

С 17И

Г 376

28/vi

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2722



Л.Н. Гердюков, П.В. Шляпников

ПРОГРАММА ИДЕНТИФИКАЦИИ ν^0 -ЧАСТИЦ
И γ -КВАНТОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1966

①

2722

Л.Н. Гердюков, П.В. Шляпников

ПРОГРАММА ИДЕНТИФИКАЦИИ ν^0 -ЧАСТИЦ
И γ -КВАНТОВ

4290/1, чр.

В в е д е н и е

Необходимость создания описываемой ниже программы была обусловлена следующими соображениями.

Во-первых, до сих пор для кинематического анализа ν^0 -частиц и γ -квантов в пузырьковых камерах в ОИЯИ главным образом использовались две отдельные программы: программа идентификации ν^0 -частиц (2-2)^{/1/} и программа определения кинематических параметров γ -квантов (7)^{/2/}. Помимо того, что обсчет по отдельным программам увеличивает время, необходимое для обработки событий, в которых одновременно присутствуют как ν^0 -частицы, так и γ -кванты, в каждой из этих программ имеются существенные недостатки. Так, например, в программе (2-2) для окончательной идентификации ν^0 -частицы, помимо χ^2 -критерия, необходимо применять критерий по углу некомпланарности, что в ряде случаев (и особенно при небольших пролетных длинах) приводит к неоднозначной интерпретации события. В программе (7) кинематические параметры γ -кванта находятся без варьирования исходных кинематических параметров электрона и позитрона и отсутствует строгий критерий, позволяющий судить о принадлежности данного γ -кванта к рассматриваемой вершине взаимодействия.

Во-вторых, при создании этой программы мы предполагали, что она будет использоваться после того, как в геометрическую программу^{/3/} будет внесена новая подпрограмма вычисления кинематических параметров треков^{/4/}, основанная на введении матрицы кулоновского рассеяния и учета тормозного излучения. В этой подпрограмме все кинематические параметры положительных треков вилки обсчитываются по двум гипотезам: π^+ -мезонной и протонной, поэтому выходные данные отличаются от принятых в Объединенном институте (главным образом тем, что на каждый положительный трек вилки приходится четыре стандартных для ОИЯИ перфокарты). Это также не позволяло использовать для идентификации событий уже имеющиеся программы.

Предлагаемая здесь программа может быть использована как для обсчета ν^0 -частиц, так и γ -квантов. В обоих случаях для окончательной идентификации события применяется χ^2 -критерий. В программе использован метод исключения J.P. Berge et al.,^{/5/} основанный на предположении о линейности уравнений сохранения энергии и импульса вблизи измеренных значений параметров.

Задача идентификации V -частиц и u -квантов является частным случаем более общей проблемы Fit - а каналов реакций, которая математически сводится к нахождению минимума функционала:

$$\chi^2 = \sum_{i,j}^I (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m) \quad i, j = 1, \dots, I$$

с наложенными на него уравнениями связи в виде законов сохранения:

$$F_\lambda(x, y) = 0 \quad \lambda = 1, \dots, L.$$

Здесь через переменные x_i обозначены подбираемые значения кинематических параметров; x_i^m - значения параметров, найденных в геометрической программе; y - неизвестные (неизмеренные) параметры; G_{ij} - матрица весов, обратная матрице ошибок G_{ij}^{-1} измеренных переменных x_i^m ; I - число измеренных параметров; L - число уравнений связи.

С помощью метода неопределенных множителей Лагранжа эта задача обычно сводится к нахождению стационарных значений функционала:

$$M = \sum_{i,j}^I (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m) + 2 \sum_{\lambda}^L \alpha_\lambda F_\lambda(x, y), \quad (1)$$

в котором α_λ - множители Лагранжа.

В кинематическом анализе общепринятыми являются два метода минимизации этого функционала: метод исключения^{/5/} и обобщенный метод^{/8,7/}. В первом из них неизмеренные переменные y исключаются из уравнений связи. Во втором - неизмеренные переменные входят в уравнения связи, а значит, и в функционал (1) равноправно с измеренными.

Поскольку в обобщенном методе вид уравнений связи не зависит от того, какие именно переменные измерены, то это делает метод очень удобным при использовании его в Fit - е каналов реакций, который обычно предназначен для обчета многих типов событий. В интересующем же нас случае идентификации V^0 -частиц и u -квантов, смотрящих в данную вершину взаимодействия, неизвестной переменной является один и тот же параметр - импульс нейтральной частицы. Поэтому преимущество обобщенного метода здесь не используется, в то время как метод исключения позволяет по сравнению с обобщенным методом уменьшить объем вычислений и тем самым сократить время на обработку событий. В связи с этим в описываемой программе использован метод исключения.

Вектор измеренных переменных взят в следующем виде:

$$x_1^m = (\beta_1, \operatorname{tg} a_1, k_1, \beta_2, \operatorname{tg} a_2, k_2, \beta_3, \operatorname{tg} a_3).$$

Здесь $\beta_1, \operatorname{tg} a_1, k_1 = 1/(P_1 \cos a_1)$ — соответственно азимутальный угол, тангенс угла наклона трека к плоскости XU , перпендикулярной магнитному полю, и кривизна трека в первой точке; P_1 — импульс частицы. Индексы 1 и 2 относятся к заряженным частицам, индекс 3 — к нейтральной. Направление нейтральной частицы определяется направлением AB (см. рис. 1), так что:

$$\beta_3 = \operatorname{ArcSin}((y_B - y_A)/r), \quad \operatorname{tg} a_3 = (z_B - z_A)/r,$$

где

$$r^2 = (x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2.$$

За точку распада B идентифицируемой частицы выбрана первая точка того из заряженных треков, номер которого меньше. Ошибки в углах β_3 и a_3 вычисляются по очевидным формулам:

$$(\Delta\beta_3)^2 = 2(\Delta x)^2 / r^2,$$

$$(\Delta a_3)^2 = (2/R^4)(r^2(\Delta z)^2 + (z_B - z_A)^2(\Delta x)^2),$$

где

$$R^2 = r^2 + (z_B - z_A)^2.$$

Поскольку конверсия γ -кванта в поле ядра приводит к тому, что импульс электрона (позитрона) оказывается повернутым относительно первоначального направления γ -кванта на угол, среднеквадратичное значение которого равно $\langle \theta \rangle = (m_e/P_\gamma) \ln(P_\gamma/m_e)$, то в случае γ -гипотезы к дисперсиям в углах $(\Delta a_1)^2$ $(\Delta \beta_1)^2$ электрона и позитрона добавляется угол $\langle \theta \rangle^2$. Это можно сделать, поскольку для практических значений импульсов γ -квантов $P_\gamma > 25$ Мэв среднее значение угла θ близко к нулю. Затем матрица ошибок исходных параметров β_1, a_1, P_1 , найденная в геометрической программе, пересчитывается в матрицу G_{11}^{-1} параметров $\beta_1, \operatorname{tg} a_1, k_1$.

После исключения неизвестной переменной — импульса нейтральной частицы — из уравнений сохранения энергии и импульса оставшиеся три уравнения можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_1 &= \cos \beta_1 / k_1 + \cos \beta_2 / k_2 - \cos \beta_3 / k_3 = 0, \\ F_2 &= \sin \beta_1 / k_1 + \sin \beta_2 / k_2 - \sin \beta_3 / k_3 = 0, \\ F_3 &= \operatorname{tg} a_1 / k_1 + \operatorname{tg} a_2 / k_2 - \operatorname{tg} a_3 / k_3 = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$k_3 = (1 + t_8^2 a_8)^{1/4} (\pi^2 - m_8^2)^{-1/4}, \quad \pi = \sqrt{P_1^2 + m_1^2} + \sqrt{P_2^2 + m_2^2}.$$

Здесь уместно заметить, что законы сохранения энергии и импульса в виде (2) в случае распада γ -кванта не выполняются, поскольку конверсия γ -кванта возможна только в поле ядра отдачи. Однако распределение по импульсам ядра отдачи имеет острый максимум δ при $P_{\text{я}} \ll m_0$. (например, при $P_{\gamma} = 18$ Мэв/с наиболее вероятное значение импульса ядра отдачи $P_{\text{я}}^{\text{max}} = 0,20$ Мэв/с). При увеличении импульса γ -кванта максимум смещается в область еще меньших значений. Поэтому для практических значений импульсов γ -квантов ($P_{\gamma} > 25$ Мэв/с) можно считать, что уравнения связи (2) справедливы с достаточной степенью точности.

Тогда нахождение стационарных значений функционала (1) сводится к решению системы уравнений:

$$\frac{\partial M}{\partial x_i} = 2 \left(\sum_{j=1}^I G_{ij}(x_i - x_j^m) \right) + \sum_{\lambda=1}^L F_{i\lambda}(x) a_{\lambda} = 0;$$

$$\frac{\partial M}{\partial a_i} = 2 F_{i\lambda}(x) = 0;$$

где $F_{i\lambda}(x) = \partial F_{\lambda}(x) / \partial x_i$.

Перепишем первое уравнение в виде:

$$x_i = x_i^m - \sum_{\lambda=1}^L E_{i\lambda} a_{\lambda},$$

где

$$E_{i\lambda} = \sum_{j=1}^I G_{ij}^{-1} F_{j\lambda}(x).$$

Теперь разложим уравнения связи относительно некоторого приближенного решения x_i^{ν} (полученного в ν -той итерации), предполагая, что уравнения связи линейны в области малых изменений параметров:

$$F_{\lambda}^{\nu} + \sum_{j=1}^I (x_j^{\nu+1} - x_j^{\nu}) F_{j\lambda}^{\nu} = 0, \quad (3)$$

$$x_i^{\nu+1} = x_i^m - \sum_{\lambda=1}^L E_{i\lambda}^{\nu} a_{\lambda}^{\nu+1}.$$

Исключая из двух последних уравнений $x_i^{\nu+1}$, получим:

$$a_{\lambda}^{\nu+1} = \sum_{\mu=1}^L (H^{\nu})_{\lambda\mu}^{-1} b_{\mu}^{\nu},$$

где через b_{λ}^{ν} , $H_{\lambda\mu}^{\nu}$ обозначены:

$$b_{\lambda}^{\nu} = F_{\lambda}^{\nu} + \sum_{j=1}^I (x_j^m - x_j^{\nu}) F_{j\lambda}^{\nu},$$

$$H_{\lambda\mu}^{\nu} = \sum_{j=1}^I (E^{\nu})_{\lambda j}^T F_{j\mu}^{\nu} .$$

Используя найденные решения $a_{\lambda}^{\nu+1}$ для множителей Лагранжа, с помощью уравнения (3) можно найти полный набор параметров $x_1^{\nu+1}$. Итерационный процесс начинается при значениях $x_1^0 = x_1^m$ и продолжается до тех пор, пока не будут выполнены некоторые критерии.

Очевидно, что контролировать итерационный процесс необходимо, с одной стороны, по точности вычислений, с тем чтобы ошибки округления не были слишком велики. С другой стороны, не имеет смысла продолжать итерационный процесс после того, как законы сохранения будут выполнены довольно точно.

Мы использовали тождество /5/:

$$(\chi^2)_a^{\nu+1} = \sum_{i,j} (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m) \equiv \sum_{\lambda=1}^L a_{\lambda}^{\nu+1} b_{\lambda}^{\nu} = (\chi^2)_b^{\nu+1} .$$

которое позволяет ввести для ошибок округления следующий критерий:

$$\frac{(\chi^2)_a^{\nu+1} - (\chi^2)_b^{\nu+1}}{(\chi^2)_a^{\nu+1}} \leq \epsilon_1 . \quad (4)$$

Работа с программой показала, что, как правило, эта величина не принимает значений, больших 10^{-7} для Λ^0 - и K^0 - гипотез, и значений $10^{-5} - 10^{-4}$ для γ -гипотез.

В качестве критериев точности выполнения законов сохранения и минимальности функционала взяты, соответственно, следующие неравенства:

$$\frac{F^{\nu+1}}{\lambda_{\mu}} = \sum_{\lambda} \left(\frac{\partial M^{\nu+1}}{\partial a_{\lambda}^{\nu+1}} \delta a_{\lambda}^{\nu+1} \right) \left(\frac{\partial M^{\nu+1}}{\partial a_{\mu}^{\nu+1}} \delta a_{\mu}^{\nu+1} \right) \leq \epsilon_2 , \quad (5)$$

$$\delta M^{\nu+1} = \sum_{i,j} \left(\frac{\partial M^{\nu+1}}{\partial x_i^{\nu+1}} \delta x_i^m \right) \left(\frac{\partial M^{\nu+1}}{\partial x_j^{\nu+1}} \delta x_j^m \right) \leq \epsilon_3 . \quad (6)$$

В настоящее время в программе используются следующие значения $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ для Λ^0 - и K^0 -гипотез:

$$\epsilon_1 = 10^{-3}, \quad \epsilon_2 = 10^{-2}, \quad \epsilon_3 = 10^{-2};$$

и для γ - гипотезы:

$$\epsilon_1 = 10^{-4}, \quad \epsilon_2 = 10^{-1}, \quad \epsilon_3 = 10^{-1}.$$

Эти критерии для правильной гипотезы выполняются за 3-4 итерации. Максимальное число итераций равно 8 для Λ^0 - и K^0 -гипотез и 11 для γ -гипотезы.

После каждого шага итерационного процесса проверяется, не лежат ли новые переменные $x_1^{\nu+1}$ в нефизической области. Например, предполагается, что знак кривизны в геометрической программе соответствует заряду частицы. После же того, как заряд частицы определен, кривизна для всех частиц считается положительной. Поэтому, если в Fit -процессе какое-либо k_1 принимает отрицательное значение, то применяется процедура ступенчатого обрезания шага:

$$x_1^{\nu} + \frac{x_1^{\nu+1} - x_1^{\nu}}{f} \rightarrow x_1^{\nu+1}.$$

Если на каком-то шаге оказывается, что $P_8^2 = E_8^2 - m_8^2 < 0$, $\beta_1 < 0$ или $P_1 > 10^4$ Мэв/с, то снова применяется процедура ступенчатого обрезания.

Итерационный процесс заканчивается, если в двух последовательных итерациях выполнены условия (4), (5), (6) или же по признаку максимального числа итераций. Блок-схема программы показана на рис. 2.

Выдача на печать

Программа может обрабатывать 4 V_0 -частицы и 6 γ -квантов в одном событии. Управление программой осуществляется с помощью управляющей перфокарты.

Выдача производится на стандартные для ОИЯИ перфокарты нейтральных частиц и на бумажную ленту. Ниже приводится образец печати на бумажную ленту.

Печать для Λ^0 - и K^0 -гипотез.

I

Стандартная перфокарта

II

1. \bar{P}_1 ; $\Delta \bar{P}_1$

8. $\bar{\theta}_{1,PK}$; $\theta_{1,AB}$

2. \bar{P}_j ; $\Delta \bar{P}_j$

9. $\bar{\theta}_{j,PK}$; $\theta_{j,AB}$

- | | |
|---|--|
| 3. $\bar{P}_1^{\perp} ; \bar{P}_j^{\perp}$ | 10. $\theta_{1, \text{Flt}} ; \theta_{1, \text{AB}}$ |
| 4. $\text{Cos } \theta_{1, \text{AB}}$ | 11. $L_{\text{ПОТ.}} ; v_{\text{max}}$ |
| 5. $\Delta \text{cos } \theta_{1, \text{AB}}$ | 12. $\text{Sin } \phi$ |
| 6. $\text{Cos } \bar{\theta}_{ij}$ | 13. $\text{cos } \phi$ |
| 7. $\bar{\theta}_{ij}$ | 14. $\eta ; \theta$ |

III.

- | | | |
|-------------------|-------------------|----------------------|
| 1. $\bar{\ell}_1$ | 2. $\bar{\ell}_j$ | 3. $\bar{\ell}_{v0}$ |
| \bar{m}_1 | \bar{m}_j | \bar{m}_{v0} |
| \bar{n}_1 | \bar{n}_j | \bar{n}_{v0} |

IV.

Нормированные отклонения $S(x_1)$

Печать для γ -гипотезы

I

- | | |
|--|---|
| 1. $\bar{P}_1 ; \Delta \bar{P}_1$ | 8. $\bar{\theta}_{1, \text{Flt}} ; \theta_{1, \text{AB}}$ |
| 2. $\bar{P}_j ; \Delta \bar{P}_j$ | 9. $\bar{\theta}_{j, \text{Flt}} ; \theta_{j, \text{AB}}$ |
| 3. $\ell_{\text{AB}} ; (\Delta \beta)_{\text{AB}}^2$ | 10. $\theta_{1, \text{Flt}} ; \theta_{1, \text{AB}}$ |
| 4. $m_{\text{AB}} ; (\Delta \alpha)_{\text{AB}}^2$ | 11. $w ; v_{\text{max}}$ |
| 5. n_{AB} | 12. $L_{\text{ПОТ.}} ; \theta_{ij}$ |
| 6. $\bar{\theta} ; \Delta \bar{\theta}$ | 13. $\eta ; \theta$ |
| 7. $\bar{\theta}_{ij}$ | |

II

Стандартная перфокарта

III

Нормированные отклонения $S(x_1)$

Все обозначения соответствуют обычно принятым в ОИЯИ. Значком * помечены величины, вычисленные на основании подобранных значений параметров. Все углы вычисляются в градусах.

Введение нормированных отклонений параметров

$$S(x_i) = \frac{x_i - x_i^m}{\langle x_i - x_i^m \rangle} \quad i = 1, \dots, l,$$

где $\langle x_i - x_i^m \rangle = \left[\sum_{\lambda, \mu}^L E_{i\lambda}^V (N^V)_{\lambda\mu}^{-1} (E^V)_{\mu i}^T \right]^{1/2}$, позволяет проверить отсутствие систематических отклонений в измеренных параметрах и откалибровать ошибки, приписываемые каждой измеренной переменной. При отсутствии систематических отклонений в параметрах и верно выбранных ошибках нормированные отклонения должны быть нормально распределены около среднего значения 0 с дисперсией $\sigma^2 = 1$.

Работа программы

Программа отлаживалась на тестовых событиях, после чего было обчислено 100 вилочных событий типа $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$, $K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ и 275 случаев с конверсией γ -кванта, полученных с метровой пропановой пузырьковой камеры ЛЯП и предварительно обчисленных по геометрической программе^{/3/}. События были отобраны таким образом, чтобы ошибки в импульсах частиц, составляющих V^0 -частицу, не превышали 20%, а для электронов и позитронов - 50%. В рассматриваемую программу идентификации был включен блок, в котором к ошибкам в углах, вычисленным в программе^{/3/}, были добавлены ошибки из-за многократного рассеяния, а импульсы электронов и позитронов пересчитывались с учетом потерь на тормозное излучение^{/10,11/}. Этот блок позволяет использовать предлагаемую здесь программу после всех используемых в ОИЯИ геометрических программ, если только выдача на печать у последних производится на стандартные перфокарты.

Как уже отмечалось, сравнение нашей программы с программой (2-2) затруднено тем, что в программе (2-2) для окончательной интерпретации события, помимо χ^2 -критерия, необходимо применять критерий по углу некомпланарности. С другой стороны, с точки зрения Fit - процесса более сложной является идентификация γ -квантов из-за неточного выполнения законов сохранения при конверсии γ -квантов. Поэтому основное внимание при обработке событий было уделено идентификации γ -квантов. О V^0 -частицах мы можем сказать лишь следующее.

В 53 из 100 событий, идентифицированных программой (2-2) по χ^2 -критерию как хорошие, 13 событий имели "подозрительный" угол некомпланарности

$\eta > 2.5(\Delta z)/L_{AB}$ (под хорошими мы понимаем те события, в которых в одной из гипотез $\chi^2 < \chi_{\max}^2 = 10$, а в другой $\chi^2 \geq \chi_{\max}^2$; неразделенные события - это те, в которых для обеих гипотез $\chi^2 < \chi_{\max}^2$; плохие события имеют $\chi^2 \geq \chi_{\max}^2$ в обеих гипотезах). Из этих 53 событий наша программа однозначно иден-

идентифицировала 45 событий, остальные оказались неразделенными (6 событий) и плохими (2 события). Из этих последних 8 событий 5 попали в разряд тех, у которых был "попозрительный" угол некомпланарности в программе (2-2). Кроме того, наша программа однозначно идентифицировала дополнительно 4 события, отброшенных программой (2-2) в разряд неразделенных или плохих. Следует заметить, что в большинстве случаев, в которых наша программа и программа (2-2) дают разные интерпретации, хотя бы один из треков вилки имеет небольшой импульс $P \lesssim 300-400$ Мэв/с и, следовательно, может быть сильно искажен кулоновским рассеянием. Поэтому мы надеемся, что правильный учет кулоновского рассеяния в программе ^{/4/} позволит улучшить надежность идентифицированных событий, если только ошибки пространственных координат в программе ^{/3/} не окажутся слишком велики.

В случае конверсии γ -квантов программа идентификации прежде всего должна решить вопрос о том, принадлежит ли рассматриваемый γ -квант к данной вершине взаимодействия или же является фоновым. В нашей программе для этого по-прежнему используется χ^2 -критерий. Именно: если $\chi^2 < \chi^2_{\max} = 11$, то γ -квант считается фоновым.

Проверкой законности применения χ^2 -критерия может служить согласие экспериментального χ^2 -распределения с теоретическим. На рис. 3 показано экспериментальное χ^2 -распределение, полученное при анализе 275 случаев с конверсией γ -квантов, из которых 232 события имели $\chi^2 < 11$. На том же рисунке приведено теоретическое χ^2 -распределение для трех степеней свободы, нормированное на полное число событий с $\chi^2 < 11$. Среднее значение $\overline{\chi^2} = 2,99 \pm 0,16$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma = 2,41$ экспериментального χ^2 -распределения хорошо согласуются с соответствующими значениями $\overline{\chi^2} = 3$ и $\sigma = 2,45$ теоретического распределения.

Вычисление нормированных отклонений $S_1(x)$ в нашей программе позволяет проверить правильность ошибок, приписываемых каждой измеренной переменной, путем сравнения экспериментальных распределений нормированных отклонений с теоретическим распределением, которое является нормальным, со средним значением 0 и среднеквадратичным отклонением $\sigma = 1$. Этот способ позволяет также проверить, нет ли систематических ошибок при измерении соответствующих переменных.

A priori мы можем предположить, что имеется систематическая ошибка при измерении азимутальных углов β у электронов и позитронов. Действительно, при измерении этих углов в геометрической программе ^{/3/} не учитывается тормозное излучение, и поэтому подподгонка трека в плоскости XY под окружность приводит к систематическому занижению азимутального угла β у электрона и завышению этого угла у позитрона.

Мы можем также предположить, хотя не столь определенно, как в предыдущем случае, что имеется систематическая ошибка при измерении импульсов электрона и позитрона. В самом деле, поправки на тормозное излучение^{/10,11/}, выбранные при некотором значении порога обрезания спектра радиационных потерь, справедливы при измерении треков на таких длинах, при которых потери энергии на излучение не превышают максимально допустимых. Между тем, визуально трудно определить границу трека, на которой излученная энергия меньше допустимой, особенно для высокоэнергетических электронов (позитронов) с $P > 300$ Мэв/с. К тому же измерения в основном проводились на полуавтоматах с небольшим обзорным экраном, что затрудняло выдерживание заданных при просмотре длин треков.

Распределения экспериментальных нормированных отклонений $S_1(x)$ приведены на рис. 4 - 8. Здесь в $S_1(x)$ $x = \beta_1, \beta_2$; в $S_2(x)$ $x = \text{tg } \alpha_1, \text{tg } \alpha_2$; в $S_3(x)$ $x = k_1, k_2$; в $S_4(x)$ $x = \beta_3$; в $S_5(x)$ $x = \text{tg } \alpha_3$. На рис. 9, 10 представлены экспериментальные распределения нормированных отклонений $S_1(x)$ отдельно для электронов $S_1(-)$ и позитронов $S_1(+)$ соответственно. Как видно из рисунков, среднеквадратичные отклонения для всех распределений близки к ожидаемому значению $\sigma = 1$, что свидетельствует о правильности ошибок, приписываемых каждой измеренной переменной. В то же время средние значения в $S_1(x)$, $S_3(x)$ и $S_4(x)$ распределениях оказываются смещенными. При этом смещения средних значений в $S_1(-)$, $S_1(+)$ и $S_3(x)$ распределениях совпадают по знаку с ожидаемыми эффектами, вызванными тормозным излучением. Смещение среднего значения в $S_4(x)$ распределении легко объясняется тем, что за точку распада V_0 -частицы или γ -кванта в программе была взята первая точка того из треков, номер которого меньше. Такими треками в большинстве случаев являются отрицательные треки, что приводит к систематическому занижению азимутального угла β_3 . Этот эффект легко устраним, если пространственные координаты точки В находить усреднением пространственных координат первых точек треков, составляющих вилку. Тем не менее, наличие систематического смещения в $S_4(x)$ распределения свидетельствует о необходимости вычисления пространственных координат первых точек треков по формулам для соответствующих точек, вместо нахождения их методом поиска соответствующих точек, как это сделано в геометрической программе^{/3/}.

В программе (7)^{/2/}, по которой до сих пор в ОИЯИ производилось вычисление кинематических параметров γ -квантов, единственно возможным критерием, позволяющим судить о принадлежности γ -кванта к рассматриваемой вершине взаимодействия, является угол θ между направлением γ -кванта и направлением АВ (см.рис. 1). Поэтому интересно сравнить распределение по этому углу с распределением по углу $\bar{\theta}$ между подобранным значением импульса γ -кванта \bar{P} и первоначальным направлением АВ. Эти распределения для событий с $\chi^2 < 11$ представ-

лены на рис. 11. На рис. 12 показаны распределения по углам θ_{11} и $\bar{\theta}_{11}$, где θ_{11} - угол между измеренными значениями импульсов электрона и позитрона, а $\bar{\theta}_{11}$ - угол между подобранными значениями импульсов. Как и следовало ожидать, и распределение по углам $\bar{\theta}$, и распределение по углам $\bar{\theta}_{11}$ смещено в сторону меньших значений углов по сравнению с соответствующими распределениями по углам θ и θ_{11} .

З а к л ю ч е н и е

Хорошее согласие экспериментального χ^2 -распределения с теоретическим и совпадение смещений в экспериментальных распределениях нормированных отклонений $S_1(x)$ и $S_2(x)$ с ожидаемыми эффектами, вызванными тормозным излучением, свидетельствуют о правильности работы программы.

Объединение в рамках одной программы программ идентификации V^0 -частиц и γ -квантов упрощает обработку событий. Использование Fit - процесса для вычисления кинематических параметров γ -квантов позволяет применять χ^2 -критерий для выделения фоновых γ -квантов.

Время обсчета двух гипотез, Λ^0 и K^0 , составляет в среднем около $8 \div 7$ сек, столько же времени в среднем требует обсчет одной γ -гипотезы (при этом не учитывается время на ввод события). Такое небольшое время обработки вместе с малым объемом программы (1200 рабочих ячеек) позволяет в случае необходимости присоединять программу к любой из существующих геометрических программ после введения блока поиска треков, образующих V^0 -частицы и γ -кванты.

Авторы благодарны В.П. Джелелову за внимание и помощь в работе и В.Б.Флягину за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. О. Благощравова и др. Преприят ОИЯИ, 1959, Дубна, 1965.
2. В.Г. Гришин и др. Преприят ОИЯИ, 2277, Дубна, 1965.
3. Н.А. Буздавина и др. Преприят ОИЯИ, 2095, Дубна, 1965.
4. Ю.А. Будагов и др. Преприят ОИЯИ, 2888, Дубна, 1966.
5. J.P. Berge et al, UCRL-9097, 1960.
6. R. Bock, CERN 60-30, 1960.
7. R. Bock, CERN 61-29, 1961.
8. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, Москва, 1956.

9. В.Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2277, Дубна, 1965.

10. Ю.А. Будагов и др. Препринт ОИЯИ, Р-1971, Дубна, 1965.

11. Ю.А. Будагов и др. Препринт ОИЯИ, 2154, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1966 г.

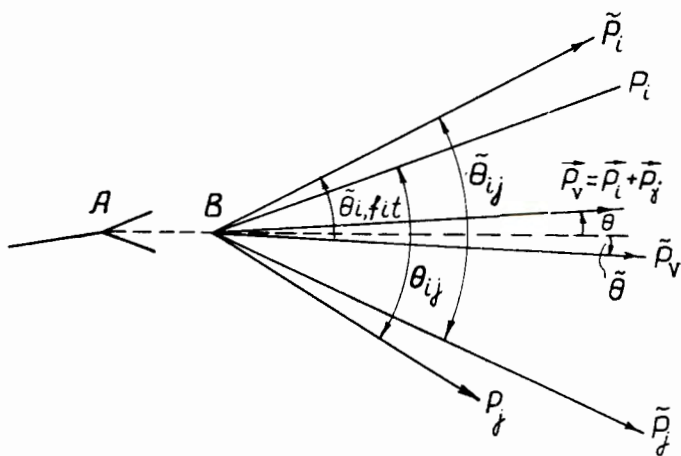


Рис. 1.

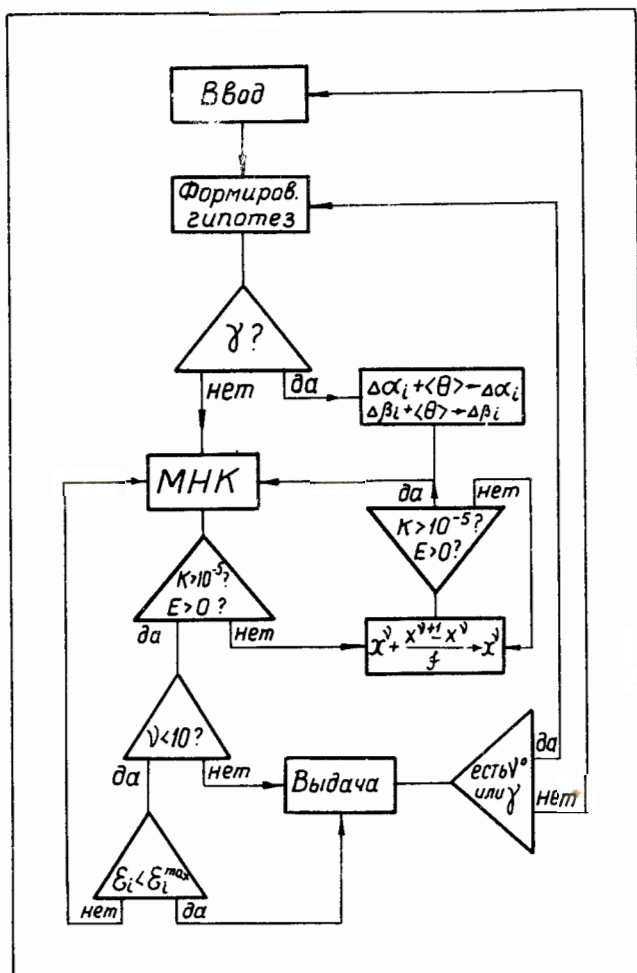


Рис. 2. Блок-схема программы.

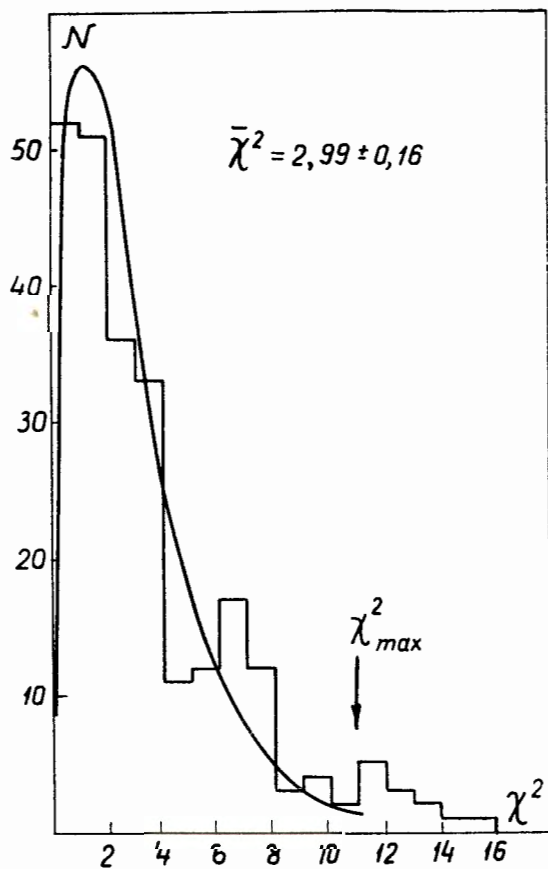


Рис. 3. Экспериментальное χ^2 -распределение для γ -квантов. Гладкая кривая - теоретическое χ^2 -распределение, нормированное на полное число событий с $\chi^2 < \chi^2_{max} = 11$.

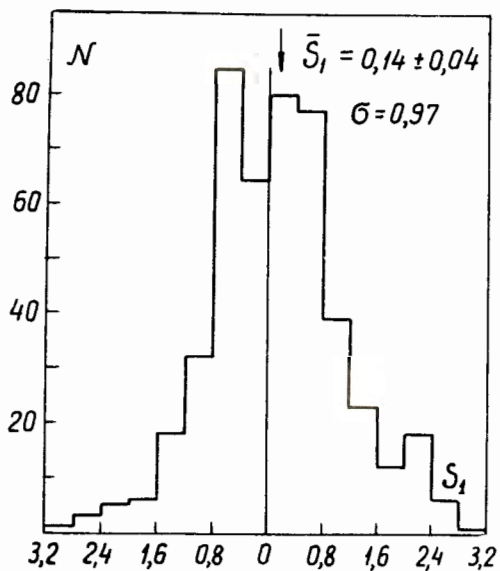


Рис. 4. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_1(x)$; $x = \beta_1, \beta_2$.

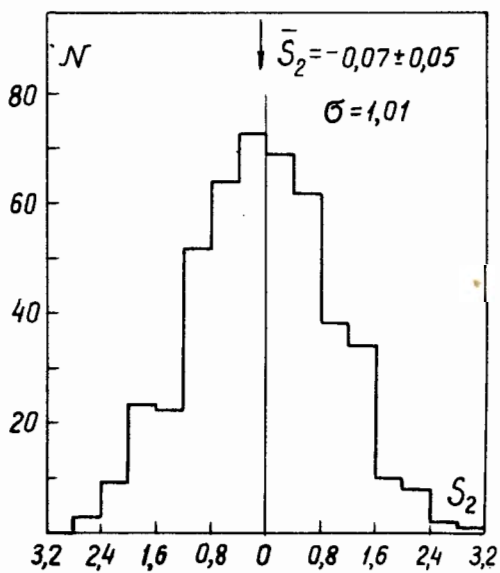


Рис. 5. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_2(x)$; $x = \text{tga}_1, \text{tga}_2$.

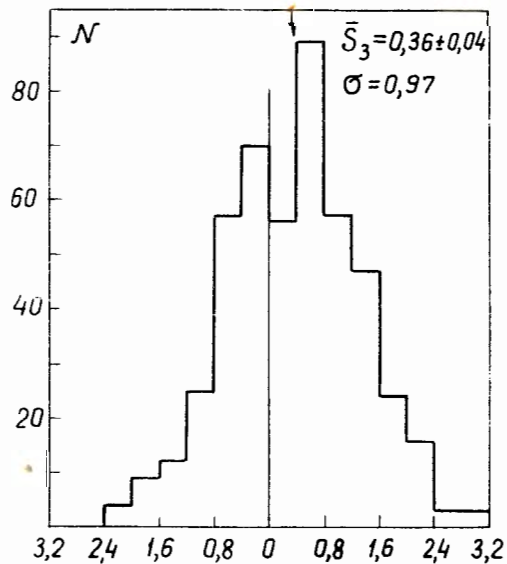


Рис. 6. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_3(x)$; $x = k_1, k_2$.

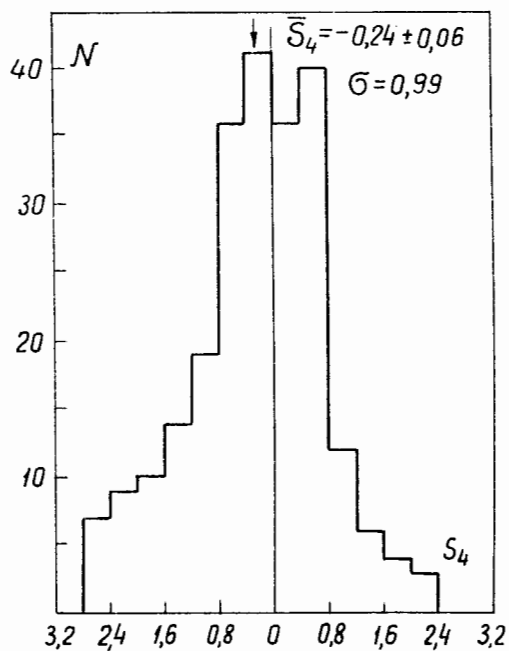


Рис. 7. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_4(x)$; $x = \beta_3$.

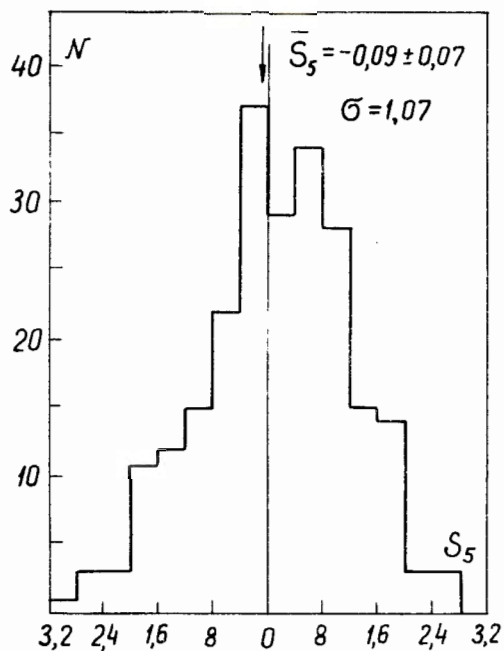


Рис. 8. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_5(x)$; $x = \text{tg} \alpha_5$.

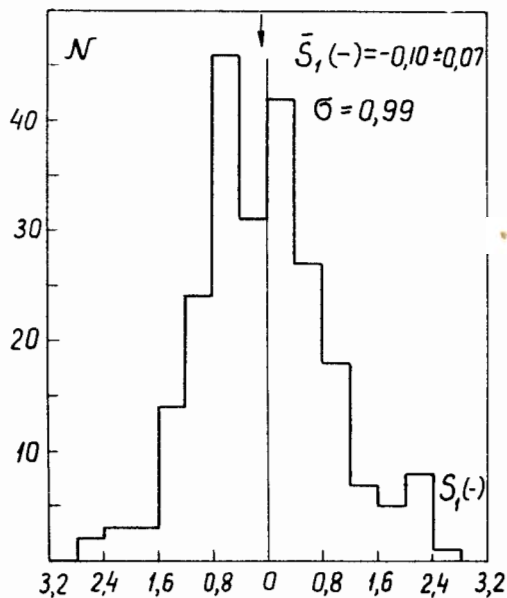


Рис. 9. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_1(x)$ для электронов.

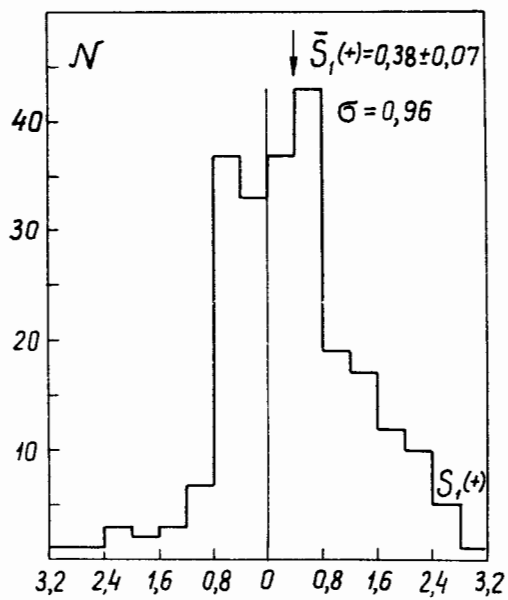


Рис. 10. Экспериментальное распределение нормированных отклонений $S_1(x)$ для позитронов.

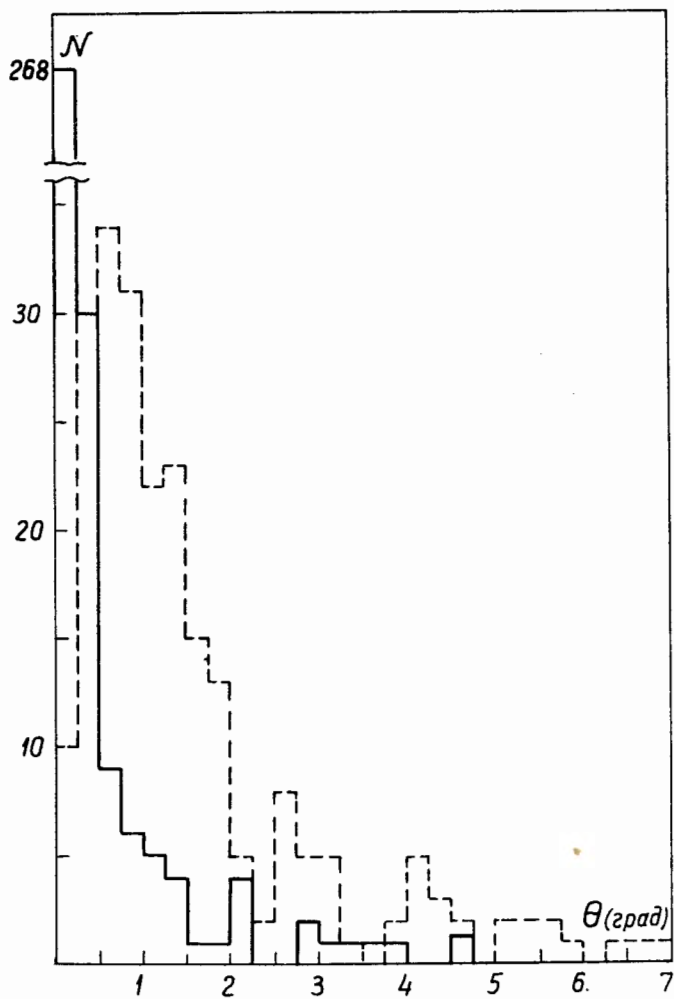
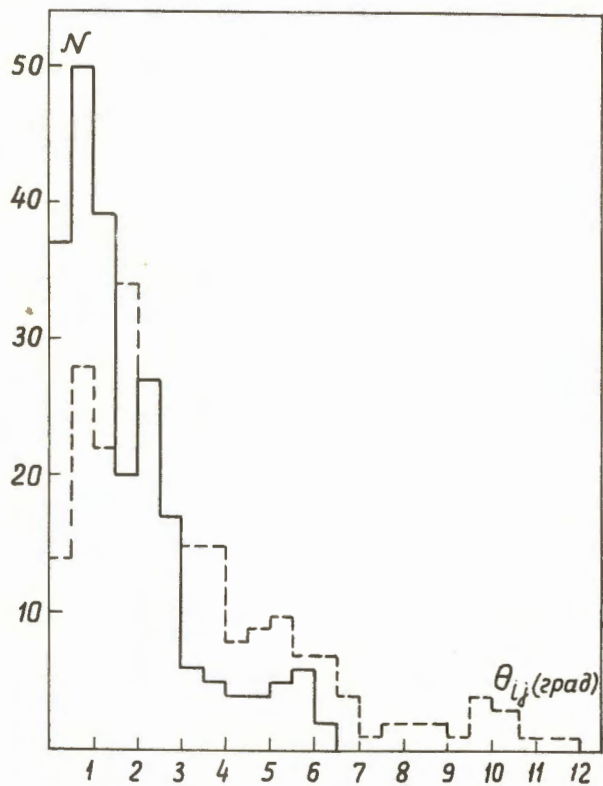


Рис. 11. Распределение по углу $\bar{\theta}$ между подобранным импульсом γ -кванта и первоначальным направлением γ -кванта (направление АВ). Пунктирная линия — распределение по углу θ между суммарным импульсом электронно-позитронной пары (вычисленным исходя из измеренных значений импульсов электрона и позитрона) и направлением АВ.



Ряс. 12. Распределение по углу $\bar{\theta}_{ij}$ между подобранными значениями импульсов электронов и позитронов. Пунктирная линия - распределения по углу θ_{ij} между измеренными значениями импульсов электронов и позитронов.