вторичных частиц рождающихся в соударениях протонов при энергиях коллайдеров вплоть до энергии, достижимой на УНК.

В качестве физической модели столкновений протонов COLLI использует модель кварк-глюонных струн ^{/4/} или дуальную партонную модель ^{/5/}. Основу модели кварк-глюонных струн составляют $1/N_c$ –разложение квантовой хромодинамики и феноменологические модели струнного типа, описывающие переход кварков в адроны. При разложении амплитуд адронных процессов по величине $1/N_c$, где N_c – число цветов кварка, возникают диаграммы с различной топологией. В области высоких энергий эти диаграммы соответствуют процессам, отвечающим обмену в t -канале особенностями Редже. Например, планарные диаграммы отвечают обмену вторичными реджеонами, а цилиндрические – полюсом Померанчука в угловом рассеянии. Наконец, существуют диаграммы с более сложной топологией, которые соответствуют обмену несколькими померонами. Они играют важную роль в случае надкритического померона с интерсептом $\alpha_p(0) > 1$, так как их вклад в амплитуду рассеяния растет с энергией быстрее, чем

вклад одномерного обмена. Диаграммам топологического разложения ставится в соответствие определенная пространственно-временная картина образования и распада кварк-глюонных струн^{/4/}.

Метод моделирования столкновений адронов, рассматривающий планарные и цилиндрические диаграммы, подробно описан в работе^{/6/}. Здесь предлагается дальнейшее развитие метода^{/6/} на случай многопомеронных обменов. Следует отметить, что первая монтекарловская реализация дуальной партонной модели с многопомеронными обменами для описания pp- и p-p̄-взаимодействия рассмотрена в работах^{/7,8/}.

Моделирование неупругих столкновений протонов включает в себя три основных шага:

- выбор процесса с образованием определенного числа и типа кварк-глюонных струн;
- определение долей энергии протонов, уносимой кварками, зная которые, можно вычислить массы и импульсы струн;
- моделирование разрыва струн с образованием цепочек стабильных адронов.

Определение количества и типа кварк-глюонных струн. На этом шаге сначала вычислялись статистические веса процессов с образованием струн при неупругом взаимодействии протонов

$$W_n = \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{in}(s)} \quad (1)$$

Сечение n-померонного обмена или сечение образования 2n струн при полной энергии сталкивающихся протонов √s рассчитано в модели "квази-эйконала"^{/9/}. В этой модели наряду с упругими перерасеяниями учитываются также дифракционные возбуждения адронов. Сечения σ_n(s) имеют вид^{/9/}:

$$\sigma_n(s) = \frac{\sigma_p}{n!} \left[1 - \exp(-z) \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right], \quad n \geq 1. \quad (2)$$

В выражении (2) величина $\sigma_p = 8\pi \gamma s^A$, а $z = \frac{2C\gamma}{R^2 + \alpha' \ln s} s^A$. Параметры $\gamma = g_1(0) \cdot g_2(0)$ и $R^2 = R_1^2 + R_2^2$ определяют вершину связи адронов с помероном. Величина $C=1,5$ учитывает отклонение от эйконального приближения ($C=1$) тогда, когда не рассматривается дифракционная диссоциация. Полное сечение неупругого взаимодействия без учета дифракции определяется суммой всех:

$$\sigma_{in}(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n(s). \quad (3)$$

Статистические веса W_n вычислялись при следующих значениях параметров траектории померона^{/4/}:

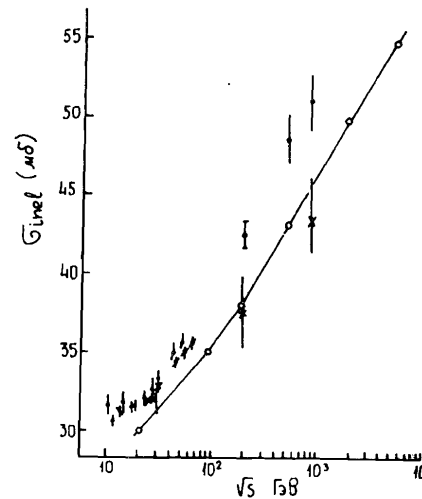
$$\Delta = 0,07, \quad \alpha' = 0,25 (\text{ГэВ/с})^{-2} \quad (4)$$

и его вычета в pp-взаимодействиях

$$\gamma = 3,64 (\text{ГэВ/с})^{-2}, \quad R^2 = 3,56 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (5)$$

Расчет (3) с параметрами (4) и (5) приведен на рисунке 1.

Рис.1.



Зависимость от полной энергии √s сталкивающихся адронов сечений неупругого pp- и p-p̄-взаимодействий. Точки (x) - экспериментальные данные^{/12/}. Сплошная линия (o) - расчет, крестики (*) - экспериментальные данные^{/12/} без учета дифракционной диссоциации.

На рисунке 2 рассмотрены примеры конфигурации с образованием 2, 4 и 6 кварк-глюонных струн.

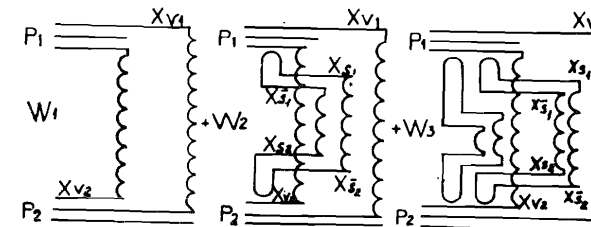


Рис.2. Пример конфигураций с образованием 2, 4 и 6 кварк-глюонных струн.

В данной модели при столкновении адронов возможны струны двух типов, пример которых представлен на рисунке 2. Это струны с валентными и с морскими кварками на концах.

Валентный кварк u находился с вероятностью $2/3$, а валентный d -кварк - с вероятностью $1/3$ в протоне. Отношения вероятностей найти морскую пару кварков с данным ароматом брались в виде:

$$P_{u\bar{u}} : P_{d\bar{d}} : P_{s\bar{s}} = 1:1:\gamma, \quad \gamma=0,33. \quad (6)$$

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

Предполагалось, что спин и изоспин дикварков сохраняются до перехода дикварков в барионы $^{6/}$.

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

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

$$p_N(x_1, x_2, \dots, x_{2N}) = c \delta(1 - \sum_{i=1}^{2N} x_i) f_v(x_1) f_s(x_2) \dots f_{qq}(x_{2N}). \quad (7)$$

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 $f_{qq}(x)$ выбирались в виде $^{6/}$:

$$\begin{aligned} f_v(x_1) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_1}} \\ f_s(x_2) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_2}} \\ &\vdots \\ f_{qq}(x_{2N}) &\sim x^{2,5}. \end{aligned} \quad (8)$$

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 (7) и выбором функций (8) проводилось методом исключения $^{10/}$. С учетом дельта-функции в выражении (7) величина x_1 генерировалась по распределению

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

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

$$f(x_2/x_1) \sim \int p_N(x_1, x_2, \dots, x_{2N-1}) \prod_{i=3}^{2N-1} dx_i \quad (10)$$

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

$$x_{2N} = 1 - \sum_{i=1}^{2N-1} x_i. \quad (11)$$

После выполнения интегрирования типа (9) или (10) получались выражения, которые имеют общий вид:

$$f(x_i) \sim x_i^{-\alpha_i} (1 - \sum_{j=0}^{i-1} x_j - x_i)^{\beta_N}. \quad (12)$$

Здесь $\beta_N = \sum_{j=1}^{2N-1} (1-\alpha_j) + \beta_q - \sum_{j=1}^i (1-\alpha_j)$ с $\alpha_1=0,5$ и $\beta_q=2,5$.

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

$$M^2 = s x x' \quad (13)$$

и продольный импульс

$$P = \frac{\sqrt{s}}{2} (x-x'). \quad (14)$$

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 $M_R = m$, а x и x' корректировались. Корректировка x и x' производилась также для случаев $m_R \leq M \leq m_R + 0,8$ ГэВ, при этом массе M присваивалось значение m_R . Наконец, если $M > m_R + 0,8$ ГэВ, то возможны 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 $^{6/}$. Однако по сравнению с $^{6/}$ 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 $^{6/}$. Изменены функции распределения $f(1-z)$ доли z переменной светового конуса $n_q = E_q + p_q^z$ кварка или дикварка при фрагментации их в адроны. Для фрагментации кварка в мезон выбиралась функция

$$f_{q \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 2a(1-z), \quad (I5)$$

Для случаев перехода дикварка в мезон

$$f_{qq \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 3a(1-z)^2 \quad (I6)$$

и барион

$$f_{qq \rightarrow B}(1-z) = 0,4 + 0,6 \exp[-20(1-z)] / [1 - \exp(-20)] \quad (I7)$$

В (I5) и (I6) параметр $a=0,88$. Некоторые обоснования выбора вида функций (I5) и (I6) можно найти в работе /11/. Вид функции (I7) обусловлен необходимостью учета эффекта лидирования при столкновении нуклонов /7/.

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

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

$$f(p_{\perp}^2) = \exp(-p_{\perp}^2/\sigma^2) / \pi \sigma^2, \quad \sigma^2 = 0,4 \text{ ГэВ}^2. \quad (I8)$$

Как и в работе /6/, переход кварка в векторный или псевдоскалярный мезон считался равновероятным. Для $\pi^0, \rho^0, \omega^0, \eta^0, \eta^{c1}$ - мезонов учитывалось смешивание. Переход дикварка с данными спином и изоспином в октетный или декаплетный барион регулировался вероятностями, рассчитанными из кварковых волновых функций барионов /6/.

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

Возникающие при разрыве струн резонансы далее могли распадаться. Использовались известные 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 распадается на промежуточную частицу с массой m и стабильный адрон с массой m_1 , а затем частица с массой m распадается на адроны с массами m_2 и m_3 . Промежуточная масса m генерировалась в соответствии с распределением

$$f(m^2) \sim \frac{1}{m^2} \sqrt{(m_0^2, m_1^2, m) \lambda(m^2, m_2^2, m_3^2)}. \quad (I9)$$

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

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 энергии сталкивающихся протонов.

Расчет зависимости средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$ от полной энергии сталкивающихся протонов \sqrt{s} представлен на рисунке 3.

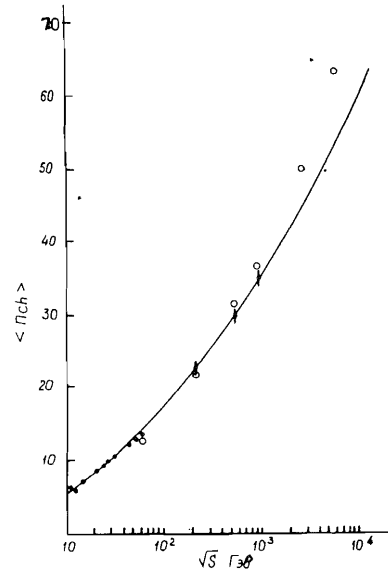


Рис.3.

Зависимость от полной энергии сталкивающихся адронов \sqrt{s} средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$. Точки (x) - экспериментальные данные для pp- и pP-взаимодействий /12/. Круги (o) - расчет для pp-взаимодействий. Сплошная линия получена фитированием экспериментальных данных в интервале II ГэВ $\leq \sqrt{s} \leq 900$ ГэВ зависимостью вида $\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln s + c \ln^2 s$.

На рисунке 4 приведено сравнение рассчитанного и измеренного распределений по множественности заряженных n_{ch} частиц при $\sqrt{s} = 0,54$ ТэВ. Расхождение расчетных и экспериментальных данных в области малых множественностей связано с пренебрежением в расчетах дифракционной диссоциацией.

Распределения по множественности заряженных частиц n_{ch} , рассчитанных при трех энергиях pp-взаимодействия $\sqrt{s} = 0,54$ ТэВ, 2,2 ТэВ и 6 ТэВ, демонстрируются на рисунке 5. Длинные "хвосты" распределений нарушают КНО-скейлинг в pp-столкновениях /12/.

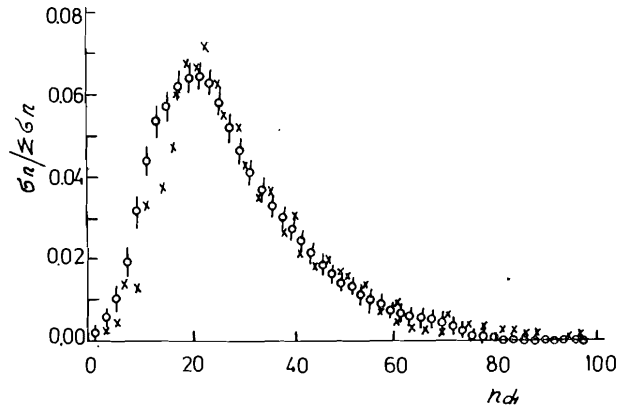


Рис. 4. Распределение по множественности для заряженных частиц n_{ch} при $\sqrt{s} = 0,54$ ТэВ. Кружки (ϕ) - экспериментальные данные для $p\bar{p}$ -взаимодействия /16/. Крестики (x) - расчет в случае $p\bar{p}$ -взаимодействий.

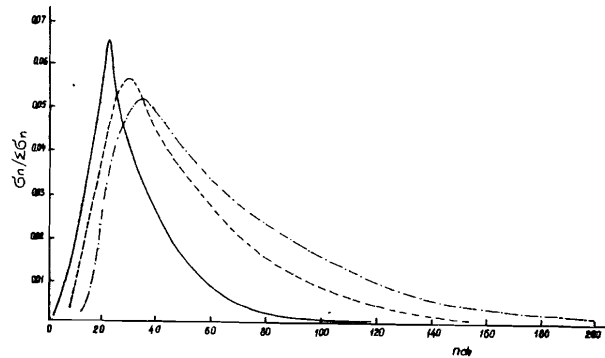


Рис. 5. Рассчитанные распределения по множественности для заряженных частиц n_{ch} при различных энергиях $p\bar{p}$ -взаимодействий. Сплошная линия соответствует полной энергии $\sqrt{s} = 0,54$ ТэВ, пунктирная - $\sqrt{s} = 2,2$ ТэВ, а штрих-пунктирная $\sqrt{s} = 6$ ТэВ.

Расчет распределений по псевдобыстроте η заряженных частиц при различных энергиях сталкивающихся протонов представлен на рисунке 6. В модели возрастание величины $\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{d\eta}$ при $\eta=0$ с увеличением энергии \sqrt{s} обеспечивается ростом числа струн и возрастанием перекрытия псевдобыстротных распределений заряженных частиц - продуктов распада отдельной струны.

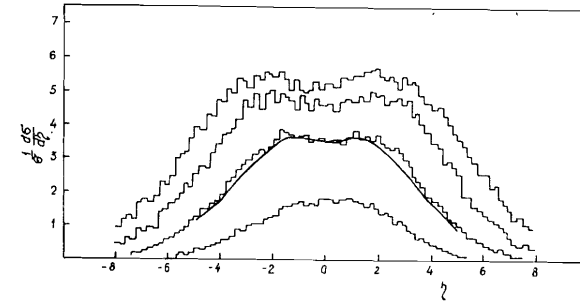


Рис. 6. Рассчитанные распределения по псевдобыстроте η для заряженных частиц при различных энергиях $p\bar{p}$ -взаимодействий. Нижняя гистограмма соответствует полной энергии $\sqrt{s} = 0,06$ ТэВ. Далее снизу вверх \sqrt{s} принимает значения 0,54 ТэВ, 2,2 ТэВ и 6 ТэВ. Сплошная линия проведена по экспериментальным данным /13,14/ в случае $p\bar{p}$ -взаимодействий.

Отношение средних множественностей заряженных пионов и каонов в модели определяется парным рождением кварк-глюонных струн и независимым для каждой отдельной струны подавлением образования странных частиц при ее распаде. Это отношение, показанное на рисунке 7, не зависит от энергии, что противоречит эксперименту, и приблизительно равно $\chi^2 = 0,1$.

Противоречит эксперименту и независимость среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ заряженных пионов от полной энергии сталкивающихся протонов \sqrt{s} , представленная на рисунке 8. Снять это противоречие, возможно, удастся путем учета поперечных импульсов кварков в протонах /17/.

В заключение отметим, что хотя мягкие процессы и составляют подавляющую часть полного сечения взаимодействия адронов при энергиях УНК, в ближайшей новой версии COLLIE предполагается рассмотреть жесткие процессы, которые представляют наибольший интерес для исследования.

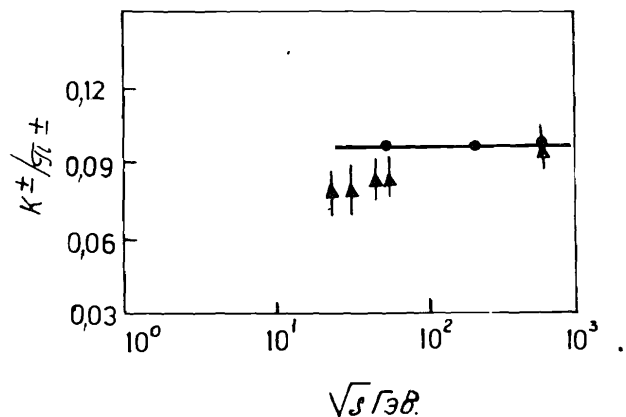


Рис.7. Зависимость от полной энергии сталкивающихся протонов \sqrt{s} отношения средних множественностей заряженных каонов и пионов. Треугольники (\blacktriangle) - экспериментальные данные $\sqrt{15}$. Сплошная линия (---) - расчет.

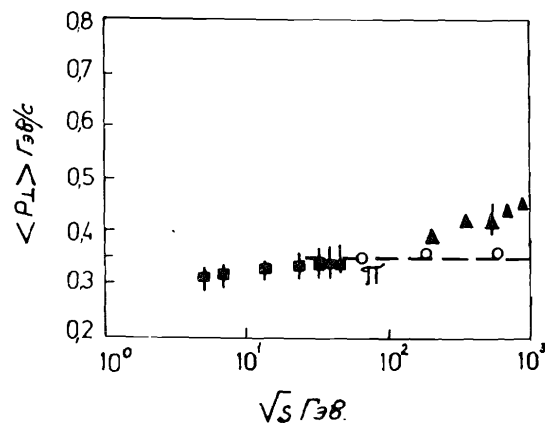


Рис.8. Зависимость от полной энергии \sqrt{s} сталкивающихся адронов среднего поперечного импульса $\langle P_T \rangle$ заряженных пионов. Квадратики (\blacksquare) и треугольники (\blacktriangle) - экспериментальные данные $\sqrt{15}$ в случае pp и $p\bar{p}$ - взаимодействий. Пунктирная линия (- - -) - расчет для pp - взаимодействий.

Литература

1. Paige F.E. and Protopopescu S.D. BNL report. BNL-37066, 1986.
2. Bengtsson H.U. and Ingelman G. Comp. Phys. Comm. 34, 1985, 251.
3. Амелин Н.С. ОИЯИ, Р2-86-837, Дубна, 1986.
4. Кайдалов А.Б. В кн.: Одиннадцатая школа физики ИТЭФ, М., Энергоатомиздат, вып.4, 1983, с.3.
5. Capella A. In: Proc. of the Europhysics study conf., Erice, Italy, 1981, 199.
6. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. ЯФ, т.40, 1984, с.1560.
7. Aurenche P., Bopp F.W., Ranft J. LAPP-TH-83, 1983
8. Aurenche P., Bopp F.W., Ranft J. LAPP-TH-109, 1984.
9. Ter-Martirosyan K.A. Phys. Lett 44B, 1973, 377
10. Спанье Дж., Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов, М., Атомиздат, 1972.
11. Field R.D., Feynman R.P. Nucl. Phys. B136, 1978, 1.
12. Rushbrooke J.G. CERN preprint CERN-EP/85-178, 1985.
13. Alpgard K. et al. Phys. Lett. 115B, 1982, 71.
14. Arnison G. et al. Phys. Lett. 123B, 1983, 108.
15. Alner G.J. et al. Nucl. Phys. B259, 1983, 505.
16. Alpgard K. et al. Phys. Lett. 121B, 1983, 209.
17. Gribov L.V. et al. Phys. Rep. 100, 1983, 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 декабря 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской 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 тяжелых 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 элементарных частиц. 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 XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.

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

Амелин Н.С.

P2-86-836

Моделирование столкновений протонов при энергиях УНК

Комплекс программ COLLI для моделирования с помощью ЭВМ мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных соударений применяется для расчета различных характеристик продуктов взаимодействия протонов при энергиях УНК. В качестве физической модели взаимодействия протонов выбрана модель кварк-глюонных струн. В результате столкновения протонов сначала образуются струны с кварками на концах, которые затем распадаются в цепочки адронов. С использованием метода Монте-Карло генерируются эксклюзивные события - результат соударения протонов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Amelin N.S.

P2-86-836

Simulation of Hadron Collisions at UNK Energies

The COLLI program complex for computer simulation of soft-hadronic, hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions is applied for calculation of different characteristics of products from the proton interaction at UNK energies. Instead of the physical model of the proton interaction the quark-gluon string model has been used. Due to the proton collision the strings with quarks at their ends are first produced, then they decay into hadron chains. The exclusive event-results of the proton collision are generated on the basis of the Monte-Carlo method.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986