

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-26

В.С. Барашенков

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ,  
ИНИЦИИРУЕМЫХ ЧАСТИЦАМИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в сборник  
"Вопросы физики микромира"  
/к 30-летию ОИЯИ/

1985

Еще совсем недавно физика высоких энергий представляла собой казавшийся очень далеким от практики раздел "чистой науки". Сегодня расчет ядерно-физических процессов, протекающих под действием высокоэнергетического излучения, необходим для решения важных прикладных задач - прогнозирования и оценки радиационной обстановки на больших высотах и вокруг ускорителей, создающих мощные пучки проникающего излучения; для определения доз и побочных эффектов при мезотерапии рака, для наработки с помощью ускорителей больших количеств новых изотопов, применяемых в медицине и в ядерной энергетике, и так далее.

Вместе с тем изучение процессов, протекающих под действием высокоэнергетических частиц в атомных ядрах, исследование фотоэмульсионных "звезд" и широких атмосферных ливней, порожденных космическими частицами сверхвысоких энергий, дает исключительно важные сведения о свойствах глубинных "этажей" окружающей нас природы.

Характерной особенностью ядерно-физических процессов, связанных с высокоэнергетическим излучением, является большое число и широкий энергетический спектр вовлеченных в процесс частиц. Например, при столкновении протона с ядром урана при  $T = 1 \text{ ГэВ}^*$  в среднем рождается около 25 вторичных частиц, в том числе 20 нейтронов, которые, распространяясь в веществе, многократно "размножаются" в серии столкновений с ядрами, охватывая интервал от тепловых энергий до значений, близких к энергии первичной частицы. При  $T = 10^9 \text{ ГэВ}$  в ядерном столкновении возможно рождение сразу нескольких сотен частиц. В развивающийся затем каскад /лавину/ рождающихся и рассеивающихся в веществе частиц, дают вклад существенно различные по своей природе ядерные реакции.

В целом распространение пучка высокоэнергетических частиц в среде оказывается настолько сложным явлением, что описать его аналитически, с помощью каких-то уравнений, крайне затруднительно, особенно если учитывать сложную геометрию задачи и многокомпонентный состав вещества среды. Трудности возникают уже на стадии задания многофакторной исходной информации для описания свойств ядерных реакций.

В этих условиях наиболее адекватным способом теоретического анализа представляется статистическое моделирование явления на

---

\* Здесь и везде далее  $T$  - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

СЕРВИС ИССЛЕДОВАНИЙ  
СИБИРСКОГО ЦЕНТРА  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

основе метода Монте-Карло. При этом удается не только учесть разнообразные детали ядерных взаимодействий, но и моделировать специфические особенности конкретных установок и экспериментов\*.

Метод статистического моделирования различных процессов, связанных с распространением высокоэнергетических частиц и ядер в конденсированных и газообразных средах, в течение ряда лет разрабатывается в ОИЯИ. Задействованные на ЭВМ пакеты программ позволяют анализировать взаимодействия адронов и легких ядер с гетерогенным веществом практически произвольной геометрии и состава в интервале энергий от долей эВ /пучки индуцированных тепловых нейтронов/ до нескольких десятков ГэВ. Использование моделей кварк-глюонных струн - новых короткоживущих физических объектов, образующихся при взаимодействиях быстрых адронов, - позволяет распространить расчеты на еще более высокие энергии. Разработанные методы позволяют рассчитать интенсивность и спектры частиц различных типов внутри и вне облучаемого вещества, пространственное распределение и параметры продуктов ядерных реакций, распределение тепловыделения.

Взаимодействие высокоэнергетической частицы с веществом представляет собой быстро развивающийся со временем лавинообразный процесс; "каскадное дерево" с очень большим числом "ветвей" /при взаимодействии протона с энергией 1 ГэВ с урановой или свинцовой мишенью число "ветвей" достигает многих тысяч/ и ядерными взаимодействиями в его "узлах". Расчет каскадного дерева требует моделирования трех основных процессов:

- взаимодействия частицы с встречающимся на ее пути атомным ядром, сопровождающегося в случае неупругого взаимодействия рождением вторичных частиц, иногда расщеплением или делением ядра;
- пробега частицы в среде от одного ядерного взаимодействия до другого с учетом потери энергии заряженной частицы на ионизацию атомов среды;

\*Однако было бы неправильным противопоставлять подходы на основе аналитических методов, - в частности, на основе кинетических уравнений, - методу Монте-Карло. В ряде случаев использование аналитических методов оказывается очень эффективным. Например, при расчете толстых слоев радиационной защиты монте-карловское моделирование требует слишком большого времени ЭВМ - несравненно больше, чем при использовании аппарата кинетических уравнений. Как правило, наилучшие результаты дает совместное использование двух подходов: статистического моделирования для рассмотренных областей со сложной геометрией, где происходит резкое изменение состава и энергии пучка частиц, и аналитических методов, использующих результаты монте-карловских расчетов, выданные на простых поверхностях, в качестве начальных и граничных условий.

- возможного распада нестабильной частицы в промежутке между двумя ядерными взаимодействиями. Это, как правило, случается с  $\pi^0$ -мезонами, а в протяженных средах и с  $\pi^\pm$ -мезонами. С ростом энергии частиц вероятность их распадов уменьшается согласно релятивистским законам.

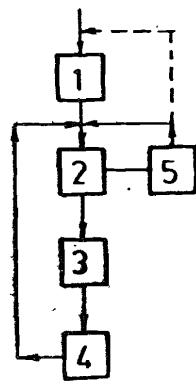


Рис.1. Принципиальная схема расчета межъядерного каскада в веществе. 1 - розыгрыш энергии и других параметров первичной частицы; 2 - проверка того, является ли частица  $\pi$ -мезоном; если да, то ведется расчет вероятности ее распада; 3 - частица не распалась, осуществляется расчет ее пробега; 4 - расчет ядерного взаимодействия. Определяются характеристики рождающихся частиц и остаточного ядра /или его осколков при делении/; 5 - частица распалась, идет выбор новой частицы. Если рассматривалась первичная частица, то осуществляется переход к блоку 1 /показано пунктиром/. Реальная схема расчетов включает много дополнительных деталей и поэтому значительно сложнее.

Нетрудно видеть, что расчет имеет циклический характер и сводится к многократному повторению нескольких основных блоков /рис.1/. После того как рассчитано одно каскадное дерево, вычисления повторяются для новой первичной частицы\*, затем для следующей, и так далее. Рассчитываются многие десятки, а иногда и сотни деревьев, для того, чтобы уменьшить статистические флуктуации изучаемых величин. Такой подход соответствует реальным физическим процессам, происходящим в природе, где результирующий эффект составляется из независимых вкладов большого числа каскадов.

Расчет "узлов" каскадного дерева - наиболее сложная и трудоемкая часть задачи. В принципе для описания этих "узлов" можно воспользоваться феноменологическими аппроксимациями известных экспериментальных данных. Таким образом, почти всегда удается хорошо описать упругие столкновения, когда изменяются лишь импульсы сталкивающихся ядра и частицы, а все остальные их свойства сохраняются. Что же касается неупругих столкновений, свойства которых существенно зависят от энергии частицы и типа ядра-мишени, то феноменологические аппроксимации оказываются эффективными только в некоторых частных случаях /например, когда

\* Если первичное излучение неоднородно - распределено по типам частиц, их энергиям и направлениям движения, то предварительно надо разыграть по заданным распределениям параметры первичной частицы. Это - часто встречающийся на практике случай.

интересуются усредненными характеристиками излучения и мишенями простого химического состава/, хотя и в этих случаях подготовка феноменологических аппроксимаций для широкого интервала энергий сама по себе очень трудная задача, оправданная лишь в случае многократного повторения расчетов для вещества данного состава.

Ориентируясь на разнообразные задачи, мы с самого начала отказались от такого подхода, выполняя вместо этого в каждом "узле" расчет упругого или неупругого ядерного взаимодействия. Исключение составляет лишь область энергий, меньших 10,5 МэВ, где все вычисления межъядерного каскада выполняются на основе известной 26-групповой системы констант Л.П.Абагян и др.<sup>/1/</sup>. Наибольшие трудности при использовании групповых систем констант связаны с резонансной областью, где резкие изменения сечений приводят к значительным изменениям в нейтронном спектре, а это, в свою очередь, не позволяет пользоваться набором универсальных констант, полученных в результате усреднения сечений с каким-либо стандартным внутригрупповым спектром. В простом случае гомогенных или почти гомогенных /т.е. слабо изменяющихся на длине пробега/ сред выходом служит корректировка констант с помощью так называемых коэффициентов самоэкранировки. Термин "Самоэкранировка" связан с тем фактом, что в спектре нейтронов возникают провалы при тех энергиях, где сечения имеют резонансные максимумы, следствием чего является уменьшение групповых сечений. Для гетерогенных сред весьма эффективным оказывается "подгрупповой метод", позволяющий учитывать резонансные взаимодействия низкоэнергетических нейтронов, не привлекая детальных сведений об энергетической зависимости сечений. Основная идея этого метода состоит в разделении одной энергетической группы на несколько отдельных подгрупп, в каждую из которых объединяются все энергетические интервалы с близкими значениями полного сечения<sup>/1,2/</sup>.

В настоящее время известно много моделей ядерных взаимодействий при высоких энергиях, по форме и деталям часто весьма значительно отличающихся одна от другой. Однако в их основе, как правило, лежит один из двух механизмов внутриядерных взаимодействий, - каскадный механизм, когда взаимодействие рассматривается как разветвленная последовательность некогерентных взаимодействий быстрых частиц с отдельными внутриядерными нуклонами, и коллективный механизм, при котором взаимодействие быстрой частицы происходит когерентно сразу с несколькими внутриядерными нуклонами. Эти два типа взаимодействий, конечно, не являются абсолютно изолированными и могут переходить один в другой по мере того, как когерентное взаимодействие, реализующееся в отдельных узлах каскадного дерева, постепенно захватывает все это дерево /или, наоборот, когда единое коллективное взаимодействие распадается на отдельные обособленные блоки/. В наших программах используется "каскадно-испарительная" модель ядерных реакций<sup>/3,5/</sup>. В соответствии с опытом считается, что неупру-

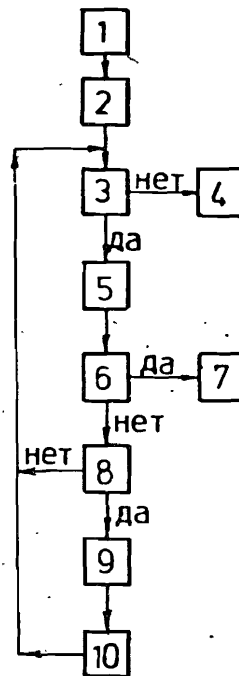


Рис.2. Принципиальная схема расчета внутриядерного каскада. 1 - розыгрыш характеристик внутриядерных нуклонов /их координат, импульсов, зарядов/; 2 - расчет точки входа первичной частицы в ядро; 3 - проверка - достаточно ли энергия частицы для преодоления потенциального барьера и выхода из ядра; 4 - частица поглотилась в ядре; 5 - расчет пробега частицы до взаимодействия; 6 - проверяется, вышла ли частица из ядра; 7 - запись параметров вылетевшей частицы в память ЭВМ; 8 - проверка - разрешено ли взаимодействие принципом Паули; 9 - расчет параметров частиц, родившихся во внутриядерном взаимодействии; 10 - расчет распада ядра, оставшегося после вылета всех каскадных частиц. Определение параметров рождающихся при этом частиц и остаточного ядра /или осколков, если произошло деление/. Подробнее см. монографию<sup>/3/</sup>.

гие взаимодействия частиц с энергиями, меньшими нескольких десятков МэВ, сопровождаются образованием так называемого "компаунд-ядра" - сильно возбужденной системы, распадающейся с испусканием одного или двух нейтронов или  $\gamma$ -кванта. При энергиях, больших нескольких десятков МэВ, предполагается, что неупругие взаимодействия протекают в три следующие друг за другом стадии. Процесс начинается с быстро протекающей "каскадной стадии", когда из ядра вылетают вновь родившиеся частицы и выбитые внутриядерные нуклоны, а ядро остается в сильно возбужденном состоянии. На второй стадии происходит процесс релаксации этого ядра до равновесного состояния /при этом также могут испускаться отдельные быстрые частицы, уносящие большую долю энергии возбуждения/. Взаимодействие завершается сравнительно медленно протекающей "распадной стадией", когда ядро теряет энергию возбуждения посредством конкурирующих между собой процессов испарения частиц и деления ядра /образующиеся осколки деления, как правило, также сильно возбуждены и теряют свою энергию путем испарения частиц/. Распадная стадия завершается испусканием  $\gamma$ -квантов, после чего ядро оказывается в долгоживущем состоянии /рис.2/.

В своем развитии каскадно-испарительная модель прошла несколько этапов - от одномерного нерелятивистского каскада в первых работах до трехмерной релятивистской картины в ядре с диффузной плотностью распределения нуклонов, изменяющейся в процессе взаимодействия.

В общих чертах расчет внутриядерного каскада - в частности, определение длины свободных пробегов частиц, - близко к расчету каскада в веществе; существенное отличие состоит лишь в дополнительном учете в веществе ионизационных потерь энергии и распадов каскадных частиц. При энергиях, больших нескольких ГэВ, следует принимать во внимание обеднение ядра нуклонами в результате выбивания последних лавиной быстрых каскадных частиц, пренебрежение этим эффектом приводит к значительному завышению множественности рождающихся частиц.

При моделировании внутриядерного каскада информация о мезон-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях задается феноменологически в виде аналитических и табличных распределений, по которым производится розыгрыш характеристик рождающихся частиц. По сравнению со случаем адрон-ядерных взаимодействий информация о столкновениях элементарных частиц не столь многофакторна /меньшее число различных типов "узлов" каскадного дерева/, и ее можно компактно и в то же время достаточно точно аппроксимировать аналитическими выражениями с табличными коэффициентами, подобранными по соответствующим экспериментальным данным. В нашем распоряжении имеются достаточно точные аппроксимации адрон-адронных взаимодействий, применимые вплоть до нескольких тысяч ГэВ<sup>3,6/</sup>

В каждом акте взаимодействия, особенно при небольшом числе рождающихся частиц, необходимо учитывать закон сохранения энергии-импульса - замыкание многоугольника четырехмерных импульсов вторичных частиц в системе их центра масс.

Сравнение с опытом показывает, что в случае адрон-ядерных взаимодействий каскадно-испарительная модель пригодна вплоть до энергий  $T \approx 10$  ГэВ. В случае столкновения двух ядер область ее применимости меньше:  $T \approx 1-2$  ГэВ/нуклон налетающего легкого ядра и еще меньше - при столкновении тяжелых ядер<sup>7/</sup>. При больших энергиях множественность рождающихся низкоэнергетических частиц, характеризующая разветвленность /"мощность"/ теоретического каскада, превосходит экспериментальную, и довольно быстро возрастает при увеличении энергии.

Анализ показал, что это противоречие обусловлено прежде всего пренебрежением пространственно-временной эволюцией адрон-адронных взаимодействий внутри ядра<sup>8-10/</sup>. Их нельзя считать мгновенными; имеется определенное время формирования вторичных частиц, в течение которого внутри ядра распространяются кварк-глюонные объекты, еще не успевшие фрагментировать в адроны.

Среди большого числа обсуждающихся в литературе подходов к описанию пространственно-временной эволюции адрон-адронного взаимодействия - пожалуй, наиболее многообещающим выглядит подход, подсказываемый топологическим разложением бинарной кварк-глюонной амплитуды адронного взаимодействия. Если в этом разложении ограничиться только планарными и цилиндрическими диаграммами, отвечающими t-канальному обмену соответственно полю-

сами Редже и полюсом Померанчука, то можно считать, что в момент соударения первичных частиц происходит либо аннигиляция медленных валентных кварков с образованием одной кварк-глюонной струны, либо цветовая перезарядка путем обмена глюонами, когда образуются две кварк-глюонные струны, разлетающиеся в системе центра масс сталкивающихся адронов в противоположных направлениях. Как показывает анализ, кинематические свойства этих струн существенно различны, и их можно рассматривать как независимые физические объекты. В дальнейшем кварк-глюонные струны разрываются вакуумными кварк-антикварковыми парами, порождая ливни адронов - происходит процесс фрагментации находящихся на концах струн кварков /антикварков/ или кварка и дикварка в адроны.

При небольших энергиях сталкивающихся частиц струны фактически не отличаются от резонансов /в частности, ширина их распада порядка их массы/. При столкновении высокоэнергетических адронов кварк-глюонные струны имеют очень большие массы, ширина распада таких струн  $\Gamma < \hbar/\Delta t \sim \hbar c/\Delta x \sim 1$  ГэВ, где  $\Delta x \sim 0,2$  Фм - размер области образования струн /области конфайнмента/.

Внутри ядра кварк-глюонные струны ведут себя как самостоятельные физические объекты, которые могут распадаться /фрагментировать/ на адроны или же успеть провзаимодействовать с внутриядерными нуклонами.

Образование кварк-глюонных струн в столкновении двух адронов и их распространение внутри ядра до распада или взаимодействия можно рассматривать с помощью метода Монте-Карло<sup>11-13/</sup>. При уменьшении энергии, когда кварк-глюонные струны распадаются практически сразу же после их образования, каскадная модель со струнами автоматически переходит в обычную каскадную модель с резонансами. При еще меньших энергиях, когда и резонансные частицы распадаются вблизи точек их рождения, остается лишь пион-нуклонный каскад.

К сожалению, в настоящее время нет достаточно удовлетворительной динамической теории, которая позволяла бы количественно рассчитывать процесс распада кварк-глюонной струны на адроны и ее взаимодействия с нуклоном. Каскадную модель со струнами сегодня скорее следует рассматривать как решение обратной задачи: получить сведения о свойствах кварк-глюонных струн из сравнения результатов расчетов с опытом.

Вместе с тем следует заметить, что благодаря усреднениям ядерно-физические процессы в среде довольно слабо чувствительны к деталям внутриядерных взаимодействий, и даже обычная каскадно-испарительная модель, не учитывающая кварковых эффектов, позволяет рассчитывать физические явления в средах по крайней мере до энергий порядка нескольких десятков ГэВ.

Длина пробега частицы в среде между двумя последовательными ядерными взаимодействиями определяется из уравнения

$$\int_0^l d\ell / \lambda(T(\bar{r}), \bar{r}) = - \ln \xi,$$

где  $\lambda = 1/\sum_i \sigma_i(T(\vec{r}))\rho_i(\vec{r})$  - "средний пробег в точке"  $\vec{r}$ ,  $\sigma_i$  - полное сечение взаимодействия частицы с ядром сорта  $i$  в точке  $\vec{r}$ ,  $\rho_i$  - плотность числа этих ядер,  $\xi$  - случайное равномерно распределенное число. Интегрирование выполняется вдоль траектории частицы. Это уравнение является обобщением известного соотношения  $\ell = -\lambda \ln \xi$  с постоянным значением  $\lambda$  на однородные среды, и учитывает изменение энергии частицы  $T = T(\vec{r})$  вдоль ее траектории в результате ионизационных процессов. Величину энергии, затрачиваемой на ионизацию среды, можно определить путем обращения хорошо изученного в экспериментах соотношения между длиной ионизационного пробега и энергией частицы  $L = L(T)$ .

Если заряженная частица замедляется до энергий  $T \leq 10-15$  МэВ, вероятность ее ядерных взаимодействий становится пренебрежимо малой. Такая частица либо останавливается и теряется в среде /протон/, либо распадается / $\pi^\pm$ -мезоны/. Нейтроны малых энергий, наоборот, испытывают большое число ядерных столкновений, и их приходится проследивать до очень низких энергий.

Расчет каскада частиц в среде существенно усложняется, если под действием излучения среда изменяет свои свойства. Например, в случае очень интенсивного облучения, когда с большой скоростью происходит нарастание концентратора осколков расщепления ядер, или в делящихся средах, где каждая первичная частица с энергией  $T \approx 1$  ГэВ порождает в среднем около сотни медленных нейтронов, образующих новые ядра <sup>14-18</sup>. Еще одним важным примером нелинейной задачи может служить распространение частиц в среде, свойства которой сильно зависят от ее температуры. Расчет в этих случаях усложняется прежде всего тем, что изменение свойств среды происходит неоднородно, по-разному в разных ее областях.

В качестве примера монте-карловского моделирования процессов, происходящих в средах под действием потоков высокоэнергетических частиц, на рис. 3 приведена высотная зависимость дозы облучения незащищенного человека

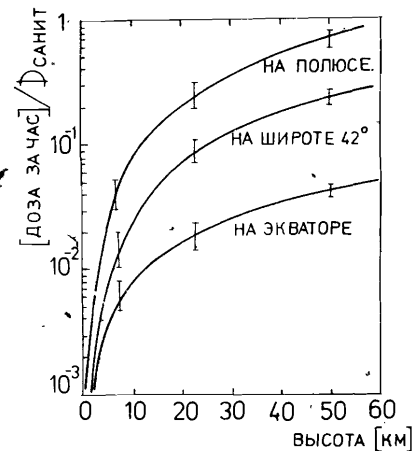


Рис. 3. Доза облучения на различных высотах над уровнем моря /на полюсе; широте 42° и экваторе/.

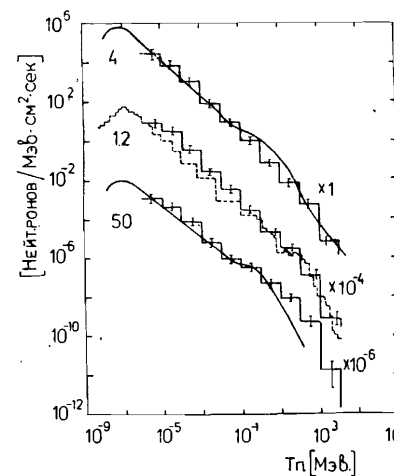


Рис. 4. Энергетический спектр нейтронов в атмосфере на высоте 4, 12 и 50 км над уровнем моря /географическая широта местности - 42°. Сплошная гистограмма - наш расчет, пунктирная - расчет Т. Армстронга <sup>18</sup>, кривая - экспериментальные данные.

излучения\*. Данные относятся к случаю, когда на солнце нет значительных хромосферных вспышек. При таких вспышках доза облучения может возрасти в десятки, сотни, а иногда даже в тысячи раз. В случае особенно мощных хромосферных вспышек /к счастью, они довольно редки/

за несколько часов полета на больших высотах можно набрать дозу, которую лицам, работающим с радиоактивными препаратами, разрешается получить лишь в течение года.

Благодаря сложным эффектам рассеяния и отражения каскадных частиц доза облучения зависит от количества и расположения топлива в самолете и от других деталей, которые можно учесть при моделировании.

На рис. 4 показан энергетический спектр нейтронов, присутствующих в атмосфере в условиях спокойного солнца <sup>17</sup>. Для сравнения приведены экспериментальные данные и результаты расчетов Ок-Риджской лаборатории в США, где создана аналогичная программа монте-карловского моделирования <sup>18,19</sup>. Как видно, различные данные согласуются в интервале более десяти порядков величины. Это является хорошей иллюстрацией точности моделирования.

Таблица иллюстрирует результаты моделирования ядерно-физических процессов в тяжелых средах <sup>15</sup>. Под действием частиц с энергией  $T > 1$  ГэВ происходит быстрая наработка ядер Pu <sup>239</sup>, которые, как и U <sup>235</sup>, могут использоваться в энергетических установках в качестве ядерного горючего. Даже без сжигания этих ядер выделяющаяся в мишени энергия деления во много раз превосходит энергию первичных частиц. Мишень может служить мощным источником тепловой энергии и одновременно эффективным наработчиком ядерного горючего. Рис. 5 получен при моделировании суммарной энергетической эффективности одной из таких электроядерных установок /с учетом к.п.д. преобразования электрической энергии

\*Следует иметь в виду, что санитарные правила устанавливают недельную и годовую предельно допустимые дозы облучения. Для небольших интервалов времени допустимые санитарными правилами дозы могут во много раз превосходить среднюю дозу.

Таблица

Характеристики взаимодействия протонов и дейтронов с мишенью из естественного урана. Мишень в форме цилиндра длиной 90 см, диаметром 120 см. Пучок первичных частиц попадает в узкую осевую щель глубиной 26 см. Все данные - в расчете на одну первичную частицу. Статистические ошибки - около 5%.

	T = 1 ГэВ		T = 2 ГэВ	
	p	d	p	d
Число рождающихся нейтронов	89	98	197	205
Число образующихся ядер $Pu^{239}$	82	90	181	187
Тепловыделение в мишени /ГэВ/	4,6	5,1	10,1	10,2
в том числе за счет ионизационных потерь	0,60	0,64	0,93	0,93

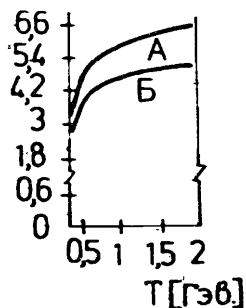


Рис.5. Доля энергии, возвращаемой в электросеть электроядерной установкой, использующей протоны с энергией T. А - естественная смесь изотопов урана. В - чистый  $U^{238}$ .

в энергию пучка, ускоренных частиц, к.п.д. тепловой электростанции, возвращающей энергию в сеть, и т.д. /14,20/. Расчеты показывают, что электроядерный бридинг - одно из наиболее перспективных направлений ядерной энергетики будущего /14-16/.

В работе /21/ моделировался процесс накопления изотопов, образующихся в метеорите под действием потоков частиц в космическом пространстве. Концентрация и радиальное распределение этих изотопов могут многое рассказать о вариациях космических лучей за последние сотни миллионов и даже миллиарды лет. Хотя внешние слои метеорита сгорают в атмосфере Земли, сравнение радиохимических данных для внутренних слоев с результатами моделирования, выполненного при различных предположениях, дает важную информацию.

Это только некоторые наиболее характерные примеры возможностей монте-карловского моделирования физических процессов на ЭВМ. Во многих случаях математическое моделирование сложной

гаммы происходящих явлений позволяет существенно уменьшить время их анализа и сэкономить значительные средства, подсказывая наиболее эффективные пути экспериментальных исследований и позволяя иногда вообще обойтись без промежуточных макетных работ.

Точность величин, полученных таким путем, как правило, оказывается в пределах точности современных экспериментальных данных. Что касается времени расчета, то для таких величин, как интегральные спектры частиц внутри защиты, спектры частиц за защитой с толщиной в десятки см, распределение тепловыделения, - это время на ЭВМ с быстроем действием около миллиона операций в секунду составляет около 30-60 мин. Время счета существенно возрастает при переходе к очень толстым слоям вещества; как уже отмечалось выше, в этих случаях целесообразно использовать комбинированный способ расчета, когда результаты статистического моделирования выдаются на некоторую простую поверхность и рассматриваются далее как источники в соответствующем кинематическом уравнении.

Время расчета каскадов в атмосфере с 5%-й точностью в интегральных спектрах частиц составляет около часа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Энергоиздат, М., 1981.
2. Николаев М.Н. и др. АЭ, 1971, т.30, с.426.
3. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами: Атомиздат, М., 1972.
4. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91.
5. Barashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1980, vol.A338, p.423.
6. Барашенков В.С., Славин Н.В. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.997.
7. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-83-117, Дубна, 1983; ЯФ, 1984, с.39, с.1133.
8. Давиденко Г.В., Николаев Н.Н. ЯФ, 1976, т.24, с.77.
9. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1983, т.37, с.1016.
10. Chin C.V. et al. Phys.Rev., 1982, vol.D25, p.2911.
11. Амелин Н.С. и др. ОИЯИ, P2-83-769, Дубна, 1983.
12. Амелин Н.С., Барашенков В.С. ОИЯИ, P7-83-770, Дубна, 1983.
13. Амелин Н.С. и др. ОИЯИ, P2-84-369, Дубна, 1984.
14. Барашенков В.С. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.871.
15. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, 2-84-391, Дубна, 1984.
16. Alsiller F.S. et al. ORNL/TM-7528, Oak Ridge, 1981.
17. Барашенков В.С. и др. АЭ, 1974, т.36, с.224.
18. Armstrong T.W. et al. J.Geophys.Res., 1973, vol.73, p.2715.
19. Armstrong T.W., Moran H.S. Nucl.Sc.and Eng., 1970, vol.42, p.41.

20. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. ОИЯИ, Д10,11-81-622, Дубна, 1981.
21. Барашенков В.С. и др. Геохимия, 1972, т.11, с.1325.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 января 1985 года.

Барашенков В.С.  
Математическое моделирование ядерно-физических процессов,  
инициируемых частицами высоких энергий

P2-85-26

Обсуждается статистическое, монте-карловское моделирование ливней частиц, порожденных высокоэнергетическим излучением в протяженных газообразных и конденсированных средах - в атмосфере, в материалах радиационной защиты, в делительных веществах и т.д. Характеристики ядерных взаимодействий, в которых рождаются, рассеиваются и поглощаются частицы ливня, также рассчитываются методом Монте-Карло на основе экспериментальных данных о взаимодействиях элементарных частиц. В области очень высоких энергий, где таких данных недостаточно, сведения о взаимодействиях элементарных частиц можно получить с помощью монте-карловского расчета, примененного к "глубинам" процессам рождения, распространения и распада кварк-глюонных струн. Обсуждаются ядерно-физические процессы, расчет которых связан с моделированием ливней частиц в средах.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Н.С.Панковой

Barashenkov V.S.  
The Statistical Modelling of Nucleophysical Processes,  
Initiated by High Energy Particles

P2-85-26

The Monte Carlo Modelling of particle showers (cascades) generated by high energy particles in extended gas and condensed matter is considered. The parameters of nuclear collisions are calculated also by Monte Carlo method using experimental data about hadron interactions. In the region of very high energies, where hadron data are absent, the information about elementary particle interactions could be calculated by means of Monte Carlo method applied to the deep processes of creation of quark-gluon strings. The nucleophysical processes connected to modelling of internuclear cascades in matter are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985