

5.90

18

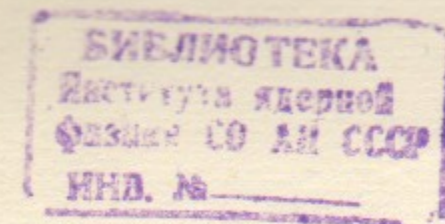


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.Д. Букин, В.Н. Иванченко, М.Ю. Лельчук,
В.А. Таюрский, С.И. Эйдельман, В.И. Юрченко

UNIMOD—УНИВЕРСАЛЬНАЯ ПРОГРАММА
МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА ВСТРЕЧНЫХ e^+e^- -ПУЧКАХ

ПРЕПРИНТ 84-33



НОВОСИБИРСК

А.Д. Букин, В.Н. Иванченко, М.Ю. Лельчук,
В.А. Гаюрский, С.И. Эйдельман, В.И. Юрченко *)

А Н Н О Т А Ц И Я

Описана универсальная программа моделирования экспериментов на встречных e^+e^- пучках при энергии до 10 ГэВ. В программе моделируются угловые и энергетические распределения частиц, рождающихся в процессе e^+e^- столкновения, а также прохождение их через детектор с учетом отклика регистрирующих систем и процессов электромагнитного и ядерного взаимодействия с веществом. Приведены результаты сравнения расчетов по программе с экспериментальными данными.

А Б С Т Р А К Т

The general purpose program is described allowing Monte Carlo simulation of e^+e^- colliding beam experiments at the energy up to 10 GeV. Angular and energy distributions of the particles produced in e^+e^- collision are simulated followed by the particle penetration through the detector taking into account electromagnetic and nuclear interaction with matter and the detector response. Comparison with the experimental data is presented.

*) В настоящее время в Политехническом институте, г. Омск

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование эксперимента методом Монте-Карло давно стало неотъемлемой частью физики высоких энергий. Действительно, на стадии подготовки эксперимента оно позволяет оптимизировать конструкцию детектора и его триггер, при обработке результатов эксперимента моделирование событий изучаемых процессов необходимо для нахождения эффективностей регистрации и ожидаемых распределений по энергии, углам и другим интересующим экспериментаторов величинам.

В Институте ядерной физики СО АН СССР предыдущая версия программы моделирования была написана для ЭВМ «Минск-32» [1] и успешно использовалась при обработке многих экспериментов на детекторе ОЛЯ.

Настоящая версия программы моделирования UNIMOD уже в течение нескольких лет используется для моделирования работы детекторов МД-1 и НД Института. Основные отличия этой версии от предыдущей следующие:

- а) программа обладает достаточной гибкостью и без переделок может использоваться на разных детекторах;
- б) добавлен комплект программ для моделирования детекторов с магнитным полем;
- в) увеличена максимальная энергия, при которой можно использовать программу, вследствие чего расширен список рассматриваемых частиц и список взаимодействий излучения с веществом детектора;
- г) программа написана для ЭВМ серии ЕС на языках Фортран и Ассемблер.

Функционально программа распадается на два комплекса: первичное и вторичное моделирование, т.е. моделирование процесса взаимодействия электрона и позитрона, сталкивающихся в вакуумной камере накопителя, и моделирование взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора и его чувствительными элементами (камерами, счетчиками и т.д.).

Интервал энергии начальных электрона и позитрона, в котором можно использовать программу UNIMOD, можно приблизительно ограничить снизу энергией 10 МэВ (ниже многие формулы становятся неточными) и сверху 10 ГэВ. При более высокой энергии рост количества вторичных частиц приводит к заметному увеличению времени счета на процессорах ЕС-1040 или ЕС-1060. Кроме того, необходимо учитывать новые процессы взаимодействия с веществом помимо имеющихся в программе UNIMOD.

2. ПЕРВИЧНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

2.1. ЗАДАЧИ ПЕРВИЧНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На этом этапе для данного процесса взаимодействия электрона с позитроном программа генерирует характеристики рождающихся частиц. Каждая частица характеризуется типом, энергией и направлением вылета из точки взаимодействия. Как правило, время, затрачиваемое ЭВМ на первичное моделирование одного события, заметно меньше времени последующего прослеживания «судьбы» события, так что оба этапа (первичное и вторичное моделирование) можно объединить в один счет. В некоторых случаях, когда первичное моделирование занимает значительное машинное время, целесообразно записать информацию о большом количестве промоделированных событий данного процесса на отдельную магнитную ленту.

2.2. ТАБЛИЦА СВОЙСТВ ЧАСТИЦ

Для удобства работы и использования одних и тех же значений для параметров, характеризующих частицы, в комплекс программ входит таблица свойств частиц. Эта таблица приведена в Приложении 1. Тип частицы задается целым числом, по которому в таблице можно найти ее основные характеристики: заряд, массу, время жизни, парциальные вероятности различных мод распада. Таблица находится в соответствии с регулярно публикуемой сводкой свойств частиц [2].

2.3. ОБЩИЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ e^+e^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Выражение для сечения столкновения двух частиц (в нашем случае электрона и позитрона) с превращением их в совокупность n частиц имеет следующий вид (см., например, [3]):

$$d\sigma = (2\pi)^{4-3n} \delta^{(4)}(\Sigma p'_i - p_1 - p_2) \frac{|\overline{M}|^2}{4I} \prod_i \frac{d^3 p'_i}{2\varepsilon_i}, \quad (2.3.1)$$

где $|\overline{M}|^2$ — усредненный и просуммированный по поляризациям участвующих частиц квадрат матричного элемента данного процесса: $p_{1,2}$ — 4-импульсы начальных частиц, ε'_i , p'_i — энергия и 4-импульс i -ой конечной частицы,

$$I = [(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2]^{1/2}, \quad (2.3.2)$$

m_1, m_2 — массы начальных частиц.

В случае двух частиц в конечном состоянии δ -функцию в (1) легко исключить, так что в системе центра инерции выражение для сечения принимает следующий вид:

$$d\sigma \sim |\overline{M}|^2 d\varphi d(\cos \theta), \quad (2.3.3)$$

где θ, φ — полярный и азимутальный углы одной из конечных частиц (полярный угол отсчитывается от оси электронного пучка, азимутальный угол — в плоскости, перпендикулярной пучкам). Энергии конечных частиц однозначно определяются их массами, а также энергиями начальных частиц, ясно также, что в системе центра инерции углы второй частицы равны $\pi - \theta$ и $\pi + \varphi$. Таким образом, для моделирования реакций с двумя частицами в конечном состоянии нужно генерировать распределение двумерной случайной величины с плотностью $f(\varphi, \cos \theta) = |\overline{M}|^2$.

В случае трех и более частиц в конечном состоянии исключение δ -функции нетривиально, так как углы вылета и энергии одной частицы зависят от параметров всех остальных частиц. В этом случае удобно воспользоваться методом случайных звезд, разработанным Г.И. Копыловым [4]. Использование специального набора переменных позволяет добиться независимости пределов их изменения от значений, принимаемых другими переменными. Выражение для сечения принимает вид:

$$d\sigma \sim |\overline{M}|^2 \Phi \prod_k d\alpha_k d\beta_k d\gamma_k, \quad (2.3.4)$$

где функция Φ , возникающая при исключении δ -функции и заменах переменных, зависит от $3n - 4$ переменных $\alpha_k, \beta_k, \gamma_k$ [4], обычные импульсы и энергии частиц находятся из них однозначным преобразованием. Достоинство этой методики заключается еще и в том, что при выбранном наборе переменных функция Φ слабо зависит от переменных $\alpha_k, \beta_k, \gamma_k$. Таким образом, в этом случае необходимо разыгрывать $3n - 4$ -мерную случайную величину с плотностью вероятности $\Phi |\overline{M}|^2$.

Для розыгрыша возникающих многомерных распределений случайных величин используется метод Неймана [5]. Необходимые для его реализации мажоранты — максимальные значения плотности вероятности — находятся аналитически в случае двух частиц в конечном состоянии и численно — для трех и более частиц.

Для некоторых типов процессов применение описанной выше методики неэффективно, поэтому используются специальные методы. Сюда относятся, в частности, моделирование рождения струй и моделирование двухфотонного рождения частиц.

2. 4. МОДЕЛИРУЕМЫЕ ПРОЦЕССЫ

В настоящее время описываемый пакет программ используется для моделирования и обработки экспериментов, ведущихся на установках со встречными электрон-позитронными пучками Института ядерной физики СО АН СССР—ВЭПП-2М и ВЭПП-4. Диапазон энергии, доступный изучению на этих ускорительных комплексах, простирается от порога рождения адронов, т.е. $2E \sim 0,3$ ГэВ, до энергии рождения Υ -резонансов ($2E \sim 12$ ГэВ). В соответствии с этим в программах предусмотрена возможность моделирования следующих процессов e^+e^- -взаимодействия (подробное описание большинства генераторов процессов содержится в [1]):

- 1) двухчастичные процессы ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \gamma\gamma, \pi^+\pi^-, \dots$);
- 2) эксклюзивные процессы рождения 3- и 4п-мезонов с учетом тождественности конечных частиц ($e^+e^- \rightarrow \rho\pi, 3\pi, \rho\pi\pi, \omega\pi, \dots$);
- 3) радиационные процессы ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma, \gamma\gamma\gamma, \pi^+\pi^-\gamma, \dots$);
- 4) множественное рождение адронов в статистической модели и через кварковые и глюонные струи [6, 7];
- 5) процессы двухфотонного рождения лептонных пар и адронных резонансов [8].

2. 5 РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ ДЛЯ РЕАКЦИИ e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ В АДРОНЫ

Излучение фотонов начальными частицами приводит к тому, что рождение конечных адронов происходит при энергии и импульсе, отличающихся от начальных. Из-за этого меняются как сечение процесса, так и импульсы родившихся частиц. В программе предусмотрена возможность моделирования этого явления для реакции e^+e^- -аннигиляции в адроны, что позволяет получать эффективность регистрации конечных частиц, а также распределения по их энергиям и углам вылета, с учетом радиационных поправок (РП). Особенно важно использовать этот точный метод учета РП при быстром изменении сечения рождения адронов (например, вблизи резонанса) и при сильной зависимости эффективности регистрации адронов от энергии.

Для конкретного процесса типа $e^+e^- \rightarrow h$ (адроны) с сечением $\sigma_h(s)$ полное сечение с учетом РП имеет вид [60-62]:

$$\sigma_{h\gamma}(s) = \int_0^{x_m} \sigma_h(s') P(x) dx, \quad (2.5.1)$$

где $s = 4E^2$, E —энергия начальной частицы ($E_{e^-} = E_{e^+}$);
 $x = E_\gamma/E$, E_γ —энергия излученного фотона;
 x_m —соответствует максимальной энергии фотона, допускаемой порогом реакции $e^+e^- \rightarrow h$;
 $s' = s(1-x)$.

функция $P(x)$ имеет вид:

$$P(x) = t \cdot \exp\left(\frac{13}{12}t\right) x^t \left(1-x + \frac{x^2}{2}\right) \frac{1}{x}, \quad (2.5.2)$$

где $t = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{2E}{m_e} - \frac{1}{2}\right)$, m_e —масса электрона, $\alpha = \frac{1}{137}$.

Изменение резонансного сечения под влиянием РП показано на Рис. 1. На правом склоне резонанса сечение $\sigma_{h\gamma}(s)$ может в несколько раз превышать быстро падающее $\sigma_h(s)$. Действительно, излучение фотона начальным электроном или позитроном приводит к уменьшению передаваемого четырехимпульса до величины s' . Когда энергия начальных частиц $2E$ больше массы резонанса m , возможно испускание фотона именно такой энергии $E_\gamma = E_r$, что $s' = s(1 - E_r/E) = m^2$, то есть происходит «возвращение на резонанс» [63].

Согласно (2.5.1), распределение реальных фотонов по энергии в реакции $e^+e^- \rightarrow h\gamma$ зависит от энергии пучков и дается выражением:

$$Q(s, x) = \sigma_h(s(1-x)) \cdot P(x), \quad (2.5.3)$$

На этом спектре фотонов для событий $h\gamma$ отражается ход сечения $\sigma_h(s)$, что проиллюстрировано на Рис. 1б, 1в для энергий начальной системы $2E_1 < m$ и $2E_2 > m$, соответственно. Резонанс в сечении $\sigma_h(s)$ приводит к пику при $E_\gamma = E_r$ в спектре фотонов $Q(s, x)$, если $2E > m$. Если же $2E < m$, спад сечения при уменьшении энергии $2E$ делает спад спектра $Q(s, x)$ с ростом E_γ более крутым, чем спад $P(x)$.

В процедуре моделирования не имеет смысла разыгрывать реальное испускание фотонов со сколь угодно малой энергией E_γ . Поэтому перед началом моделирования выбирается такая малая величина ϵ , чтобы излучение фотона с $E_\gamma < \epsilon E$ практически не изменяло кинематику события и с хорошей точностью $\sigma_h(s)$ равнялось $\sigma_h(s(1-x))$ во всем рассматриваемом диапазоне энергии $2E$. Например, при работе в районе Φ -мезона использовалась величина $\epsilon = 10^{-4}$, что соответствовало энергии фотона $E_\gamma > 0,05$ МэВ.

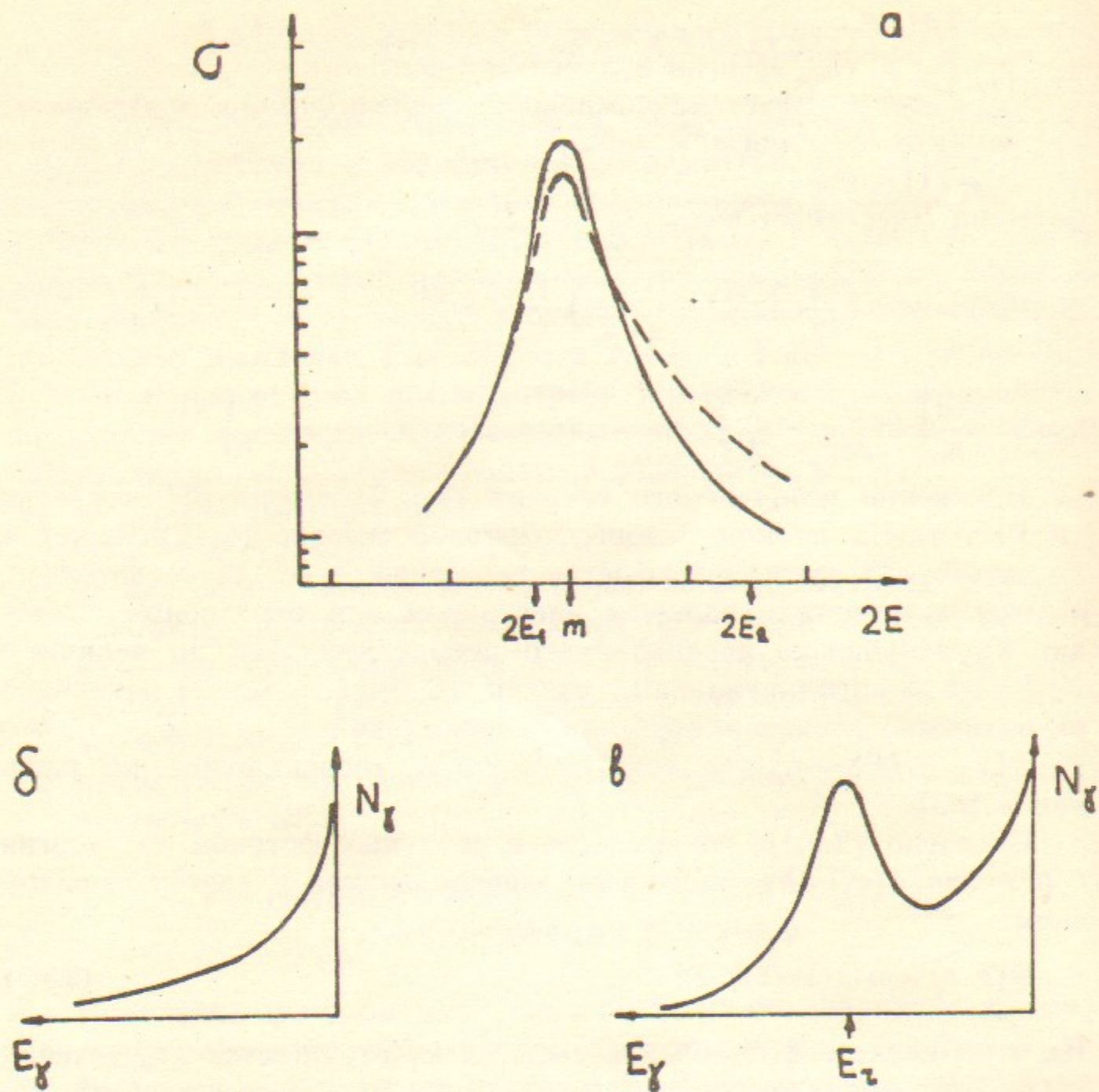


Рис.1. а) Сечение рождения адронов в e^+e^- -аннигиляции в районе резонанса: сплошная линия—резонансное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow h$, штриховая линия—наблюдаемая форма резонанса, измененная радиационными поправками (сечение $e^+e^- \rightarrow h\gamma$); б) спектр фотонов для событий $e^+e^- \rightarrow h\gamma$ при полной энергии $2E_1$ меньше массы резонанса M ; в) то же при $2E_2$ больше M .

Распределение (2.5.3) γ -квантов по энергии используется в программе для моделирования энергии γ -кванта E_γ большей, чем ϵE . Кроме того в определенной доле событий реальный γ -квант не моделируется, чтобы учесть долю событий с $E_\gamma < \epsilon E$.

Распределение фотонов по углу вылета относительно направления e^+e^- -пучков не зависит от их энергии и дается выражением из [3]:

$$T(\theta_\gamma) d\Omega_\gamma = \frac{\sin^2\theta_\gamma d\Omega_\gamma}{(1-(P^2 \cos^2\theta_\gamma)/E^2)^2} = \frac{z^2-1}{(1-\beta_e^2 z^2)^2} dz d\varphi, \quad (2.5.4)$$

где $z = \cos(\theta_\gamma)$, P , E —импульс и энергия электрона. Хотя это распределение имеет максимум при малом угле $\theta_\gamma \sim m_e/E$, тем не менее вероятность вылета фотона на угол больше 45° от пучков не так уж мала и составляет 12%. Азимутальный угол вылета φ разыгрывается равномерно от 0 до 2π .

В редких случаях необходим более точный метод розыгрыша углов вылета фотона и адронов, предложенный в [64]. Но для многих задач достаточен и более грубый подход, в котором предполагается, что излучение всегда происходит вдоль направления движения начальных частиц.

После определения энергии и направления вылета фотона в очередном событии разыгрываются параметры адронов в системе центра их масс в рамках общего подхода, описанного в пункте 2.3. Затем с помощью Лоренц-преобразования эти параметры переводятся в лабораторную систему отсчета. На этом моделирование e^+e^- -взаимодействия в очередном событии заканчивается, после чего все частицы события «проводятся» через детектор.

Эффективность установки $W_{h\gamma}$, полученная в результате моделирования с РП, является эффективностью регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow h\gamma$, а не $e^+e^- \rightarrow h$. Однако обычно нас интересует не $\sigma_{h\gamma}(s)$, а сечение $\sigma_h(s)$, которое можно прямо сопоставлять с данными, полученными в других экспериментах, где РП могут быть совершенно другими. Поэтому от эффективности регистрации $W_{h\gamma}$ следует перейти к величине $W_h = \sigma_{h\gamma} W_{h\gamma} / \sigma_h$, так как

$$N = L\sigma_{h\gamma} W_{h\gamma} = L\sigma_h \frac{\sigma_{h\gamma}}{\sigma_h} W_{h\gamma} = L\sigma_h W_h, \quad (2.5.5)$$

где L —светимость, а N —число экспериментально наблюдаемых событий. Величина W_h является эффективностью регистрации установки к процессу $e^+e^- \rightarrow h$ вычисленной с учетом радиационных поправок.

Как указано выше, для моделирования энергетического спектра фотонов (2.5.3) в программу необходимо заложить предполагаемую зависимость сечения от энергии $\sigma_h(s)$. Если полученное в результате обработки эксперимента сечение значительно отличается от заложенного в моделирование, следует повторить моделирование с экспериментальным сечением и, вновь найдя эффективность регистрации, получить следующее приближение для эксперименталь-

ной величины $\sigma_h(s)$. Такая итерационная процедура позволяет правильно учесть РП при измерении сечения. Поскольку полное моделирование требует больших затрат машинного времени, можно при итерациях пользоваться упрощенными вариантами моделирования, используя конкретные особенности данного эксперимента. Например, при слабой зависимости эффективности регистрации от энергии адронов достаточно моделировать только геометрию их разлета.

3. ВТОРИЧНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Характерной чертой вторичного моделирования является наличие переменного количества частиц, появляющихся при прохождении первичных частиц через детектор. При рассмотрении электромагнитных ливней это число может достигать нескольких тысяч. Но даже при прохождении тяжелых заряженных частиц приходится говорить о ливне частиц, так как любая заряженная частица сопровождается дельта-электронами (электронами, вырванными с атомных оболочек).

Для дальнейшего обсуждения условимся называть событием процесс прохождения ливня, инициированного одной или несколькими начальными частицами, через все элементы системы (а также результат такого процесса—зарегистрированную детектором информацию об этом ливне).

Каждая частица в любой момент характеризуется следующим набором параметров: номер блока, в котором она находится; тип частицы (целое число); полная энергия (МэВ); время (наносекунды), которое прошло от начала розыгрыша данного события; положение в пространстве, определяемое тремя координатами в декартовой системе координат (см), и единичный вектор направления движения частицы в той же системе координат. Эти параметры частиц хранятся в общем блоке—буфере ожидания.

В результате взаимодействия частиц с веществом системы регистрации рождаются новые частицы, характеристики которых заносятся в буфер ожидания. Если энергия начальной частицы (или начальных частиц) достаточно большая, то количество частиц, ожидающих своей очереди на проведение через блоки системы, может превысить предел, соответствующий выделенному участку оперативной памяти для буфера ожидания. В этом случае избыток частиц переписывается во временный набор данных на магнитном диске.

Частицы выбираются из буфера ожидания в том порядке, в котором они были записаны. Этот порядок просмотра буфера

ожидания отличается от общепринятого в подобных программах. Обычно в первую очередь рассматриваются частицы с меньшей энергией, для которых вероятность произвести новые частицы в результате взаимодействия с веществом системы значительно меньше, чем для частиц с большой энергией. При этом характеристики новых частиц записываются на место уже рассмотренных, что позволяет хранить в оперативной памяти меньшее количество частиц, ожидающих своей очереди на прохождение через систему. Это не уменьшает время счета и отражается только на объеме оперативной памяти для буфера ожидания. В таком подходе, естественно, история события теряется, что ограничивает возможности по анализу событий, чем-либо заинтересовавших автора счета. Кроме того, при переходе к более высоким энергиям начальных частиц наступит момент, когда выделенного объема оперативной памяти для буфера ожидания все равно не хватит и придется вносить в программу изменения.

Вариант, принятый в описываемой программе (перепись избытка частиц из буфера ожидания на магнитный диск, имеющий практически бесконечный объем), позволяет, во-первых, оптимально использовать оперативную память ЭВМ, во-вторых, устраняет опасность переполнения буфера ожидания и, в-третьих, сохраняет информацию обо всем процессе развития события, в частности, о наиболее интересной, в большинстве случаев, части события—первых нескольких поколениях частиц.

Схематично алгоритм работы программы можно описать следующим образом. В начале моделирования очередного события в буфер ожидания заносится описание начальных частиц. Затем начинается цикл проведения частиц через систему.

Из буфера ожидания выбирается описание очередной частицы и помещается в общий блок текущей частицы. Начинается цикл перемещения частицы в пространстве. Траектория движения частицы представляет собой ломаную линию, у которой длины прямолинейных участков не равны друг другу и выбираются в соответствии с геометрией системы и с вероятностью взаимодействия частицы с веществом, в котором она движется. Принцип перемещения частицы в пространстве иллюстрируется Рис. 2.

На каждом прямолинейном перемещении заряженные частицы теряют энергию на ионизацию и возбуждение атомов вещества. В конце перемещения направление движения частицы меняется за счет многократного рассеяния на ядрах атомов.

Движение частицы прекращается в следующих случаях:

- 1) частица вышла за пределы детектора;

- 2) вся кинетическая энергия частицы перешла в энергию ионизации и возбуждения атомов;
- 3) частица провзаимодействовала с веществом детектора или распалась.

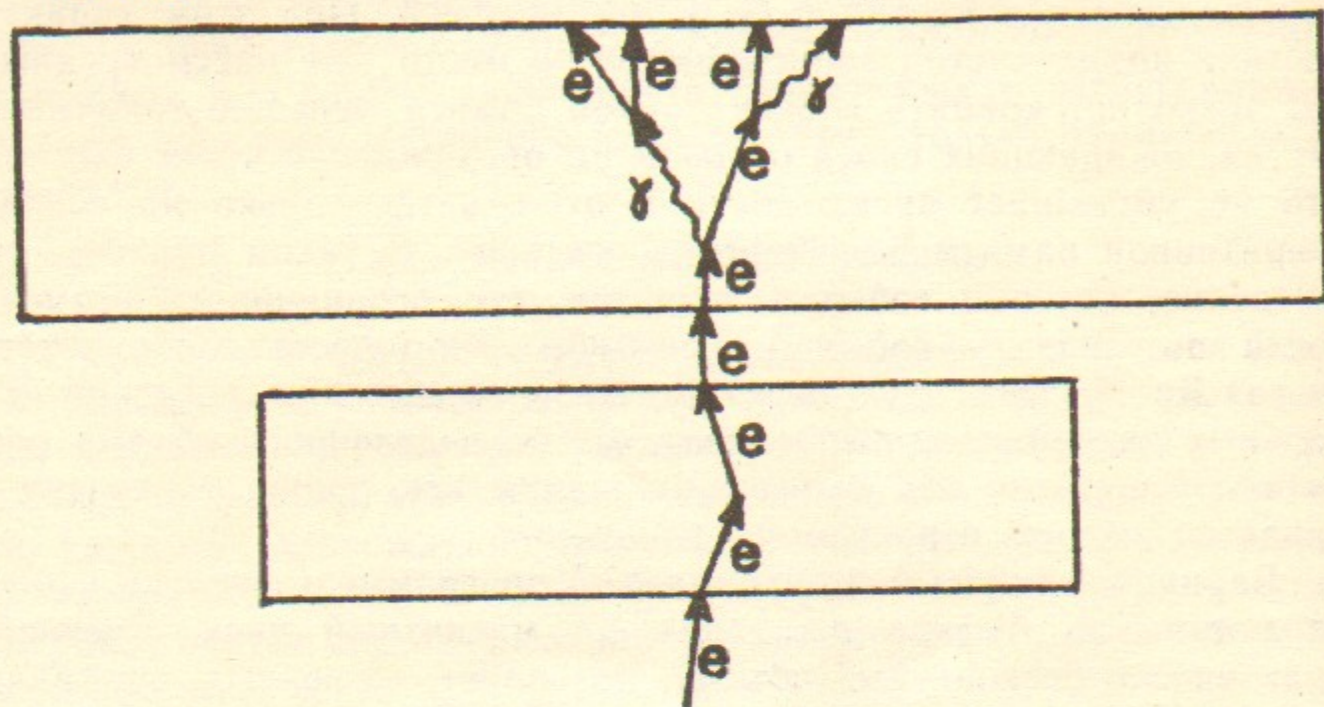


Рис.2. Иллюстрация к процедуре проведения частиц через систему.

После того, как для данной частицы «жизнь закончилась» по одной из трех перечисленных причин, из буфера ожидания выбираются характеристики следующей частицы и для нее повторяется цикл проведения через блоки детектора.

Моделирование события заканчивается, когда в буфере ожидания не останется нерассмотренных частиц.

В процессе моделирования события в соответствующих общих блоках программы запоминаются величины выделенной энергии в блоках вещества детектора и некоторая другая информация, которая по окончании розыгрыша события перерабатывается и записывается на магнитную ленту.

3.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОГРАММЫ

В большинстве программ моделирования описание геометрии детектора или имеет существенные ограничения (например, цилиндрическая система, или слоистая структура с параллельными слоями), или осуществляется программами пользователя. Второй вариант достаточно гибкий, но требует от пользователя некоторой квалификации в программировании и усложняет довольно существенно описание детекторов.

В программе UNIMOD принят следующий порядок описания

детектора. Все описание перенесено в числовые массивы, которые оформляются по определенным правилам. Детектор представляется в виде набора блоков вещества, имеющих различную форму и произвольную ориентацию в пространстве.

Геометрический анализ в процессе прохождения частицы через элементы детектора осуществляется, в основном, стандартными программами. Программа проведения частицы через детектор решает, в какой блок попадает частица при выходе из очередного блока. Решение принимается путем анализа «ответов» геометрических подпрограмм, которые для любого элемента детектора должны определять, находится ли частица внутри или снаружи этого элемента и какое расстояние осталось пройти частице до ближайшей грани этого элемента.

В настоящий момент созданы геометрические подпрограммы для наиболее простых геометрических фигур: в немагнитном варианте—прямоугольный параллелепипед, конус и цилиндр, в магнитном варианте—прямоугольный параллелепипед и прямая призма. Расширение возможностей программы по моделированию детекторов, содержащих какие-либо другие геометрические формы, может осуществляться путем расширения набора стандартных геометрических подпрограмм или написания пользователем специализированных подпрограмм для своих нестандартных блоков.

Простейший алгоритм выбора ближайшего блока посредством перебора всех элементов детектора свел бы к нулю все преимущества такой простой организации программы, потому что время, необходимое на геометрический анализ, увеличивалось бы пропорционально квадрату числа блоков. Для решения этой проблемы в геометрическом описании допускается приписывание любому блоку признака, что он целиком вложен в какой-то другой блок. Это позволяет вкладывать группу блоков детектора в дополнительный блок, не заполненный веществом (назовем его квадрантом). Тогда геометрический анализ проводится только для этой группы блоков до тех пор, пока частица не выйдет за пределы квадранта.

Основные преимущества такого подхода к геометрическому анализу по сравнению с традиционным можно сформулировать следующим образом:

- 1) описание геометрии детектора содержится в числовом массиве, что значительно проще и надежнее, чем описание в тексте программы;
- 2) для разных детекторов и для разных частей детектора при геометрическом анализе используются одни и те же подпрограммы, что приводит к более быстрому выявлению ошибок в них;

3) добавление возможностей по анализу новых геометрических фигур никак не затрагивает старых программ.

3.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБЕГА ЧАСТИЦЫ

Пробег частицы зависит от типа вещества, энергии частицы и видов взаимодействия частицы с веществом. Для того, чтобы можно было легко включать (и отключать) разные типы взаимодействия, принят следующий алгоритм генерации пробега до точки взаимодействия. Каждый тип взаимодействия «обслуживается» своей подпрограммой. Подпрограмма должна работать в двух режимах, нужный режим выбирается вызывающей подпрограммой.

В первом режиме она должна вычислить коэффициент поглощения частицы за счет «ее» взаимодействия при данной энергии в данном веществе на единицу длины. Во втором режиме программа используется, если частица достигла точки взаимодействия и если «жребий пал» на данный тип взаимодействия. Тогда программа вызывается с признаком второго режима и должна сгенерировать продукты взаимодействия.

Выбор величины очередного прямолинейного перемещения производится по следующей схеме.

В первую очередь определяется расстояние r_g до пересечения с границей раздела сред (до точки выхода или входа в блок). Для заряженных частиц эта величина прямолинейного перемещения дополнительно ограничивается сверху числом, заданным в исходных данных, так как для точного учета многократного рассеяния заряженных частиц на ядрах атомов и непрерывных ионизационных потерь необходимо ограниченное изменение энергии частицы за одно прямолинейное перемещение. Полученная величина перемещения r_g является максимальной на данном шаге, но она еще может уменьшиться, если частица провзаимодействует с веществом системы на длине этого отрезка.

Если обозначить коэффициент поглощения частицы за счет i -го взаимодействия посредством α_i , то полный коэффициент поглощения равен $\alpha = \sum \alpha_i$. Произошло ли взаимодействие на данном прямолинейном перемещении, решается в результате следующей процедуры.

Определяется случайный пробег r_{in} до точки взаимодействия при постоянном коэффициенте поглощения α в соответствии с экспоненциальным распределением:

$$r_{in} = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1}{\xi} \quad (3.2.1)$$

где ξ —случайное число в интервале (0, 1).

Если пробег r_{in} окажется больше, чем максимальное перемещение r_g то считается, что взаимодействия не произошло, частица перемещается по прямой линии на расстояние r_g , у заряженных частиц при этом изменяется энергия на величину ионизационных потерь и направление движения за счет многократного рассеяния.

Взаимодействие частицы с веществом имеет место, когда на очередном прямолинейном перемещении пробег до взаимодействия r_{in} окажется меньше, чем максимальная длина перемещения r_g . В этом случае перемещение на расстояние r_{in} производится обычным порядком, а в точке взаимодействия производится обращение к одной из подпрограмм моделирования продуктов взаимодействия. Тип взаимодействия выбирается случайно в соответствии с вероятностями взаимодействия данной частицы с атомами вещества, в котором она движется. Вероятность выбора какого-либо взаимодействия прямо пропорциональна вероятности этого взаимодействия (коэффициенту поглощения α_i). Если в результате выбранного взаимодействия появились новые частицы, то их описание переносится в буфер ожидания. Начальная частица, если она сохраняется при данном взаимодействии, с измененными в результате взаимодействия параметрами тоже заносится в буфер ожидания.

В рамках описанного алгоритма возможно использование как таблично заданных сечений взаимодействия, так и аналитических выражений для сечения. Теоретически интересен и практически важен вопрос моделирования пробега при условии, что сечение известно только в дифференциальной форме по одному или нескольким параметрам продуктов взаимодействия, а иногда еще и сильно зависит от энергии исходной частицы. Для успешного преодоления этих трудностей подпрограммам «обслуживания» отдельных типов взаимодействия предоставлена возможность при генерации продуктов взаимодействия вместо характеристик продуктов реакции сообщать, когда это нужно, что взаимодействия на самом деле не произошло, а исходная частица может продолжать движение. Детальное изложение алгоритма генерации продуктов взаимодействия с точным учетом зависимости сечения от энергии приведено в Приложении 2 (этот алгоритм был описан ранее в [9], здесь он воспроизводится с незначительными изменениями).

3.3. МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ

Угол многократного рассеяния заряженных частиц на ядрах атомов генерируется в соответствии с теорией Мольер в интерпретации Бете [10]. Если ввести следующие обозначения:

P —импульс частицы (МэВ/с), $\alpha=1/137$ —постоянная тонкой структуры, θ —угол рассеяния в радианах,

$$\chi_c^2 = 0,157 \frac{Z(Z+1)\rho x}{A(P\beta)^2}$$

$$b = \ln \left\{ \frac{6680 \rho x (Z+1)^3 \sqrt{Z}}{A\beta^2(1+3,34 Z^2 \alpha^2/\beta^2)} \right\} \quad (3.3.1)$$

$$B - \ln B = b$$

$$t = \frac{\theta^2}{\chi_c^2 B}$$

то распределение вероятностей по величине t можно представить в виде:

$$dW(t) = dt [f^{(0)}(t) + B^{-1}f^{(1)}(t) + B^{-2}f^{(2)}(t) + \dots], \quad (3.3.2)$$

где $f^{(0)}$, $f^{(1)}$, $f^{(2)}$ —универсальные функции. Для моделирования случайной величины t удобнее пользоваться интегральным, а не дифференциальным распределением вероятностей:

$$W(t) = \int_t^\infty dW = F^{(0)}(t) + B^{-1}F^{(1)}(t) + B^{-2}F^{(2)}(t) + \dots \quad (3.3.3)$$

Функции $F^{(1)}$, $F^{(2)}$ удалось представить в виде хорошо сходящихся рядов, удобных для численного суммирования на ЭВМ:

$$F^{(0)}(t) = e^{-t} \quad (3.3.4)$$

$$F^{(1)}(t) = -te^{-t} \left\{ 1 - C - \sum_{K=1}^{\infty} \frac{t^K}{(K+1)!K} \right\} \sim \frac{1}{t} \quad \text{при } t \rightarrow \infty \quad (3.3.5)$$

$$F^{(2)}(t) = te^{-t} \left\{ C - R - 1 + t \left(\frac{R}{2} + 2 - \frac{3}{2}C \right) + 2C \sum_{K=1}^{\infty} \frac{t^{K+1}}{(K+2)!K(K+1)} - \sum_{K=1}^{\infty} \frac{t^{K+1}}{(K+1)!} \Psi_K \right\} \quad (3.3.6)$$

$$F^{(2)} \sim \frac{2}{t^2} \left(\frac{1}{C} + \ln t \right) \quad \text{при } t \rightarrow \infty$$

Здесь $C=0.577\dots$ —постоянная Эйлера,

$$R = \int_0^\infty t e^{-t} \ln^2 t dt \approx 0,8237;$$

$$\Psi_K = \left[5 + \frac{2(2K+1)}{K(K+1)} - 2 \sum_{l=1}^{K+1} \frac{1}{l} \right] / [K(K+1)(K+2)]$$

В этом разложении функции распределения по параметру B предполагается, что $B \gg 1$, тогда первое слагаемое в разложении дает основной вклад (нормальное распределение), а два других члена являются поправками к этому распределению, причем характер поправок такой, что максимум распределения немного понижается и появляется длинный «хвост» (кратное рассеяние). Для слоев вещества порядка 1 г/см² условие $B \gg 1$, выполняется. Поскольку зависимость B от толщины слоя логарифмическая, то для всех макроскопических толщин вышенаписанные формулы обеспечивают достаточную точность.

Для решения трансцендентного уравнения (3.3.1) использовалась приближенная формула с максимальной погрешностью 0.6% во всем интервале существования решения $(1, \infty)$:

$$B = \frac{b}{2} \left(1 + \frac{\ln b}{b-1} \right) (1 + \sqrt{1 - 1/b^2}) \quad (3.3.7)$$

3.4. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ

Средняя величина потерь на возбуждение и ионизацию атомов вещества с энергией вторичных частиц меньше η рассчитывается по формуле [11]

$$E_{\Pi} = \frac{0,153 Z \rho x}{A \beta^2} \left\{ \ln \left(\frac{\gamma^2 \beta^2 \eta}{I^2} \right) + 13,85 - \beta^2 - \delta \right\}, \quad (3.4.1)$$

где E_{Π} , η измеряются в МэВ, Z , A —атомный номер и вес вещества; ρ —плотность (г/см³); I —средний ионизационный потенциал в кэВ; x —путь, пройденный частицей (см); γ —отношение энергии частицы к массе покоя; $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$; δ —поправка на эффект плотности.

Следуя работе [12], для поправки на эффект плотности используется асимптотическое выражение, дающее максимальную погрешность 6% в переходной области между релятивизмом и нерелятивизмом:

$$\delta = \begin{cases} 0, & \delta' < 0 \\ \delta', & \delta' > 0 \end{cases} \quad \delta' = \ln \left(\frac{0,83 \times 10^{-3} Z \rho \beta^2 \gamma^2}{A I^2} \right) - 1, \quad (3.4.2)$$

Для моделирования флуктуаций ионизационных потерь необходимо знать ширину распределения. Формула для дисперсии была получена из кинетического уравнения Ландау [13]:

$$\sigma^2 = 0,153 \cdot Z \rho x \eta / (A \beta^2) \quad (3.4.3)$$

В приведенные формулы входит величина η — максимальная кинетическая энергия вторичных частиц. Электроны отдачи с энергиями больше η не учитываются в непрерывных ионизационных потерях (см. «3.10. Рассеяние на электронах атомов»). Из законов сохранения энергии-импульса следует ограничение на величину η :

$$\eta_{\max} = \frac{2m(\gamma^2 - 1)}{(2\gamma + m/M)m/M + 1}, \quad (3.4.4)$$

Здесь m , M — массы электрона и налетающей частицы. Если $\eta_{\max} < \eta$, то во всех вышеприведенных формулах следует писать η_{\max} вместо η . Соотношение между среднеквадратичным отклонением и средней выделенной энергией меняется в широких пределах. В большинстве аналогичных программ флуктуации потерь энергии на ионизацию не моделируются. Для электромагнитных ливней с энергией выше 100 МэВ такой подход допустим, так как флуктуации выделенной энергии в детекторе в основном определяются разбросом потерь на тормозное излучение, а также флуктуациями в числе заряженных частиц. Так как данная программа написана для моделирования прохождения любых частиц через вещество системы, то для получения правильной картины явления в случае тяжелых частиц необходимо как можно точнее моделировать флуктуации потерь энергии частиц на каждом перемещении.

В настоящее время для моделирования флуктуаций потерь энергии частицы на ионизацию используется нормальное распределение с соответствующими дисперсией и средним (флуктуации ионизационных потерь в тонких газовых слоях, которые не описываются теорией Ландау, моделируются по специальному алгоритму (см. п. 5.2)). Ведется поиск более точных формул, хотя уже в реализованном подходе за счет увеличения времени счета (путем уменьшения величины η) можно получить удовлетворительное согласие между экспериментальным и полученным данной программой распределениями по выделенной в слое вещества энергии от одной релятивистской частицы.

3.5. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

Для моделирования тормозного излучения используются дифференциальные по энергии фотона сечения, в которые включены поправки к борновскому приближению, экспериментальные поправочные множители [14]. В формулы введен фактор, учитывающий процессы на атомных электронах. Эти формулы описывают сечение тормозного излучения в большинстве случаев с точностью 3—5% и перекрывают интервал начальных энергий от 0,01 МэВ до сотен ГэВ.

В зависимости от энергии электрона и параметра экранирования дифференциальное сечение тормозного излучения задается формулами в соответствии с Таблицей 5 из [14] (см. Таблицу 1 данной работы). В таблице верхний предел $T_0 = 500$ МэВ указан на основании сравнения теоретических сечений с имевшимися в момент написания [14] экспериментальными данными. Параметр экранирования определяется как

$$\gamma = \frac{100}{Z^{1/3}} \frac{m \omega_1}{E_0(E_0 - \omega_1)}, \quad (3.5.1)$$

Ниже приводятся перечисленные в таблице сечения, полученные в борновском приближении (т.е. при $2\pi Z/137\beta_0$, $2\pi Z/137\beta_1 \ll 1$), с учетом поправок, делающих их применимыми практически при любых E_0 , E_1 и Z . В этом параграфе используются следующие обозначения:

- E_0 , P_0 — энергия и импульс начального электрона;
 - T_0 — кинетическая энергия начального электрона;
 - m — масса электрона;
 - E_1 , P_1 — энергия и импульс электрона после излучения;
 - $\omega_1 = E_0 - E_1$ — энергия тормозного кванта;
 - $\beta_0 = P_0/E_0$;
 - $\beta_1 = P_1/E_1$;
 - $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры;
 - $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона;
 - Z — заряд ядра атома.
- скорость света $c = 1$.

Таблица 1.

Кин. энергия пад. электрона (МэВ)	Формула с поправками	Ограничения	Оценки макс. точности
0,01 — 0,1	$d\sigma_B = f_E \cdot d\sigma_B^1$	$\omega_1 > 0,01 \cdot T_0$	5%
0,1 — 2,0	$d\sigma_B = A f_E \cdot d\sigma_B^2$	$\omega_1 > 0,01 \cdot T_0$	20%
2,0 — 15	$d\sigma_B = A \cdot d\sigma_B^2$ $A \cdot d\sigma_B^3$ $A \cdot d\sigma_B^4$	$\gamma > 15$ $2 < \gamma < 15$ $\gamma < 2$	— 5% 5%
15 — 50	$d\sigma_B = d\sigma_B^2$ $A \cdot d\sigma_B^3$ $A \cdot d\sigma_B^4$	$\gamma > 15$ $2 < \gamma < 15$ $\gamma < 2$	— 3% 3%
50 — 500	$d\sigma_B = d\sigma_B^2$ $d\sigma_B^5$ $d\sigma_B^6$	$\gamma > 15$ $2 < \gamma < 15$ $\gamma < 2$	— 3% 3%

1) Неэкранированное сечение, нерелятивистский случай.

$$d\sigma_B^1 = ar_0^2 Z^2 \frac{16}{3} \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{m^2}{P_0^2} \ln \frac{P_0 + P_1}{P_0 - P_1}, \quad (3.5.2)$$

f_E — кулоновская поправка Элверта к борновскому приближению:

$$f_E = \frac{\beta_0 \{1 - \exp[-2\pi Z/137\beta_0]\}}{\beta_1 \{1 - \exp[-2\pi Z/137\beta_1]\}}, \quad (3.5.3)$$

2) Неэкранированное сечение.

$$d\sigma_B^2 = ar_0^2 Z^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{P_1}{P_0} \left\{ \frac{4}{3} - 2E_0 E_1 \left(\frac{P_1^2 + P_0^2}{P_1^2 P_0^2} \right) + \frac{m^2 \epsilon_0 E_1}{P_0^3} + \frac{m^2 E_0 \epsilon_1}{P_1^3} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 m^2}{P_0 P_1} + L \left[\frac{8E_0 E_1}{3P_0 P_1} + \frac{\omega_1^2 (E_0^2 E_1^2 + P_0^2 P_1^2)}{P_0^3 P_1^3} + \frac{m\omega_1}{2P_0 P_1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\left(\frac{E_0 E_1 + P_0^2}{P_0^3} \right) m\epsilon_0 - \left(\frac{E_0 E_1 + P_1^2}{P_1^3} \right) m\epsilon_1 + \frac{2m\omega_1 E_0 E_1}{P_1^2 P_0^2} \right) \right] \right\};$$

$$L_1 = 2 \ln \left[\frac{E_0 E_1 + P_0 P_1 - m^2}{\omega_1 m} \right], \quad \epsilon_0 = \ln \frac{E_0 + P_0}{E_0 - P_0}, \quad \epsilon_1 = \ln \frac{E_1 + P_1}{E_1 - P_1},$$

A — экспериментальный поправочный множитель к борновскому приближению, даваемый Рис. 23 работы [14]. Фактор A в программе задается таблично.

3) Ультрарелятивистский случай ($E_0, E_1, \omega_1 \gg m$), промежуточное экранирование: $2 < \gamma < 15$:

$$d\sigma_B^3 = 4aZ^2 r_0^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \left[1 + \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_1}{E_0} \right] \left[\ln \frac{2E_0 E_1}{\omega_1 m} - \frac{1}{2} - c(\gamma) \right] \quad (3.5.5)$$

Функция $c(\gamma)$ дается Рис. 2 из [14], в расчетах она задается приближенной формулой:

$$c(\gamma) = \frac{1}{\gamma} (0,51 - 0,11 \ln \gamma) \quad (3.5.6)$$

4) Ультрарелятивистский случай, промежуточное экранирование: $\gamma < 2$:

$$d\sigma_B^4 = 4aZ^2 r_0^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{4} f_1(\gamma) - \frac{1}{3} \ln Z \right] - \frac{2}{3} \frac{E_1}{E_0} \left[\frac{1}{4} f_2(\gamma) - \frac{1}{3} \ln Z \right] \right\}, \quad (3.5.7)$$

Функции $f_1(\gamma), f_2(\gamma)$ даются Рис. 1 из [14]. В программе используются приближенные выражения для этих функций, взятые из [15]:

Функции $f_1(\gamma), f_2(\gamma)$ даются рис. 1 из [14]. В программе используются приближенные выражения для этих функций, взятые из [15]:

$$f_1(\gamma) = 20,867 - 3,242\delta + 0,625\delta^2 \\ f_2(\gamma) = 20,209 - 1,93\delta - 0,086\delta^2 \quad \text{при } \delta \leq 1 \\ f_1(\gamma) = f_2(\gamma) = 21,12 - 4,184 \ln(\delta + 0,952), \quad \delta > 1 \quad (3.5.8)$$

где $\delta = 1,36 \cdot \gamma$.

5) Ультрарелятивистский случай, включена кулоновская поправка, промежуточное экранирование: $2 < \gamma < 15$:

$$d\sigma_B^5 = 4aZ^2 r_0^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \left[1 + \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_1}{E_0} \right] \times \\ \times \left[\ln \frac{2E_0 E_1}{m\omega_1} - \frac{1}{2} - c(\gamma) - f(Z) \right], \quad (3.5.9)$$

$f(Z)$ — кулоновская поправка к борновскому приближению:

$$f(Z) = a^2 (1/(1+a^2) + 0,20206 - 0,0369 \cdot a + 0,0083 \cdot a^2 - 0,002 \cdot a^3), \quad (3.5.10)$$

где $a = aZ$.

6) Ультрарелятивистский случай, включена кулоновская поправка, промежуточное экранирование: $\gamma < 2$:

$$d\sigma_B^6 = 4\alpha Z^2 r_0^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{4} f_1 - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] - \frac{2}{3} \frac{E_1}{E_0} \left[\frac{1}{4} f_2 - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z) \right] \right\}, \quad (3.5.11)$$

$f_1, f_2, f(Z)$ приведены выше.

7) При $\omega/T_0 > 1 - 10^{-5}$ для расчета сечения тормозного излучения используется формула Фано [36]:

$$d\sigma_B^7 = 4\pi\alpha^2 Z^3 r_0^2 \frac{d\omega_1}{\omega_1} \frac{E_0 \beta_0 m}{(E_0 - m)^2} \left\{ \frac{4}{3} + \right. \\ \left. + \frac{E_0(E_0 - 2m)}{m(E_0 + m)} \left[1 - \frac{m^2}{2\beta E_0^2} \ln \frac{1 + \beta_0}{1 - \beta_0} \right] \right\}, \quad (3.5.12)$$

В приведенные выше формулы был введен фактор ζ , учитывающий процессы на атомных электронах. Значения ζ вычислялись линейной интерполяцией между величинами, определенными в [16] для H, N, Pb и равными 1,16, 1,2, 1,27, соответственно. Учет этого фактора состоит в замене в сечениях Z^2 на $Z(Z + \zeta)$.

Дифференциальное сечение процесса расходится при $\omega_1 \rightarrow 0$, поэтому при расчете ливня вводится обрезание по ω_1 (минимальная энергия излучаемого фотона — ω_{1m}). Так как сечение $d\sigma/d\omega_1 \propto 1/\omega_1$, то для выборки энергии фотона разумно использовать плотность $dW/d\omega_1 \propto 1/\omega_1$, откуда получаем

$$\omega_1 = \omega_{1m} \left(\frac{T_0}{\omega_{1m}} \right)^\xi, \quad (3.5.13)$$

где ξ — случайное число, равномерно распределенное от 0 до 1. Далее производится одно бросание для отбраковки по методу Неймана полученного значения ω_1 , при этом используется модифицированная плотность $g = \ln(T_0/\omega_{1m}) \omega_1 d\sigma_B/d\omega_1$ (это частный случай метода, описанного в Приложении 3). Как показали расчеты, независимо от начальной энергии и вещества в качестве мажоранты можно использовать $g_m = 1,03 g(\omega_{1m})$. Коэффициент поглощения при этом вычисляется как $\alpha_B = g_m n$ (n — плотность атомов в 1 см^3 вещества $n = \rho N_0/A$, где N_0 — число Авогадро). Если в результате бросания выбранное значение ω_1 принимается, то считается, что взаимодействие произошло. В противном случае частица движется дальше без взаимодействия. При отбраковке используется мажоранта g_m , соответствующая неизменной (начальной)

энергии электрона, хотя частица уже находится в предполагаемой точке взаимодействия. Этим достигается правильный учет зависимости вероятности излучения от энергии электрона. Такой прием применим ко всем взаимодействиям заряженных частиц, вероятности которых падают с энергией.

Длиновые и пространственные размеры ливня определяются многократным рассеянием заряженных частиц. Поэтому моделирование угла излучения гамма-кванта производится по приближенной плотности вероятности [17]:

$$\frac{dW}{d \cos \theta} = - \frac{m^2}{2(E - P \cos \theta)^2} \quad (3.5.14)$$

Отклонение электрона от своего первоначального направления в программе не учитывается.

3.6. РОЖДЕНИЕ ПАР ФОТОНАМИ

Для моделирования рождения пар используется дифференциальное сечение Бете-Гайтлера [18], в котором учтены поправки к борновскому приближению:

$$d\sigma_p = 4\pi r_0^2 Z(Z + \zeta) \frac{dE_1}{\omega_0} \left\{ \left[\left(\frac{E_1}{\omega_0} \right)^2 + \left(1 - \frac{E_1}{\omega_0} \right) \right] \Phi_3 + \frac{E_1}{\omega_0} \left(1 - \frac{E_1}{\omega_0} \right) \Phi_4 \right\} \quad (3.6.1)$$

здесь ω_0 — энергия начального фотона, E_1 — полная энергия одной из частиц пары. Остальные обозначения, а также функции $f_1(\gamma), f_2(\gamma), c(\gamma), f(Z)$ те же, что и для тормозного излучения. Условия применимости (3.6.1): $\omega_0, E_1, \omega_0 - E_1 \gg m$. Параметр экранирования для этого процесса:

$$\gamma = \frac{100}{Z^{1/3}} \cdot \frac{m\omega_0}{E_1(\omega_0 - E_1)} \quad (3.6.2)$$

В зависимости от параметра экранирования Φ_3 и Φ_4 равны: $\gamma \leq 2$:

$$\Phi_3 = \frac{1}{4} f_1 - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z)(1 - 6/\omega_0) \\ \Phi_4 = \frac{2}{3} \left[\frac{1}{4} f_2 - \frac{1}{3} \ln Z - f(Z)(1 - 6/\omega_0) \right], \quad (3.6.3)$$

$\gamma > 2$:

$$\Phi_3 = \ln \frac{2E_1(\omega_0 - E_1)}{m\omega_0} - 0,5c(\gamma) - f(Z)(1 - 6/\omega_0), \quad (3.6.4)$$

$$\Phi_4 = \frac{2}{3} \Phi_3$$

перед $f(Z)$ введен поправочный множитель $(1 - 6 [МэВ]/\omega_0)$, уменьшающий эту поправку при низких энергиях [19].

Численные расчеты показали, что при любых энергиях и для любых веществ в качестве мажоранты при моделировании процесса можно использовать $g_m = 1,7 \cdot (\omega_0 - 2m) (d\sigma_p/dE_1)$ при $E_1/\omega_0 = 0,5$. Коэффициент поглощения при этом равен $\alpha = ng_m$.

Угловое распределение для одной из частиц пары моделируется по той же формуле, что и для тормозного излучения. Угол вылета другой частицы пары тот же самый, но в азимутальной проекции скорости направлены в противоположные стороны.

3.7. АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ НА ЛЕТУ

Дифференциальное сечение аннигиляции в С.Ц.М. определяется выражением [20]:

$$d\sigma_a = 4\pi Zr_0^2 \frac{\sin \theta d\theta}{2\beta} \left(\frac{m}{E_+} \right)^2 \left[\frac{1 + \beta^2 + \beta^2 \sin^2 \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} - \frac{2\beta^4 \sin^4 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \right], \quad (3.7.1)$$

где E_+ — полная энергия позитрона; θ — угол вылета одного из фотонов по отношению к направлению движения позитрона.

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{(E_+/m)^2 - 1}} \left(\frac{E_+}{m} + 1 - \frac{1}{v} \right), \quad (3.7.2)$$

$\omega_1 = (E_+ + m)v$ — энергия этого фотона, а

$$\beta = \sqrt{(E_+ - m)/(E_+ + m)}, \quad (3.7.3)$$

Величина полного сечения равна [20]:

$$\sigma_a = \pi Zr_0^2 \frac{1}{1 + \gamma} \left\{ \frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right\}, \quad (3.7.4)$$

где $\gamma = E_+/m$. Дифференциальное сечение аннигиляции для выборки энергии фотонов представляется в виде [21]:

$$f(v) = \left\{ \alpha_1 \left[\frac{1}{\alpha_1} \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{1-v} \right) \right] + \alpha_2 \left[\frac{1}{\alpha_2} \left(\frac{1}{v^2} + \frac{1}{(1-v)^2} \right) \right] \right\} \frac{g(\beta, v)}{g(\beta)}, \quad (3.7.5)$$

где

$$g(\beta, v) = g(\beta) - (2v - 1)^2 [1 - \beta^2 + 1/2(2v - 1)^2],$$

$$g(\beta) = 1/2 + \beta^2(1 - \beta^2), \quad (3.7.6)$$

$$\alpha_1 = 2 \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}, \quad \alpha_2 = \frac{8\beta}{1 - \beta^2},$$

область изменения v :

$$\frac{1 - \beta}{2} < v < \frac{1 + \beta}{2} \quad (3.7.7)$$

Для аннигиляции позитронов, комптон-эффекта, а также фото-эффекта коэффициент поглощения вычисляется как $n\sigma$, где n — число атомов в 1 см^3 вещества, а σ — полное сечение соответствующего процесса.

Если при моделировании происходит какой-либо из этих процессов, то розыгрыш всегда производится до получения конечных продуктов. При этом используется метод, являющийся сочетанием прямой выборки и выборки по методу Неймана (см. Приложение 3).

Процедура выборки v по сложной функции распределения (ФР) $f(v)$ (3.7.5) сводится к прямой выборке ее по простым ФР, заключенным в квадратные скобки, пропорционально весам α_1 и α_2 и отбраковке полученных значений v по функции $g(\beta, v)/g(\beta)$, при помощи метода Неймана.

3.8. КОМПТОН-ЭФФЕКТ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния в системе покоя начального электрона описывается формулой [22]:

$$d\sigma_c = \pi z r_0^2 \frac{m}{\omega_0} d\omega_1 \left\{ \frac{\omega_1}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega_1} - 2 \left(\frac{m}{\omega_1} - \frac{m}{\omega_0} \right) + \left(\frac{m}{\omega_1} - \frac{m}{\omega_0} \right)^2 \right\}, \quad (3.8.1)$$

которая дает сечение излучения фотона с энергией ω_1 при рассеянии на электронах атома фотона с энергией ω_0 .

Угол θ_ω вылета вторичного фотона однозначно связан с энергией и определяется выражением:

$$m(1 - \varepsilon) = \varepsilon \omega_0 (1 - \cos \theta_\omega), \quad (3.8.2)$$

где $\varepsilon = \omega_1/\omega_0$ — доля энергии, уносимая вторичным фотоном.

Угол вылета электрона по отношению к направлению движения первичного фотона вычисляется по формуле:

$$\operatorname{tg} \theta_e = \frac{m}{m + \omega_0} \operatorname{ctg} \frac{\theta_\omega}{2} \quad (3.8.3)$$

Полное сечение комптон-эффекта равно [20]

$$\sigma_c = \pi z r_0^2 \frac{1}{\gamma} \left\{ \left[1 - \frac{2(\gamma+1)}{\gamma^2} \right] \ln(1+2\gamma) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2(2\gamma+1)^2} \right\} \quad (3.8.4)$$

где $\gamma = \omega_0/m$.

Для моделирования процесса комптоновского рассеяния используется алгоритм Кана [23]. Отбрасывая несущественный множитель, (3.8.1) можно записать в виде:

$$f = \alpha_1 g_1(v) h_1(v) + \alpha_2 g_2(v) h_2(v), \quad (3.8.5)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\lambda+2}{9\lambda+2}, \quad \alpha_2 = \frac{8\lambda}{9\lambda+2},$$

$$g_1 = \lambda/2, \quad g_2 = \frac{\lambda+2}{2v^2}$$

$$h_1 = 4 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v^2} \right), \quad h_2 = 0,5 \left[(1 - \lambda v + \lambda)^2 + \frac{1}{v} \right],$$

$$\lambda = m/\omega_0, \quad v = \omega_0/\omega_1,$$

Как и при моделировании аннигиляции, выборка v по $f(v)$ сводится к выборке v по простым ФР g_1 и g_2 (пропорционально весам α_1 и α_2) и отбраковке выбранных значений при помощи метода Неймана, при этом используются функции h_1 и h_2 . Этот алгоритм весьма эффективен при $\lambda \gg 1$ (среднее число случайных точек $\approx 1,7$ для выборки одной величины v), что делает его особенно привлекательным для использования при расчетах ливней.

3.9. ФОТОЭФФЕКТ НА ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧКАХ АТОМОВ

Полное сечение фотоэффекта вычисляется с помощью аппроксимации таблиц Гродштейна [24], предложенной в [25]:

$$\ln \sigma_{ph} = A_0 + A_1 q + A_2 q^2 + A_3 q^3 + A_4 q^4 + A_5 q^5, \quad (3.9.1)$$

где $q = \ln(\omega_0)$, ω_0 — энергия падающего фотона в кэВ.

Сечение σ_{ph} дается в барнах на атом элемента. Значения коэффициентов A_i (для ряда веществ от углерода до урана), полученные в [25], приведены в Приложении 4 (Таблица 8). Для веществ, которых нет в таблице, сечения вычислялись при помощи линейной интерполяции.

Таблицы Гродштейна имеют ошибку 5—15%. Формула (3.9.1) согласуется с этими таблицами в большинстве случаев с точностью лучше 2%. Область энергий фотонов, для которой получена подгонка, равна 10—150 кэВ для легких веществ и от 10—30 кэВ до 1 МэВ — для тяжелых. При больших энергиях сечение фотоэффекта вычисляется по ультрарелятивистской формуле Заутера [26, 27] с поправками

$$\sigma_{ph} = 2\pi Z^5 \alpha^4 r_0^2 \frac{(\lambda^2 - 1)^{3/2}}{(\lambda - 1)^5} \left\{ \frac{4}{3} + \frac{\lambda(\lambda - 2)}{\lambda + 1} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{1}{2\lambda(\lambda^2 - 1)^{1/2}} \ln \frac{\lambda + \sqrt{\lambda^2 - 1}}{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - 1}} \right] \right\} \cdot 1,2S, \quad (3.9.2)$$

где $\lambda = (m + \omega_0)/m$. Формула Заутера дает значение фотоэлектрического сечения для K -оболочки атома, составляющее около 80% от полного сечения фотоэффекта. Поэтому для получения полного сечения при расчете введен фактор 1.2. Также в формулу был добавлен множитель S , учитывающий поправку на конечные размеры ядра [28]:

$$S = \exp \{ \alpha Z [-\pi + 2\alpha Z (1 - \ln \alpha Z)] \} \quad (3.9.3)$$

С учетом перечисленных поправок сечение фотоэффекта согласуется с точностью в несколько процентов в области сшивки с (3.9.1) для $Z = 40—92$ и с точностью 10—20% при меньших Z .

Энергия образовавшегося электрона равна $E = \omega_0 - I + m$, где I — ионизационный потенциал K -оболочки:

$$I = \frac{m}{2} (\alpha Z)^2 \quad (3.9.4)$$

в расчетах принималось, что направление образовавшегося электрона совпадает с направлением родившего его γ -кванта, если Лоренц-фактор последнего > 20 . В противном случае для моделирования угла вылета электрона от направления движения фотона используются функции распределения (для электронов K -оболочки):

При $\gamma, \beta \sim 1$ [26]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^3} \left\{ \frac{1}{1 - \beta \cos \theta} - \frac{[1 - (1 - \beta^2)^{1/2}]}{2(1 - \beta^2)} + \frac{[1 - (1 - \beta^2)^{1/2}]^2}{2(1 - \beta^2)^{3/2}} \right\} \quad (3.9.5)$$

и при $\gamma \ll 1$ [29]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \gamma/2 - \beta \cos \theta)^4}, \quad (3.9.6)$$

где $\gamma = \omega_0/m$, $\beta = v_e/c$, v_e — скорость электрона.

В качестве границы перехода от одного распределения к другому выбрано $\gamma = 0,5$.

Распределение по азимутальному углу считалось однородным.

3.10. РАССЕЙНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ЭЛЕКТРОНАХ АТОМОВ

Расcеяние заряженных частиц на электронах атомов может сопровождаться передачей значительной энергии электрону отдачи (образование δ -электронов). В этом процессе существенный вклад в общую картину ливня дают энергичные δ -электроны, которые имеют макроскопические пробеги. Кинетическая энергия вторичных электронов много больше энергии связи с атомом, поэтому все сечения взяты в приближении свободных электронов [26]:

для рассеяния электронов на электронах:

$$d\sigma = 2\pi r_0^2 \frac{d\Delta}{\Delta^2} F_1(\Delta) \quad (3.10.1)$$

$$F_1(\Delta) = \frac{1}{\gamma^2 - 1} \left\{ \frac{(\gamma - 1)^2 \gamma^2}{(\gamma - 1 - \Delta)^2} - \frac{2\gamma^2 + 2\gamma - 1}{\gamma - 1 - \Delta} \Delta + \Delta^2 \right\},$$

для рассеяния позитронов на электронах:

$$d\sigma = 2\pi r_0^2 \frac{d\Delta}{\Delta^2} F_2(\Delta) \quad (3.10.2)$$

$$F_2(\Delta) = \frac{1}{\gamma^2 - 1} \left\{ \gamma^2 - \frac{2\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma + 1} \Delta + \frac{3\gamma^2 + 6\gamma + 4}{(\gamma + 1)^2} \Delta^2 - \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)^2} \Delta^3 + \frac{1}{(\gamma + 1)^2} \Delta^4 \right\},$$

для рассеяния тяжелых частиц на электронах (использовалось сечение рассеяния мюонов):

$$d\sigma = 2\pi r_0^2 \frac{d\Delta}{\Delta^2} F_3(\Delta) \quad (3.10.3)$$

$$F_3(\Delta) = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \left\{ 1 - \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \cdot \frac{\Delta}{\Delta_{\max}} + \frac{m^2}{2E^2} \Delta^2 \right\}$$

где Δ — отношение кинетической энергии электрона отдачи к массе электрона; $\gamma = E/M$; $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см.

Несмотря на то, что все эти сечения интегрируются аналитически, здесь применен метод, в котором используется только дифференциальное сечение (см. Приложение 2).

Нижняя граница интервала изменения Δ для всех трех случаев (3.10.1—3.10.3) одинакова и равна $\Delta_{\min} = \eta/m$, где η — максимальная энергия возбуждения вторичных частиц в процессе непрерывных ионизационных потерь. Верхняя граница определяется кинематикой и равна

$$\Delta_{\max} = \begin{cases} (\gamma - 1)/2 & \text{для электронов} \\ \gamma - 1 & \text{для позитронов} \\ \eta_{\max}/m & \text{для тяжелых частиц} \end{cases} \quad (3.10.4)$$

Для повышения эффективности моделирования делаем замену переменных

$$\Delta = \frac{\Delta_{\min}}{1 - (1 - \Delta_{\min}/\Delta_{\max})t}, \quad 0 < t < 1, \quad (3.10.5)$$

Тогда коэффициент поглощения на единицу длины (см) запишется в виде

$$\alpha_i = 0,3005 \frac{Z_0}{\Delta_{\min} A} \left[1 - \left(\frac{\Delta_{\min}}{\Delta_{\max}} \right)_i \right] F_{i\max}, \quad (3.10.6)$$

где $F_{i\max}$ — максимумы функций F_1 , F_2 , F_3 , причем $F_{1\max} = F_1((\gamma - 1)/2)$, $F_{2\max} = F_2(0)$, $F_{3\max} = F_3(0)$. Этот коэффициент поглощения завышен по сравнению с точным интегралом сечения.

Полная энергия электрона отдачи равна $m(1 + \Delta)$, полная энергия рассеянной частицы равна $E - m\Delta$, угол θ_p рассеянной частицы относительно первоначального направления определяется

из соотношения

$$\cos \theta_p = \frac{E^2 - M^2 - m\Delta(E + m)}{\sqrt{(E^2 - M^2)[E^2 - M^2 - m\Delta(2E - m\Delta)]}}, \quad (3.10.7)$$

а угол вылета электрона отдачи из соотношения

$$\cos \theta_e = \Delta \frac{E + m}{\sqrt{E^2 - M^2} \sqrt{\Delta(2 + \Delta)}} \quad (3.10.8)$$

3.11. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Моделирование ядерных взаимодействий частиц с веществом детектора в программе UNIMOD выполняется при помощи комплекта подпрограмм ядерных взаимодействий (NUCRIN), разработанного в университете им. К. Маркса г. Лейпцига [30].

В NUCRIN рассматриваются ядерные взаимодействия следующих адронов $p, \bar{p}, n, \bar{n}, \pi^+, \pi^-, \pi^0, K^+, K^-, K_0, \bar{K}_0$. Модель, заложенная в NUCRIN, позволяет рассчитывать характеристики ядерных взаимодействий в интервале импульсов частиц $0,1 < P_{lab} < 4$ ГэВ/с. Расчеты по программе [30] удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и с расчетами по известной программе MECC-7 [31]. Достоинством NUCRIN является то что она позволяет рассчитывать до 2000 событий за 1 минуту на ЭВМ ЕС 1060, что примерно в 200 раз превышает возможности MECC-7. Кроме того, для программы требуется относительно небольшой объем памяти—около 100 килобайт, что в 5 раз меньше, чем для MECC-7.

При моделировании прохождения адронов через вещество NUCRIN рассчитывает коэффициент поглощения адронов в веществе и моделирует события адрон-ядерных взаимодействий.

Вторичные частицы (нуклоны, другие заряженные и нейтральные адроны) генерируются в результате развития в ядре внутриядерного каскада и за счет прямых столкновений налетающих адронов с нуклонами ядра. Для выполнения энергетического баланса в NUCRIN учтены вторичные адроны низких энергий, возбуждение ядра и испарительные частицы. В моделировании ядерных взаимодействий используются экспериментальные данные по адрон-ядерным и адрон-нуклонным взаимодействиям [32]. При генерации события ядерного взаимодействия точно сохраняется энергия, заряд, барионное число и странность.

За дальнейшими деталями мы отсылаем читателей к [30] и цитированной там литературе.

3.12. РАСПАДЫ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

а) μ^\pm -мезоны

Единственная мода распада—это $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\mu$. Для распада неполяризованного мюона квадрат матричного элемента, просуммированный по поляризациям конечных частиц, имеет вид [33]

$$|M|^2 \sim (qk_2)(k_1k_3), \quad (3.12.1)$$

где q, k_1, k_2, k_3 —4-импульсы μ -мезона, электрона и двух нейтрино, соответственно.

б) π -мезоны

Двухчастичные распады ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$) изотропны и разыгрываются согласно (2.3.3) с $|M|^2 = 1$.

Для моды $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ простейшее феноменологическое выражение для матричного элемента имеет вид

$$|M|^2 \sim \frac{F(x)}{s^2} [2m_\pi^2(kq)^2 + s(kp_-)^2 + s(kp_+)^2], \quad (3.12.2)$$

где q, k, p_\pm —4-импульсы π^0, γ, e^\pm , соответственно; $s = (p_+ + p_-)^2$, а формфактор согласно последним экспериментальным данным [2] равен

$$F(x) = 1 + ax, \quad x = \frac{s}{M_{\pi^0}^2}, \quad a = 0,05 \pm 0,03 \quad (3.12.3)$$

в) K -мезоны

Двухчастичные распады ($K_S \rightarrow \pi^+\pi^-, K_S \rightarrow 2\pi^0, K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0, K^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu$) изотропны и разыгрываются согласно (2.3.3) с $|M|^2 = 1$.

Для распадов $K \rightarrow 3\pi$ отклонение диаграммы Далица от равномерности принято параметризовать следующим образом [2]:

$$|M|^2 \sim 1 + g \frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} + h \left(\frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 + k \left(\frac{s_2 - s_1}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 \quad (3.12.4)$$

где g, h, k —безразмерные параметры наклона;

$$s_i = (p_K - p_i)^2 = (m_K - m_i)^2 - 2m_K T_i, \quad i = 1, 2, 3;$$

$$s_0 = \frac{1}{3} \Sigma s_i = \frac{1}{3} (m_K^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2);$$

p_i —4-вектор; m_i —масса; T_i —кинетическая энергия i -го π -мезона.

В таблице ниже приведены использованные нами табличные значения параметров наклона из [2].

Т а б л и ц а 2
Параметры наклона для распадов К-мезонов.

распад	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^+ \pi^-$	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0 \pi^0$	$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$K_L \rightarrow 3\pi^0$
g	-0,216	0,607	0,670	0,
h	0,011	0,034	0,079	0,
k	-0,009	0,	0,010	0,

Для полуплептонных распадов, предполагая, что вклад дает лишь векторный ток, можно записать матричный элемент в виде

$$M \sim f_+(t)[(p_K + p_{\pi})_{\mu} \bar{u} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) u_{\nu}] + f_-(t)[m_l \bar{u} (1 + \gamma_5) u_{\nu}] \quad (3.12.5)$$

где $p_{K,\pi}$ —4-импульсы K и π -мезона; m_l —масса лептона; f_+ , f_- —безразмерные формфакторы, зависящие лишь от $t = (p_K - p_{\pi})^2$. В предположении линейной зависимости f_{\pm} от t запишем их в виде

$$f_{\pm}(t) = f_{\pm}(0) [1 + \lambda_{\pm} (t/m_{\pi}^2)]$$

В K_{e3} -распадах член с f_- пропорционален m_e^2 и его вкладом можно пренебречь. Данные по $K_{\mu 3}$ -распадам указывают на постоянство f_- , т.е. $\lambda = 0$. Тогда для полного описания $K_{\mu 3}$ распада достаточно двух параметров: λ_+ и $\xi = f_-(0)/f_+(0)$. Из экспериментальных данных $\lambda_+ = 0,03$ для всех K_{e3} и $K_{\mu 3}$ -распадов, $\xi = -0,45$ для распадов K^{\pm} и $-0,17$ для распадов K_L .

Заметим также, что мы пренебрегаем СР-нарушением в распаде $K_L \rightarrow \pi l \nu$, т.е. с равной вероятностью моделируются $\pi^+ l^- \nu$ и $\pi^- l^+ \nu$ конечные состояния.

г) η^0 -мезон

Распад $\eta^0 \rightarrow \gamma \gamma$ изотропен и моделируется согласно (2.3.3) с $|M|^2 = 1$. При розыгрыше распадов $\eta^0 \rightarrow 3\pi$ можно пренебречь неравномерностью диаграммы Далица для моды $\eta^0 \rightarrow 3\pi^0$ [34], а для моды $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ запишем следующее выражение для квадрата матричного элемента, опираясь на результаты эксперимента [35]:

$$|M|^2 = 1 - 1,08 y,$$

где $y = 3T_0/Q - 1$, $Q = m_{\eta} - 3m_{\pi}$, T_0 —кинетическая энергия π^0 -мезона.

Для моды распада $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ простейшее феноменологическое выражение для матричного элемента имеет вид

$$M \sim f(s) \varepsilon_{\mu\nu\sigma\tau} e_{\nu}^{\mu} p_{\gamma}^{\nu} p_{+}^{\sigma} p_{-}^{\tau}, \quad (3.12.6)$$

где p_{\pm} —4-импульсы π -мезонов; p_{γ} , e_{γ} —4-импульс и вектор поляризации фотона. Формфактор $f(s)$, соответствующий взаимодействию π -мезонов в конечном состоянии, согласно экспериментальным данным хорошо описывается моделью векторной доминантности, т. е.

$$f(s) = M_{\rho}^2 / (s - M_{\rho}^2), \quad (3.12.7)$$

где M_{ρ} —масса ρ -мезона;

$$s = (p_+ + p_-)^2$$

Для моды $\eta^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ использовалось такое же выражение для матричного элемента, что и в случае $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ с формфактором $f(s) = 1$.

д) нейтрон, антинейтрон

Матричный элемент распада $\eta \rightarrow p e^- \nu_e$ после суммирования по поляризациям протона и усреднения по поляризациям нейтрона имеет вид [33]

$$|M|^2 \sim E_e E_{\nu} + \vec{p}_e \vec{p}_{\nu} + \alpha^2 (3E_e E_{\nu} - \vec{p}_e \vec{p}_{\nu}), \quad (3.12.8)$$

где E_e , \vec{p}_e , E_{ν} , \vec{p}_{ν} —энергия и 3-импульс электрона и нейтрино, соответственно, а параметр α принимался равным 1,25 согласно экспериментальным данным [2].

е) η' -мезон

Распад $\eta' \rightarrow \gamma \gamma$ изотропен и моделируется согласно (2.3.3) с $|M|^2 = 1$.

При розыгрыше распадов $\eta' \rightarrow 3\pi$ можно пренебречь неравномерностью диаграммы Далица, так что используется (2.3.3) с $|M|^2 = 1$.

Для моды распада $\eta' \rightarrow \rho \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ простейшее феноменологическое выражение для матричного элемента дает

$$M \sim \varepsilon_{\mu\nu\sigma\tau} e_{\rho}^{\mu} e_{\gamma}^{\nu} p_{\rho}^{\sigma} p_{\gamma}^{\tau}, \quad (3.12.9)$$

где p_{ρ} , e_{ρ} , p_{γ} , e_{γ} —4-импульсы и поляризации ρ -мезона и γ -кванта, Для моды распада $\eta' \rightarrow \omega \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma$ имеем аналогично:

$$M \sim \epsilon_{\mu\nu\sigma\tau} e_{\omega}^{\mu} e_{\gamma}^{\nu} p_{\omega}^{\sigma} p_{\gamma}^{\tau}$$

где p_{ω} , e_{ω} , p_{γ} , e_{γ} — 4-импульсы и поляризации ω -мезона и γ -кванта.

ж) гипероны

Так как основные моды распада всех гиперонов двухчастичные, для их моделирования используется (2.3.3) с $|M|^2 = 1$.

з) τ -лептон

Вопросы моделирования распадов τ -лептона с учетом поляризации участвующих частиц подробно обсуждаются в работе *).

и) нестабильные частицы, в состав которых входят c и b кварки, могут появиться только в результате фрагментации кварково-глюонных струй. Используемые программы генерации струй содержат внутри себя программы моделирования соответствующих распадов [6, 7].

3.13 РАСПАДЫ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОСТАНОВИВШИХСЯ ЧАСТИЦ

Электроны и протоны, остановившиеся в результате ионизационных потерь энергии, из моделирования исключаются. Если энергия позитрона становится меньше пороговой, то считается, что позитрон проаннигилировал в покое и его энергия, а также еще масса электрона, выделились в том блоке, где он остановился.

Положительно заряженные мезоны и гипероны не могут взаимодействовать с ядрами атомов и распадаются в покое, поэтому для них моделируется лишь время жизни. Если оно меньше времени чувствительности детектора, то моделируется распад частицы.

Отрицательно заряженные мезоны, потеряв кинетическую энергию, захватываются атомами поглотителя и за время порядка 10^{-13} с [37, 38] перемещаются по мезоатомным уровням к ядру и поглощаются им. Ядерное взаимодействие моделируется с помощью программы NUCRIN [30]. Частицы, родившиеся в результате такого взаимодействия заносятся в буфер ожидания.

Особенность моделирования μ^- состоит в том, что время жизни мезоатома сравнимо с собственным временем жизни мюона. Поэтому, для остановившегося μ^- либо разыгрывается распад, либо μ^- исключается из моделирования, так как при μ -захвате большую часть энергии уносит нейтрино. Зависимость вероятности μ -захвата от заряда ядра затабулирована согласно [39, 40].

*) Ю. И. Сковпень. Будет опубликовано.

3.14 МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ СО СЛОЖНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ

Многие элементы детекторов неоднородны по атомному составу, некоторые элементы детекторов представляют собой набор тонких слоев вещества, изготовленных из различных материалов. Для упрощения задания такого детектора и, соответственно, для ускорения работы программы моделирования, удобно такой элемент рассматривать как однородный с некоторой эффективной плотностью и эффективными атомными параметрами. Для адекватного моделирования процессов взаимодействия частиц с веществом, необходимо потребовать, чтобы ионизационные потери, а также сечения радиационных и ядерных процессов в таком эффективном поглотителе равнялись сумме соответствующих величин в отдельных веществах. Такие требования приводят к следующим выражениям для эффективных параметров:

$$Q_{эфф} = s_4 \sqrt{s_3 s_4} / s_1 L,$$

$$A_{эфф} = s_3 s_4 \sqrt{s_3 s_4} / s_1^2,$$

$$Z_{эфф} = s_3 / s_1,$$

$$\ln I_{эфф} = s_2 / s_1, \quad (3.14.1)$$

$$s_1 = \sum_i Q_i Z_i L_i / A_i,$$

$$s_2 = \sum_i Q_i Z_i \ln I_i \cdot L_i / A_i,$$

$$s_3 = \sum_i Q_i Z_i^2 L_i / A_i,$$

$$s_4 = \sum_i Q_i L_i / A_i^{1/3}$$

где L — толщина эффективного поглотителя;

L_i — толщина i -го вещества,

A_i — атомный вес i -го вещества,

Z_i — заряд ядра i -го вещества,

I_i — потенциал ионизации i -го вещества.

Q_i — плотность ($\text{г}/\text{см}^3$) i -го вещества.

Следует обратить внимание на то, что толщина эффективного поглотителя может быть произвольной, что позволяет выбрать ее из соображений удобства и максимальной скорости работы геометрических подпрограмм.

Особенно полезной данная методика оказалась для моделирования взаимодействия частиц с детектором НД [41]. Основным элементом детектора—кристаллы йодистого натрия, т.е. вещество, состоящее из атомов двух сортов. Специальная проверка показала, что результаты моделирования взаимодействия частиц (мюонов, электронов и фотонов), полученные с помощью эффективного поглотителя неотличимы от результатов, полученных в детекторе, представляющем собой чередующиеся слои натрия и йода.

Таким образом, с помощью эффективного поглотителя адекватно моделируется вероятность взаимодействия частицы в некотором слое сложного вещества. Однако, для моделирования продуктов взаимодействия важно знать, с каким конкретно ядром из смеси столкнулась частица. Особенно важно это в случае смеси атомов, сильно отличающихся по атомному номеру. Поэтому при моделировании ядерного взаимодействия в йодистом натрии перед началом розыгрыша продуктов взаимодействия определяется, с каким атомом происходит взаимодействие. Вероятности взаимодействия на лету или захвата медленных отрицательно заряженных мезонов в натрии и йоде затабулированы.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Основной принцип, заложенный в алгоритм геометрического анализа в магнитном варианте программы, тот же самый, что и в немагнитном варианте, т.е. для ускорения анализа блоки вещества детектора помещаются внутрь квадрантов и проверка пересечения траектории частицы с блоками проводится внутри квадранта.

К этому описанию в магнитном варианте добавлено описание магнитного поля детектора в виде набора областей с однородным полем, называемых отсеками магнитного поля, и магнитных линз.

Геометрический анализ в магнитном варианте осуществляется следующим образом. Перед определением очередного перемещения частицы вырабатываются 2 основных геометрических параметра: s_1 , s_2 .

s_1 —характеризует крупномасштабное описание поля в окрестности точки, где находится частица. Это расстояние до границы, на которой поле меняется скачкообразно (т.е. до границы отсека или линзы).

s_2 —линейный размер пространства, где поле с достаточной точностью можно считать однородным.

Далее определяется расстояние, на которое нужно переместить частицу. Этот анализ в области мелкомасштабного описания проводится по аналитическим формулам. Это возможно, так как для магнитного варианта используются простые геометрические фигуры: прямоугольный параллелепипед и прямая призма. Предельные случаи $r \ll dl$ и $r \gg dl$ (r —ларморовский радиус, dl —расстояние между объектами) рассматриваются отдельно. В первом из этих случаев рассматривается движение вдоль силовой линии поля, во втором—движение в нулевом поле (сюда же относится движение незаряженных частиц).

Затем, если нужно (в случае, когда частица движется в пустоте), полученный путь подправляется так, чтобы частица вышла на границу блока, отсека, магнитной линзы, координатной камеры.

Если заряженная частица находится внутри блока вещества и если при определении перемещения (с учетом пробега до точки взаимодействия) она не вышла на границу блока, то перемещение ограничивается, как и в немагнитном варианте, некоторой максимальной величиной для более точного учета процессов многократного рассеяния и ионизационных потерь.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ ДЕТЕКТИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ НА ПРОХОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ НИХ

После моделирования какого-либо процесса взаимодействия электрона и позитрона и прохождения рожденных частиц через детектор программа UNIMOD должна дать возможность получить эффективность регистрации этого процесса данным детектором.

В эксперименте может быть использован достаточно сложный триггер, а при последующей обработке «off-line»—многочисленные условия отбора событий. Получение эффективности регистрации при этом становится возможным, если при моделировании каждого события моделируется и реакция чувствительных элементов детектора на прохождение частиц через них.

В настоящее время в программе моделируются сцинтилляционные и черенковские счетчики, пропорциональные и искровые камеры. Так как на основании информации о срабатывании каждого элемента детектора необходимо в точном соответствии с экспериментальной схемой запуска, принять решение, произошел ли запуск детектора или нет, то очевидно, что требуется моделировать также работу каждого логического элемента схемы запуска.

5.1. МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ В СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ СЧЕТЧИКЕ

В первом приближении амплитуда в сцинтилляционном счетчике пропорциональна суммарным ионизационным потерям частиц, попавших в этот счетчик. В программе имеется общий блок, в котором для каждого блока вещества, объявленного сцинтилляционным счетчиком, суммируются ионизационные потери частиц, пересекающих счетчик. Здесь же хранится время в наносекундах, прошедшее от начала розыгрыша события до попадания первой частицы в счетчик.

Для тяжелых медленных частиц плотность ионизации может оказаться настолько большой, что необходимо учитывать нелинейность световыходов. Для приближенного учета этого эффекта были использованы результаты работы [42], однако ввиду отсутствия хороших экспериментальных данных для разных типов сцинтилляторов, учет нелинейности световыходов в программе производится одинаково для любых типов органических сцинтилляторов. Перед занесением в общий блок амплитуд ионизационные потери в счетчике делятся на коэффициент K :

$$\begin{aligned} K &= 6, \quad \text{при } \beta < 0,01 \\ K &= 0,985 + 0,00107 \cdot (1/\beta^2) [9,68 + \ln(\beta^2/(1-\beta^2))], \\ &\quad \text{при } 0,01 < \beta < 0,884 \\ K &= 1, \quad \text{при } \beta > 0,884 \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

По желанию эта процедура может отключаться.

5.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСА В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

В программе моделирования UNIMOD используется подход, позволяющий по теоретическим расчетам энергии, теряемой заряженной частицей, приближенно моделировать выделяемую в тонком детектирующем слое энергию, которая и представляет интерес с экспериментальной точки зрения.

Следует сказать, что теория Ландау [13] для флуктуаций ионизационных потерь заряженных частиц в тонких слоях вещества неприменима к тонким газовым слоям. Дело в том, что для тонких газовых слоев (≈ 10 см при нормальных условиях) потери с передачей ϵ (характерная энергия связи электронов в атоме газа) дают вклад в флуктуации того же порядка, что и учтенные в фун-

кции распределения (ФР) Ландау столкновения с большими передачами энергии [44]. Функции распределения флуктуаций ионизационных потерь для тонких газовых слоев были получены сравнительно недавно [43, 44].

Полученные в теоретических расчетах ФР по теряемой в зазоре энергии отличаются от ФР по выделенной энергии, так как не вся потерянная в газовом слое энергия выделяется в нем в виде ионизации.

Согласно [45] основная утечка связана с тем, что первичные δ -электроны высокой энергии выходят из объема. Эта утечка тем больше, чем тоньше зазор. Иными словами, в ограниченном стенками газовом зазоре «не видно» больших флуктуаций ионизации от столкновений с большими передачами энергии. Так как средние и вероятные потери в слое Ar толщиной 1 см составляют несколько кэВ, а практический пробег ~ 1 см имеют электроны с энергией в несколько десятков кэВ, то различие между обсуждаемыми ФР должно проявиться далеко на хвосте. Действительно, основная часть ФР [43] хорошо согласуется с экспериментальными данными для газового слоя толщиной 1,5 см, состоящего в основном из Ar (Рис. 5 цитируемой работы). Но в многослойном спектрометре это различие на хвостах между ФР может быть существенно, так как амплитуда в нем равна суммарной ионизации от нескольких десятков или сотен частиц.

Для получения интересующей здесь величины, выделяемой в слое энергии, вводится новый параметр E_{max} — максимальная выделяемая в слое δ -электроном энергия. Какой должна быть величина E_{max} ? Согласно формуле для практического пробега электронов в Ar [45]:

$$R(\text{г/см}^2) = 0,71 E_{kin}^{1,72}(\text{МэВ}), \quad (5.2.1)$$

Отсюда получаем величины R (см) для Ar ($\rho = 0,00178$ г/см³ при норм. усл.), приведенные в таблице 3 для нескольких значений E_{kin} .

Т а б л и ц а 3

E_{kin} (КэВ)	10	20	30	50	100
R (см)	0.14	0.48	0.96	2.3	7.6

Из таблицы 3 видно, что электроны с $E_{kin} \sim 30$ кэВ имеют $r \sim 1$ см. Обычно в спектрометрах используются газовые зазоры толщиной ~ 1 см. В программе используется $E_{max} = 50$ кэВ (для спектрометров с другой толщиной зазора этот параметр другой), чтобы учесть тот факт, что δ -электроны обычно рождаются нормально к вектору скорости первичной частицы и пробег их до попадания в стенку несколько больше 1 см. При моделировании электромагнитных ливней это ограничение на детектируемую энергию всегда работает, если энергия электрона в ливне больше 100 кэВ. Иначе раньше сказывается порог по кинематике ($E_{max} = E_{kin}/2$, для электронов).

Для учета ограниченности выделения энергии при больших флуктуациях используется такое приближение: при образовании в зазоре δ -электрона с энергией $E_{kin} > E_{max}$ считается, что детектируемая энергия $= E_{max}$. При этом, согласно расчетам, ошибка в средней амплитуде $\sim 6\%$.

В изложенном способе моделирования флуктуаций предполагается, что вся передача энергии в отдельных столкновениях при малых передачах ($< E_{max}$) идет в конечном итоге на образование ионизации (т.е. детектируется). На самом деле часть энергии идет на возбуждение атомов. Это может быть существенно при рассмотрении больших флуктуаций. Но так как при передаче больше 50 кэВ эта часть энергии не велика ($< 10\%$), то ошибка мала. При помощи параметра E_{max} можно, после измерения кривых флуктуаций ионизации в зазоре спектрометра, довольно просто ввести в программу экспериментальное обрезание хвоста ФР (если оно не будет соответствовать $E_{max} = 50$ кэВ), подставив соответствующее значение E_{max} .

Моделирование выделяемой энергии выполняется на основании интегральных спектров по числу столкновений с передачей энергии, большей некоторой. Эти спектры ([43], а также частное сообщение В.К. Ермиловой и др.) были рассчитаны на основании данных по фотопоглощению в газах.

При моделировании амплитуды, по длине трека частицы в зазоре l и ее энергии разыгрывается по Пуассону число первичных неупругих столкновений со средним $\langle N \rangle = l(dN/dl)_{\epsilon > 0}$ ($N \sim 30$ при $\gamma = 4$, для 1 см Ar при нормальных условиях). Далее, из числа столкновений с передачей энергии большей некоторой, выбирается потеря в каждом столкновении и определяется суммарная амплитуда (с учетом замены больших передач на E_{max}).

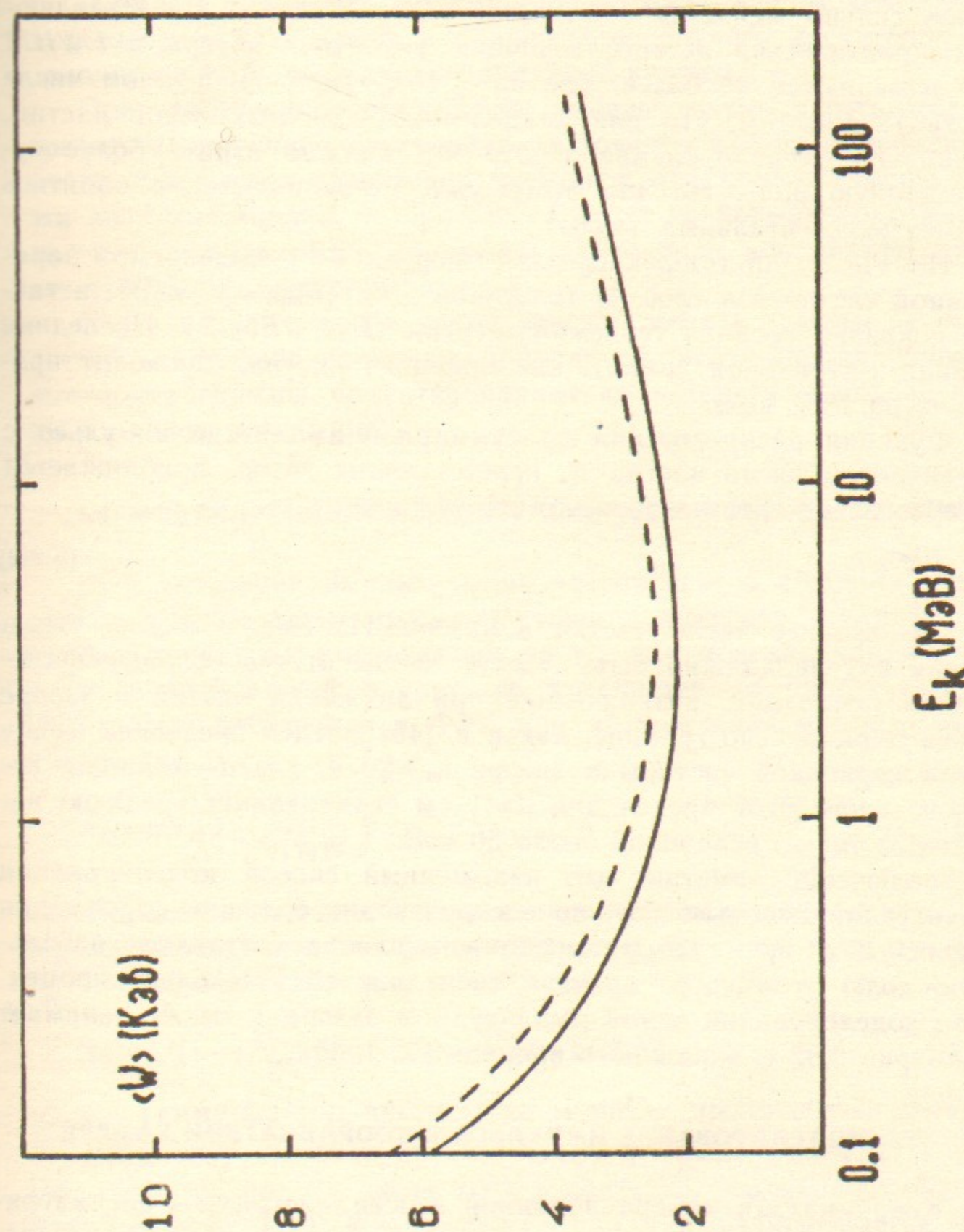


Рис.3. Средняя выделяемая (сплошная кривая) и теряемая энергия (штриховая линия) в слое Ar 1 см.

Исследование влияния обрезания E_{max} на ФР показало, что при изменении обрезания в пределах $E_{max}=20-100$ кэВ и при суммарном числе частиц в зазорах спектрометра $N=10-100$ наиболее сильно меняется σ функции распределения. Представляющие практический интерес величины вероятной потери и $FWHM$ ФР изменяются не более, чем на $<15\%$ (при одинаковом числе частиц). Заметим, что для разделения различных типов частиц, правильное моделирование хвоста ФР должно играть более существенную роль. Но для этого уже, по-видимому, не обойтись без экспериментальных данных.

На Рис.3 дан график средней энергии (\bar{W}) выделяемой заряженной частицей в слое Ar толщиной 1 см ($E_{max}=50$ кэВ), а также показана средняя теряемая энергия ($E_{max}=E_{kin}/2$). Последняя кривая (штриховая линия), как видно из рисунка проходит примерно на 10% выше.

Функция распределения по суммарной амплитуде импульса с увеличением числа частиц N , пересекающих зазор, приближается к гауссовой. Качественно ясно, что условие этого:

$$\bar{N}\bar{W} \gg E_{max}, \quad (5.2.2)$$

где \bar{N} —среднее число частиц в зазоре. Из Рис. 3 видно, что в нашем случае должно быть $N \gg 20$. Чтобы отсечь большие флуктуации ионизации, возникающие при движении частиц в зазоре почти параллельно границе, как и в [45] введен предел на длину трека первичной частицы в зазоре $l_m=20 \cdot d$, где d —толщина газового слоя. Этот предел для $d=1$ см ограничивает среднюю ионизацию также величиной около 50 кэВ.

В заключение заметим, что изложенный способ моделирования флуктуаций довольно хорошо воспроизводит большие флуктуации амплитуд, а время моделирования амплитуд составляет небольшую долю от полного времени счета ливней (несколько процентов; моделирование одной амплитуды в зазоре 1 см Ar занимает примерно 0,02 с. машинного времени ЕС-1060).

5.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСА В КООРДИНАТНОЙ КАМЕРЕ

Координатная камера в данной версии программы рассматривается, как участок идеальной плоскости, ограниченный некоторым прямоугольным контуром. На этом участке плоскости с равным шагом «натянуты» параллельные проволочки, не обязательно параллельные какой-либо стороне контура. При прохождении за-

ряженной частицы через камеру программа должна определить номер (или несколько номеров) проволочки, около которой прошла частица. Эти номера запоминаются в специальном общем блоке. Камеры считаются однокоординатными, для моделирования двухкоординатных камер в большинстве случаев достаточно расположить рядом две однокоординатные камеры.

Пространственное разрешение камеры можно учесть, задавая средне-квадратичное отклонение от точного значения координаты места пересечения траектории частицы с плоскостью камеры. Если эта величина задана, то программа будет по нормальному распределению моделировать случайное отклонение координаты сработавшей проволочки от истинной.

В тех случаях, когда такая простая модель камеры не подходит по каким-либо причинам, приходится писать специализированные подпрограммы, ориентированные на конкретную модель камеры в данном детекторе.

5.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ В ЧЕРЕНКОВСКОМ СЧЕТЧИКЕ

Для генерации амплитуды от черенковского счетчика определяется прежде всего пробег частицы в счетчике. Если на этом пробеге γ частицы уменьшилась до $\gamma_{кр}$, для моделирования амплитуды полный пробег в счетчике заменяется на пробег с $\gamma > \gamma_{кр}$. Число фото-электронов в ФЭУ при прохождении частицы вычисляется как

$$N_{\Phi} = dN_{\gamma} \left(1 - \frac{\beta_{кр}^2 \gamma_{кр}^2}{\gamma_1 \gamma_2 \beta_1^2} \right), \quad (5.4.1)$$

где d —пробег в счетчике с испусканием черенковского света; N_{γ} —среднее количество фото-электронов для 1 см пути при $\beta=1$; $\gamma_{кр}$ —пороговое значение γ для счетчика,

$$\beta_{кр} = 1/(1-1/\gamma_{кр}^2)^{1/2}; \quad \beta_1 = 1/(1-1/\gamma_1^2)^{1/2};$$

γ_1, γ_2 —гамма-фактор частицы до и после прохождения счетчика.

Далее определяется среднее число фотоэлектронов на 1 ФЭУ: $\langle N_{\Phi} \rangle = N_{\Phi}/K$, где K —число ФЭУ в счетчике, вероятность срабатывания одного ФЭУ $W = 1 - \exp(-\langle N_{\Phi} \rangle)$ и разыгрывается число сработавших ФЭУ:

$$N = \sum_{i=1}^K \alpha_i$$

$$a_i = \begin{cases} 0 & \xi_i > W, \\ 1 & \xi_i < W, \end{cases} \quad (5.4.2)$$

ξ_i —различные случайные числа в интервале $[0, 1]$. Величина N и выдается в качестве амплитуды черенковского счетчика.

5.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРИГГЕРА

После формирования амплитуд в регистрирующих устройствах детектора специальная электронная схема (триггер), предназначенная для отбора событий только нужного типа, решает вопрос о запуске системы регистрации. Элементы схемы запуска—электронные блоки—осуществляют операции с логическими импульсами стандартной формы, аналогичные операциям математической логики.

В программе UNIMOD реализованы программные аналоги электронных блоков. Ниже дано их краткое описание.

1. Дискриминатор амплитуд. Для этого блока задаются номера амплитуд (счетчиков и камер) и порог срабатывания. Схема считается сработавшей (на выходе есть импульс), если сумма амплитуд больше порога.
2. Схема совпадений. При задании этого блока перечисляются номера (имена) ранее определенных блоков. Результат равен логическому произведению (на выходе есть импульс только в том случае, когда на все входы поступили сигналы).
3. Отрицание суммы. Определяется аналогично предыдущему блоку. На выходе есть импульс только в том случае, когда на всех входах отсутствуют сигналы.
4. Сумма. Определяется аналогично схемам 2, 3. На выходе есть импульс, если хотя бы на одном входе имеется импульс. Схема соответствует логическому суммированию.
5. Совпадение по времени. Задаются параметры N_{A1} , $пор_1$, N_{A2} , $пор_2$, t_1 , t_2 где N_{A1} , N_{A2} —номера амплитуд (вместе с номерами амплитуд в программе имеются времена их генерации— $time_1$, $time_2$); $пор_1$, $пор_2$ —пороги амплитуд; t_1 , t_2 —ограничение для разности времен амплитуд. Схема считается сработавшей в том случае, если амплитуды N_{A1} , N_{A2} больше соответствующих порогов и разность времен $t = time_1 - time_2$ попадает в интервал $t_1 < t < t_2$. в противном случае считается, что схема не сработала.

6. Дискриминатор проволочек. Задаются пары граничных номеров проволочек. Схема сработала, если номер проволочки попал внутрь хотя бы одной пары граничных значений.
7. Совпадение N схем. определяется аналогично 2, 3, 4 и, кроме того, указывается порог (N) по числу сработавших блоков. Схема считается сработавшей, если количество сработавших блоков больше или равно N .
8. Логическая схема, задаваемая подпрограммой пользователя. Схема зависит от одного входного параметра, который задается в числовом массиве триггера.

Все элементы схемы запуска задаются в числовом массиве, в котором последний описанный блок является запускающим. Если при логическом анализе события на выходе запускающего блока появляется импульс, то считается, что триггер сработал и информация об этом событии записывается на магнитную ленту, в противном случае в программе начинает рассматриваться новое событие.

6. ВВОД НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ВЫВОД РЕЗУЛЬТАТОВ

Большинство начальных данных для программы UNIMOD оформляется в виде числовых массивов, которые хранятся на диске и вводятся с него перед началом счета. Эти массивы следующие:

- 1) режимы счета;
 - 2) геометрическое описание детектора (поглотители и счетчики);
 - 3) описание камер детектора;
 - 4) триггер детектора;
 - 5) массив свойств частиц;
 - 6) массив, описывающий магнитное поле в детекторе.
- В 1-м массиве задаются следующие основные параметры для счета:
- а) максимальное время рассмотрения частиц от начала события;
 - б) максимальное перемещение частиц в веществе;
 - в) минимальные энергии электронов и фотонов в ливнях;
 - г) величина магнитного поля (для магнитного варианта программы);
 - д) строка режимов работы: запись на МЛ, вариант моделирования (магнитный или немагнитный), всевозможные распечатки;

- е) строка режимов, характеризующая включение в моделирование распадов частиц, различных электромагнитных и ядерных процессов;
- ж) блоки веществ детектора, включенные в данный счет;
- з) центр места встречи, размеры области взаимодействия, разброс энергии в пучке.

2-й массив получается после переработки специальной программой исходного массива чисел, задающих геометрическое описание детектора.

3-й массив содержит геометрическое описание проволочных камер.

4-й массив содержит описание триггера детектора, которое осуществляется по определенным правилам.

5-й массив—таблица свойств частиц (см. Приложение 1).

6-й массив—описание магнитного поля детектора, указывается для магнитного варианта программы моделирования.

Кроме того, непосредственно в задании на счет указываются энергия начального пучка, начальное случайное число, процесс первичного моделирования, имя магнитной ленты для записи результатов.

В результате работы программы моделирования на магнитной ленте формируется запись, по своей структуре совершенно идентичная записи экспериментальных событий. По многим причинам полезно иметь для каждого события некоторую дополнительную информацию, полученную при генерации события, например, для отладки программы или для определения отклонения восстановленных параметров события от «истинных». Эта информация может быть также записана на МЛ. Она содержит данные о каждом событии, недоступные в эксперименте, так называемые «истинные» параметры: точку рождения частицы, ее тип, энергию, направление движения, точку гибели и причину (вид взаимодействия). Эти данные записываются на МЛ для всех частиц из нескольких первых поколений.

По окончании счета на АЦПУ печатается некоторая информация о вышеперечисленных основных числовых массивах, использованных для счета, а также следующие основные данные: полное время работы программы; полное количество рассмотренных событий; число событий, вызвавших запуск системы регистрации и записанных на магнитную ленту. Кроме того, распечатывается каталог магнитных лент, с добавленным в него новым файлом.

7. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ПРОГРАММЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И ДРУГИМИ РАСЧЕТАМИ

Расчеты прохождения частиц (лептонов и адронов) через вещество обычно сравниваются в первую очередь с расчетами других авторов. Это объясняется тем, что такие программы реализуют почти один и тот же алгоритм, и формулы, используемые для описания различных процессов, как правило, различаются незначительно. С другой стороны, при сравнении расчета с экспериментом, подчас бывает трудно сопоставить ему адекватное теоретическое описание явления, т.е. то описание, которое реализуется в программах моделирования. Поэтому в случае обнаружения расхождения между экспериментом и расчетами на ЭВМ задача объяснения этого расхождения часто оказывается нетривиальной.

Нами была проведена серия расчетов для сравнения моделирования электромагнитных ливней по данной программе с другими данными, как расчетными, так и экспериментальными. Результаты сравнения приведены ниже.

1. В таблице 4 приведены результаты расчетов по предыдущей версии программы моделирования [1], по данной программе и данные измерений [46] выделения энергии в цилиндрическом блоке олова. Так как в эксперименте использовался широкий электронный пучок с размером ~ 5 мм и негауссовыми хвостами, то для сравнения были взяты данные по продольному развитию ливня. Эти данные и условия эксперимента и расчета приведены в таблице 4. Расчеты и эксперимент выполнены при $E_e = 185$ МэВ, размер пучка в расчетах—0 мм. Пороговые значения энергии: $E_{\gamma min} = 0,1$ МэВ [1] (Минск-32) и $E_{\gamma min} = 0,25$ МэВ (ЕС-1040). $T_{emin} = 1$ МэВ.

Т а б л и ц а 4
Измерение и расчеты энерговыделения в блоке олова.

блок S_n	Расчет на МИНСК-32	Расчет на ЕС-1040	эксперимент
0—3 x_0	48,5%	$49,2 \pm 1,2\%$	42%
3—7 x_0	34%	$35,2 \pm 1,3\%$	40,5%
7—18 x_0	14,1%	$13,7 \pm 1,0\%$	17%

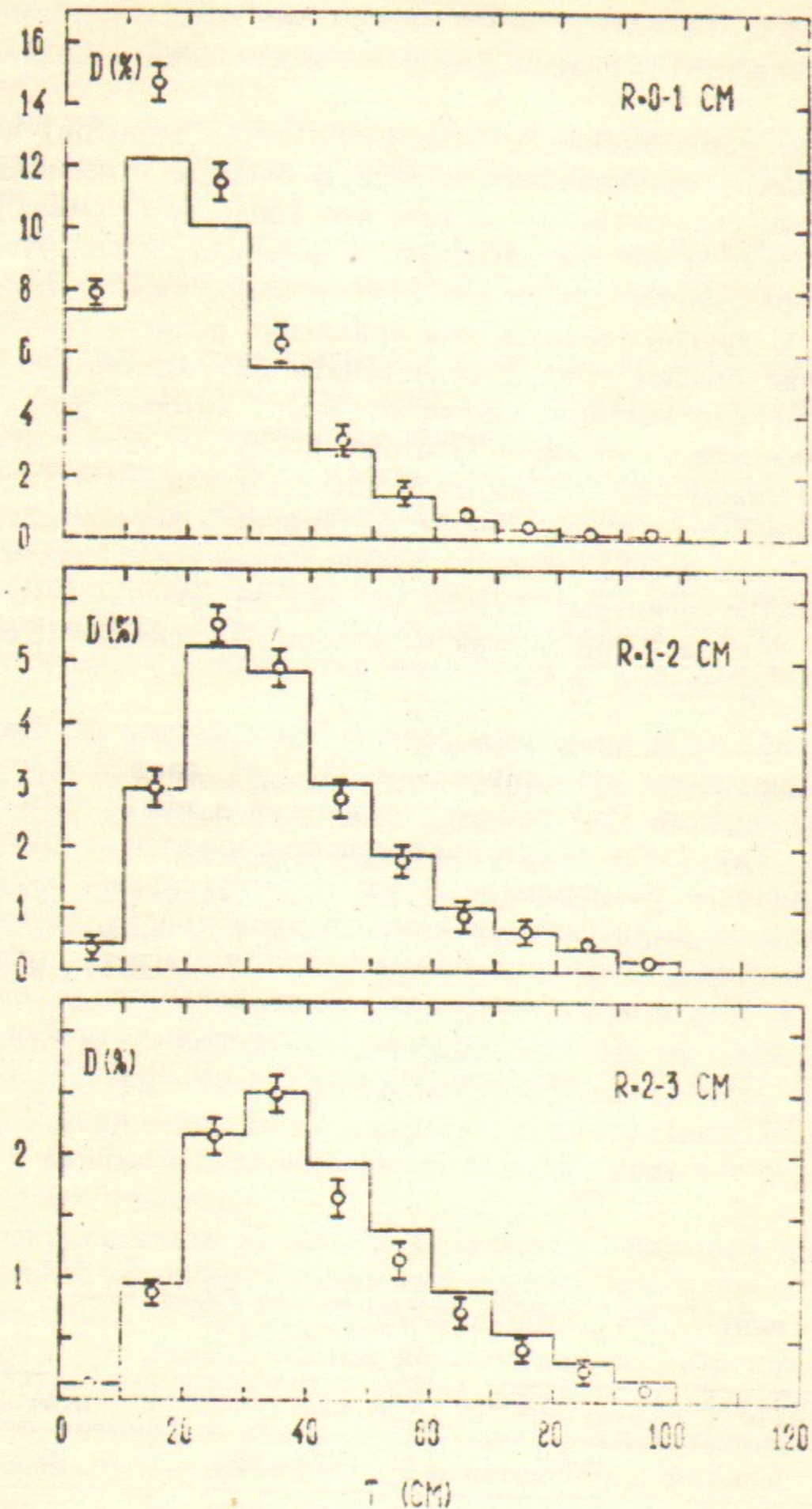


Рис.4. Результаты эксперимента [47] и расчетов по измерению энерговыделения в цилиндрическом блоке алюминия. $E_e = 1$ ГэВ. Гистограмма—эксперимент, \circ —расчет.

Как видно из таблицы 4, расчеты по программе моделирования [1] и по данной программе хорошо согласуются. Согласие расчетов и эксперимента находится в пределах 20%.

2. На Рис. 4 приведено сравнение с измерениями энерговыделения в цилиндрическом блоке алюминия [47]. Эксперимент выполнен с 1-ГэВными электронами. В вычислениях задавались те же условия, что и в эксперименте. В каждом канале гистограммы и точке расчета приводится величина выделяемой энергии (в % от начальной) для цилиндрического блока длиной 10 см. Радиальный размер указан на рисунке.

Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие. Следует сказать, что так же хорошо с этим экспериментом согласуются расчеты, выполненные по программе [48] (Рис. 3. 5. 2 в [48]; программа [48] написана на основе известной программы расчета электромагнитных ливней Нагеля [49]).

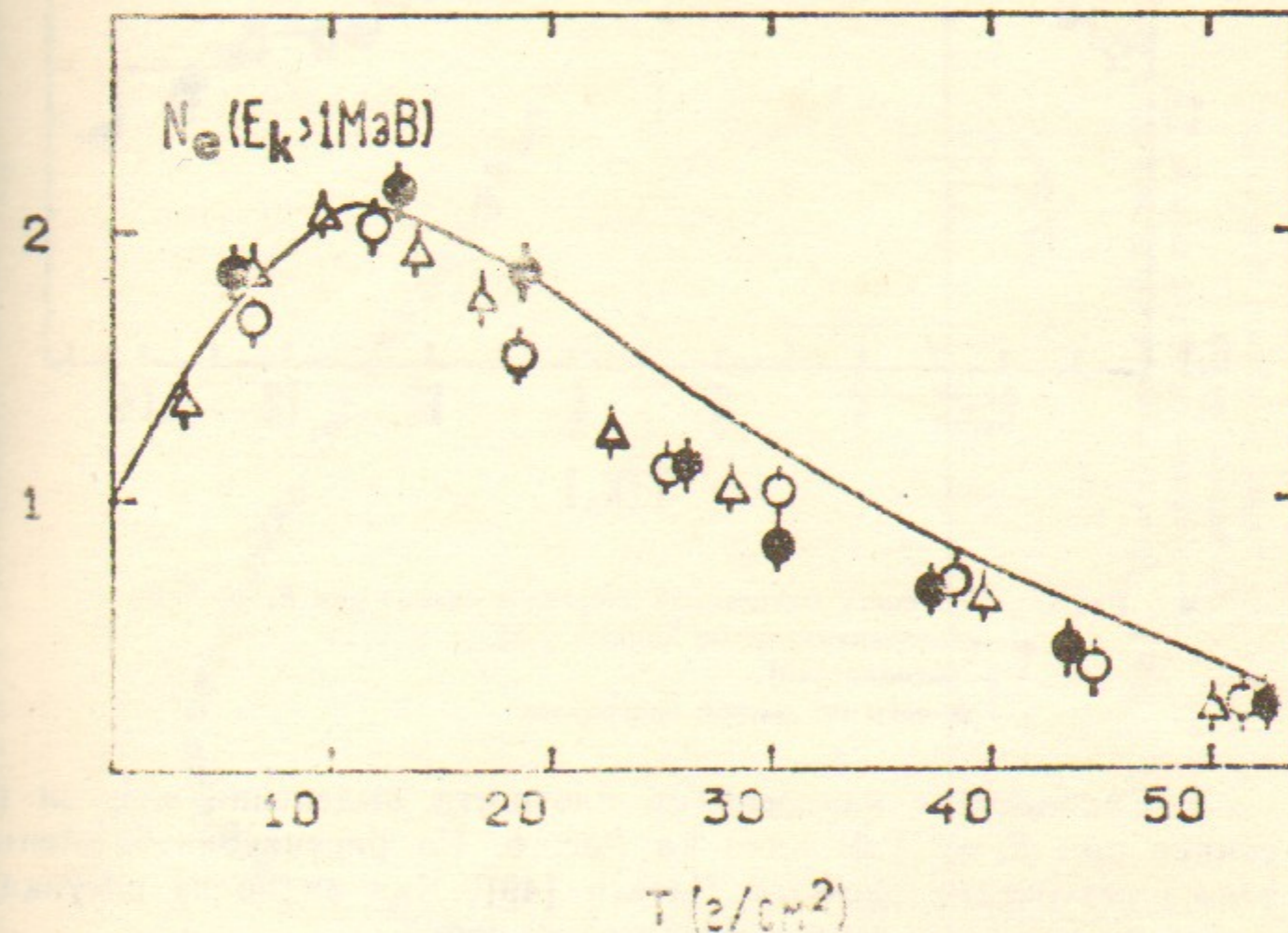


Рис.5. Каскадные кривые в свинце. $T_{emin} = 1$ МэВ.
 \triangle —эксперимент [50], $\theta_e < 90^\circ$, $E_e = 230 \pm 15$ МэВ.
 \bullet —расчет по данной программе $\theta_e < 180^\circ$, $E_e = 230$ МэВ.
 \circ —расчет по программе EМSH, $\theta_e < 90^\circ$, $E_e = 230$ МэВ.
—расчет Борковского, Круглова [51], $\theta_e < 90^\circ$, $E_e = 204$ МэВ. (θ_e —угол заряженных частиц к оси ливня).

3. Сравнение каскадных кривых при $E_e = 230$ МэВ в свинце дается на Рис. 5. Здесь приведены результаты измерений [50] (\blacktriangle), а также изображены расчеты по данной программе (\bullet), расчеты Борковского и Круглова [51] и расчеты по программе EMSH (\circ). (программа расчета электромагнитных ливней в простой геометрии для однородных веществ, написанная на основе [52] для ЭВМ серии ЕС). Как видно из рисунка, экспериментальные данные и расчеты удовлетворительно согласуются друг с другом.

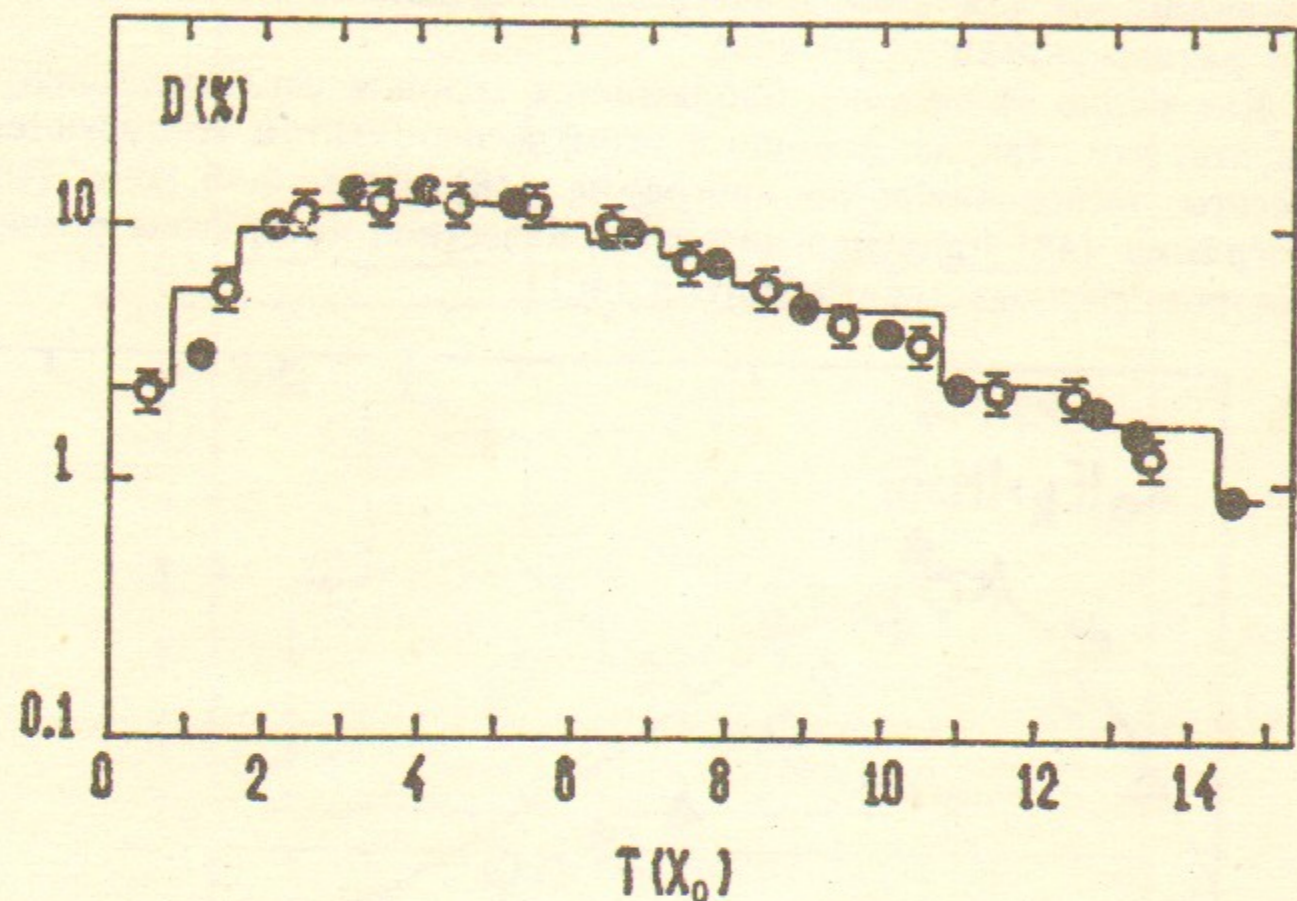


Рис.6. Плотность выделенной энергии в свинце при $E_e = 1$ ГэВ.
 \bullet —экспериментальные данные [53].
 \square —расчеты [49].
 \circ —расчеты по данной программе.

4. Сравнение с измерениями плотности выделения энергии в свинце при $E_e = 1$ ГэВ дано на Рис. 6. На рисунке изображены также результаты расчетов Нагеля [49]. Как видно из рисунка, все данные хорошо согласуются между собой.

5. Еще одно сравнение—с измерениями плотности выделенной энергии при $E_e = 6$ ГэВ в свинце [54] приведено на рис. 7. Там же дается сравнение с расчетами [55] по программе Нагеля. Как видно из рисунка, согласие всех данных очень хорошее, вплоть до $t \sim 200$ г/см²

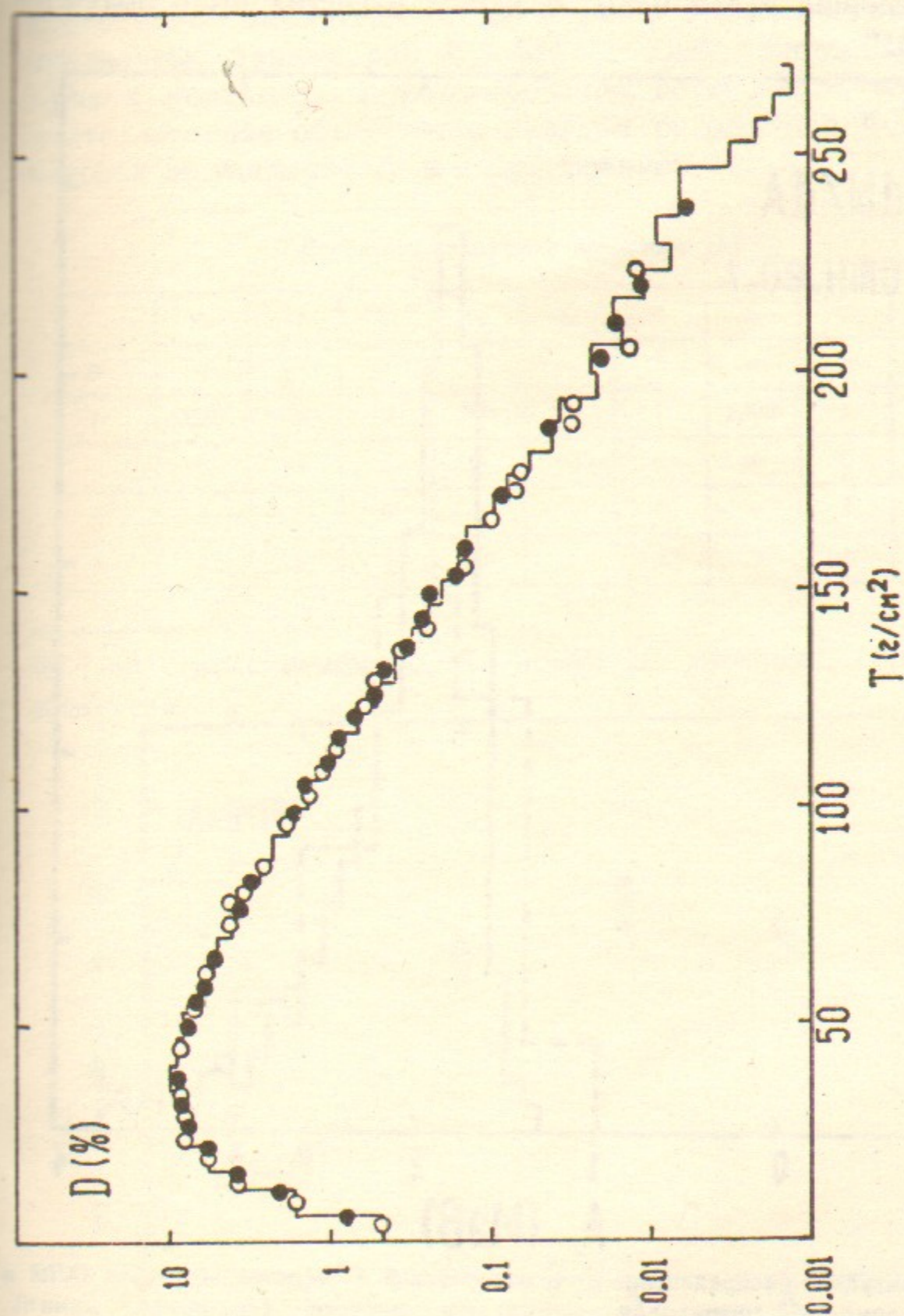


Рис.7. Плотность выделенной энергии в свинце. $E_e = 6$ ГэВ.
 \bullet —экспериментальные данные [54].
 \square —расчет [55].
 \circ —расчет по данной программе.

6. Было проведено сравнение расчетов по программе при низкой энергии ($E_\gamma = 3$ МэВ) с расчетами [56]. Из данных [56] можно вычислить долю отражаемой от свинцового поглотителя энергии. Эта величина равна 0,007. В наших расчетах было получено $0,0053 \pm 0,0010$.

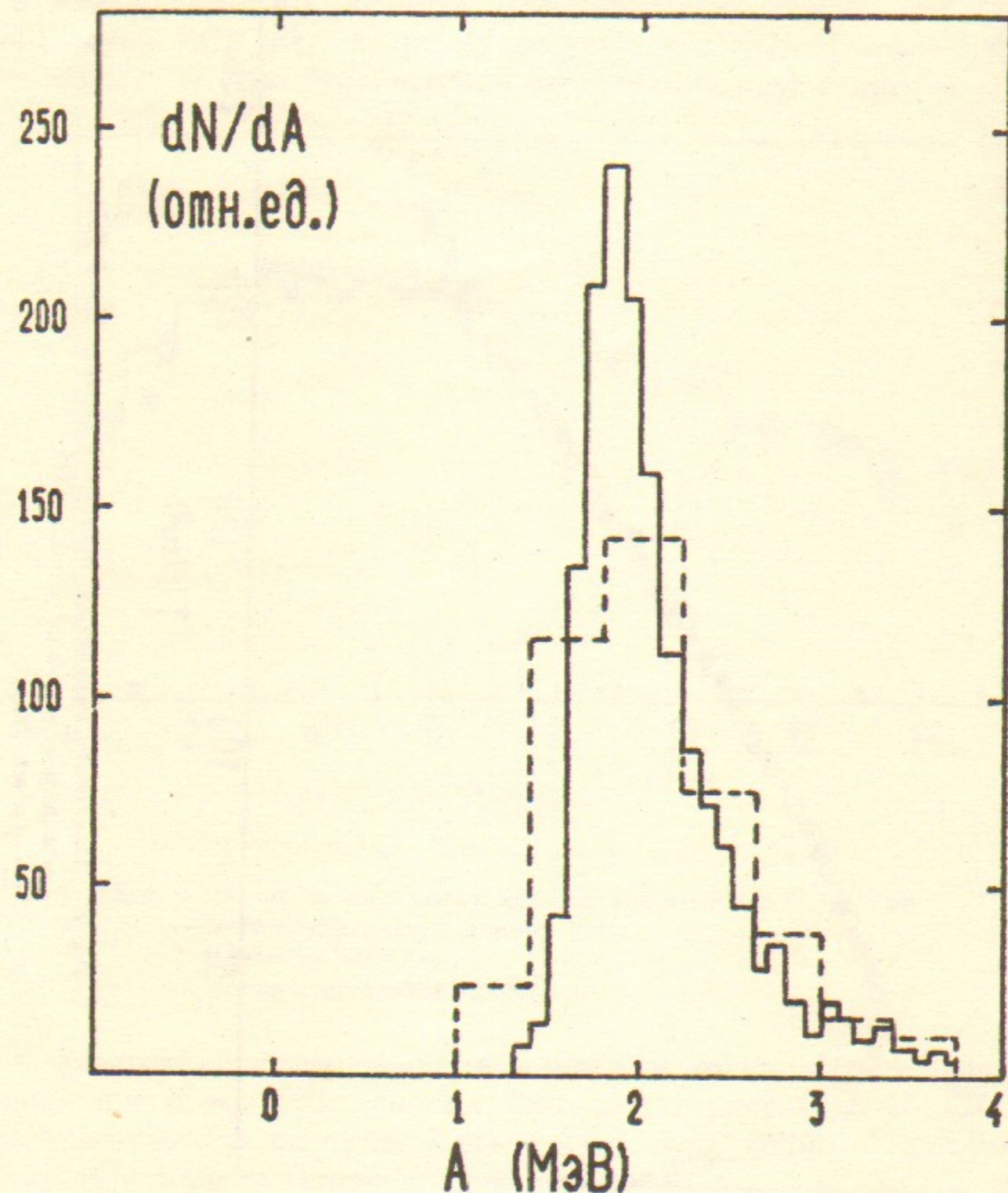


Рис.8. Амплитудное распределение от μ -мезонов в 5-м счетчике детектора ОЛЯ в эксперименте (штриховая линия) и расчете (сплошная линия). $E_\mu = 511 \pm 1$ МэВ.

7. Было выполнено моделирование ливней в многослойном поглотителе для сравнения расчетов по программе с измерениями на

детекторе ОЛЯ Института (для одного квадранта детектора). Обработка экспериментальных данных для сравнения с расчетом была проведена Б.А. Шварцем.

Вещества квадранта перечислены в таблице 5. Результаты моделирования амплитуды от мю-мезонов в 5-м счетчике и экспериментальные данные для $E_\mu = 511 \pm 1$ МэВ приведены на Рис. 8. Кривая, полученная в моделировании, более узкая, чем в эксперименте. Отличие объясняется вкладом разрешения ФЭУ ($\sim 45\%$), которое не учитывалось в моделировании.

Таблица 5
Вещества квадранта детектора ОЛЯ.

	Fe	Al	C	Al	Si	C	Al	C	Fe	Pb
<i>N</i>	—	—	1	—	—	2	—	3	—	—
<i>t</i>	,025	,031	,5	,031	,04	1	1,846	1	,025	,5
	C	Pb	C	Fe	Pb	C	Pb	C	Fe	
<i>N</i>	4	—	5	—	—	6	—	7	—	
<i>t</i>	1	,5	1	,57	,5	1	,5	1	,3	

В 1-ой строке вещество, *N*—номер сч. счетчика, *t*(см)—толщина вещества.

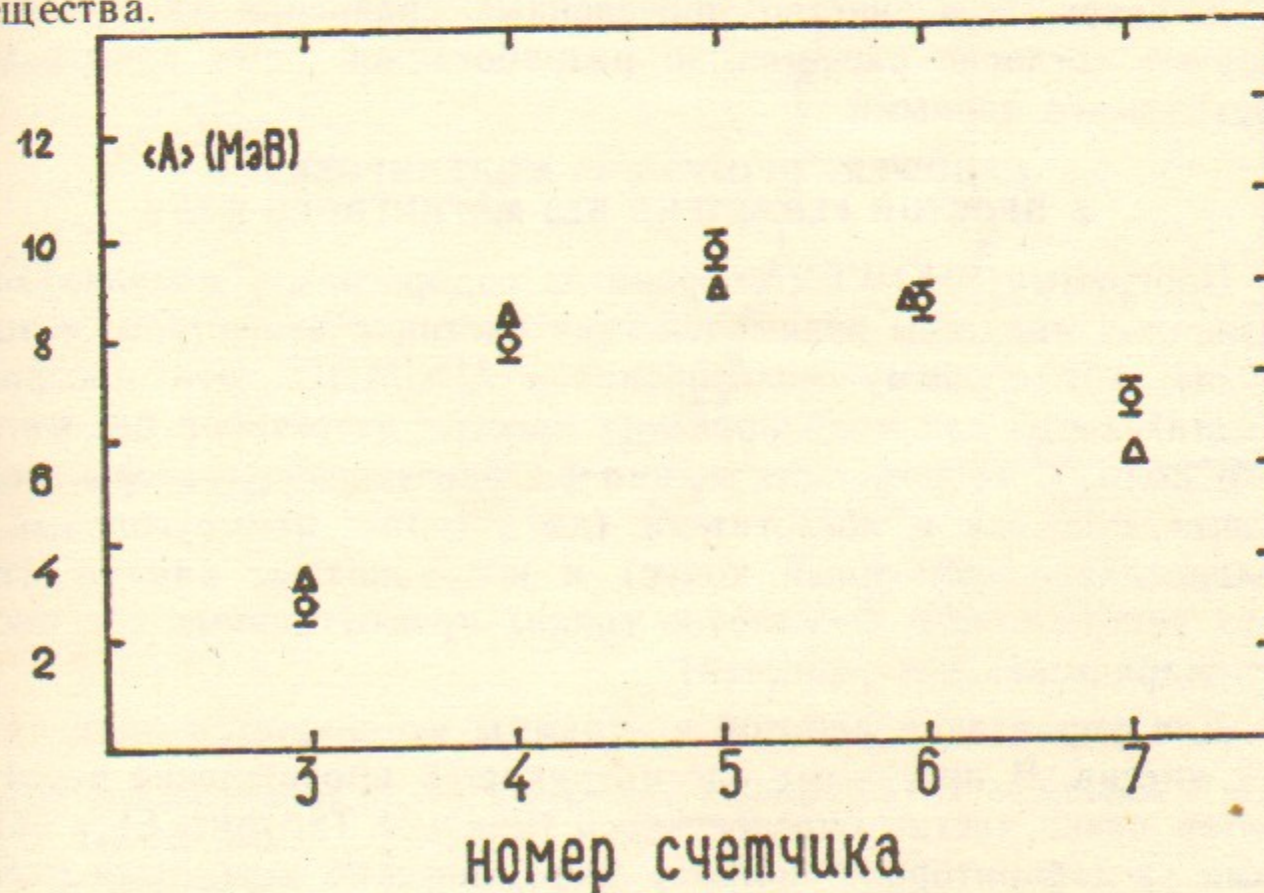


Рис.9. Сравнение средних амплитуд от ливней в эксперименте и расчете. Δ —эксперимент, \circ —расчет.

Для получения абсолютной нормировки экспериментальных амплитуд от ливней (при этой же геометрии), предполагается, что прохождение мю-мезонов через систему моделируется правильно. Кривые на рисунке совмещены и одинаково нормированы.

С учетом полученной таким образом нормировки сравнивались амплитудные распределения в счетчиках от ливней, вызываемых электронами с энергией $E=511 \pm 1$ МэВ. Итоговая картина такого сравнения представлена на Рис. 9, где приводятся средние амплитуды (в МэВ), измеренные в эксперименте и полученные в моделировании. Статистические ошибки экспериментальных точек на рисунке—порядка их размера. Из рисунка видно, что согласие эксперимента и расчета хорошее.

8. Произведено также сравнение результатов моделирования с измерениями детектора НД [41]. Основными элементами детектора являются кристаллы йодистого натрия, в которых происходит почти полное поглощение энергии электромагнитных ливней. На Рис. 10 показаны экспериментальный и моделированный спектры энерговыделения для фотонов с энергией 500 МэВ. При моделировании для детектора НД минимальная энергия фотонов равнялась 0,2 МэВ. Как энергетические, так и другие характеристики детектора, полученные с помощью данной программы, хорошо согласуются с результатами измерений.

В целом большинство проведенных сравнений указывает на хорошее согласие расчетов по разработанной нами программе с имеющимися данными.

8.SHOWER—ПРОГРАММА МОДЕЛИРОВАНИЯ В ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИИ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Программа SHOWER собрана из подпрограмм, моделирующих различные процессы взаимодействия частиц с веществом, которые входят в программу моделирования UNIMOD. Эта программа предназначена для моделирования простых детекторов без магнитного поля. С ее помощью можно рассчитывать детекторы, содержащие счетчики и поглотители (двух типов: прямоугольный параллелепипед, усеченный конус) и координатные камеры (тоже двух типов: в виде бесконечно тонких прямоугольных плоскостей, цилиндрических поверхностей).

Для управления работой программы используется один числовой массив. В программе рассматривается прохождение через детектор пучка частиц определенного типа (из Таблицы 6) с заданными (в лабораторной системе) энергетическим и угловым распределениями.

Результаты моделирования не записываются на магнитную ленту, а выдаются в виде гистограмм.

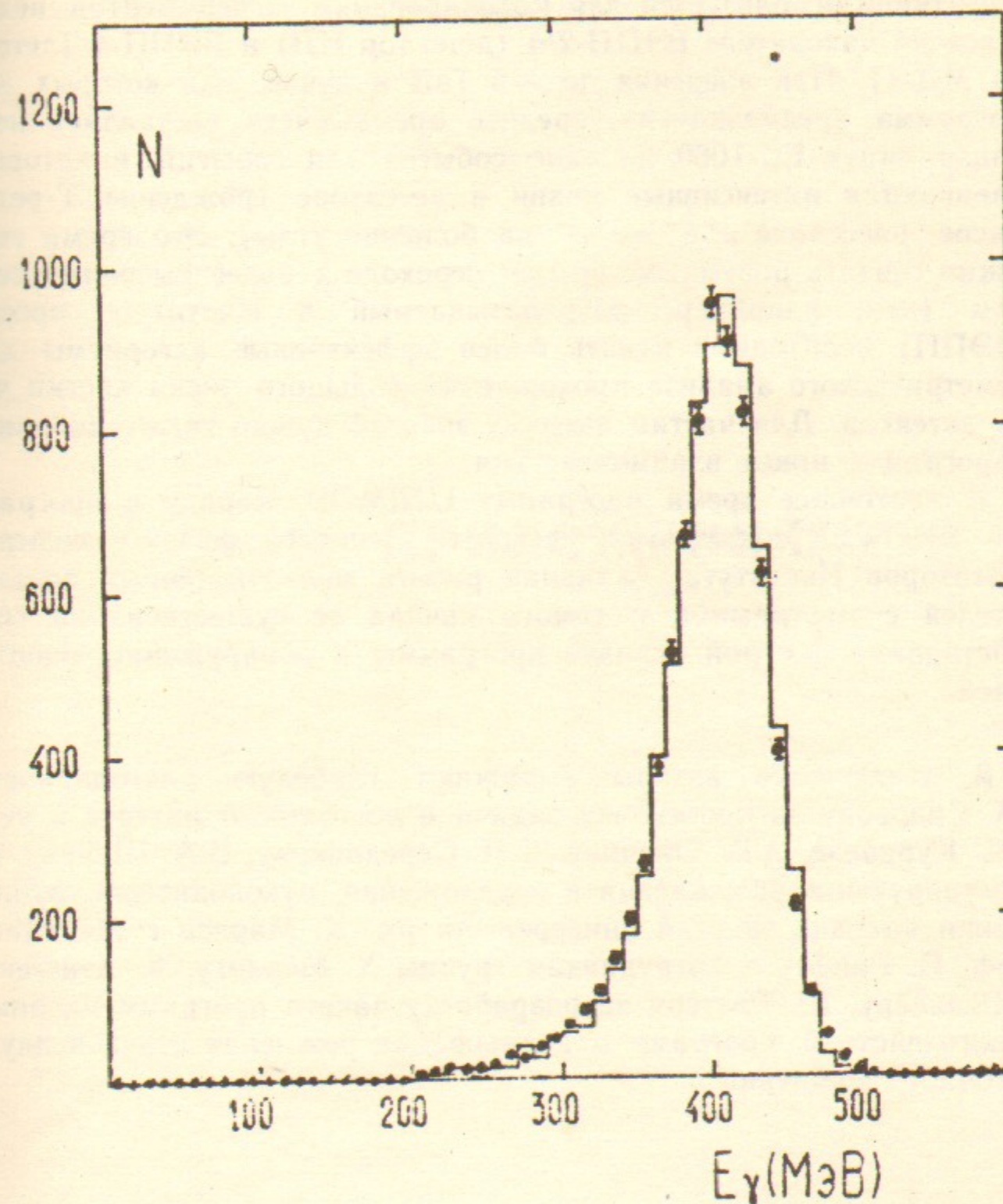


Рис.10. Энергетический спектр, измеряемый в детекторе НД, от фотонов с энергией 500 МэВ.

●—эксперимент,
└—моделирование.

9. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Программа UNIMOD с самого момента ее написания (1980 г.) эффективно используется для моделирования экспериментов, ведущихся на накопителе ВЭПП-2М (детектор НД) и ВЭПП-4 (детектор МД-1). При энергиях до ~ 5 ГэВ в пучке, для которых эта программа предназначена, среднее время счета составляет несколько минут ЕС-1060 на одно событие для событий, в которых развиваются интенсивные ливни в детекторе (рождение Y -резонансов, рассеяние $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на большие углы). Это время еще можно считать разумным, но при переходе к более высоким энергиям (как, например, разрабатываемый в Институте проект ВЛЭПП) необходимо искать более эффективные алгоритмы для геометрического анализа прохождения большого числа частиц через детектор. Для частиц высоких энергий нужно также добавить в программу новые взаимодействия.

В настоящее время программу UNIMOD, наряду с программой SHOWER используют несколько десятков физиков-экспериментаторов Института. Активная работа многочисленных пользователей с программой с самого начала ее существования способствовала быстрой отладке программы и обнаружению ошибок в ней.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В.А. Сидорову за постановку задачи и постоянный интерес к ней, Л.М. Курдадзе, А.П. Онучину, С.И. Середнякову, Б.А. Шварцу за стимулирующие обсуждения и предложения, руководителю группы физики высоких энергий университета им. К. Маркса г. Лейпцига проф. Й. Ранфту и сотрудникам группы Х. Мёрингу, К. Хэнсгену, А. Шиллеру, Ш. Риттеру за разработку пакета программ ядерных взаимодействий, программ моделирования рождения струй и двухфотонного рождения.

10. ПРИЛОЖЕНИЯ.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица 6

Таблица свойств частиц, используемая в программе моделирования (на конец 1983 года)

тип	част.	зар.	m (МэВ)	c·τ(см)	бранчинги мод распада (%)
1	γ	0	0.0	—	—
2	e^-	-1	0.511	—	—
3	e^+	1	0.511	—	—
4	μ^-	-1	105.66	$6.587 \cdot 10^4$	$e^- \nu \nu$ 100
5	μ^+	1	105.66	$6.587 \cdot 10^4$	$e^+ \nu \nu$ 100
6	π^0	0	134.96	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$\gamma \gamma$ 98.85, $e^+ e^- \gamma$ 1.15
7	π^-	-1	139.57	$7.804 \cdot 10^2$	$\mu^- \nu$ 100
8	π^+	1	139.57	$7.804 \cdot 10^2$	$\mu^+ \nu$ 100
9	K_S^0	0	497.67	2.675	$\pi^+ \pi^-$ 68.61, $\pi^0 \pi^0$ 31.39
10	K_L^0	0	497.67	$1.554 \cdot 10^3$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ 21.50, $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 12.40, $\pi^\pm \mu^\pm \nu$ 27.00, $\pi^\pm e^\pm \nu$ 40.10, $\pi^+ \pi^-$ 0.2, $\pi^0 \pi^0$ 0.09
11	K^-	-1	493.67	$3.709 \cdot 10^2$	$\mu^- \nu$ 63.50, $\pi^- \pi^0$ 21.20, $\pi^+ \pi^- \pi^-$ 5.60, $\pi^- \pi^0 \pi^0$ 1.70, $\pi^0 \mu^- \nu$ 3.20, $\pi^0 e^- \nu$ 4.80
12	K^+	1	493.67	$3.709 \cdot 10^2$	$\mu^+ \nu$ 63.50, $\pi^+ \pi^0$ 21.20, $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ 5.60, $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ 1.70, $\pi^0 \mu^+ \nu$ 3.20, $\pi^0 e^+ \nu$ 4.80
13	η^0	0	548.80	$2.32 \cdot 10^{-8}$	$\gamma \gamma$ 38.0, $\pi^0 \gamma \gamma$ 3.10, $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ 29.90, $\pi^+ \pi^- \pi^0$ 23.60, $\pi^+ \pi^- \gamma$ 4.90, $e^+ e^- \gamma$ 0.50
14	p	1	938.28	—	—
15	\bar{p}	-1	938.28	—	—
16	n	0	939.57	$2.75 \cdot 10^{13}$	$p e^- \nu$ 100
17	\bar{n}	0	939.57	$2.75 \cdot 10^{13}$	$p e^+ \nu$ 100
18	η'	0	957.57	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$\eta \pi^+ \pi^-$ 44.14, $\eta \pi^0 \pi^0$ 22.06, $\pi^- \pi^+ \gamma$ 29.80, $\pi^- \pi^+ \pi^0 \gamma$ 2.0, $\gamma \gamma$ 2.0
19	Λ	0	1115.60	7.89	$p \pi^-$ 64.2, $n \pi^0$ 35.8
20	$\bar{\Lambda}$	0	1115.60	7.89	$\bar{p} \pi^+$ 64.2, $\bar{n} \pi^0$ 35.8
21	Σ^+	1	1189.37	2.4	$p \pi^0$ 51.6, $n \pi^+$ 48.4
22	Σ^+	-1	1189.37	2.4	$\bar{p} \pi^0$ 51.6, $\bar{n} \pi^-$ 48.4
23	Σ^0	0	1192.47	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$\Lambda \gamma$ 100
24	Σ^0	0	1192.47	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$\Lambda \gamma$ 100
25	Σ^-	-1	1197.35	4.45	$n \pi^-$ 100
26	Σ^-	1	1197.35	4.45	$\bar{n} \pi^+$ 100
27	Σ^0	0	1314.90	8.69	$\Lambda \pi^0$ 100
28	Σ^0	0	1314.90	8.69	$\Lambda \pi^0$ 100
29	Σ^-	-1	1321.32	4.96	$\Lambda \pi^-$ 100
30	Σ^-	1	1321.32	4.96	$\Lambda \pi^+$ 100

31	Ω^-	-1	1672.20	3.0	$\Xi^0 \pi^-$ 33.33, $\Xi^- \pi^0$ 33.33, ΛK^- 33.33
32	$\bar{\Omega}^-$	1	1672.20	3.0	$\bar{\Xi}^0 \pi^+$ 33.33, $\bar{\Xi}^- \pi^0$ 33.33, ΛK^+ 33.33
33	τ^-	-1	1784.00	$8.39 \cdot 10^{-3}$	$\mu^- \nu \nu$ 17.90, $e^- \nu \nu$ 17.00, $\pi^- \nu$ 8.20, $\rho^- \nu$ 22.00, лплν 10.50, конт., ν 24.40
34	τ^+	1	1784.00	$8.39 \cdot 10^{-3}$	$\mu^+ \nu \nu$ 17.90, $e^+ \nu \nu$ 17.00, $\pi^+ \nu$ 8.20, $\rho^+ \nu$ 22.00, лплν 10.50, конт., ν 24.40
35	$E(0^{-+})$	0	1420.00	$1.0 \cdot 10^{-10}$	$K_S K^\pm \pi^\pm$ 100.0
36	Ψ	0	3096.93	$3.15 \cdot 10^{-10}$	$e^+ e^-$ 7.0, $\mu^+ \mu^-$ 7.0, адр. 86.0

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОБЕГА ЧАСТИЦЫ

Выбывание частиц из пучка, движущегося в однородной среде вдоль оси x , за счет взаимодействия, характеризуемого коэффициентом поглощения $\alpha(x)$, описывается дифференциальным уравнением:

$$dN(x) = -N(x) \cdot \alpha(x) \cdot dx \quad (\text{П2.1})$$

где $N(x)$ — количество частиц, дошедших до координаты x . Если перейти на язык вероятностей, то для $p(x)$ — вероятности частице дойти до x , получаем такое же уравнение:

$$dp(x) = -p(x) \cdot \alpha(x) \cdot dx \quad (\text{П2.2})$$

Если коэффициент $\alpha(x)$ постоянный, то уравнение (П2.2) легко решается:

$$p(x) = \exp(-\alpha x) \quad (\text{П2.3})$$

и моделирование такого распределения по пробегам осуществляется тривиально (см., например, [57]):

$$x = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1}{r} \right), \quad (\text{П2.4})$$

где r — случайная величина, имеющая равномерное распределение на интервале (0, 1). В случае переменного коэффициента $\alpha(x)$ дифференциальное уравнение (П2.2) тоже решается:

$$p(x) = \exp \left\{ - \int_0^x \alpha(\xi) d\xi \right\}, \quad (\text{П2.5})$$

но моделирование пробега x таким способом затруднено, так как необходимо решать интегральное уравнение

$$\int_0^x \alpha(\xi) d\xi = \ln \frac{1}{r}, \quad (\text{П2.6})$$

В задачах моделирования прохождения излучения через вещество зависимость $\alpha(x)$, как правило, задается неявно и определяется ионизационными потерями заряженных частиц.

Реализовать точную зависимость вероятности взаимодействия от энергии частицы можно было бы, перемещая частицу каждый раз на такое малое расстояние, что изменением энергии частицы за счет ионизационных потерь можно было бы пренебречь. Но такой способ приводил бы к значительному увеличению времени счета. В данной программе использован метод, являющийся развитием давно известного метода выравнивания полного сечения. Впервые метод выравнивания полного сечения был опубликован в [58], однако, задолго до этого он использовался фон Нейманом для моделирования прохождения нейтронов в среде с меняющимися параметрами. Формальное описание этого метода можно найти, например, в [57]. Способ моделирования пробегов, применяемый в данной программе, заключается в следующем.

Рассмотрим случай, когда частица проходит через среду, состоящую из блоков, заполненных разными веществами. Тогда функция распределения (П2.5) останется в прежнем виде, но подынтегральная функция $\alpha(x)$ будет терпеть разрыв на границе двух сред. Часто коэффициент поглощения $\alpha(x)$ можно представить в виде:

$$\alpha(x) = \int_0^1 F(t, x) dt, \quad (\text{П2.7})$$

где параметр t однозначно связан с какой-либо характеристикой продуктов взаимодействия. Например, для рождения пар t может быть отношением энергии одного из компонентов пары к энергии налетающего фотона. Путь частицы моделируется в виде ряда отрезков прямой переменной длины, перемещение частицы на каждом из отрезков производится независимо. Границы отрезков назовем вершинами и обозначим x_i , где i — порядковый номер вершины. Перемещение частицы на каждом отрезке производится однотипно по следующему алгоритму.

В первую очередь определяется максимальное возможное перемещение на очередном шаге — координата \hat{x}_{i+1} (координата x измеряется вдоль трека частицы). По крайней мере, величина однократного перемещения $\hat{x}_{i+1} - x_i$ должна ограничиваться расстоянием до границы раздела сред, т.е. до границы блока. Эта величина может уменьшиться в силу некоторых дополнительных требований, например: 1) энергия частицы не должна сильно меняться на длине однократного перемещения, 2) магнитное поле (если оно есть) не должно сильно меняться от вершины к вершине и т.д. Вычисляется мажоранта функции F (не обязательно точный максимум):

$$F_m(x_i, \hat{x}_{i+1}) \geq F(t, x) \quad \text{для } 0 \leq t \leq 1, \quad x_i \leq x \leq \hat{x}_{i+1} \quad (\text{П2.8})$$

Чем точнее находится максимум функции $F(t, x)$, тем за меньшее время генерируется полный пробег частицы. Однако, сколько бы ни было велико превышение $F_m(x_i)$ над точным максимумом, функция распределения по пробегам не меняется (это будет видно ниже из доказательства).

Генерируется случайный пробег из точки x_i в соответствии с коэффициентом поглощения $\alpha_m = F_m(x_i, \hat{x}_{i+1})$:

$$\tilde{x}_{i+1} = x_i + \frac{1}{\alpha_m} \ln \left(\frac{1}{r} \right), \quad (\text{П2.9})$$

где r — случайное число, равномерно распределенное на $(0, 1)$. Если $\tilde{x}_{i+1} > \hat{x}_{i+1}$, то полагается, что взаимодействие не произошло, x_{i+1} полагается равным \hat{x}_{i+1} , и процедура повторяется для следующего перемещения.

Если $\tilde{x}_{i+1} < \hat{x}_{i+1}$, то полагается $x_{i+1} = \tilde{x}_{i+1}$. Частица сдвигается в точку x_{i+1} (одновременно учитываются непрерывные процессы: ионизационные потери и многократное рассеяние). Затем принимается решение, соответствует ли эта точка реальному взаимодействию или это «ложная» точка взаимодействия (с частицей ничего не происходит и она движется дальше). Для этого генерируются два случайных числа r_1 и r_2 , равномерно распределенных в интервале $(0, 1)$. Полагается $t = r_1$ и вычисляется $F(t, x_{i+1})$. Если теперь выполняется неравенство

$$F(t, x_{i+1}) > r_2 F_m(x_i, \hat{x}_{i+1}), \quad (\text{П2.10})$$

то считается, что взаимодействие действительно произошло, и моделируются продукты взаимодействия, причем для получения па-

раметров вторичных частиц используется уже полученное значение переменной $t=r_1$ (недопустимо использовать метод Неймана заново для функции $F(t, x)$ —это исказит распределение по параметрам вторичных частиц!).

В обратном случае, когда неравенство (П2.10) не выполняется, то полученная точка взаимодействия считается «ложной» и по вышеописанному алгоритму производится следующее перемещение.

Путь частицы, в конце концов, заканчивается реальной точкой взаимодействия или выходом за пределы системы. Приведем теперь краткое доказательство правильности алгоритма.

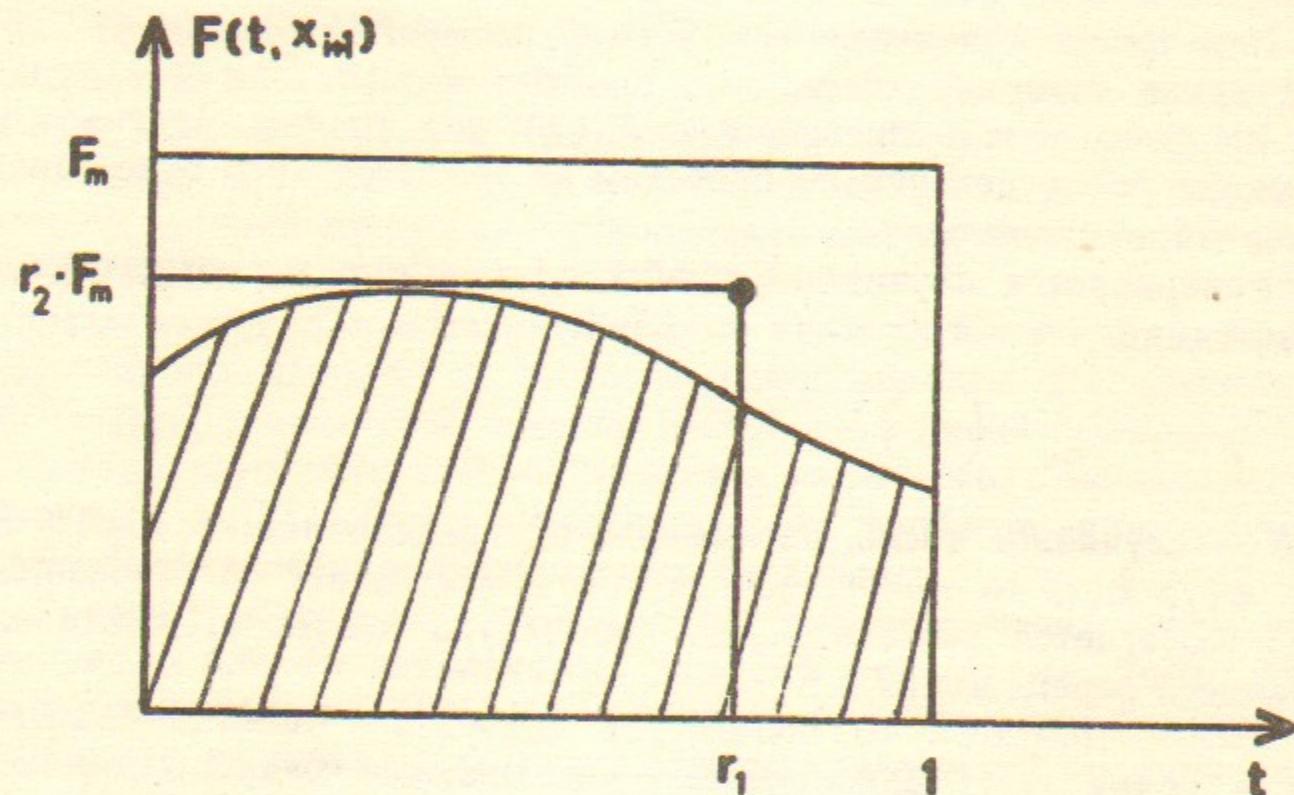


Рис.11. Иллюстрация к процедуре отбраковки «ложных» точек взаимодействия.

Определим вероятность того, что точка взаимодействия на очередном шаге окажется «ложной». Как и в методе Неймана, эта вероятность равна отношению части площади прямоугольника со сторонами $F_m(x_i, \hat{x}_{i+1})$ и 1 (см. рис. 11), расположенной над кривой $F(t, x_{i+1})$, ко всей площади прямоугольника:

$$W_{i+1}^F = 1 - \frac{\int_0^1 F(t, x_{i+1}) dt}{F_m(x_i, \hat{x}_{i+1})} = 1 - \frac{\alpha(x_{i+1})}{\alpha_m} \quad (\text{П2.11})$$

А вероятность, что взаимодействие действительно произойдет в точке x_{i+1}

$$W_{i+1}^T = 1 - W_{i+1}^F = \frac{\alpha(x_{i+1})}{\alpha_m}, \quad (\text{П2.12})$$

Для функции распределения $p_M(x)$, соответствующей данному алгоритму, можно написать дифференциальное уравнение из следующих соображений.

Любая наперед заданная точка x окажется внутри какого-либо шага перемещения частицы, например, от x_i до x_{i+1} . В соответствии с параметром α_m , дифференциальное уравнение для $p(x)$ выглядело бы так:

$$dp_M(x) = -p_M(x)\alpha_m dx, \quad (\text{П2.13})$$

если бы каждая точка взаимодействия считалась истинной.

Здесь $dp_M(x)$ — вероятность взаимодействия частицы в интервале $(x, x+dx)$ с обратным знаком, $p_M(x)$ — вероятность частицы дойти до координаты x без взаимодействия; $\alpha_m dx$ — вероятность взаимодействия в интервале $(x, x+dx)$. Учитывая смысл отдельных множителей в (П2.13) и вероятность (П2.12) того, что точка взаимодействия \hat{x}_{i+1} , полученная по формуле (П2.9), не окажется «ложной», можно сразу сказать, что правильное дифференциальное уравнение для $p_M(x)$ получается домножением (П2.13) на W_{i+1}^T :

$$dp_M(x) = -p_M(x)\alpha_m dx W_{i+1}^T = -p_M(x)\alpha(x) dx, \quad (\text{П2.14})$$

Полученное уравнение совпадает с (П2.2), которым описывается правильная функция распределения $p(x)$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Обобщение прямой выборки (т.е. выборки, когда случайная величина аналитически выражается через случайное число) и метода Неймана состоит в следующем [59].

Пусть плотность вероятности может быть записана в виде

$$f(x) = \sum_{i=1}^n \alpha_i f_i(x) \cdot g_i(x),$$

где $0 \leq g_i(x) \leq 1$; $\alpha_i > 0$; $f_i(x) \geq 0$ и

$$\int f_i(x) dx = 1.$$

Тогда выборка x осуществляется следующим образом. Сначала разыгрывается целое число i ($1 \leq i \leq n$) с вероятностью α_i . Для это-

го нужно взять случайное число ξ_1 и найти такое i , чтобы выполнялось

$$\sum_{K=1}^{i-1} a_K < \xi_1 \sum_{K=1}^n a_K < \sum_{K=1}^i a_K,$$

Далее по плотности $f_i(x)$ находится случайное число x по обычной формуле обращения

$$\int_{x_{\min}}^x f_i(x') dx' = \xi_2 \quad (\text{прямая выборка})$$

Это x принимается в качестве искомой случайной величины, если

$$\xi_3 < g_i(x) \quad (\text{метод Неймана})$$

В противном случае процедура повторяется сначала. Здесь ξ_1, ξ_2, ξ_3 — различные случайные числа. Этот метод эффективен, когда $f_i(x)$ просто обращаются, а доля отбрасываемых случаев мала, т.е. $g_i(x)$ близки к единице.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4
Коэффициенты полинома для вычисления сечения
фотоэффекта [25].

Таблица 8.

В-во	Z	ω_0 (кэВ)	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
C	6	10—150	11,43465	-4,56310	1,34944	-0,56553	,10473	-,00723
N	7	10—150	6,74032	2,31919	-2,01679	0,22785	,01448	-,00320
O	8	10—200	17,43120	-9,27213	2,55999	-0,41080	,00604	,00277
Na	11	33—1000	20,06939	-5,91058	0,91553	-0,06386	-,01071	,00129
Mg	12	10—400	13,79474	-3,27874	0,16900	-0,02255	-,00705	,00118
Al	13	10—400	7,72730	5,68501	-4,69105	1,24525	-,16498	,00864
Si	14	10—400	14,08555	-2,70516	-0,25116	0,12710	-,03112	,00259
P	15	10—500	11,67155	-0,22298	-0,86656	0,08710	,00135	-,00047
S	16	10—600	14,28801	-3,25176	0,58870	-0,23495	,03368	-,00159
Ar	18	10—600	11,65619	1,47791	-2,20248	0,55658	-,07346	,00396
K	19	10—800	13,84136	-1,98064	0,01601	-0,10641	,02021	-,00109
Ca	20	10—1000	15,43521	-1,83584	-0,16996	-0,03413	,00848	-,00039
Fe	26	10—1000	15,37685	-2,15149	-0,17253	0,02822	-,00641	,00061
Cu	29	10—1000	14,25951	-0,30149	-1,08872	0,25379	-,03320	,00183
Mo	42	20—1000	39,38734	-26,9378	10,42722	-2,16066	,21414	-,00811
Sn	50	29—1000	21,60211	-5,65848	0,83663	-0,05447	-,01106	,00129
I	53	33—1000	21,95746	-5,79897	0,86970	-0,05435	-,01170	,00133
W	74	12—70	20,23980	-3,17393	-1,65231	1,08041	-,24879	,01975
W	74	70—1000	11,62455	0,74410	-0,09186	-0,13563	,01892	-,0006
Pt	78	14-79	21,96629	-5,83376	0,24417	0,40073	-,12775	,01126
Pt	78	79—1000	11,51049	1,83449	-0,69250	-0,00821	,00742	-,00024
Tl	81	15—86	19,22544	-3,42098	-0,07706	0,17487	-,04910	,00413
Tl	81	86—1000	10,44915	2,33089	-0,68430	-0,04059	,01296	-,00053
Pb	82	16—88	2,72409	11,87679	-3,99752	-0,05103	,16494	-,01759
Pb	82	88—1000	14,39648	2,54474	-1,63003	0,20409	-,00931	,0001
U	92	22—116	15,20416	0,70917	-1,12288	0,11369	,00727	-,0015
U	92	116—1000	21,38300	-2,47458	-0,45068	,14997	-,02155	,00122

11. ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Букин, С.И. Эйдельман. Препринт ИЯФ СОАН СССР 77-101 (1977)
2. Review of Particles Properties, Phys. Lett. 11B (1982), 1.
3. В.В. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Релятивистская квантовая теория, ч.1, Москва, 1968.
4. Г.И. Копылов. Основы кинематики резонансов, Москва, 1970.
5. Н.П. Бусленко, Ю.А. Шрейдер. Метод статистических испытаний, Москва, 1961.
6. S. Ritter and J. Ranft, Acta Phys. Pol. B11 (1980) 259.
S. Ritter, Zeits. fur Phys. C16 (1982) 27.
7. B. Andersson a. o. Phys. Lett. 94B (1980) 211.
8. R. Bhattacharya a. o. Phys. Rev. D15 (1977) 3267.
J.A.M. Vermaseren. Talk, presented at the 2-γ workshop at Amiens 8—12 apr. 1980.
J.A.M. Vermaseren a. o. Phys. Rev. D19 (1979) 137.
9. А.Д. Букин. Кандидатская диссертация. ИЯФ СОАН СССР, 1978.
10. H.A. Bethe. Phys. Rev. 89 (1953) 1256.
11. E.A. Uhling. Ann. Rev. Nucl. Sci. 4 (1954) 315.
12. T.W. Armstrong, R.G. Alsmiller. Nucl. Instr. and Meth. 82 (1970) 289.
13. L.D. Landau. Journ of Exp. Phys. 8 (1944) 201.
Л.Д. Ландау. Собрание трудов. т.1, 482 (1969).
14. W. Koch, J.W. Motz. Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 920.
15. H. Messel a. o. Nucl. Phys. 39 (1962) 1.
16. О.И. Довженко, А.А. Поманский. Труды ФИАН 26 (1964) 166.
17. Экспериментальная ядерная физика/под редакцией Э. Серге. т.1, Москва, 1955.
18. J.W. Motz a. o. Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 581.
19. C.D. Zerby, H.S. Moran. Journ. of Appl. Phys. 34 (1963) 2445.
20. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 1956.
21. М. Тамура. Progr. of Theor. Phys. 34 (1965) 912.
22. D. Klein, J. Nishina. Zeits. fur Physik 52 (1929) 853.
23. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос гамма-излучения. Госатомиздат, 1963.
24. G.W. Grodstein. Nat. Bur. Stand. Circ. 538, Table 34 (1957).
25. B.L. Diffey. Int. Journ. of Appl. Rad. and Isot. 26 (1975) 492.
26. F. Sauter. Annalen der Physik 9 (1931) 217.
Справочник по ядерной физике. Гос. издат. физ-мат литературы. Москва 1963. стр.240.
27. F. Sauter. Annalen der Physik 11 (1931) 454.
28. H.R. Hulme a. o. Proc. Roy. Soc. A149 (1935) 131.
29. Fisher. Ann. der Physik. 8 (1931) 821.
Справочник по ядерной физике. Гос. издат. физ-мат литературы. Москва 1963. стр.239.
30. K. Hansgen a. o. Preprint KMU-HEP 80-07. May 1980.
K. Hansgen, J. Ranft. Preprint KMU-HEP 82-11. September 1982.
31. H.W. Bertini. Phys. Rev. 134 (1963) 1801.
H.W. Bertini. Nucl. Phys. 87 (1966) 138.
32. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат. 1972.
33. Л.Б. Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., 1963.
34. G. Baglin a. o. Nucl. Phys. B22 (1970) 66.
35. J.G. Layter a. o. Phys. Rev. D7 (1973) 2565.
36. Fano U. a. o. Phys. Rev., 1958, v.112, p.1679.
37. Е. Ким. Мезонные атомы и ядерная структура. Атомиздат 1975.
38. В.В. Балашов, Г.Я. Коренман, Р.Э. Эрамжан, Поглощение мезонов атомными ядрами. Атомиздат 1978.
39. В.Г. Зинов, А.Д. Конин, А.И. Мухин, Ядерная физика 2 (1965) 859.
40. В.Г. Зинов и др. Ядерная физика 5 (1967) 591.
41. В.М. Аульченко и др. Препринт ИЯФ СОАН СССР 82-142 (1982).
42. R.L. Craun, D.L. Smith. Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 239.
43. В.К. Ермилова и др. Nucl. Instr. and Meth. 145 (1977) 555.
44. P. Talman. Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 189.
45. H.G. Fischer. Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 81.
46. A. Kantz, R. Hofstadter. Nucleonics 12 (1954) 36.
47. C.J. Crannell, H. Crannell. Phys. Rev. 184 (1969) 435.
48. R.J. Ford, W.R. Nelson. SLAC Report N 210, June 1978.
49. H. Nagel. Zeits. fur Phys. 186 (1965) 319.
50. О.А. Займидорога и др. ЖЭТФ 51 (1966) 749.
51. М.Я. Борковский, С.П. Круглов. Ядерная физика 16 (1972) 349.
52. Ф.М. Израйлев и др. Препринт ИЯФ СОАН СССР 63-73 (1973).
53. W.R. Nelson. Phys. Rev. 149 (1966) 201.
54. Bathow a. o. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV. Report DESY.
55. U. Volkel. Report Desy 65/6. July 1965.
56. В.Ф. Баранов и др. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. вып. 14, стр.23, 1975.
57. И.М. Соболев. Метод Монте-Карло. Наука, М., 1968.
58. P.J. Hemmings. The GEM code, Rep. AHSB (S) R105. London, 1967
59. J.C. Butcher, H. Messel. Nucl. Phys. 20 (1960) 15.
60. G. Bonneau, F. Martin. Nucl. Phys. B27 (1971) 381.
61. S. Tavernier. These du doctorat 3-eme cycle, Orsay, ri 68/7 (1968).
62. Я.И. Азимов и др. Письма в ЖЭТФ 21 (1975) 378.
63. V.N. Baier, V.S. Fadin. Phys. Lett. 27B (1968) 233.
64. F.A. Berends, R. Kleiss. Nucl. Phys. B178 (1981) 141.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
1. Введение	3
2. Первичное моделирование	4
2. 1 Задачи первичного моделирования	4
2. 2 Таблица свойств частиц	4
2. 3 Общий подход к моделированию e^+e^- -взаимодействий	4
2. 4 Моделируемые процессы	6
2. 5 Радиационные поправки для реакции e^+e^- -аннигиляции в адроны	6
3. Вторичное моделирование	10
3. 1 Геометрические программы	12
3. 2 Моделирование пробега частиц	14
3. 3 Многократное рассеяние	15
3. 4 Ионизационные потери	17
3. 5 Тормозное излучение электронов и позитронов	19
3. 6 Рождение пар фотонами	23
3. 7 Аннигиляция позитронов на лету	24
3. 8 Комpton-эффект на свободных электронах	25
3. 9 Фотоэффект на электронных оболочках атомов	26
3.10 Рассеяние заряженных частиц на электронах атомов	28
3.11 Ядерные взаимодействия	30
3.12 Распады нестабильных частиц	31
3.13 Распады и взаимодействия остановившихся частиц	34
3.14 Моделирование взаимодействий частиц со сложными веществами	35
4. Моделирование детекторов с магнитным полем	36
5. Моделирование реакции детектирующих устройств на прохождение частиц через них	37
5. 1 Моделирование амплитуды в сцинтилляционном счетчике	38
5. 2 Моделирование амплитуды импульса в пропорциональной камере	38
5. 3 Моделирование импульса в координатной камере	42
5. 4 Моделирование амплитуды в черенковском счетчике	43
5. 5 Моделирование триггера	44
6. Ввод начальных данных и вывод результатов	45
7. Сравнение расчетов по программе моделирования с экспериментальными данными и другими расчетами	47
8. SHOWER—программа моделирования в простой геометрии без магнитного поля	54
9. Заключительные замечания	56
10. Приложения	57
11. Литература	66

*А.Д. Букин, В.Н. Иванченко, М.Ю. Лельчук,
В.А. Таюрский, С.И. Эйдельман, В.И. Юрченко*

UNIMOD—универсальная программа моделирования экспериментов на встречных e^+e^- -пучках

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Подписано в печать 12 марта 1984 г. МН 04164
Формат бумаги 60×90. Объем 3,7 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 33.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фотокамерного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и отпечатано на роталпринте Института ядерной физики СО АН СССР.
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*