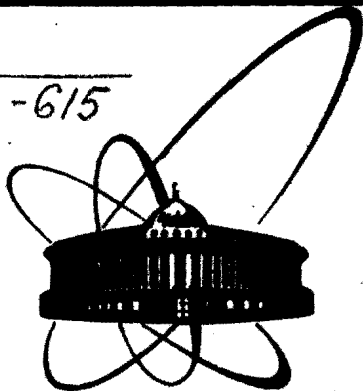


A-615



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-837

Н.С.Амелин

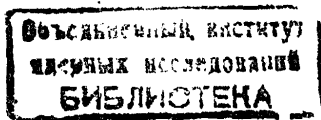
**COLLI - МОНТЕКАРЛОВСКИЙ ГЕНЕРАТОР
МЯГКИХ АДРОННЫХ, АДРОН-ЯДЕРНЫХ
И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

1986

Прогресс в ускорительной технике, позволяющий проникать в область все более высоких энергий, явился стимулом, а успехи стандартной теории сильных и электрослабых взаимодействий дали теоретический фундамент для моделирования процессов, происходящих при столкновениях частиц, частиц с ядрами и ядер. Необходимость моделирования с целью прогнозирования экспериментальной ситуации, с целью учета искажений, обусловленных конечным разрешением физических установок, определения их эффективности, а также с целью тщательного анализа обильного потока экспериментальной информации вызвана не только значительным ростом стоимости установок, но и направлена в конечном счете на то, чтобы сузить область поиска новых явлений.

За последние годы рядом теоретических групп были разработаны монтекарловские программы - генераторы e^+e^- , pp , $p\bar{p}$, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений. Наиболее популярным генератором pp - и $p\bar{p}$ -столкновений является программа ISAJET ^{/1/}. Она охватывает всю область переданных импульсов Q^2 , начиная от жесткого рассеяния, где ее теоретической основой является пертурбативная квантовая хромодинамика, и кончая $Q^2 \lesssim 1 \text{ ГэВ}^2$, где используются различные феноменологические модели. В качестве "элементарного акта" программа ISAJET используется в программе моделирования столкновений протонов и ядер с ядрами NIJET ^{/2/}. Большой набор программ ^{/3/} моделирования для широкого спектра сталкивающихся частиц, ядер и переданных импульсов Q^2 создан группой сотрудников Лундского университета. Главную часть программ Лундского университета составили программы генерации перехода кварков и глюонов в адроны, основанные на струнной модели, развиваемой этой группой. Программы ^{/4/}, базирующиеся на дуальной партонной модели ^{/5/} или модели кварк-глюонных струн ^{/6/}, также предназначены для моделирования широкого спектра сталкивающихся частиц или ядер. Среди других программ - генераторов следует упомянуть программы ^{/7/}, основанные на партонной феноменологии и модели аддитивных кварков.

На основе опыта, накопленного при создании программ для моделирования адрон-нуклонных ^{/8/} и адрон-ядерных ^{/9/} взаимодействий, в данной работе положено начало разработке универсального комплекса программ COLL (COLL-sion)-генератора столкновений, основанного на стандартной теории сильных и электрослабых взаимодействий и наиболее разрабо-



таных феноменологических моделях. Под универсальностью в данном случае понимается возможность выбора для моделирования различных процессов столкновений в широкой области переданных импульсов, а также возможность выбора определенной феноменологической модели или моделей при описании конкретных процессов.

С помощью данной первоначальной версии СОЛЛ можно моделировать столкновения адронов с нуклонами, адронов и ядер с ядрами в большом интервале энергий, но при небольших переданных импульсах, так называемые мягкие процессы. Рассматриваются только адроны, состоящие из u , d и s кварков. При адронизации кварков используется видоизмененный алгоритм или модель Филда-Фейнмана /10/. В случае генерации упругого рассеяния адронов на нуклонах использовались экспериментальные данные об угловых распределениях рассеянных адронов /11/. В случае генерации неупругого взаимодействия адронов с нуклонами при их энергии в системе центра масс $\sqrt{s} < 3$ ГэВ учитывались только двухчастичные процессы $hN \rightarrow h'N'$, где h' и N' — стабильные адроны или резонансы, которые составляют подавляющую часть полного сечения. При энергиях $\sqrt{s} > 3$ ГэВ в качестве физической модели неупругих взаимодействий адронов выбрана модель кварк-глюонных струн /6/ или дуальная партонная модель /5/. В СОЛЛ имеется возможность моделирования распада резонансов. В случае моделирования неупругих взаимодействий адронов или ядер с ядрами можно выбирать различные модели каскадного типа. Такие, например, как модель внутриядерного каскада с мгновенным рождением частиц /11/, модель лидирующего бариона /12/, дуальная партонная модель /5/. Имеется возможность учета перерассеяния и распада внутри ядра резонансов и времени формирования частиц /13/. Пока не рассматривались процессы распада возбужденных ядер-остатков.

Ниже более подробно поясняются метод моделирования неупругих адрон-нуклонных взаимодействий при $\sqrt{s} > 3$ ГэВ, который основан на модели кварк-глюонных струн /6/, и особенности метода моделирования неупругих столкновений адронов и ядер с ядрами на примере столкновения ядер. Дальнейшее описание заложенных в СОЛЛ моделей и алгоритмов, а также примеры расчетов и сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными можно найти в работах /8,14/.

При рассмотрении неупругого взаимодействия адронов в рамках модели кварк-глюонных струн /6/, которая описывает рождение частиц посредством образования и распада кварк-глюонных струн, учитывались процессы, отвечающие обмену в t -канале вторичными реджеонами и померонным обменам. Моделирование неупругих взаимодействий адронов включает в себя несколько основных шагов:

— выбор процесса с образованием определенного числа и типа кварк-глюонных струн;

— определение долей энергии адронов, уносимой кварками, зная которые, можно вычислить массы и импульсы струн;

— моделирование разрыва струн с образованием цепочек адронов.

На первом шаге определяются статистические веса процессов. Статистический вес процесса с обменом реджеонами можно определить, исходя из полного сечения взаимодействия адронов и энергетического хода сечения данного процесса /8/. Статистические веса процессов, отвечающие многопомеронным обменам, определялись из полного сечения неупругого взаимодействия адронов и сечения многопомеронных процессов, рассчитанных в модели "квазиэйконала" /15/

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

В выражении (1) величина $\sigma_p = 8\pi \chi s^\Delta$, $z = \frac{2C\chi}{R^2 + \alpha' \ln s} s^\Delta$. Параметры $\chi = g_1(0) g_2(0)$ и $R^2 = R_1^2 + R_2^2$ определяют вершину связи адронов с помероном. Величина C учитывает отклонение от эйконального приближения, когда не рассматривается дифракционная диссоциация. Величины Δ и α' определяют траекторию померона. При моделировании дифракционная диссоциация не учитывалась. Исходя из знания типа процесса и кваркового состава определялся тип кварк-глюонных струн /8,14/.

На втором шаге моделирования определялись доли энергии адронов $x_q = \frac{2E_q}{\sqrt{s}}$, где E_q — энергия кварка. Для процессов, отвечающих обмену в t -канале вторичными реджеонами, предполагалось, что неаннигилирующие кварки уносят всю энергию сталкивающихся адронов. Для процессов с многопомеронными обменами x генерировались в соответствии с распределением

$$\rho_N(x_1, x_2, \dots, x_{2N}) = C \delta \left(1 - \sum_{i=1}^{2N} x_i \right) f_v(x_1) f_s(x_2) \dots f_{qq}(x_{2N}). \quad (2)$$

В этом выражении C — нормировочная постоянная, дельта-функция обеспечивает закон сохранения энергии, а функции распределения для валентного кварка $f_v(x_1)$, морских кварков $f_s(x_2)$ и дикварка $f_{qq}(x_{2N})$ выбирались в виде /6/:

$$\begin{aligned} f_v(x_1) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_1}} \\ f_s(x_2) &\sim \frac{1}{\sqrt{x_2}} \\ &\vdots \\ f_{qq}(x_{2N}) &\sim x^{2.5} \end{aligned} \quad (3)$$

Доли x для кварков заключены в интервале $x_0 \leq x \leq 1$ с $x_0 = 0,3/\sqrt{s}$, обеспечивающим получение струн с массой выше массы пиона. Получение случайных чисел в соответствии с распределением (2) и выбором функций (3) проводилось методом исключения /14,16/. При известных x и x' для кварков, находящихся на концах струны, можно вычислить ее инвариантную массу

$$M^2 = sxx' \quad (4)$$

и продольный импульс

$$P = \frac{\sqrt{s}}{2} (x - x') \quad (5)$$

Массы кварков не учитывались.

Моделирование разрывов струны рассматривалось в системе, где она покоится. Процедура получения адронов при разрыве струны подробно описана в работе /8/. Здесь следует указать на сделанные отличия от процедуры /8/. Прежде всего законы сохранения энергии, импульса и квантовых чисел выполнялись для отдельной струны, а не только для всего процесса, как в /8/. 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

$$f_{q \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 2a(1-z) \quad (6)$$

Для случаев перехода дикварка в мезон

$$f_{qq \rightarrow M}(1-z) = 1 - a + 3a(1-z)^2 \quad (7)$$

и барион

$$f_{qq \rightarrow B}(1-z) = 0,4 + 0,6 \exp[-20(1-z)] / [1 - \exp(-20)] \quad (8)$$

В /6/ и /7/ параметр $a = 0,88$. Некоторые обоснования выбора функций можно найти в /10/. Вид функции /8/ обусловлен необходимостью учета эффекта лидирования частиц при столкновении /4/. 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

$$f(p_1^2) = \exp(-p_1^2/\sigma^2) / \pi \sigma^2, \quad \sigma^2 = 0,4 \text{ ГэВ} \quad (9)$$

Как и в работе /8/, переход кварка в векторный или псевдоскалярный мезон считался равновероятным. Для π^0 , ρ^0 , ω^0 , η^0 , η'^0 учитывалось смешивание. Переход дикварка с данным спином и изоспином в октетный или декаплетный барион регулировался вероятностями, рассчитанными из кварковых волновых функций барионов /8/. Контролировалась масса струны, остающейся при отделении адрона. Когда масса струны $m \leq 2,4$ 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 образования резонансов, и все двухчастичные распады аппроксимировались изотропными распределениями в с.ц.и. резонансов. Трехчастичные распады рассчитывались через два следующих друг за другом двухчастичных распада.

Новыми моментами при моделировании неупругих столкновений адронов и ядер с ядрами по сравнению с моделированием неупругих столкновений адронов с нуклонами является определение начального состояния ядра конфигурации внутриядерных взаимодействий.

При определении начального состояния взаимодействующих ядер в первую очередь рассчитывались радиусы R сферически-симметричных ядер. Они находились из условия

$$\rho_A(R) / \rho_A(0) = \alpha \quad (10)$$

Радиальные плотности ядер с атомным номером A выбирались в виде

$$\rho_A(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-R)/a]}, & A \geq 12 \\ \left(\frac{1}{\pi R^2}\right)^{3/2} \exp(-r^2/R^2), & A < 12. \end{cases} \quad (11)$$

Для α принимались значения 0,01 в случае $A < 12$ и 0,1 в случае $A \geq 12$. Для параметров в (II) значения $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 0,14$ фм, $\bar{R} = 1,37$ фм, $a = 0,545$ фм. ρ_0 - нормировочная постоянная. Затем каждая сфера-ядро случайным образом в соответствии с распределением (II) заполнялась нуклонами. С помощью радиус-векторов нуклонов \vec{r}_i в каждой точке \vec{r}_i вычислялся граничный фермиевский импульс $p_F(\vec{r}_i)$ в ГэВ по формуле

$$p_F(\vec{r}_i) = 0,61 \rho_A^{1/3}(\vec{r}_i) \quad (12)$$

Значения импульсов отдельных нуклонов \vec{r}_i по абсолютной величине, не превышающих $p_p(r_i)$, генерировались с вероятностями, пропорциональными $p_i^2 dr_i d\Omega_i$. Далее радиус-векторы нуклонов \vec{r}_i налетающего ядра переносились с учетом прицельного параметра \vec{b} и если ядро двигалось с учетом лоренцева сжатия ядра. Значения прицельного параметра \vec{b} , удовлетворяющие условию $0 \leq b \leq R_1 + R_2$, где R_1 и R_2 — радиусы сталкивающихся ядер, разгруппировались с вероятностями, пропорциональными d^2b . Лоренцево сжатие определялось выражением

$$\vec{r}_i' = \vec{r}_i - \frac{\gamma-1}{v^2} \cdot \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{r}_i). \quad (I3)$$

В выражении (I3) \vec{v} — скорость движущегося ядра в системе наблюдателя, а γ фактор определяется выражением $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$. Счетчик, отсчитывающий время в системе наблюдателя, устанавливался на нуле.

По способу описания используемые в COLE каскадные модели можно разделить на две группы. Модели, рассматривающие процессы столкновения адрона с ядрами или двух ядер в трехмерном пространстве и во времени и модели, рассматривающие процессы столкновения в плоскости прицельного параметра.

Для моделей первой группы все столкновения разбиваются на несколько шагов во времени. После каждого временного шага способом, описанным выше, моделируется либо взаимодействие пары частиц, либо распад резонанса. Моделирование заканчивается, когда все возможные взаимодействия пар частиц или возможные распады внутри ядер резонансов произошли.

При выборе пары взаимодействующих частиц весь ансамбль частиц разбивается на нуклоны ядра А, нуклоны ядра В и частицы, которые образовались в результате взаимодействия, их принято называть каскадными частицами /II/. Считались возможными взаимодействия между нуклонами из А и В, а также взаимодействия между этими нуклонами и каскадными частицами. Взаимодействием каскадных частиц между собой в конкретных расчетах пренебрегалось главным образом из-за трудностей, связанных с ограниченным быстродействием ЭВМ. К тому же плохо известны сечения их взаимодействия.

При переборе пар частиц, обозначенных индексами i и j , с известными четырех-векторами координат x_i, x_j и импульсов p_i, p_j (выбранная метрика $ab = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$), взаимодействием двух частиц считались два события, характеризующие собственными временами $\delta\tau_j(i) \geq 0$ и $\delta\tau_i(j) \geq 0$. Собственное время $\delta\tau_j(i)$ — это время пролета частицы j до минимального расстояния \vec{b}_{ij} с частицей i , когда она покоится, определяется выражением

$$\delta\tau_j(i) = - \frac{p_i(x_j - x_i)/m_i - p_j(x_j - x_i)/E_j^*}{1 - (m_i/E_j^*)^2}, \quad (I4)$$

а квадрат минимального расстояния b_{ij}^2 — выражением

$$b_{ij}^2 = -(x_j - x_i)^2 + [p_i(x_j - x_i)/m_i]^2 - \frac{[p_i(x_j - x_i)/m_i - p_j(x_j - x_i)/E_j^*]^2}{1 - (m_i/E_j^*)^2}. \quad (I5)$$

В выражениях (I4) и (I5) $E_j^* = \frac{p_i p_j}{m_i}$ (I6)

энергия частицы j в системе покоя частицы i с массой m_i . Аналогично определяется и собственное время частицы j . В качестве критерия столкновения применялось условие

$$b_{ij}^2 \leq \frac{\sigma(s_{ij})}{\pi} \quad (I7)$$

В условии (I7) $\sigma(s_{ij})$ — полное сечение взаимодействия двух частиц, зависящее от квадрата энергии этих частиц, $s_{ij} = (p_i + p_j)^2$.

В случае учета времени формирования частиц или распада резонансов внутри ядра использовался более сложный критерий столкновения /I4/.

Далее использовался сохраняющий причинную связь при рассмотрении столкновения двух ядер алгоритм /I7/ определения пары взаимодействующей первой в системе наблюдателя, т.е. определялся временной шаг.

Для моделей, рассматривающих столкновение ядер в плоскости прицельного параметра, можно использовать другой алгоритм нахождения конфигурации неупруго-взаимодействующих нуклонов. Алгоритм основывается на следующем выражении для вероятности такой конфигурации Ω при столкновении двух ядер с прицельным параметром \vec{b} /I8/

$$P_\Omega(\vec{b}) = \int \prod_{(i,j) \in \Omega} p_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j) \prod_{(k,l) \notin \Omega} (1 - p_{in}(\vec{x}_k - \vec{y}_l)) \rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A)^* \rho_B(\vec{y}_1 - \vec{b}, \vec{y}_2 - \vec{b}, \dots, \vec{y}_B - \vec{b}) d^2x_1 d^2x_2 \dots d^2y_B. \quad (I8)$$

В выражении (I8) $\rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A)$ и $\rho_B(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \dots, \vec{y}_B)$ — распределения плотностей нуклонов в ядрах с атомными номерами А и В, а $p_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j)$ — вероятность неупругого взаимодействия нуклонов i и j . Явный вид и параметры распределений плотности нуклонов определены выше (см. выражение (II)). Явный вид вероятности неупругого взаимо-

действия в эйконольном подходе, приведен в /18/. В данной работе два нуклона с координатами \vec{x}_i и \vec{y}_j могли неупруго взаимодействовать при выполнении условия

$$b_{ij}^2 \leq \frac{\sigma_{in}(s_{ij})}{\pi}, \quad b^2 = (\vec{x}_i - \vec{y}_j)^2. \quad (19)$$

В конкретных расчетах сечение неупругого взаимодействия нуклонов $\sigma_{in}(s_{ij})$ принималось равным 32 мб независимо от их энергии.

Таким образом, зная координаты нуклонов \vec{x}_i , где $i=1,2,\dots,A$ и \vec{y}_j , где $j=1,2,\dots,B$, после моделирования начального состояния ядер, для каждого нуклона i ядра A проверялось условие (19) с каждым нуклоном j ядра B . Случаи, когда условие (19) выполнялось, запоминались. Они и представляли требуемую конфигурацию взаимодействующих нуклонов. Далее, в зависимости от конкретной модели, либо моделировалось столкновение адронов, как, например, в модели лидирующего бариона /12/, либо определялись тип и количество струн, доли энергии нуклонов, которые несут кварки, находящиеся на концах струн, и распад струн, как в случае дуальной партонной модели /5/. Основные программы комплекса, включающие только "физическую" часть, написаны на стандартном языке фортран и содержат около 3000 команд. Работа с таким большим набором команд без системной поддержки становится проблематичной. Необходимы специальные системные средства, которые позволяли бы хранить, модернизировать комплекс программ, а также эксплуатировать его в условиях многомашинного окружения, т.е. собирать и извлекать различные версии, соответствующие конкретным физическим моделям столкновения, выделять машинно-зависимые части, хранить пояснительный текст и инструкции для сборки и т.д. Для этих целей предназначен черновский пакет RATCHU /19/. В соответствии с идеологией RATCHU данный комплекс программ составляет RAM-файл с именем COLLI, который состоит из отдельных независимых частей (patches), выполняющих при моделировании определенные функции. Например, часть программ с именем COLINI осуществляет моделирование начального состояния ядер, а часть COLSEC вычисляет различные сечения взаимодействия адронов с нуклонами при заданной энергии. Каждая часть программ разбита на отдельные колоды (decks), которые программно связаны в отдельной части и решают определенную задачу. Например, ряд колод с именами POSIT, MOMEN, PRESS, ENTER входят в состав COLINI и определяют соответственно координаты нуклонов покоящегося ядра, импульсы нуклонов покоящегося ядра, "лоренцево сжатие" движущегося ядра, прицельный параметр налетающей на ядро частицы или налетающего ядра. Все будущие изменения текста программ, связанные либо с обнаружением ошибок, либо

какими-то дополнениями, можно хранить как отдельную часть, и при сборке необходимой версии программ эти изменения будут автоматически вставляться в текст.

Комплекс программ COLLI эксплуатировался на ЭВМ CDC-6500 и ЕС-1061. Время генерации одного события зависит от типа реакции, энергии столкновения и выбранной физической модели. Так, например, генерация одного события неупругого взаимодействия протонов при начальном импульсе 500 ГэВ/с в среднем составляет 0,1 секунды на CDC-6500, а среднее время генерации столкновения двух ядер кальция в модели внутриядерного каскада на той же ЭВМ и при том же начальном импульсе на нуклон составляет уже около пяти минут.

В заключение можно отметить, что ближайшими задачами дальнейшей разработки COLLI являются расширение числа кварков, следовательно, включение в рассмотрение дополнительного числа частиц с тяжелыми кварками, включение лептонов и промежуточных бозонов - переносчиков взаимодействия γ , g , w^\pm , z^0 . Для того, чтобы моделировать взаимодействия во всей области переданных импульсов q^2 , в первую очередь необходимо учесть процессы жесткого перерасеяния кварков и глюонов, аннигиляции кварков, а также процессы излучения глюонов в начальном и конечных состояниях.

Литература

1. Paige F.E., Protopopescu S.D. BNL-report, BNL-37066, 1985.
2. Lundlam T., Ptoh A., Shor A. BNL-report, BNL-37196, 1985.
3. Anderson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T. Phys. Rep. 97, 1983, p.31; Bengtsson H.U., Indelman G., Comp. Phys. Comm. 34, 1985, p.231; Sjöstrand T. Comp. Phys. Comm. 27, 1982, p.243; Anderson B., Gustafson G., Nilson-Almqvist LUTP 86-3, 1986.
4. Ranft J., Ritter S. Z. Phys. C 20, 1983, p.347; Z. Phys. C 27, 1985, p.569; Z. Phys. C 27, 1985, p.413; Aurenche P., Bopp F.W.; Ranft J. LAPP-TH-83, 1983.
5. Capella A. In: Proc. of the Europhysics study conf., Erice, Italy, 1981, p.199.
6. Кайдалов А.Б. В кн.: Школа ИТЭФ по физике, вып.2, Энергоатомиздат, М., 1983, с.1.
7. Николаев Н.Н., Левченко Б.Б. ЯФ, т.39, 1983, с.79; ЯФ, т.42, 1985, с.1255.
8. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. ЯФ, т.40, 1984, с.1560.
9. Амелин Н.С., Барашенков В.С. ОИЯИ, P2-I2616, Дубна, 1978; Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-80-661, Дубна, 1980.
10. Field R.D., Feynman R.P. Nucl. Phys. B136, 1978, p.1.

- II. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
- I2. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, т.25, 1977, с.666; Алавердян Г.Б., Омбоо З., Пак А.С. и др. ОИЯИ, P2-125587, Дубна, 1979.
- I3. Николаев Н.Н. ЭЧАЯ, т.12, вып.1, 1981, с.162.
- I4. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-802, Дубна, 1986; Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-803, Дубна, 1986; Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-836, Дубна, 1986.
- I5. Ter-Martirosyan K.A. Phys.Lett.44B, 1973, p.377.
- I6. Спанье Дж., Гелбард Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. Атомиздат, М., 1972.
- I7. Kodama T., Duarte S.B., Chund K.C. Phys.Rev.C29, N°6, 1985, p.2146.
- I8. Нелипа Н.Ф., Пухов А.Е. Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, т.21, вып.6, 1980, с.71.
- I9. Klein H.S., Zoll J. PATCHU reprence manual, Geneva, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 декабря 1986 года.

ЕСТЬ 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 нейтринной 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 высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды II 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, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р. 50 к.
D4-85-851	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р. 50 к.
D11-85-791	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.

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.

P2-86-837

COLLI - монтекарловский генератор мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях

Кратко описывается комплекс программ COLLI для моделирования с помощью ЭВМ мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях. В качестве физической модели неупругого взаимодействия адронов выбрана модель кварк-глюонных струн. При рассмотрении взаимодействия адронов и ядер с ядрами могут быть выбраны различные модели каскадного типа. Используется метод Монте-Карло при генерации события - результата столкновения. Программы написаны на стандартном языке фортран. Применяется системный пакет PATCHY при хранении, модернизации и эксплуатации COLLI.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Amelin N.S.

P2-86-837

COLLI - Monte-Carlo Generator of Soft-Hadronic, Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at High Energies

The COLLI program complex for computer simulation of the soft-hadronic, hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at high energies is briefly described. Instead of the physical model of the hadron inelastic interaction the quark-gluon string model has been chosen. Different models of the cascade tape may be used for consideration of the hadron-nucleus and nucleus-nucleus interaction. The Monte-Carlo method is applied to generate the event-collision result. The programs have been written in FORTRAN standard. The PATCHY system package is used for storage, updating and employment.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986