



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, Г.И. Копылов, В.Е. Комолова,
В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Ю.А. Троян, Цзянь Шао-цзюнь,
Ижан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан

P-1489

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ
ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ
В ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Дубна 1964

В.Ф.Вишневский, Ду Юань-цай, Г.И.Копылов, В.Е.Комолова,
В.И.Мороз, А.В.Никитин, А.И.Роднонов, Ю.А.Тройка, Цзянь Шао-цзюнь,
Чжан Вэнь-юй, Б.А.Шахбазян, Янь У-гуан

P-1489

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ
ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ
В ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

Объединенный институт
ядерной физики
Библиотека

Дубна 1984

В в е д е н и е

Закономерности, наблюдаемые в опытах по ядерной физике, в большей или меньшей степени искажены благодаря конечным размерам и геометрической форме детекторов. Рассмотрим два характерных примера.

1) За первым из них обратимся к исследованию угловых корреляций излучений при электромагнитных переходах ядер. Конечные величины телесных углов, под которыми видны окна счетчиков из источника конечных размеров, равно как и рассеяние и поглощение частиц в среде между источником и счетчиками, приводят к усреднению, к сглаживанию функции угловой корреляции. Очевидно, что для получения истинной функции нужны были бы точечный источник и счетчик с бесконечно малыми окнами.

2) Приведем второй пример из области исследований с нейтральными странными частицами при помощи пузырьковых или другого типа камер. Из-за конечных размеров камеры часть V^0 -частиц распадется за ее пределами, что вызовет селективное по углам и импульсам обеднение статистики.

Полученные в опыте сечения, импульсные и угловые распределения или распределения по эффективным массам систем частиц, включающих V^0 -частицы, будут отличаться от истинных. Очевидно, что необходимы методы восстановления истинных закономерностей по наблюдаемым в опыте с детекторами конечных размеров. Эти методы могут быть основаны на моделировании рассматриваемого процесса и всех условий опыта. Это - естественный способ использования всей имеющейся информации.

3) Если проверяются какие-нибудь гипотезы о процессе, то удобнее всего промоделировать гипотетические закономерности с учетом условий опыта. Сравнение промоделированной закономерности с наблюдаемой уже допустимо и может решить вопрос в пользу той или иной гипотезы. Так поступают, например, при исследовании угловых корреляций^{1/1}. Согласно теории электромагнитных переходов ядер, функции угловых корреляций выражаются многочленами по полиномам Лежандра, коэффициенты при которых зависят от порядков мультипольностей переходов и отгетностей уровней ядра, между которыми совершаются переходы.

Моделирование процесса заключается в выборе набора уровней с определенными квантовыми числами и типов переходов - электрических или магнитных. Моделирование условий опыта заключается в учете конечных размеров окон счетчиков и источника, а также в учете рассеяния и поглощения излучения на пути от источника к счетчику,

если опыт выполняется не в вакууме. Сравнение кривых, пересчитанных согласно условиям опыта с экспериментальной кривой, уже допустимо. Аналогичный подход может применяться во всех случаях, когда можно воспользоваться информацией о процессе в виде гипотез и т.п.

В тех же случаях, когда подобная информация о динамике процесса отсутствует, искомую закономерность восстанавливают по найденной в опыте с учетом геометрической эффективности регистрации детектора. Проиллюстрируем это примером. В настоящее время невозможно предсказать функцию распределения по эффективным массам систем с участием V^0 -частиц. Более того, задачи отыскания подобных функций относятся к числу поисковых. Следовательно, здесь необходимы методы восстановления истинного распределения по наблюдаемому, для чего нужно уметь корректно вычислять геометрическую эффективность камеры. При этом необходимо стремиться использовать всю доступную информацию как о динамике процесса, так и об условиях опыта. Так, например, даже в тех случаях, когда нет никаких предсказаний об исследуемом распределении, так что проверка различных гипотез неосуществима, информация о динамике взаимодействия все же существует в виде общих свойств симметрии взаимодействий, характеризующих рассматриваемые события. Информация об условиях опыта существует в виде характеристик пучка и т.п. Заметим ^{/2/}, что в информацию об условиях опыта могут быть включены также эффективность наблюдения в зависимости от освещения, от местоположения события и т.д.

Задача сводится, таким образом, к моделированию условий опыта и к учету некоторых общих свойств симметрии, которым должны удовлетворять взаимодействия, характерные для рассматриваемых событий.

Здесь возможны два пути.

- а) Можно вычислять эффективность регистрации каждого события, найденного в опыте индивидуально. Эффективности и соответствующие им веса позволяют строить как гистограммы, так и идеограммы.
- б) Можно промоделировать и сами события, предположив, например, что V^0 -частицы всех импульсов, допустимых законами сохранения, с равной вероятностью испускаются под всеми разрешенными углами. В этом случае событию, попавшему в заданный интервал, будет приписан вес целого интервала по углам и импульсам.

Этот способ позволяет рассчитать эффективность данной камеры в виде графиков или таблиц в зависимости от интервалов углов и импульсов.

Однако он непригоден для построения идеограмм.

Ниже предлагается метод вычисления геометрической эффективности регистрации отдельных событий с учетом всей доступной информации как о динамике процесса,

так и об условиях опыта. Метод иллюстрируется примерами по парному и одиночному рождению V^0 -частиц и рассеянию V^0 -частиц на протонах. Следует заметить, что до сих пор не уделялось достаточно внимания использованию всей доступной информации. Между тем оно может привести к значительным флуктуациям эффективности регистрации и веса события, т.е. в конечном счете к искажению результата опыта.

О п р е д е л е н и я

1. Событием данного типа назовем событие

- а) с фиксированными импульсами всех частиц,
- в) с фиксированными углами между векторами импульсов каждой частицы и направлением пучка,
- с) с фиксированными углами между векторами импульсов частиц.

Все зафиксированные величины определяются динамикой взаимодействия в конкретном акте соударения. Заметим, что в событие данного типа не всегда должны входить все частицы, возникшие в данном акте взаимодействия. Число частиц, входящих в событие данного типа, определяется конкретной задачей. Так, например, если в π -лучевой звезде две частицы - Λ^0 -гиперон и K^0 -мезон и нас интересует резонанс $\Lambda^0 K^0$; безотносительно к множественности заряженных частиц звезды, то событием данного типа является пара Λ^0 и K^0 с фиксированными согласно а), в), с) параметрами.

2. Назовем активной зоной камеры объем, ограниченный "поверхностью" пучка и передней и задней стенками камеры. Интересующие нас события могут возникать в активной зоне.

Согласно определению, границы активной зоны устанавливаются по распределению звезд.

3. Геометрической эффективностью камеры для регистрации событий данного типа назовем отношение числа событий, которые могут быть зарегистрированы камерой, к числу событий, могущих возникнуть в активной зоне камеры при заданной интенсивности пучка и ее распределении по сечению активной зоны, при заданной плотности рабочего вещества камеры и для заданной величины разброса импульсов частиц первичного пучка.

Общая схема расчета

Вычисление геометрической эффективности основано на моделировании рассматриваемых процессов с учетом некоторых свойств симметрии, которыми обладают взаимодействия, встречающиеся в событии данного типа.

1.) При известных законах распределения энергии и интенсивности по сечению пучка координаты точек возникновения событий данного типа распределены по активной зоне вполне определенным образом. Ниже мы полагаем, что интенсивность по сечению пучка постоянна и что сечение данного процесса слабо меняется в пределах разброса импульсов первичных частиц. При таких предположениях вершины звезд будут встречаться в любой точке активной зоны с равной вероятностью. Расчет легко может быть распространен на более общий случай.

2.) Если поляризационными эффектами можно пренебречь, то для любой частицы все азимутальные углы равновероятны. Ниже мы основываемся на таком допущении. Этим мы удовлетворяем симметрии взаимодействий по отношению к вращениям. Более общий случай требует детальных сведений о величине поляризации и т.п. Допущения, принятые нами в п. 1 и 2, оправданы постоянством сечений и малостью поляризационных эффектов при высоких энергиях.

3.) Ввиду сохранения четности в сильных взаимодействиях событие данного типа и его зеркальные изображения должны встречаться одинаково часто.

Из отражений события в трех взаимно-перпендикулярных плоскостях отражение в плоскости, нормальной пучку, исключается вследствие того, что направление пучка выделено. Два отражения в плоскости, содержащей направление пучка (I), и в плоскости (II), нормальной (I), исчерпываются при отражении события в I и вращении его относительно направления пучка.

Процедура вычисления вероятности регистрации сводится к следующему.

1.) Моделируется равновероятность точки положения вершины звезды, что сводится к вычислению условных вероятностей рождения события в произвольной точке активной зоны.

2.) Моделируется равновероятность азимутальных углов, что, в свою очередь, требует вычисления условной вероятности произвольного значения азимутального угла, если за полярную ось принять направление пучка. Если в каком-либо узле события ожидается значительная поляризация, например, если в рассеянии $A^0 p \rightarrow A^0 p$ ожидается сильная поляризация, о которой никаких более детальных сведений нет, то следует прибегнуть к естественному моделированию, т.е. при вычислении эффективности не моделировать азимутальные углы в узле рассеяния, а брать их распределение из эксперимента. В противном случае необходимо вычислить условную вероятность азимутального угла плоскости рассеяния, приняв за полярную ось вектор импульса частицы до рассеяния.

Если рассматриваемое событие содержит V^0 -частицу, необходимо найти также

а) условную вероятность произвольного значения азимутального угла плоскости распада V^0 -частицы, если за полярную ось принять направление ее импульса;

б) условную вероятность произвольного значения угла раствора V^0 -частицы, совместимого с кинематикой распада при заданном импульсе ее.

Ниже мы полагаем, что распределение продуктов распада V^0 -частиц в системе покоя - изотропное, и вычисляем условную вероятность изотропного распределения продуктов распада по косинусу угла вылета в системе покоя V^0 -частицы;

в) условную вероятность распада V^0 -частицы в произвольной точке камеры.

3.) Необходимо также промоделировать отражение относительно плоскости, проходящей через вершину события и параллельной направлению пучка. В случае $V^0 p \rightarrow V^0 p$ рассеяния необходимо также отражение относительно плоскости, проходящей через направление импульса V^0 -частицы до рассеяния.

4.) Поскольку идентификация нейтральных странных частиц производится при помощи метода наименьших квадратов, то, строго говоря, вероятностью или эффективностью регистрации событий является отношение числа идентифицированных по χ^2 событий к числу событий, генерированных в активной зоне камеры, с учетом геометрии звезды.

При таком определении эффективности следовало бы вычислять χ^2 , т.е. идентифицировать V^0 -частицу при каждом значении азимутальных углов, в каждой из точек активной зоны и т.п.

Однако объем счетной работы при этом сильно возрастает. Поэтому мы решили ограничиться приближенным, но достаточно точным способом, который заключается в следующем. Для идентификации частицы, претерпевающей двухчастичный распад, достаточно иметь относительно точные значения импульса самой частицы, двух углов и импульса одной из частиц распада. Относительно второй частицы достаточна информация о знаке ее заряда, т.е. точность измерения ее импульса может быть существенно ниже, чем у первой частицы. В соответствии с этим вычисляются длины соответствующих следов, при которых обеспечивается желаемая точность измерения импульса, а вместе с тем и вероятность идентификации знака заряда. Так, например, при точности измерения импульса 30% вероятность идентификации знака заряда составляет 100%.

Полная вероятность регистрации сводится к многократному интегралу по объемам активной зоны и камеры, по азимутальным углам, по углам раствора вилки и т.п. Эти интегралы мы вычисляем по методу Монте-Карло.

Преимущества этого метода при высокой кратности и при сложных пределах интегрирования очевидны.

Если не вычислять условные вероятности, т.е. опускать интегрирования, то величины весов будут подвержены сильным флуктуациям, которые в некоторых случаях могут привести к абсурдным результатам. Так, например, если опустить интегрирование по объему активной зоны, то два совершенно одинаковых события, одно из которых возникло вблизи границы зоны и, следовательно, ближе к границам камеры, а второе - в центре зоны, т.е. в точке наиболее удаленной от границ камеры, при постоянной по сечению интенсивности пучка, первое событие будет обладать большим весом. Если границы активной зоны близки к границам камеры, эта разница в весах может быть весьма существенной. Приходим к абсурдному выводу о том, что при равномерном распределении интенсивности первичных частиц по сечению активной зоны и при моноэнергетическом пучке вблизи стенок возникает больше событий, чем в центре камеры. Физические результаты, например, угловые и импульсные распределения, исправленные этими двумя способами, совпадут только при бесконечно большой статистике. Ниже приводятся расчет эффективности регистрации событий следующих типов:

- 1) рассеяние $V^0 p \rightarrow V^0 p$;
- 2) пара V^0 -частиц с n -лучевой звездой;
- 3) V^0 - частица с n -лучевой звездой.

1. Эффективность регистрации событий рассеяния V^0 -частиц на протонах

Событие рассеяния $V^0 p \rightarrow V^0 p$ задается:

1. Импульсами V^0 -частицы до и после рассеяния P_{V_1} и P_{V_2} соответственно и импульсом протона отдачи P_p .
2. Углами $\theta_{01}, \theta_{02}, \theta_p$.
3. Массами частиц и схемой распада V^0 -частицы.
4. Относительными точностями импульсов

$$\frac{\Delta P_p}{P_p}, \frac{\Delta P_+}{P_+}, \frac{\Delta P_-}{P_-}$$

Пусть V^0 -частица родилась в $O (X_0, Y_0, Z_0)$ (рис. 1). Вычислим координаты точки рассеяния $I (X_1, Y_1, Z_1)$ в основной системе координат (ОСК).

Если вероятность того, что V^0 - частица пробежит расстояние \mathcal{L} , не распавшись и не провзаимодействовав, есть

$$dw = w(\mathcal{L}) d\mathcal{L},$$

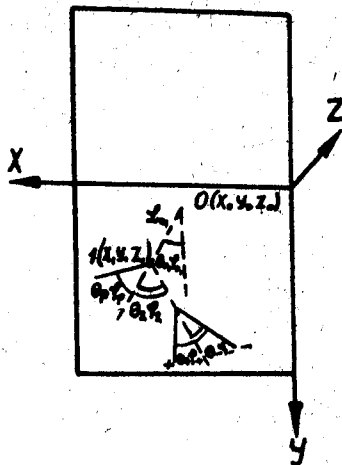


Рис. 1.

то воспроизвести эту вероятность можно, беря в качестве \mathcal{L} корень уравнения

$$\int_0^{\mathcal{L}} w(\mathcal{L}) d\mathcal{L} = a \int_0^{\infty} w(\mathcal{L}) d\mathcal{L},$$

где a распределено равномерно на отрезке (0,1). В частности, при $w(\mathcal{L}) = e^{-\mathcal{L}/L_1}$

$$\mathcal{L} = -L_1 \ln a_1.$$

Средняя длина пробега L_1 определяется из условия

$$\frac{1}{L_1} = \frac{1}{\lambda_{\text{расп.}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{от}}}$$

Поскольку $\lambda_{\text{расп.}} \ll \lambda_{\text{от}}$, то последним членом можно пренебречь. Действительно, поскольку $\sigma_{\Delta p} = 60 \text{ мб}$, то $\lambda_{\text{от}} = 333 \text{ см}$, тогда как для $P_{\lambda} = 5,0 \frac{\text{БэВ}}{\text{с}}$ $\lambda_{\text{расп.}} = 29,8 \text{ см}$. Таким образом, $\lambda_{\text{расп.}}$ по крайней мере на порядок менее $\lambda_{\text{от}}$.

$$\frac{1}{L_1} = \frac{1}{\lambda_{\text{расп.}}}$$

$$L_1 = \frac{P_{V^0}}{M_{V^0}} c t_0.$$

Вследствие симметрии взаимодействий по отношению к вращениям в пространстве

$$\phi = 2\pi a_2$$

a_2 - распределено равномерно в (0,1).

2. Координаты конца трека протона отдачи в системе координат A с началом в точке 1 и с осью $O'Y'$, направленной по $O1$. Плоскость $X'Y'$ наклонена к плоскости XY под азимутальным углом ϕ_{01} . Тогда

$$\begin{aligned} X'_p &= \underline{L}_{1p} \sin \theta_p \cos \phi_p = - \underline{L}_{1p} \sin \theta_p \cos \phi_2, \\ Z'_p &= \underline{L}_{1p} \sin \theta_p \sin \phi_p = - \underline{L}_{1p} \sin \theta_p \sin \phi_2, \\ Y'_p &= \underline{L}_{1p} \cos \theta_p. \end{aligned} \quad (2)$$

$$L_{1p} = \left[\frac{50(1+\epsilon)}{\beta_p B_{(K0)} \frac{\Delta P_p}{P_p} \sqrt{L_p} \sqrt{1 - (\sin \theta_p \sin \phi_p)^2}} \right]^2 \epsilon - \text{приведено в } /3/, \\ L - \text{радиационная длина (см) рабочей жидкости.}$$

$$\beta_p = \frac{P_p}{\sqrt{P_p^2 + M_p^2}},$$

$$\phi_2 = 2\pi\alpha_3.$$

α_3 распределено равномерно в $(0,1)$

\underline{L}_{1p} - минимальная длина трека, при которой еще возможна идентификация протона отдачи при заданной величине $\frac{\Delta P_p}{P_p}$.

Если протон останавливается в камере, то в качестве этой длины

берется ее пробег.

3. Координаты конца трека протона отдачи в с.к.в. с началом в т. 1 и с осями, параллельными осям X, Y, Z , выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} X''_p &= X'_p \cos(\hat{X}''; \hat{X}') + Y'_p \cos(\hat{X}''; \hat{Y}') + Z'_p \cos(\hat{X}''; \hat{Z}'), \\ Z''_p &= X'_p \cos(\hat{Z}''; \hat{X}') + Y'_p \cos(\hat{Z}''; \hat{Y}') + Z'_p \cos(\hat{Z}''; \hat{Z}'), \\ Y''_p &= X'_p \cos(\hat{Y}''; \hat{Y}') + Y'_p \cos(\hat{Y}''; \hat{Y}') + Z'_p \cos(\hat{Y}''; \hat{Z}'). \end{aligned}$$

Воспользуемся формулами сферической тригонометрии:

$$\begin{aligned} \cos a &= \cos b \cos c, \\ \cos(\hat{X}''; \hat{X}') &= \cos \theta_{01} \cos \phi_{01}, \\ \cos(\hat{Y}''; \hat{Y}') &= \cos \theta_{01}, \\ \cos(\hat{Z}''; \hat{Z}') &= \cos \phi_{01}, \\ \cos(\hat{X}''; \hat{Y}') &= \cos(\pi/2 - \theta_{01}) \cos \phi_{01} = \sin \theta_{01} \cos \phi_{01}, \\ \cos(\hat{X}''; \hat{Z}') &= \cos(\pi/2 + \phi_{01}) = -\sin \phi_{01}, \\ \cos(\hat{Z}''; \hat{X}') &= \cos \theta_{01} \cos(\pi/2 - \phi_{01}) = \cos \theta_{01} \sin \phi_{01}, \\ \cos(\hat{Z}''; \hat{Y}') &= \cos(\pi/2 - \theta_{01}) \cos(\pi/2 - \phi_{01}) = \sin \theta_{01} \sin \phi_{01}, \\ \cos(\hat{Y}''; \hat{X}') &= \cos(\pi/2 + \theta_{01}) = -\sin \theta_{01}, \\ \cos(\hat{Y}''; \hat{Z}') &= 0. \end{aligned}$$

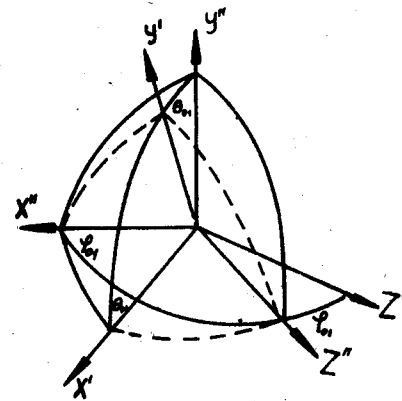


Рис. 2.

Откуда

$$\begin{aligned} X''_p &= X'_p \cos \theta_{01} \cos \phi_{01} + Y'_p \sin \theta_{01} \cos \phi_{01} - Z'_p \sin \phi_{01}, \\ Z''_p &= X'_p \cos \theta_{01} \sin \phi_{01} + Y'_p \sin \theta_{01} \sin \phi_{01} + Z'_p \cos \phi_{01}, \\ Y''_p &= -X'_p \sin \theta_{01} + Y'_p \cos \theta_{01}. \end{aligned} \quad (3)$$

4. В о.с.к. координаты конца трека протона выражаются формулами

$$\begin{aligned} X_p &= X_1 + X''_p = X_0 + (\underline{L}_{01} \sin \theta_{01} \cos \phi_{01} + X''_p) \delta, \\ Z_p &= Z_1 + Z''_p, \\ Y_p &= Y_1 + Y''_p. \end{aligned} \quad (4)$$

5. Координаты вершины вилки в с.к. А:

$$X'_2 = \rho_{12} \sin \theta_2 \cos \phi_2,$$

$$Z'_2 = \rho_{12} \sin \theta_2 \sin \phi_2,$$

$$Y'_2 = \rho_{12} \cos \theta_2,$$

$$\rho_{12} = -L_2 \ln a_s, \quad L_2 = \frac{P_{2V}}{M_V} c r_0.$$

$$0 < a_s < 1.$$

(5)

6. В с.к. В:

$$X''_2 = X'_2 \cos \theta_{01} \cos \phi_{01} + Y'_2 \sin \theta_{01} \cos \phi_{01} - Z'_2 \sin \phi_{01},$$

$$Z''_2 = X'_2 \cos \theta_{01} \sin \phi_{01} + Y'_2 \sin \theta_{01} \sin \phi_{01} + Z'_2 \cos \phi_{01},$$

$$Y''_2 = -X'_2 \sin \theta_{01} + Y'_2 \cos \theta_{01},$$

$$R'' = \sqrt{X''_2{}^2 + Z''_2{}^2}.$$

(6)

7. В о.с.к.:

$$X_2 = X'_2 + X''_2,$$

$$-Z_2 = Z'_2 + Z''_2,$$

$$Y_2 = Y'_2 + Y''_2.$$

(7)

8. Направление импульса распадной частицы в системе покоя. Направим в с.покоя V^0 вдоль 1-2. Предположим, что продукты распада V^0 -частицы в с.покоя распределены изотропно. Обозначим косинус полярного угла вылета положительной частицы в этой с.к. через λ_+ , а азимутальный угол между плоскостью распада, проходящей через 1-2 и направлением пучка в точках 1 или 2 через ϕ_+ . Тогда

$$\lambda_+ = -1 + 2a_s \quad (0 < a_s < 1);$$

$$\phi_+ = 2\pi a_s \quad (0 < a_s < 1).$$

(8)

9. Если энергия и импульс положительной частицы распада в с.покоя V^0 суть

E_+^* и p_+^* , то компоненты импульса в этой системе имеют вид:

$$\xi_+ = p_+^* \sqrt{1 - \lambda_+^2} \cos \phi_+,$$

$$\zeta_+ = p_+^* \sqrt{1 - \lambda_+^2} \sin \phi_+,$$

$$\eta_+^* = p_+^* \lambda_+.$$

(9)

10. В с.к. С с ОУ по 1-2 и с началом в 2

$$\eta_+ = \gamma \eta_+^* + \Gamma E_+^*,$$

$$\gamma = \frac{E_{V^0}}{M_{V^0}}; \quad E_{V^0} = \sqrt{P_{V^0}^2 + M_{V^0}^2},$$

$$\Gamma = \frac{P_{V^0}}{M_{V^0}},$$

$$E_+^* = \sqrt{P_+^{*2} + M_+^2}.$$

(10)

11. В с.к. D с началом в 2 и с осями, параллельными осям о.с.к., в точности, как в пункте 3, получим компоненты импульса распадной частицы в о.с.к.:

$$P_{x+} = \frac{Y''_2}{\rho_{12}} \frac{X''_2}{R''} \xi_+ + \frac{X''_2}{\rho_{12}} \eta_+ - \frac{Z''_2}{R''} \zeta_+,$$

$$P_{z+} = \frac{Y''_2}{\rho_{12}} \frac{Z''_2}{R''} \xi_+ + \frac{Z''_2}{\rho_{12}} \eta_+ + \frac{X''_2}{R''} \zeta_+,$$

$$P_{y+} = -\frac{R''}{\rho_{12}} \xi_+ + \frac{Y''_2}{\rho_{12}} \eta_+.$$

(11)

12. В с.к. D

$$P_+ = \sqrt{P_{x+}^2 + P_{y+}^2 + P_{z+}^2}, \quad L_{2+} = \left[\frac{50(1+\epsilon)}{\beta_+ B_{(KO)} \frac{\Delta P_+}{P_+} \sqrt{L_{(CM)}} \sqrt{1 - (\beta_+ v)^2}} \right]^2,$$

$$X''_+ = \frac{P_{x+}}{P_+} \rho_{2+}, \quad \beta_+ = \frac{P_+}{\sqrt{P_+^2 + M_+^2}},$$

$$Z''_+ = \frac{P_{z+}}{P_+} \rho_{2+},$$

$$Y''_+ = \frac{P_{y+}}{P_+} \rho_{2+}.$$

(12)

ρ_{2+} - минимальная длина трека положительной частицы, при которой еще возможна ее идентификация при заданной точности измерения импульса.

13. В о.с.к.:

$$\begin{aligned} X_+ &= X_2 + X_2'' = X_0 + (\rho_{01} \sin \theta_{01} \cos \phi_{01} + X_2'' + X_2') \delta, \\ Y_+ &= Y_2 + Y_2'', \\ Z_+ &= Z_2 + Z_2''. \end{aligned} \quad (13)$$

Расчет повторяется с формул по (13) для того же набора с заменой всюду ξ_+, η_+, ζ_+ на $-\xi_+, -\eta_+, -\zeta_+$ и индекса (+) на (-) для отрицательной частицы. Расчет проводится при $\delta = 1$ и $\delta = -1$ для одного и того же набора a_i . Эта операция приводит к отражению в плоскости, проходящей через направление пучка. Координаты вершин звезд располагаются в объеме, вырезаемом пучком первичных частиц в пропа-не в так называемой активной зоне

$$\begin{aligned} X_0 &= a + b a_7, & (0 < a_7 < 1), \\ Y_0 &= l (a_8 - \frac{1}{2}), & (0 < a_8 < 1), \\ Z_0 &= c + d a_9, & (0 < a_9 < 1) \end{aligned} \quad (14)$$

Задаются:

1. Константы, общие для всех событий - размеры камеры:

$$\begin{aligned} D &= 28, \\ H &= 14, \\ l &= 55. \end{aligned}$$

2. Константы данного события

$$\cos \theta_{01}, \cos \theta_p, \cos \theta_2, P_{V_1}, M_{V_1}, P^*, P_{V_2}, M_+, M_-, P_p, \Delta P_p, \frac{\Delta P_+}{P_+}, \frac{\Delta P_-}{P_-}$$

берутся из перфокарт.

Ход расчета

1. Расчет ведется по формулам (1)-(14) для $\delta = 1$ и $\delta = -1$.

2. Для учета отражений относительно плоскости, в которой лежит вектор $O, 1$, после окончания всего расчета нужно провести его снова с данным набором a_i , начиная с (2), но вместо ϕ_2 прежнего, ввести новое значение

$$\phi_2 \text{ новое} \rightarrow \pi - \phi_2 \text{ прежнее}$$

или

$$\phi_2 \text{ новое} \rightarrow 2\pi - \phi_2 \text{ прежнее.}$$

В первом случае отражение происходит в плоскости, проходящей через $O, 1$, нормально $O'X'$, во втором - нормально $O'Z'$.

3. Если хотя бы одно из чисел

$$\begin{aligned} X_p, X_+, X_- &\text{ меньше нуля или больше } D \\ Y_p, Y_+, Y_- &\text{ меньше } -l/2 \text{ или больше } l/2. \\ Z_p, Z_+, Z_- &\text{ меньше нуля или больше } H, \end{aligned}$$

то в сумматор засылается 0.

4. Если же одновременно

$$\begin{aligned} 0 < X_p, X_+, X_- < D, \\ -l/2 < Y_p, Y_+, Y_- < l/2, \\ 0 < Z_p, Z_+, Z_- < H, \end{aligned}$$

то в сумматор засылается единица.

5. Расчет повторяется с новым набором случайных чисел a_i и т.д., всего 100 N раз.

6. На печать выводится содержимое сумматора по сотням и среднее квадратичное отклонение от среднего

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i,$$

где n_i - число, накопленное в сумматоре за i -ую сотню циклов:

$$n^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i^2,$$

$$D = \sqrt{\frac{1}{N-1} \{ n^2 - (\bar{n})^2 \}}.$$

Заметим, что по изложенным формулам можно вычислить геометрическую эффективность регистрации распадов Ξ^- - гиперонов, если опустить отражение в плоскости, проходящей через направление импульса V^0 -частицы до рассеяния.

II. Геометрическая эффективность регистрации пары V^0 -частиц,
вылетающих из n -лучевой звезды

Событие задается:

1. Импульсами $P_{V_1}, P_{V_2}, P_{P_i} \quad i=1, 2, \dots, n$.
2. Углами $\Theta_1, \bar{\phi}_1, \Theta_2, \bar{\phi}_2, \Theta_{P_i}, \bar{\phi}_{P_i}$.
3. Массами все частиц и схемами распада V^0 -частиц.
4. Точностями измерения импульсов всех заряженных частиц.

Первая V^0 -частица

1. В с.к. с началом в O (X_0, Y_0, Z_0) и осями, параллельными X, Y, Z (рис. 3):

$$X_1 = L_{01} \sin \Theta_1 \cos \phi_1,$$

$$Z_1 = L_{01} \sin \Theta_1 \sin \phi_1,$$

$$Y_1 = L_{01} \cos \Theta_1,$$

$$L_{01} = -L_1 \ln a_1 \quad (0 < a_1 < 1),$$

$$L_1 = \frac{P_{V_1}}{M_{V_1}} \cdot C_{V_1}$$

$$\phi_1 = 2\pi a_2 + \bar{\phi}_1 \quad (0 < a_2 < 1),$$

$$R_1 = \sqrt{X_1^2 + Z_1^2}.$$

$\bar{\phi}_1$ - начальный азимутальный угол V_1^0 частицы.

$$\bar{\phi}_1 = \arcsin \frac{n_1}{\sqrt{l_1^2 + n_1^2}} = \arcsin \frac{l_1}{\sqrt{l_1^2 + n_1^2}},$$

l_1 - начальное (измеренное значение) направляющего косинуса вектора импульса V^0 -частицы с OX .

n_1 - начальное (измеренное) значение направляющего косинуса вектора импульса V^0 -частицы с OZ .

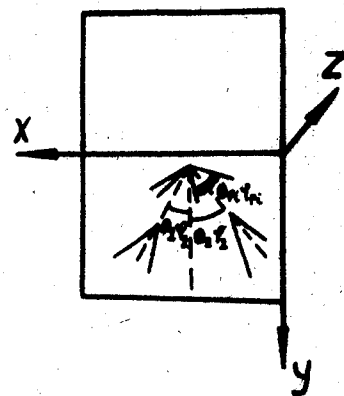


Рис. 3.

2. В системе покоя V^0 -частицы для положительной частицы распада имеем:

$$\lambda_{+1} = -1 + 2a_3 \quad (0 < a_3 < 1),$$

$$\phi_{+1} = 2\pi a_4 \quad (0 < a_4 < 1),$$

$$\xi_{+1} = P_1^* \sqrt{1 - \lambda_{+1}^2} \cos \phi_{+1},$$

$$\zeta_{+1} = P_1^* \sqrt{1 - \lambda_{+1}^2} \sin \phi_{+1},$$

$$\eta_{+1}^* = P_1^* \lambda_{+1}.$$

3. В лабораторной с.к.

$$\eta_{+1} = \gamma_1 \eta_{+1}^* + \Gamma_1 E_{+1}^*,$$

$$\gamma = \frac{E_{1V}}{M_{1V}},$$

$$E_{1V} = \sqrt{P_{1V}^2 + M_{1V}^2},$$

$$\Gamma_1 = \frac{P_{1V}}{M_{1V}},$$

$$E_{+1}^* = \sqrt{P_{+1}^{*2} + M_{+1}^2}.$$

4. В с.к. D:

$$P_{x+1} = \frac{Y_1}{\rho_{01}} \frac{X_1 \xi_{+1}}{R_1} + \frac{X_1}{\rho_{01}} \eta_{+1} - \frac{Z_1}{R_1} \zeta_{+1},$$

$$P_{z+1} = \frac{Y_1}{\rho_{01}} \frac{Z_1 \xi_{+1}}{R_1} + \frac{Z_1}{\rho_{01}} \eta_{+1} + \frac{X_1}{R_1} \zeta_{+1},$$

$$P_{y+1} = -\frac{R_1}{\rho_{01}} \xi_{+1} + \frac{Y_1}{\rho_{01}} \eta_{+1}.$$

5. В с.к. D:

$$P_{+1} = \sqrt{P_{x+1}^2 + P_{y+1}^2 + P_{z+1}^2},$$

$$X'_{+1} = \frac{P_{x+1}}{P_{+1}} \rho_{+1},$$

$$Y'_{+1} = \frac{P_{y+1}}{P_{+1}} \rho_{+1},$$

$$Z'_{+1} = \frac{P_{z+1}}{P_{+1}} \rho_{+1}.$$

6. В о.с.к.:

$$X_{+1} = X_0 + (X_1 + X'_{+1}) \delta; \quad X_0 = a + ba_s \quad (0 < a_s < 1).$$

$$Y_{+1} = Y_0 + Y_1 + Y'_{+1}; \quad Y_0 = l(a_6 - \frac{1}{2}) \quad (0 < a_6 < 1).$$

$$Z_{+1} = Z_0 + Z_1 + Z'_{+1}; \quad Z_0 = c + da_7 \quad (0 < a_7 < 1).$$

7. Для отрицательной частицы распада весь расчет, начиная с формул п.2, повторяется при прежних значениях a_i с заменой знаков ξ_+ , η_+ , ζ_+ на противоположные и положительных индексов - на отрицательные.

Вторая V^0 - частица

Расчет для второй V^0 - частицы повторяется целиком по формулам вышеприведенной схемы с учетом фиксированного значения угла между импульсами V^0 - частиц. Это сводится к тому, что в выражении азимутального угла

$$\phi_2 = 2\pi a_2 + \bar{\phi}_2,$$

$$\bar{\phi}_2 = \arcsin \frac{n_2}{\sqrt{n_2^2 + l_2^2}} = \arcsin \frac{l_2}{\sqrt{n_2^2 + l_2^2}}$$

a_2 - должно принимать те же значения, что и для первой V^0 - частицы.

Прежними должны оставаться также наборы чисел a_s , a_6 , a_7 , что соответствует вылету обеих V^0 - частиц из одной и той же звезды.

Заряженные частицы звезды

1. Координаты концов треков частиц звезды в системе координат с началом в $O(X_0, Y_0, Z_0)$ и с осями, параллельными X, Y, Z , выражаются формулами:

$$X'_{P_1} = \rho_{P_1} \sin \theta_{P_1} \cos \phi_{P_1},$$

$$Z'_{P_1} = \rho_{P_1} \sin \theta_{P_1} \sin \phi_{P_1},$$

$$Y'_{P_1} = \rho_{P_1} \cos \theta_{P_1},$$

$$\phi_{P_1} = 2\pi a_2 + \phi_P \quad (0 < a_2 < 1),$$

$$\bar{\phi}_{P_1} = \arcsin \frac{n_{P_1}}{\sqrt{n_{P_1}^2 + l_{P_1}^2}} = \arcsin \frac{\rho_{P_1}}{\sqrt{n_{P_1}^2 + l_{P_1}^2}}.$$

l_{P_1} и n_{P_1} - направляющие косинусы i -го трека с осями OX и OY соответственно.

$$L_{P_1} = \left[\frac{50(1+\epsilon)}{\beta_{P_1} B_{(KO)} \frac{\Delta P_{P_1}}{P_{P_1}} \sqrt{L_{(CM)}} \sqrt{1 - (\sin \theta_{P_1} \sin \phi_{P_1})^2}} \right]^2$$

$$\beta_{P_1} = \left| \frac{P_{P_1}}{\sqrt{P_{P_1}^2 + M_{P_1}^2}} \right|,$$

ρ_{P_1} - минимальная длина трека, при которой возможна идентификация знака заряда при заданном $\Delta P_{P_1} / P_{P_1}$,

2. В о.с.к. координаты концов треков звезды.

$$X_{P_1} = X_0 + X'_{P_1} \delta; \quad X_0 = a + b a_1 \quad (0 < a_1 < 1).$$

$$Y_{P_1} = Y_0 + Y'_{P_1}; \quad Y_0 = l (a_2 - 1/2) \quad (0 < a_2 < 1).$$

$$Z_{P_1} = Z_0 + Z'_{P_1}; \quad Z_0 = c + d a_3 \quad (0 < a_3 < 1).$$

a_1, a_2, a_3 принимают те же значения, что и для обеих V^0 -частиц.

Ход расчета

1. Расчет выполняется по вышеприведенным формулам для $\delta = +1$ и $\delta = -1$ при одних и тех же наборах a_i .

Если хотя бы одно из чисел $X_{P_1}, X_{+1}, X_{-1}, X_{+2}, X_{-2}$ отрицательно или больше D ; $Y_{P_1}, Y_{+1}, Y_{-1}, Y_{+2}, Y_{-2}$ меньше $-l/2$ или больше $l/2$; $Z_{P_1}, Z_{+1}, Z_{-1}, Z_{+2}, Z_{-2}$ отрицательно или больше H : то в сумматор засылается ноль.

Если же одновременно

$$0 < X_{P_1}, X_{+1}, X_{-1}, X_{+2}, X_{-2} < D,$$

$$-l/2 < Y_{P_1}, Y_{+1}, Y_{-1}, Y_{+2}, Y_{-2} < l/2,$$

$$0 < Z_{P_1}, Z_{+1}, Z_{-1}, Z_{+2}, Z_{-2} < H,$$

то в сумматор засылается единица.

Дальнейший ход расчета и выдача на печать совершенно аналогичны таковым в первой задаче.

Частным случаем рассмотренной задачи является расчет эффективности регистрации одной V^0 -частицы, образовавшейся в π -лучевой звезде.

Авторы выражают признательность С.Н.Сохолу и Г.А.Осокову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Б.А.Шахбазян, Л.И.Русинов. Известия АН СССР, серия физическая, т.ХІХ, 143 (1953).
2. Г.И.Копылов. Диссертация. Дубна, 1960.
3. W.H.Barkas and A.N.Rosenfeld. UCRL, 8080, 1963.