

B-245

23/х-68

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 4065

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СХЕМА РАСЧЕТА ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

1968



P2 - 4065

В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев

СХЕМА РАСЧЕТА ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ

7520/2 мр

Объединенный институт
ядерных исследований
БНП

Барашенков В.С., Гудима К.К., Тонеев В.Д.

P2-4065

Схема расчёта внутриядерных каскадов

Дано описание программы расчёта каскадных взаимодействий частиц с атомными ядрами в области энергий от нескольких десятков Мэв до $T \approx 30$ Гэв. Учтена диффузность ядерной границы; при вычислениях точно выполняются законы сохранения энергии-импульса.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1968.

Barashenkov V.S., Gudima K.K., Toneev V.D.

P2-4065

The Scheme of Calculation of Intranuclear Cascades

The program is described of the calculation of the cascade interactions of particles with atom nuclei in the energy region from several tens of MeV up to $T \approx 30$ GeV. The diffuseness of the nucleus boundary is taken into account; while calculating, the laws of the energy and momentum conservation are observed.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1968

Каскадная модель взаимодействия быстрых частиц с ядрами достаточно хорошо зарекомендовала себя в широком энергетическом интервале — от нескольких десятков Мэв вплоть до космических энергий /1-3/. Однако с тех пор, как был выполнен первый расчет внутриядерного каскада /4/, сама каскадная модель претерпела значительные изменения. Совершенствование модели шло по различным направлениям: улучшалась ядерная модель (учет диффузности ядерной плотности и потенциала ядра /5-7/, учет α -кластеризации в ядрах /9-11/), уточнялись используемые при расчетах характеристики элементарных взаимодействий (особенно неупругих /8,12-14/), была значительно усовершенствована методика расчета /15,16/, учтена специфика взаимодействий в области сверхвысоких энергий — в частности, многочастичные взаимодействия /3,17/.

Все это значительно усложнило схему вычислений. Создание соответствующих программ расчета стало делом весьма трудоемким, требующим многомесячной работы.

Чтобы облегчить составление таких программ, мы приведем достаточно подробное описание схемы расчета внутриядерных каскадов с помощью метода Монте-Карло. Мы не будем сейчас учитывать многочастичные взаимодействия внутри ядра, которые существенно влияют на результаты расчетов в области энергий $T \gg 10$ Гэв (подробнее об этом см. в статьях /3,17/), поэтому излагаемая ниже схема расчетов применима лишь для ускорительных энергий, не превышающих нескольких десятков Гэв. Эта схема расчетов была опробована в нашей лаборатории на большом числе различных случаев и оказалась весьма эффективной даже при ис-

пользовании сравнительно небольших вычислительных машин (4-8 тысяч слов памяти и время операции ≈ 0.1 мсек).

Атомное ядро мы будем рассматривать как ферми-газ нуклонов, заключенных в ядерном объеме. Распределение плотности нуклонов выберем в виде

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \quad (1)$$

с определенными из опыта параметрами a и c .

Для удобства вычислений будем считать, что ядро разделено на несколько сферических зон $r_{j-1} < r < r_j$, внутри каждой из которых распределение можно рассматривать как однородное: $\rho(r) \equiv \rho_j = \text{const}$. Распределение по импульсам нуклонов внутри каждой j -ой зоны принимается вырожденным фермиевским с граничной энергией Ферми

$$T_j^F = 198,5 (\rho_j)^{2/3}, \quad (2)$$

где ρ_j -соответственно плотность нейтронов или протонов в j -ой зоне. Суммарное импульсное распределение, конечно, будет отличаться от фермиевского распределения при нулевой температуре.

Общая блок-схема расчета, соответствующая моделированию "судьбы" каждой быстрой частицы, столкнувшейся с ядром, приведена на рис.1.

В блоке 1 учитывается изменение импульса начальной частицы, обусловленное влиянием внутриядерного потенциала и эффектами преломления и отражения. В следующем блоке разыгрываются импульс и изоспин (протон или нейтрон) внутриядерного нуклона, с которым происходит взаимодействие - этот нуклон мы будем для краткости называть "партнером" - и по заданному сечению $\sigma(t)$, где t -относительная энергия начальной частицы и партнера, вычисляется точка взаимодействия.

Если эта точка оказывается внутри ядра, то с помощью сечений $\sigma_{el}(t)$ и $\sigma_{in}(t)$ определяется тип взаимодействия: (упругое или неупругое) (блок 4) и по заданным средним угловым и импульсным распределениям рождающихся частиц разыгрываются их число, энергии и углы вылета (блок 5; подробнее см. об этом работу /14/).

Если энергия вторичной (родившейся) частицы меньше некоторой заданной "энергии обрезания", то эта частица считается поглощенной ядром и делается переход к следующей вторичной частице; параметры вторичных частиц, энергия которых превосходит "энергию обрезания", запоминаются в блоке 8 и далее для них поочередно повторяется расчет каскада (переход к блокам 9 и 2).

В блоке 10 происходит суммирование результатов расчета в требуемой форме (запись на магнитную ленту результатов расчета, составление гистограмм, вычисление средних значений и т.д.).

Рассмотрим теперь более подробно отдельные блоки схемы рис. 1.

Как известно, в случае, когда частица движется в однородной среде, вероятность ее взаимодействия в интервале от l до $l + dl$ равна

$$e^{-l/\lambda} dl/\lambda, \quad (3)$$

где $\lambda = 1/\sigma_t \rho$ - средний свободный пробег частицы до взаимодействия, σ_t - полное сечение взаимодействия, ρ - плотность. В этом случае пробег частицы l разыгрывается одним случайным числом ξ :

$$l = -\lambda \ln \xi. \quad (4)$$

(Здесь и везде далее ξ - случайное число, равномерно распределенное на интервале $[0,1]$).

В нашем случае ситуация более сложная: плотность ρ является функцией радиуса r , нуклоны в ядре движутся, а сечение σ_t зависит от относительной энергии и от типа сталкивающихся частиц. Поэтому определение точки взаимодействия быстрой частицы внутри ядра основано на решении уравнения

$$\int_0^l \frac{dl}{\lambda(t, r)} = -\ln \xi, \quad (5)$$

где $\lambda(t, r) = 1/\sigma_t(t) \rho(r)$, а $\sigma_t(t)$ - полное сечение взаимодействия с внутриядерным протоном или нейтроном, находящимся в точке r и обладающим относительной энергией t .

Для решения уравнения интеграл заменяется суммой

$$\int_0^{\rho} \dots d\rho \rightarrow \sum_{i=1}^N \dots \Delta s_i = -\ln \xi, \quad (6)$$

где величина Δs_i полагается равной некоторой части среднего свободного пробега в той зоне, в которой находится частица:

$$\Delta s_i = \frac{\lambda_i}{k}; \quad k \geq 1.$$

Индекс i отражает тот факт, что при движении частицы вдоль траектории случайным образом изменяются как изоспин, так и энергия партнера. Число k связано со степенью точности, которую желательно получить при замене интеграла суммой (6).

Алгоритм вычисления точки взаимодействия ясен из рис.2, а также из рис.3,4, где более подробно расшифровываются некоторые блоки рис.2.

После того как вычислен s - путь частицы до следующей зоны (т.е. расстояние вдоль направления движения частицы от точки, где эта частица образовалась или вошла в ядро, до границы следующей зоны), этот путь разбивается на интервалы Δs_i . Для этого прежде всего разыгрывается партнер, благодаря чему становится известным, какое значение следует выбрать для сечения $\sigma_i(t)$, определяющего средний пробег λ_i и величину Δs_i .

Если быстрой частицей, движущейся внутри ядра, является мезон, то дополнительно происходят процессы поглощения мезона парой нуклонов; в этом случае вместо сечения $\sigma_i(t)$ следует использовать сумму

$$\sigma = \sigma_i(t) + \sigma_d(T), \quad (7)$$

где $\sigma_d(T)$ - полное сечение поглощения мезона дейтроном (T - кинетическая энергия мезона в лабораторной системе координат).

В случае, когда вычисленное значение Δs_i , не исчерпывает "случайного пробега" (4) от точки $\bar{r} + \Delta s_i \frac{P_{\text{лаб}}}{P_{\text{лаб}}}$ находится новый пробег Δs_2 (при этом для определения сечений σ_i или σ снова разыгрывается партнер) и т.д. до тех пор, пока не удовлетворится уравнение (6)

или частица не выйдет из ядра ^{x)}. Если какое-то Δs_i исчерпывает расстояние s_i , то осуществляется переход в следующую зону и находится новое s_i (при этом вычисляется изменение импульса частицы, обусловленное эффектами преломления и отражения; см. рис.4).

Одновременно с вычислением координат точки взаимодействия определяется партнер, с которым взаимодействует быстрая частица в этой точке. Этим партнером является последний из партнеров, разыгравшихся при вычислениях пробегов Δs_i .

На рис.5 представлена блок-схема взаимодействия с двумя частицами в конечном состоянии. К этому каналу относятся упругое рассеяние или упругое рассеяние с перезарядкой и поглощение мезонов группой внутриядерных нуклонов. Кинематика двухчастичных реакций проста, поскольку она полностью определяется заданием углов вылета одной частицы в системе центра масс θ_1 и ϕ_1 , массами частиц (при упругом рассеянии массы частиц остаются неизменными: $m_0 = m_1, m = m_2$) и полной энергией сталкивающихся частиц в системе центра масс E . Все остальные характеристики находятся из законов сохранения энергии, импульса и электрического заряда $Q = e_0 + e$, где e_0 и e - заряд налетающей частицы и частицы-партнера соответственно.

В случае реакции поглощения для вычисления энергии E необходимо знать импульсное распределение нуклонных ассоциаций, на которых происходит поглощение мезонов. В первом приближении можно предположить, что мезон всегда поглощается парой нуклонов, импульс которой равен сумме импульсов составляющих нуклонов, ~~импульс которой равен сумме~~

~~импульсов составляющих нуклонов~~ $\bar{P}_{AC}^{лаб.} = \bar{P}_{п1}^{лаб.} + \bar{P}_{п2}^{лаб.}$. Вероятность поглощения мезонов парой нуклонов в определенном зарядовом состоянии определяется числом возможных пар данного типа. Импульсы нуклонов $\bar{P}_{п1}^{лаб.}$ и $\bar{P}_{п2}^{лаб.}$ выбираются из фермиевского распределения в лабораторной системе координат. В соответствии с этим сначала делается переход в систему центра масс "налетающая частица + ассоциация", имеющую скорость относительно лабораторной системы $\bar{V} = (\bar{P}_0^{лаб.} + \bar{P}_{AC}^{лаб.}) / (E_0^{лаб.} + E_{AC}^{лаб.})$

x)

Последнее Δs_i выбирается таким образом, чтобы равенство (6) было точным для каждого конкретного пробега.

а затем в этой системе центра масс находятся углы вылета нуклонов после поглощения ими мезона. Угловое распределение этих нуклонов в системе центра масс можно считать изотропным:

$$\cos \theta_1 = 1 - 2\xi, \quad \phi = 2\pi \xi'$$

Для угловых распределений упруго рассеянных частиц (с перезарядкой или без нее) использовались экспериментальные интегральные распределения, представленные в виде функций $\cos \theta = f(\xi)$. Для функций $f(\xi)$ удобно использовать полиномиальную аппроксимацию (подробнее об этом см. в работе /14/).

Расчет числа частиц, рождающихся в неупругих взаимодействиях с тремя и большим числом частиц в конечном состоянии,

$$N + N \rightarrow N + N + n\pi, \quad \pi + N \rightarrow \pi + N + n\pi \quad (n \geq 1) \quad (8)$$

и определение величины их импульсов $p_1 = |\vec{p}_1|$ поясняется на рис.6.

Число рождающихся частиц (их множественность) автоматически определяется числом выборок из экспериментального импульсного спектра, совместимых с законом сохранения энергии. Законы сохранения энергии-импульса учитываются точно, а не средне-статистически, как это делалось до сих пор. (подробнее см. работу /14/).

Розыгрыш величины импульсов родившихся частиц p_1 производился по экспериментальным интегральным распределениям в системе центра масс, выраженным через полиномы от случайного числа ξ : $p_1 = f_p(\xi)$. Такой подход значительно сокращает время выборки и существенно экономит машинную память (подробнее снова см. работу /14/). Импульс последней частицы определяется законом сохранения.

Так как свойства взаимодействий с тремя частицами в конечном состоянии ($n = 1$) значительно отличаются от свойств взаимодействий с $n > 1$, эти два типа взаимодействий рассматриваются отдельно. При высоких энергиях, больше нескольких Гэв, трехчастичные взаимодействия дают ничтожный вклад и их можно не учитывать.

Углы вылета родившихся мезонов определяются независимым розыгрышем по экспериментальным угловым распределениям. Для этого снова

используются интегральные распределения, выраженные через полиномы от случайного числа: $\cos \theta_1 = f(\xi)$. Углы вылета двух оставшихся частиц фиксируются учетом законов сохранения энергии и импульса^{13,14/}. Основные этапы расчета указаны на рис.7.

Как и в случае определения импульсов p_1 точность расчетов значительно повышается за счет выделения трехчастичного канала.

Полученный набор векторов \vec{p}_1 должен удовлетворять экспериментальным распределениям по величине поперечных импульсов мезонов и нуклонов p_{\perp} . Это требование эквивалентно отбраковке разыгранных величин и, как показали сравнительные расчеты (см. ^{14/}), позволяет учесть корреляции между рождающимися частицами.

Зарядовые распределения частиц в трехчастичных реакциях можно рассчитать используя известные экспериментальные сечения различных трехчастичных каналов (см. сводку таких данных в обзоре ^{18/}). Для многочастичных реакций ($n > 1$) хороший результат дает распределение зарядов в среднем:

$$\bar{n}_{\pi^+} = \bar{n}_{\pi^-} = \bar{n}_{\pi^0} ; \quad \bar{n}_p = \bar{n}_n$$

Подробные расчеты, выполненные в нашей лаборатории, показали эффективность описанного выше метода монте-карловских расчетов внутриядерных каскадов. Результаты расчетов хорошо согласуются во всей рассмотренной области от нескольких десятков Мэв до 20-30 Гэв. (При больших энергиях необходимо уже отдельно учитывать вклад многочастичных взаимодействий с нуклонами ядра ^{13/}). При всех вычислениях использовалась релятивистская трехмерная кинематика.

Результаты расчета каждого отдельного каскада записывались на магнитную ленту, что позволяло впоследствии изучать распределения самых различных характеристик и корреляции между ними.

Л и т е р а т у р а

1. В.С.Барашенков, В.М.Мальцев, В.Д.Тонеев, Изв. АН СССР, сер. физич., 30, 322, 232 (1966).

2. И.З. Артыков, В.С. Барашенков, С.М. Елисеев. ЯФ 4, 156 (1966).
3. I.Z.Artykov, V.S.Baraschenkov, S.M.Eliseev. Nucl. Phys. B6, 11(1968).
4. M.L.Goldberger. Phys. Rev., 74, 1268 (1948).
5. H.W.Bertini. Phys. Rev., 131, 1801 (1963).
6. Ф.П. Денисов, Р.А. Латыпова, В.П. Милованов, П.А.Черенков. ЯФ 1, 329 (1965).
7. K.Chen, Z.Fraenkel, G.Friedlander, J.R.Grover, J.M.Miller, Y.Shimamoto. Phys. Rev., 166, 949 (1968).
8. A.Avni, M.Friedman, D.Kessler, M.Shatz. Preprint IA-975, Yavne, Israel, 1965.
9. А.П. Жданов, П.И. Федотов. ЖЭТФ 43, 835 (1959).
10. В.И. Остроумов, Р.А. Филов. ЖЭТФ 37, 643 (1959).
11. J.P.Cohen. Nucl. Phys., 84, 316 (1966).
12. S.L.Whetstone. Preprint LA-3206-MS, Los Alamos, 1967.
13. В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-3561, Дубна, 1967.
14. В.С. Барашенков, К.К. Гудима, В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-4066, Дубна, 1968.
15. H.W.Bertini. Preprint ORNL-3383, Oak Ridge, 1963.
16. В.Д. Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-3562, Дубна, 1967.
17. I.Z.Artykov, V.S.Baraschenkov, S.M.Eliseev. Nucl. Phys., 87, 241 (1966).
18. V.S.Baraschenkov, V.M.Maltsev, I.Patera, V.D.Toneev. Fortschr. Physik 14, 357 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 сентября 1968 года.

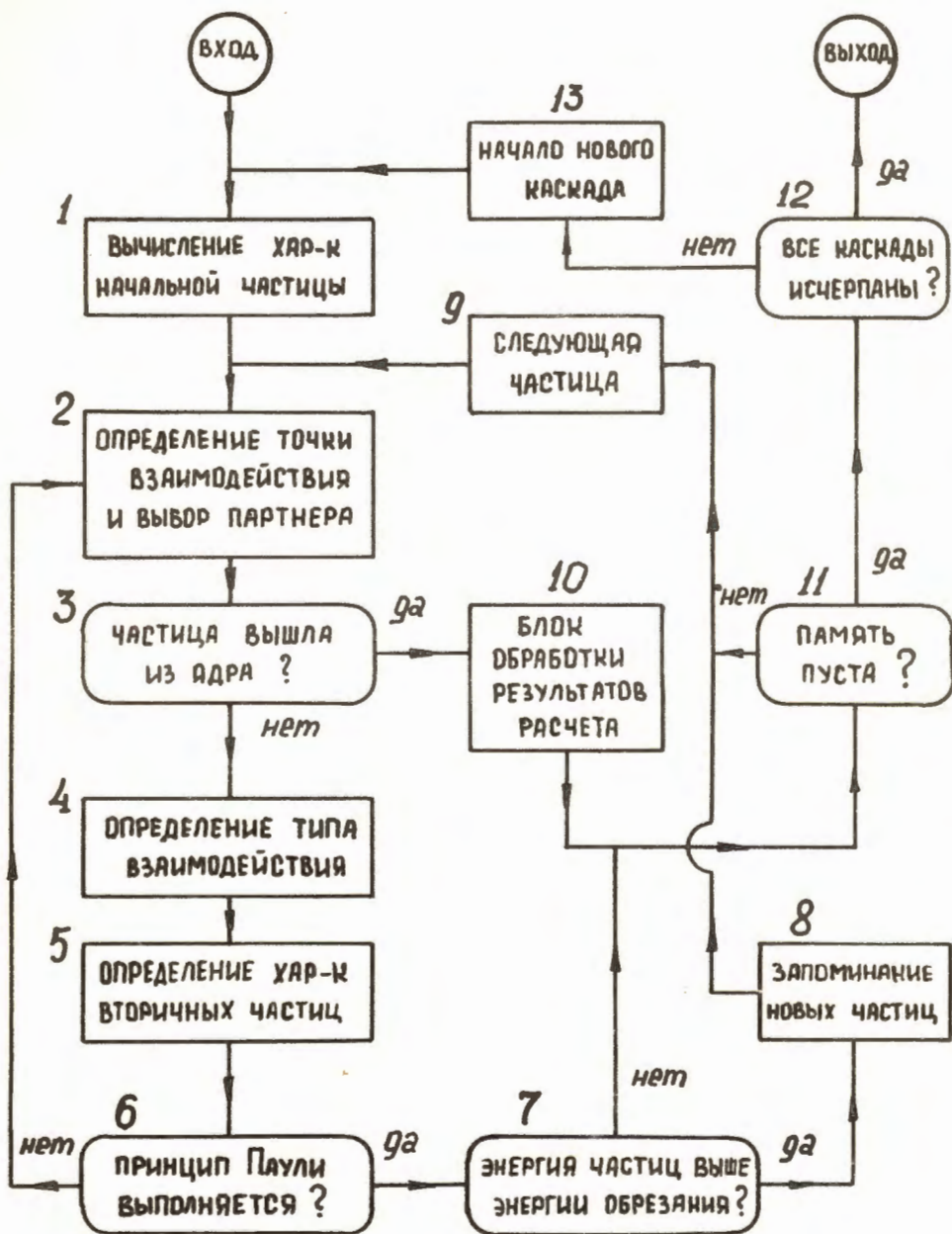


Рис.1. Общая схема расчета внутриядерного каскада.

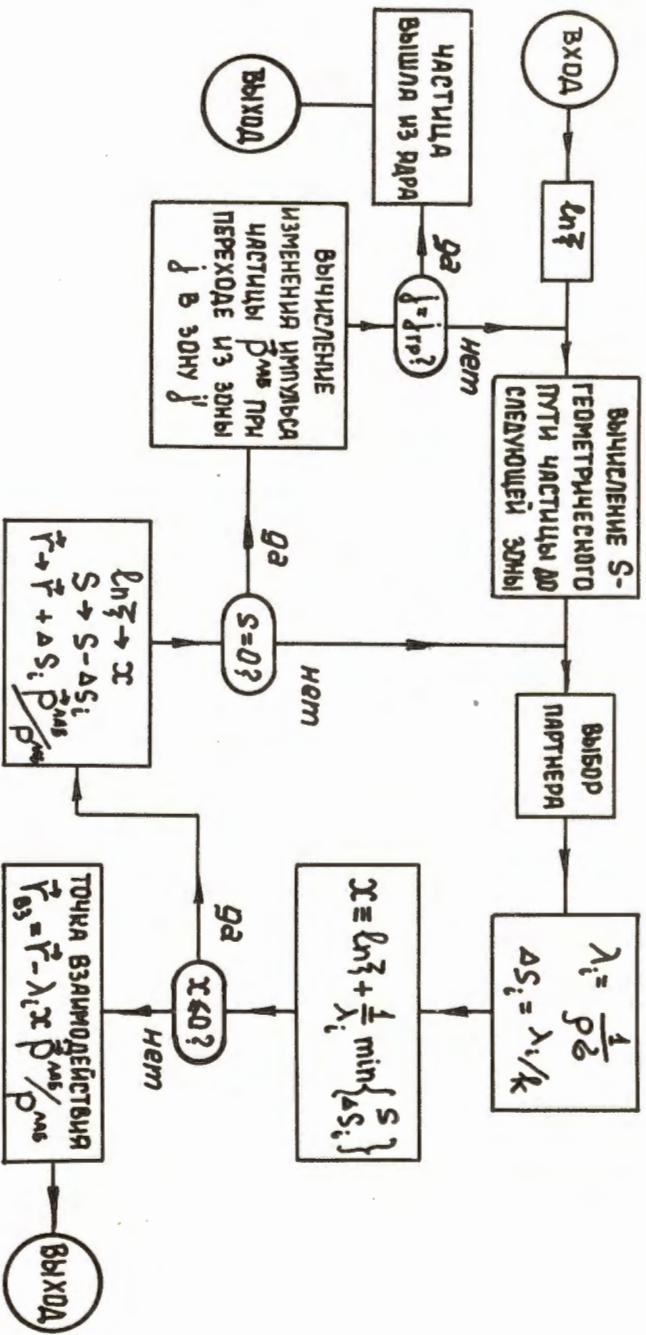


Рис.2. Определение координат точки взаимодействия частицы внутри ядра
 $r_{ва}$ - Емкер 2 и 10 более подробно расшифрованы на рис. 3 и 4.
 $r_{пр}$ - номер граничной зоны на периферии ядра; все остальные обозначения разъясняются в тексте.

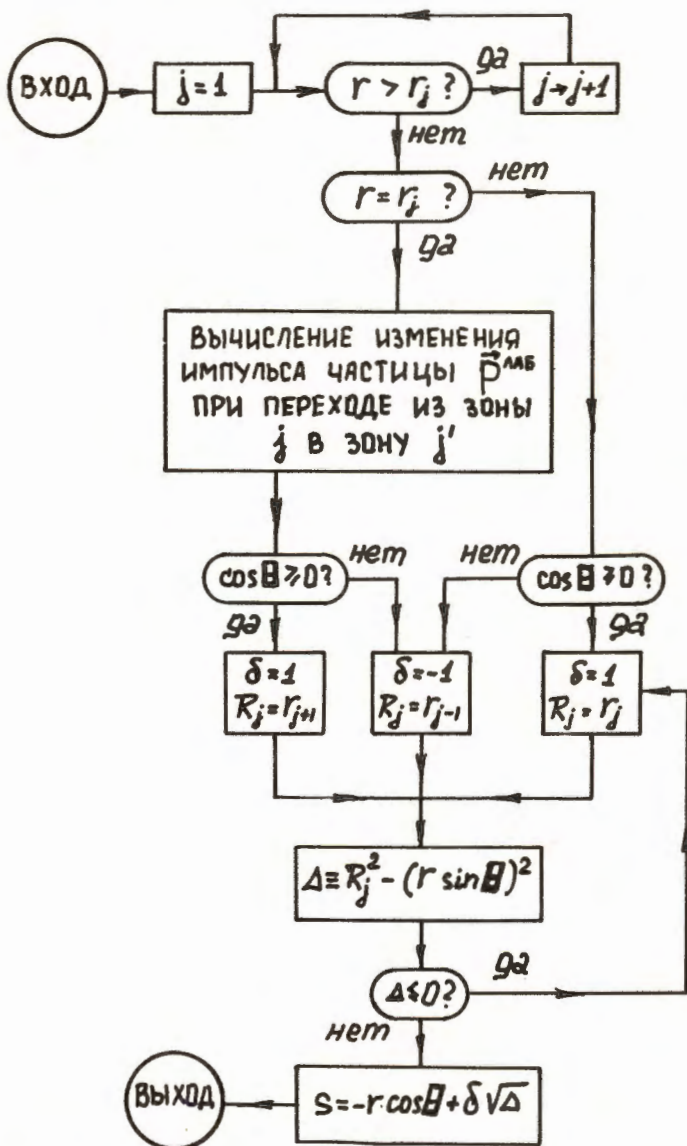


Рис.3. Вычисление пути частицы до следующей зоны. \bar{r} - точка, в которой образовалась (или вошла в ядро) рассматриваемая частица; p - ее импульс; $\cos \theta = (\bar{r} \bar{p} \text{ лаб}) / r p \text{ лаб}$

$$\delta = \begin{cases} +1, & \cos \theta \geq 0 \\ -1, & \cos \theta < 0 \end{cases} ; R_j = \begin{cases} r_{j-1}, & \cos \theta \geq 0 \\ r_j, & \cos \theta < 0 \end{cases}$$

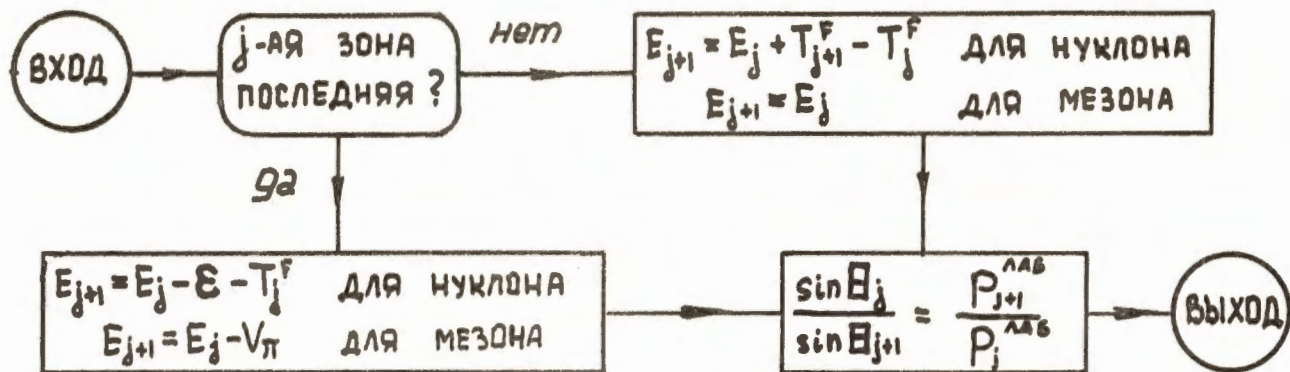


Рис.4. Вычисление изменения импульса частицы \vec{p} при переходе ее из одной зоны в другую. E_j - энергия частицы в j -ой зоне (отсчитываемая от дна потенциальной ямы); T_j^F - граничная энергия Ферми, определяемая формулой (2); ϵ - энергия связи нуклона в ядре; V_π - глубина потенциальной ямы для мезона. Показатель преломления при переходе из j -ой в $(j+1)$ -ую зону равен отношению соответствующих углов движения частицы:

$$\alpha = \sin \theta_j / \sin \theta_{j+1}, \quad \cos \theta_j = (\vec{r}_j \vec{p}^{LAB}) / (r_j p^{LAB})$$

Для мезонов потенциальная яма плохо известна, проще всего считать ее одинаковой для всех зон ($= V_\pi$).

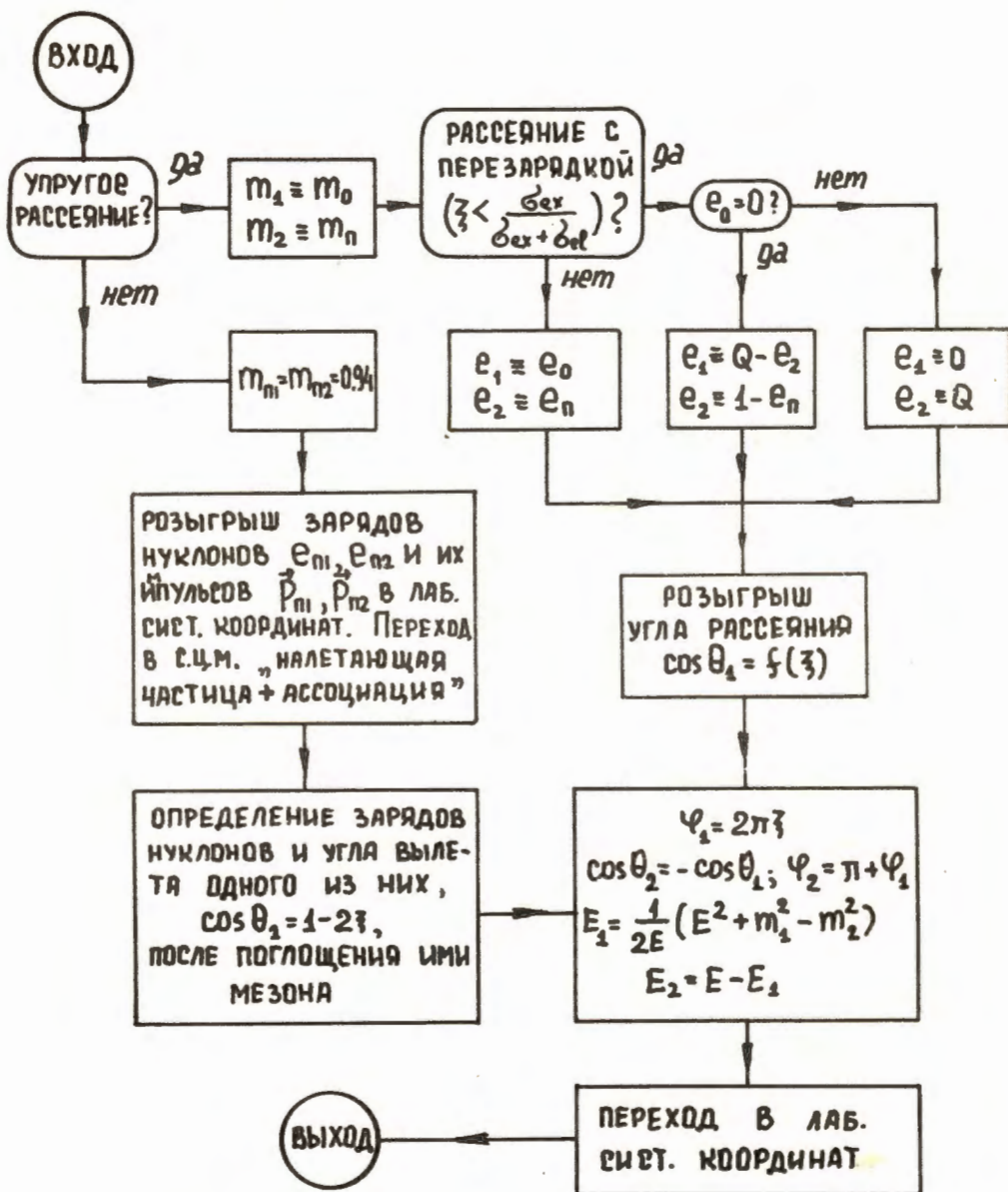


Рис.5. Схема расчета взаимодействий с двумя частицами в конечном состоянии. E_1 и E_2 - полные энергии нуклонов после взаимодействия, ϕ_1 и θ_1 - углы их вылета. (система центра масс). ξ - случайное число (в каждом блоке свое).

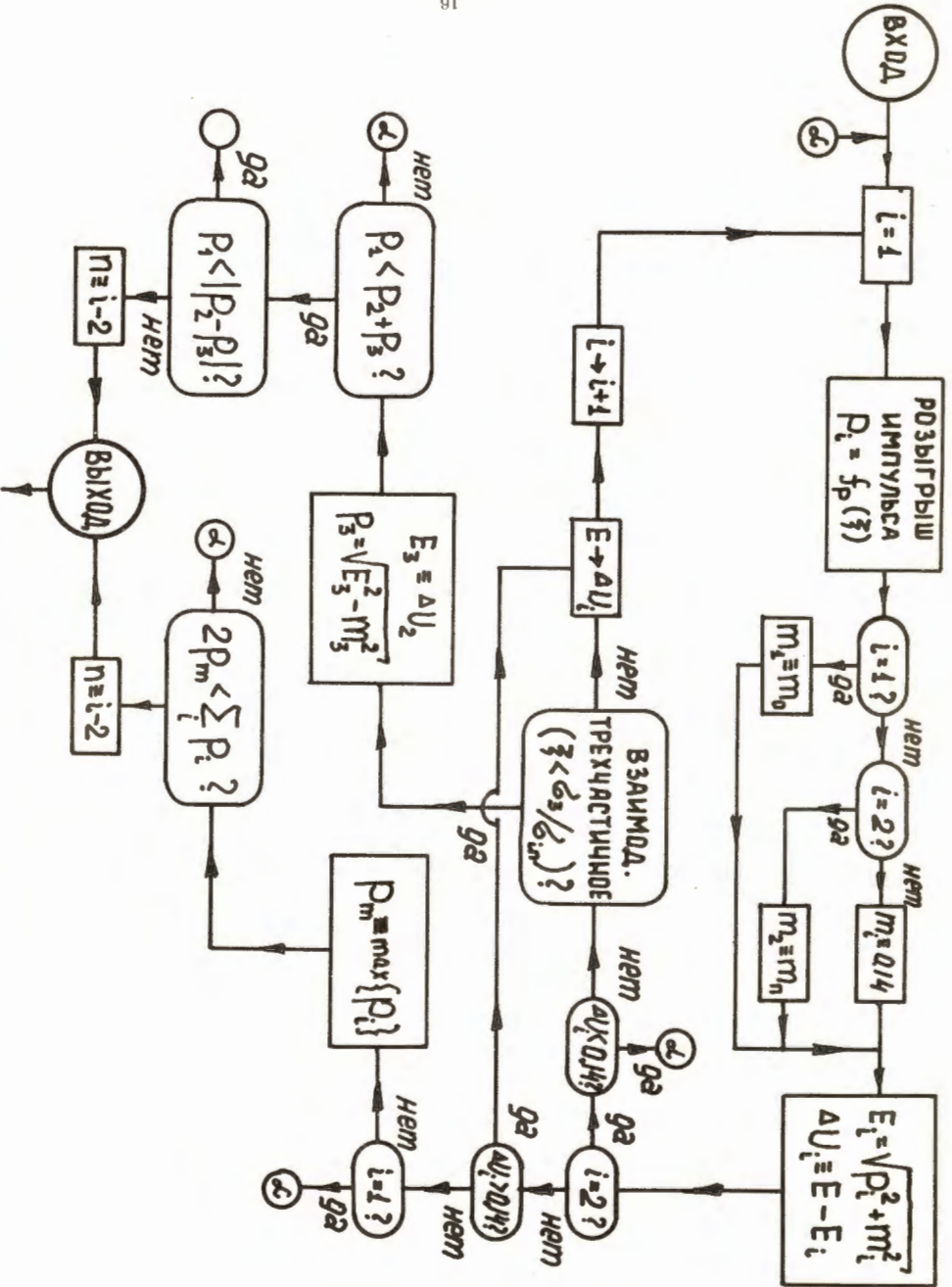


Рис.6. Определение числа рождающихся частиц n и величины их импульсов P_1 . Для лучшего понимания схемы см. работу /14/.

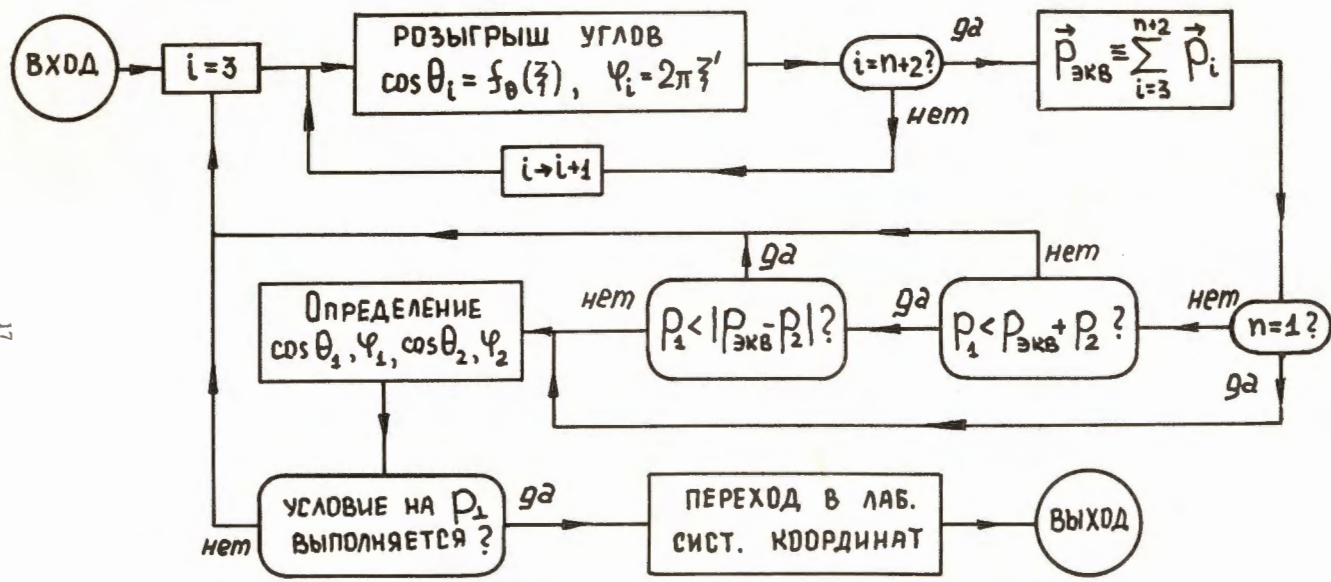


Рис.7. Расчет углов вылета вторичных частиц. Более подробно обсуждение дано в работе /14/.