

1040

2.3



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, И. Врана, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая,
А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев, Т. Хофмокль, Чен Лин-янь

P-1040

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ Λ -ГИПЕРОНОВ
ПРИ РОЖДЕНИИ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
С ЭНЕРГИЕЙ 7-8 БЭВ

ЖЭТФ, 1963, т 44, в. 1, с 84-99.

В.И. Векслер, Н.М. Вирясов, И. Врана, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая,
А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, М.И. Соловьев, Т. Хофмоэль, Чен Лин-янь

P-1040

1587/2 ч

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ Λ -ГИПЕРОНОВ
ПРИ РОЖДЕНИИ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
С ЭНЕРГИЕЙ 7-8 БЭВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Изучалась поляризация Λ -гиперонов из $\pi^- p$ -взаимодействий при энергии π^- -мезонов 7-8 Бэв. Получено значение $a_{\bar{P}_1}$ (вперед-назад) $=+0,04 \pm 0,08$, $a_{\bar{P}_2}$ (вверх-вниз) $=+0,01 \pm 0,08$, $a_{\bar{P}_3}$ (влево-вправо) $=-0,06 \pm 0,08$, т.е. Λ -гипероны рождаются неполяризованными.

Построены угловые распределения плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов из случаев, когда зарегистрированы ΛK^0 -пары, и относительно плоскости рождения π^- (π^+) мезонов из двухлучевых звезд. Все результаты находятся в хорошем согласии с законом сохранения четности в сильных взаимодействиях.

Для изучения поляризации Λ -гиперонов было использовано 60 тысяч фотографий, полученных на 24-литровой пропановой пузырьковой камере^{/1/}, работавшей в пучках отрицательных π^- -мезонов синхрофазотрона ОИЯИ с импульсом 7-8 Бэв/с. Камера располагалась в постоянном магнитном поле 13700 эрстед, с неоднородностью в рабочем объеме +3%. Постановка опыта описана в работе^{/2/}.

Предварительные результаты изучения поляризации сообщались нами в Рочестере^{/3/} и опубликованы в ЖЭТФ^{/4/}. Небольшая статистика и недостаточный анализ неразделенных случаев не позволили тогда сделать однозначного вывода.

Продольная поляризация и угловые распределения плоскостей рождения Λ -гиперонов могут дать сведения о выполнении закона сохранения четности в сильных взаимодействиях с участием странных частиц^{/5,6/}. В обзоре^{/7/} этот вопрос был рассмотрен для работ, выполненных, в основном, с космическими лучами. В дальнейшем изучение поляризации Λ -гиперонов проводилось на ускорителях^{/8-22/}. Имевшиеся к началу нашей работы результаты по этому вопросу были противоречивы. Изучение продольной поляризации Λ -гиперонов сопряжено с рядом экспериментальных трудностей. Решение вопроса о существовании поляризации требует тщательного анализа ряда важных поправок.

Просмотр фотографий и отбор случаев π^-p -взаимодействий

Просмотр фотографий производился на стереолупах и, частично, на репроекторах. Весь материал, вошедший в статистику, просматривался два-четыре раза.

Для измерения отбирались те события, которые визуально удовлетворяли критериям отбора для π^-p -взаимодействий^{/23/} или такие, относительно которых нельзя было уверенно сказать, что они относятся к взаимодействиям на углероде.

Вопрос, является ли данное событие результатом столкновения π^- -мезона с водородом, решался только после измерений и расчетов. Для π^-p -взаимодействий должны выполняться следующие критерии:

1) Событие должно быть компланарным, т.е. точка рождения (центр звезды) должна лежать в плоскости распада. Идентифицируемое V^0 -событие должно удовлетворять кинематике распада Λ или K^0 .

2) Суммарный заряд всех вторичных частиц в звезде должен быть равен нулю.

3) В звезде не должно быть больше одного бариона (Λ , Σ , P).

4) Угол вылета бариона не должен превышать максимальное значение, допустимое кинематикой π^-p -взаимодействия.

Проводился также дополнительный анализ по массе мишени и по балансу энергии и импульсов.

После такого анализа среди отобранных случаев по нашим оценкам осталось 15–20% примеси Λ и K^0 от квазиводородных взаимодействий. Оценка квазиводородных случаев в пропане (C_3H_8) была сделана на основе изучения рождения Λ и K^0 на нейтронах углерода в предположении, что при энергии 7–8 Бэв Λ и K^0 рождаются равновероятно как на протонах, так и на нейтронах.

Эффективность просмотра

В окончательном результате эффективность просмотра играет большую роль. Разные типы "вилки" распада обнаруживаются по-разному. Имеются "вилки", которые легко обнаруживаются всеми просмотрщиками, но имеются также и такие "вилки", которые наблюдаются с трудом. Это V^0 -распады с очень короткими пробегами одной из частиц, а также с очень большим или очень малым углом разлета. Эффективность трехкратного просмотра, определенная нами в предположении, что вероятность обнаружения для разных V^0 -событий не одинакова, равна $(94 \pm 3)\%$, а в предположении одинаковой вероятности наблюдения всех V^0 равна $\sim 99\%$.

Для настоящей работы абсолютная величина эффективности не так существенна, как существенно знание относительной эффективности для разных, интересующих нас видов распада Λ -гиперонов:

- 1) распады, в которых протоны летят вперед относительно направления импульса Λ в системе, где Λ -гиперон покоится;
- 2) распады, в которых протоны летят назад;
- 3) распады, в которых π^- -мезон или протон имеет очень короткий пробег в камере. Эффективность обнаружения Λ -гиперонов в этих трех группах была оценена после идентификации всех V^0 -событий. Результаты 3-кратного просмотра сравниваются в таблице 1. Из таблицы видно, что результаты в первых двух группах хорошо совпадают друг с другом, тогда как группа распадов Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- -мезона или протона существенно отличается от них, т.е. имеется опасность пропуска таких событий. С целью обнаружения V^0 -распадов с коротким пробегом одной из частиц проводился специальный просмотр 6000 кадров. При этом был обнаружен всего один случай с длиной следа π^- -мезона 0,3 см. Вопрос о поправках на пропуск таких случаев распада Λ -гиперонов будет рассмотрен ниже.

Измерения

Фотографирование рабочего объема камеры производилось на две пленки. Характеристики оптической системы и методика измерений описаны в работах ^{/23-25/}.

Измерение координат соответствующих точек следа производилось на микроскопах УИМ-21. В зависимости от длины следа измерялось от 8 до 20 точек, причем точка рождения и точка распада измерялись обязательно.

Мы подробно изучили возможные искажения, обусловленные следующими причинами:

- 1) оптической системой и движением жидкости;

- 2) кулоновским рассеянием в пропане;
- 3) "шумом" пузырьков на следе;
- 4) "шумом" отсчетов (т.е. точностью измерения);
- 5) расчетами по приближенным формулам;
- 6) неоднородностью и неопределенностью магнитного поля;
- 7) потерями энергии при прохождении частиц в пропане и неопределенностью кривой импульс-пробег.

Учет влияния каждой из этих причин очень труден. Однако для практических целей можно (и этого вполне достаточно) учесть только их совместное влияние. Проведенный анализ показал, что наша камера, ее оптическая система, а также методы измерения и расчета не дают систематических искажений. Среднеквадратичная ошибка в измерении координат точек составила по оси $X - 0,064$ мм по оси $Y - 0,167$ мм, по оси $Z - 0,396$ мм (в пространстве камеры).

Точность измерения углов зависит от длины треков, и при длине треков более 5 см среднеквадратичная ошибка в измерении углов равна $34'$. Точность измерения импульсов зависит от длины следов и от величины импульсов, магнитного поля и многократного рассеяния. Многократное кулоновское рассеяние вносит основной вклад в ошибку, поэтому ошибка в измерении импульсов в среднем равна 10%.

Р а с ч е т ы

Определение пространственных координат, углов, импульсов и других характеристик, необходимых для идентификации V^0 -события, а также идентификации Λ и K^0 по методу X^2 и вычисление косинусов углов положительных частиц P или π^+ -мезонов ($\cos \theta_+^*$, $\cos \nu$ и $\cos \kappa$) производилось на электронно-счетных машинах вычислительного центра ОИЯИ.

Все события измерялись и рассчитывались дважды. В работе использовались только те результаты, которые давали двукратное совпадение. Если были расхождения между результатами измерений или расчетов, то событие перемерялось или пересчитывалось. Если результаты измерений и расчетов совпадали в пределах ошибок, но угол некомпланарности в полтора - два раза превышал допустимую измерениями погрешность, а также если не было баланса поперечных импульсов продуктов распада V^0 -частиц, то такие события из рассмотрения исключались.

Идентификация Λ и K^0

При идентификации по методу X^2 в большинстве случаев использовалось 5 параметров P_+ , P_- , θ_+ , θ_- , θ , где P_+ , P_- - импульсы положительных и отрицательных частиц распада, θ - угол между положительной и отрицательной частицами, а θ_+ и θ_- - углы положительной и отрицательной частиц с направлением импульса распадающейся частицы (Λ или K^0). В тех случаях, когда один или два параметра из P_+ , P_- , θ_+ , θ_- , θ не могли быть надежно измерены, для расчетов в исходные данные вводились прибли-

зительные значения, соответствующие распаду V^0 -частиц с ошибкой в 100% и более^{х)}.

В тех случаях, когда кинематика не позволяла разделить Λ и K^0 -частицы, привлекались другие методы, например, измерение ионизации /25/, /26/, измерение импульсов δ -электронов, образованных заряженными частицами от распада, анализ вторичных взаимодействий положительных частиц. Однако и привлечение дополнительных методов не позволило разделить 127 V^0 -событий (12% от всех V^0). Чтобы более наглядно представить себе, в каких именно интервалах импульсов трудно отличить Λ от K^0 , все события были нанесены на плоскость α, P_{\perp} (рис. 1 и 2), где

$$\alpha = \frac{\sin(\theta_- - \theta_+)}{\sin(\theta_- + \theta_+)} = \frac{P'_+ - P'_-}{P'_+ + P'_-},$$

P_{\perp} и P'' — поперечный и продольный импульс частицы от распада V^0 , θ_+ и θ_- — как и выше, углы положительной и отрицательной частицы с направлением импульса V^0 -частиц.

Из рис. 1 и 2 видно, что не определенными являются только такие V^0 -события, у которых $P_{\perp} \lesssim 100$ Мэв/с и $\alpha \gtrsim 0,7$. Мы оценили вероятность попадания K^0 -мезонов в область неопределенности и нашли, что в нее может попасть только 6,3% от всех K^0 -мезонов. Но среди этой группы V^0 -частиц возможно разделение части Λ и K^0 по кинематике и ионизации при малых импульсах V^0 , когда следы измеряются достаточно хорошо. Таким образом в конечном результате осталось только (2-3)% K^0 , кинематика которых совпадала с кинематикой Λ -гиперонов, что соответствует ~15 K^0 -случаям из 127 $\Lambda \approx K^0$.

Оценку доли K^0 -мезонов среди не разделенных $\Lambda \approx K^0$ можно сделать также с помощью угловых распределений положительных (или отрицательных) частиц от распада K^0 -мезонов относительно направления их импульса в системе покоя K^0 . Так как K^0 -мезон имеет нулевой спин, то распределение должно быть изотропным.

Распределение π^+ -мезонов от распада K^0 -мезонов приведено на рис. 3, пунктирной линией представлено распределение с добавлением не разделенных случаев. Из рисунка видно, что не разделенные случаи нарушают изотропию и только 7±7 из 127 $\Lambda \approx K^0$ могут быть отнесены к K^0 -мезонам. Оставшиеся случаи считаем Λ -гиперонами. Как первая, так и вторая оценки находятся между собой в хорошем согласии.

П о п р а в к и

Поправки на геометрию камеры нужны для определения сечения и были рассмотрены в /23/. Проведенный анализ показал, что на угловые распределения частиц от распада Λ -гиперонов относительно импульса Λ (в системе, где Λ — покоится) геометрия камеры влияния не оказывает.

^{х)} Эти параметры не играют существенной роли в процессе идентификации, но уменьшают число степеней свободы (для 5 параметров число степеней свободы равно 3).

Для выяснения этого вопроса мы отбирали Λ -гипероны, вылетающие только вверх (вниз), только влево (вправо) в рабочем объеме камеры относительно направления движения каждой взаимодействующей частицы. Значения $a\bar{P}_1$ для этих 4-х групп представлены в таблице II.

Большое влияние на угловые распределения оказывает пропуск при просмотре "аномальных" распадов, т.е. распадов с очень коротким пробегом π^- -мезона или протона. На рис.4 изображена зависимость угла вылета протонов от импульса Λ -гиперонов для разных длин пробега π^- -мезонов и протонов от распада Λ -частиц. Видно, что потери событий, у которых протоны имеют короткий пробег, дают почти равномерный вклад в угловое распределение, в то время как потери событий с коротким пробегом π^- -мезонов могут привести к сильному искажению углового распределения (вперед-назад).

В ряде экспериментальных работ делалось предположение, что все V^0 -события с длиной пробега π^- -мезона меньше L_{π^-} (минимального) совсем не наблюдаются. Такой подход не позволяет правильно оценить число пропущенных случаев, так как число пропущенных случаев сильно зависит от L_{π^-} , а L_{π^-} нельзя точно определить. На самом деле, с увеличением границы L_{π^-} число пропускаемых случаев сильно увеличивается, однако, одновременно вероятность потерь V^0 -событий при просмотре уменьшается. На рис. 5 показана зависимость числа пропущенных случаев от L_{π^-} . Кривые были рассчитаны на основе кинематики распада Λ -гиперонов и их экспериментального импульсного спектра при предположении, что протоны от распада Λ -гиперонов распределены либо изотропно (т.е. $a\bar{P}_1 = 0$), либо неизотропно с $a\bar{P}_1 = -0,2$. Экспериментальная гистограмма построена на основе наблюдаемых случаев распада Λ -гиперонов, у которых π^- останавливается в рабочем объеме камеры. Сравнение этих кривых с экспериментальным распределением имеет смысл только до $L_{\pi^-} \leq 5$ см, так как при $L_{\pi^-} > 5$ см большинство π^- выходит из камеры. Из рис. 5в видно, что эффективность обнаружения Λ -гиперонов растет с ростом пробега π^- -мезонов и достигает обычной эффективности просмотра при $L_{\pi^-} = (3-4)$ см. Площадь между экспериментальной и теоретической кривыми соответствует пропущенным Λ -гиперонам ($N = 24 \pm 8$ при $a\bar{P}_1 = 0$). Видно, что пропуски событий имеют место даже при $a\bar{P}_1 = -0,2$ ($N = 16 \pm 7$).

Поправка на пропуск V^0 -событий из-за малого угла разлета продуктов распада вводилась до $\theta = 5^\circ$, так как при большем угле разлета V^0 -событие хорошо отличается от Y -кванта. Поправка на малый угол разлета очень невелика при небольших импульсах и достигает величины $\sim 2\%$ при импульсе Λ -гиперонов, равном 2 Бэв/с.

Некоторые характеристики процессов генерации Λ -гиперонов и K^0 -мезонов

В этой статье мы приведем только некоторые характеристики процессов генерации Λ -и K^0 -частиц на водороде без их детального анализа. Они будут нужны нам для изучения зависимости поляризации Λ -гиперонов от условий их рождения. Импульсные и угловые распределения Λ и K^0 в системе ц.м. рождения представлены на рис. 6 и 7. В таблице III приводится распределение по множественности заряженных частиц. Как видно

из таблицы III, из 1050 V-событий 327 Λ и 596 K^0 идентифицировано (по кинематике, ионизации, взаимодействиям положительных частиц и δ -электронам) и 127 случаев оказались не разделенными $\Lambda \approx K^0$. Так как Λ^0 -гипероны составляют более 90% среди $\Lambda \approx K^0$ в распределениях на рис. 6 и 7, а также в дальнейшем, все 127 $\Lambda \approx K^0$ мы относим к статистике Λ -гиперонов.

Мы провели расчет времен жизни Λ -гиперонов и K^0 -мезонов по методу максимального правдоподобия:^{x)}

$$\tau_{\Lambda} = (2,78 \begin{smallmatrix} +0,38 \\ -0,30 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-10} \text{ сек} \quad (353 \Lambda)$$

$$\tau_{K^0} = (0,99 \begin{smallmatrix} +0,10 \\ -0,08 \end{smallmatrix}) \cdot 10^{-10} \text{ сек} \quad (449 K^0)$$

Время жизни, рассчитанное для разных групп Λ -гиперонов и K^0 -мезонов, представлено в таблице IV.

Угловые распределения протонов от распада Λ -гиперонов

Появление продольной поляризации у Λ -гиперонов при рождении говорило бы о нарушении закона сохранения четности в сильных взаимодействиях с участием странных частиц. Продольная поляризация Λ -гиперонов может проявиться в угловом распределении протонов от распада Λ -гиперонов. Однако следует иметь в виду, что при экспериментальном исследовании углового распределения продуктов распада Λ -гиперонов перечисленные выше факторы (эффективность просмотра разных типов распада, пропуски Λ -частиц с короткими пробегами π^- -мезонов, примесь K^0 -мезонов и т.п.) в существенной мере действуют в одном направлении, искажая истинное угловое распределение. Надежная оценка необходимых поправок может быть произведена только при достаточно большом числе проанализированных событий.

Система координат, в которой изучаются угловые распределения протонов от распада Λ -гиперонов, показана на рис. 8. (В этой же системе координат рассматривалось распределение π^+ -мезонов от распада K^0).

Угловое распределение протонов от распада Λ -гиперонов аналитически может быть записано в виде $(1 + a \bar{P} \xi)$ и приводится на рис. 9. В распределение $a \bar{P}_2$ (вперед - назад) внесены поправки на не разделенные случаи (область над пунктирной линией) и на потери Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- -мезона (заштрихованная область). В распределениях $a \bar{P}_2$ и $a \bar{P}_3$ учтены только не разделенные случаи. Поправка на потери Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- -мезона не делалась, так как в этих распределениях она не оказывает никакого влияния.

Вычисление $a \bar{P}$ производилось по известным формулам:

$$a \bar{P} = \frac{2(N_+ - N_-)}{N} + \sqrt{\frac{3}{N}} \quad (1)$$

^{x)} В скобках указано число случаев.

где N_+ - число случаев с $\xi > 0$

N_- - число случаев с $\xi < 0$

$$N = N_+ + N_-$$

$$\xi = \cos \theta^* , \cos \nu , \cos \kappa ;$$

$$a\bar{P} = 3\bar{\xi} \pm \sqrt{\frac{3}{N}} , \quad (2)$$

где

N - число случаев во всем интервале ξ

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_{i=1}^N \xi_i}{N} .$$

Вычисление $a\bar{P}$ может быть сделано также по методу максимального правдоподобия, как для всего интервала по ξ , так и для части интервала, расположенного в границах между a и b . В последнем случае функция максимального правдоподобия записывается в следующем виде:

$$f(a\bar{P}) = \frac{W(a\bar{P})}{W(a\bar{P}=0)} = \prod_{i=1}^N \frac{1 + a\bar{P} \xi_i}{1 + \frac{a+b}{2} a\bar{P}} ,$$

где N - число случаев в интервале a, b .

$a\bar{P}$, вычисленные по формулам (1) и (2) и методу максимального правдоподобия (для разных значений интервала a, b), (рис. 10) представлены в таблице У.

Полученный результат для всех Λ -гиперонов находится в согласии с нулевым значением $a\bar{P}_1, a\bar{P}_2, a\bar{P}_3$.

Изучение угловых распределений производилось для разных условий генерации Λ -гиперонов /27-29/.

1) Исследовалась зависимость $a\bar{P}_1$, от импульса Λ в лабораторной системе координат. Для Λ -гиперонов, импульс которых находится в интервале $400 \leq P_\Lambda \leq 1200$ Мэв/с, найдено $a\bar{P}_1 = -0,07 \pm 0,12$.

2) В импульсном распределении Λ -гиперонов в системе ц.м. рождения (рис. 6) намечается две группы Λ -гиперонов /30/. Одна группа с импульсом до 1300 Мэв/с хорошо описывается кривой, вычисленной по статистической теории; другая группа с импульсом больше 1300 Мэв/с выходит за эту кривую. Вычисленные значения $a\bar{P}_1$ для этих групп несколько отличаются:

$$a\bar{P}_1 = +0,14 \pm 0,09, \quad \text{для } P_\Lambda^* < 1300 \text{ Мэв/с}$$

$$a\bar{P}_1 = -0,19 \pm 0,15, \quad \text{для } P_\Lambda^* > 1300 \text{ Мэв/с.}$$

3) В угловом распределении, характеризующем рождение Λ -гиперонов (рис.7),

можно видеть, что большинство Λ -гиперонов ($\sim 80\%$) летит назад в с. п. м.

Для двух групп Λ -гиперонов было получено:

$$\begin{aligned} \bar{aP}_1 &= -0,09 \pm 0,13 & \text{для} & \quad -1,0 \leq \cos \theta_{\Lambda}^* \leq -0,9 \\ \bar{aP}_1 &= +0,06 \pm 0,17 & \text{для} & \quad -0,5 \leq \cos \theta_{\Lambda}^* \leq +1,0. \end{aligned}$$

Вычисленные значения aP_1 для разных угловых интервалов в пределах статистики не отличаются от нуля.

Зависимость \bar{aP}_1 от максимального импульса Λ -гиперонов в лабораторной системе, от минимального импульса в системе ц.м. и минимального угла рождения в системе ц.м. показана на рис. 11.

4) Нами было вычислено \bar{aP}_1 для групп Λ -гиперонов, рождающихся в звездах с разным числом заряженных частиц (n_s)

$$\begin{aligned} \bar{aP}_1 &= +0,15 \pm 0,10 & \text{для} & \quad n_s = 0;2 \\ \bar{aP}_1 &= -0,25 \pm 0,15 & \text{для} & \quad n_s = 4;6. \end{aligned}$$

Угловые распределения плоскостей рождения Λ -гиперонов

Угловое распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскости рождения, любой, но определенной частицы, может также свидетельствовать о выполнении или невыполнении закона сохранения четности в сильных взаимодействиях. /5/, /31/.

1) Угловое распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов из парных случаев, когда распады Λ - и K^0 -частиц зарегистрированы в рабочем объеме камеры, приводится на рис. 12. Пунтирная линия относится к распределению без поправки на эффективность регистрации и геометрию камеры; сплошная - к распределению с поправкой. Отношение числа Λ -гиперонов, вылетающих вверх, к числу Λ -гиперонов, которые вылетают вниз, равно

$$\frac{37}{30} = 1,23 \pm 0,30 \text{ (без поправки)}$$

$$\frac{120}{140} = 1,15 \pm 0,24 \text{ (с поправкой)}.$$

Расчет по методу Монте-Карло дал полную изотропию. Предположение об изотропности распределения $\omega_{\Lambda K^0}$ (см. рис. 12) было проверено на экспериментальном распределении по методу χ^2 . Найдено

$$\text{(без поправки)} \quad \chi^2 = 5,37, \quad P(\chi^2 > 5,37) = 36\%$$

$$\text{(с поправкой)} \quad \chi^2 = 5,25, \quad P(\chi^2 > 5,25) = 38\%$$

(5 степеней свободы).

2) Угловое распределение плоскостей рождения Λ относительно плоскостей рождения π -мезонов из двухлучевых звезд показано на рис. 13а.

Отношение числа Λ^- -гиперонов, вылетающих вверх, к числу Λ^- -гиперонов, которые вылетают вниз относительно плоскости рождения π^- -мезонов, равно $1,28 \pm 0,18$. Если предположить, что распределение по $\omega_{\Lambda\pi^-}$ изотропно, то $\chi^2 = 7,80$ (при 5 степенях свободы), т.е. $P(\chi^2 > 7,8) = 17\%$.

На этом же рисунке (13в) дано распределение Λ по плоскостям рождения положительных частиц. Но это распределение не является достаточно однозначным, так как плоскость рождения положительной частицы может принадлежать как π^+ , так и K^+ -мезонам. (В большинстве случаев π^+ и K^+ не могут быть идентифицированы).

В ы в о д ы

1. В угловых распределениях протонов от распада Λ^- -гиперонов относительно импульса Λ^- -гиперонов, в системе их покоя, асимметрии не наблюдается. $a_{\bar{P}_1}, a_{\bar{P}_2}, a_{\bar{P}_3}$ имеют нулевые значения, что свидетельствует об отсутствии поляризации у Λ^- -гиперонов при рождении. Зависимости $a_{\bar{P}_1}$ от импульса в лабораторной системе и угла рождения в системе ц.м. не найдено. Относительно наличия зависимости $a_{\bar{P}_1}$ от импульса в системе ц.м. рождения Λ^- -гиперона и от множественности заряженных частиц нельзя сделать определенного вывода. Требуется увеличение статистики.

2. Угловые распределения плоскостей рождения Λ^- -гиперонов относительно плоскостей рождения определенных частиц близки к изотропным.

При том числе Λ^- -гиперонов, которое у нас имеется, нами не обнаружено отклонения от выполнения закона сохранения четности в сильных взаимодействиях с участием странных частиц.

Авторы благодарят профессора Ван Ган-чана, под руководством которого была начата эта работа и уделявшего много внимания данной проблеме, Дин Да-цао, Ван Цу-цзена, В.Г. Иванова, А.В. Никитина за проведенную ими работу.

Мы также благодарны Д.И. Блохинцеву, В.Г. Соловьеву, Б.М. Понтекорво, И.В. Чувилу, А. Михул, М.И. Подгорецкому, А.А. Тяпкину, Ван Жуну, Б.А. Арбузову, Р.Н. Фаустову за полезные и ценные замечания.

Авторы выражают благодарность сотрудникам вычислительного центра ОИЯИ, руководимого Е.П. Жидковым, за составление программы и проведение необходимых расчетов, а также техникам и лаборантам, принимавшим участие в этой работе.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
2. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзен, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Ю.В. Катышев, Е.Н. Кладницкая, Л.А. Кулюкина, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, С.З. Отвиновский, М.И. Соловьев, Р. Сосновский, М.Д. Шафранов. ЖЭТФ, 38, 426 (1960).
3. M. I. Soloviev. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 388.

4. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Ким Хи Ин, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Т. Хофмокль Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 39, 1854 (1960).
5. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 33, 537, 796 (1957),
ДАН СССР, 129, 68 (1959),
Nucl. Phys. 6, 618 (1958).
6. A.Pais. Phys. Rev. Lett. 1, 418 (1958)
Phys. Rev. 110, 574 (1958).
7. R.A. Salmeron and A. Zichichi. Nuovo Cimento XI, 461 (1959).
8. H. Blumenfeld, W. Chinowsky and L.M. Lederman. Nuovo Cimento VIII, 296 (1958).
9. J. Steinberger. Annual International Conference on High Energy Physics. CERN (1958) p. 147.
F. Eisler, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, B. Borelli, G. Puppi, H. Tanaka,
P. Waloschek, V. Zololi, M. Conversi, P. Franzini, I. Manelli, R. Santangelo, V. Silvestrini. Nuovo Cimento X, 468 (1958).
10. L.M. Lederman. Annual Intern. Conference on High Energy Physics, CERN (1958) p. 160.
11. F.S. Crawford, Jr. M. Cresti, M.L. Good, F.T. Solmitz and M.L. Stevenson. Phys. Rev. Letters 1, 209 (1958).
12. F.S. Crawford, Jr. M. Cresti, M.L. Good, F.T. Solmitz and M.L. Stevenson. Phys. Rev. Lett., 2, 11 (1959).
13. R.L. Lander, W.M. Powell and H.S. White. Phys. Rev. Lett., 3, 236 (1959).
14. N. Horwitz, D. Miller, J.J. Murray, M. Schwartz, H.D. Tagt, препринт.
15. M.M. Block, E.B. Brucker, R. Gessaroli, T. Kikuchi, C.M. Meltzer, A. Pevsner, P. Schlein, R. Strand, H.O. Cohn, E.M. Hanth,
J. Leitner, A. Monari and G. Puppi, препринт.
16. T. Bowen, J. Hardy, Jr. G.T. Reynold, C.R. Sun, G. Tagliaterra, A.E. Werbrouck, W.H. Moore. Phys. Rev. 119, 2030 (1960).
17. K. Gottstein, Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 436-442.
18. I.V. Chuvilo. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, p. 383.
19. J. Brown, H. Bryon, R. Brinnstein, D. Glaser, R. Hartund, J. Kadyk, J.D. Von Putten, D. Sinclair, G. Trilling and J.C. Von Velde
Nuovo Cimento XIX, 1155 (1961).
20. Ю.С. Крестников, В.А. Шебанов. ЖЭТФ, 41, 661 (1961).
21. Д.В. Нягу, Э.О. Окронов, Н.И. Петров, А.М. Розанова, В.А. Русаков. Препринт ОИЯИ Д-794 (1961).
22. В. Bhowmik, D.P. Goyal and W.K. Yamdagni. Nuovo Cimento, XXIII, 108 (1962).
23. Ван Ган-чан, Ван Цу-цзэн, В.И. Векслер, И. Врана, Дин Да-цао, В.Г. Иванов, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, Нгуен Дин Ты, А.В. Никитин, М.И. Соловьев, Чен Лин-янь. ЖЭТФ, 40, 464 (1961).
24. Материалы совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым камерам, выпуск У, ОИЯИ, Р-284 (1959), стр. 101-118.
25. Материалы совещания по методике пузырьковых камер. Стр. 5-49. ОИЯИ, 796 (1961).
26. С.З. Отвиновский. Отчет Б2-828 ОИЯИ (1960).
27. D.I. Blokhintsev, Wang Yung. Nucl. Phys. 22, 410 (1961).
28. Hu Shih-Ko, Wang Yung препринт ОИЯИ Д-742.
29. Б.А. Арбузов, Р.Н. Фаустов. Препринт ОИЯИ Д-790.
30. В.И. Векслер, И. Врана, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов, А.К. Михул, Е.К. Михул, Нгуен Дин Ты, В.Н. Пенев, М.И. Соловьев, Т. Хофмокль, Чен Лин-янь. Препринт ОИЯИ Д-806.
31. P.G. Sona. Nuovo Cimento IX, 334 (1958).

Т а б л и ц а 1

| Группа Λ -гиперонов | Число | Были обнаружены (в %) | | |
|---|-------|-----------------------|------------|------------|
| | | 3 раза | 2 раза | 1 раз |
| 1 Протоны летят вперед | 98 | 54 ± 6 | 34 ± 4 | 12 ± 2 |
| 2 Протоны летят назад | 119 | 53 ± 5 | 34 ± 4 | 13 ± 2 |
| 3 Короткий след π^- -мезона или протона | 45 | $23,3 \pm 10$ | 33 ± 7 | 23 ± 4 |

Т а б л и ц а II

| aP летят | вверх | вниз | влево | вправо |
|------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| aP_1 | $-0,02 \pm 0,11$ | $+0,07 \pm 0,12$ | $-0,04 \pm 0,12$ | $+0,08 \pm 0,11$ |
| aP_2 | $+0,19 \pm 0,11$ | $-0,25 \pm 0,12$ | $-0,03 \pm 0,12$ | $+0,02 \pm 0,11$ |
| aP_3 | $-0,06 \pm 0,11$ | $-0,13 \pm 0,12$ | $-0,06 \pm 0,12$ | $-0,12 \pm 0,11$ |

Т а б л и ц а III.

| n_0 | 0 | 2 | 4 | 6 + 8 | Всего |
|-----------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Λ | 45 | 148 | 73 | 10 | 276 |
| $\Lambda + K^0$ | 13 | 27 | 11 | 0 | 51 |
| K^0 | 62 | 256 | 129 | 14+2 | 463 |
| $K^0 + \bar{K}^0$ | 7 | 21 | 5 | 0 | 33 |
| Λ или K^0 | 9 | 64 | 32 | 6 | 111 |
| $(\Lambda$ или $\bar{K}^0) + K^0$ | 2 | 12 | 2 | 0 | 16 |
| В с е г о | 138 | 528 | 252 | 32 | 950 |
| % | 14,5% | 55,6% | 26,5% | 3,4% | 100% |

Таблица 1У.

| Группа V^0 -частиц | τ_{Λ} (10^{-10} сек) | τ_{K^0} (10^{-10} сек) |
|---|--|--|
| Протоны (π^+ -мезоны) от распада Λ -гиперонов (K^0 -мезонов) вылетают назад | $3,18 \begin{smallmatrix} +0,66 \\ -0,48 \end{smallmatrix}$ (183 случая) | $0,95 \begin{smallmatrix} +0,14 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$ (205 случаев) |
| Протоны (π^+ -мезоны) вылетают вперед | $2,35 \begin{smallmatrix} +0,46 \\ -0,33 \end{smallmatrix}$ (170 случаев) | $1,04 \begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,12 \end{smallmatrix}$ (244 случая) |

Таблица У.

| aP | Формула (1) | Формула (2) | Метод максимального правдоподобия | | |
|--------|---------------------------|---------------------------|-----------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| | | | $a = -1,0$ $b = +1,0$ | $a = -1,0$ $b = +0,6$ | $a = -1,0$ $b = 0$ |
| aP_1 | $+0,02 \pm 0,08$ (477) | $+0,04 \pm 0,08$ (477) | $+0,04 \pm 0,07$ (477) | $+0,02 \pm 0,11$ (379) | $+0,01 \pm 0,24$ (237) |
| aP_2 | $-0,01 \pm 0,08$ (453) | $+0,01 \pm 0,08$ (453) | - | - | - |
| aP_3 | $-0,09 \pm 0,08$ (453) | $-0,06 \pm 0,08$ (453) | - | - | - |

В скобках стоит число случаев.

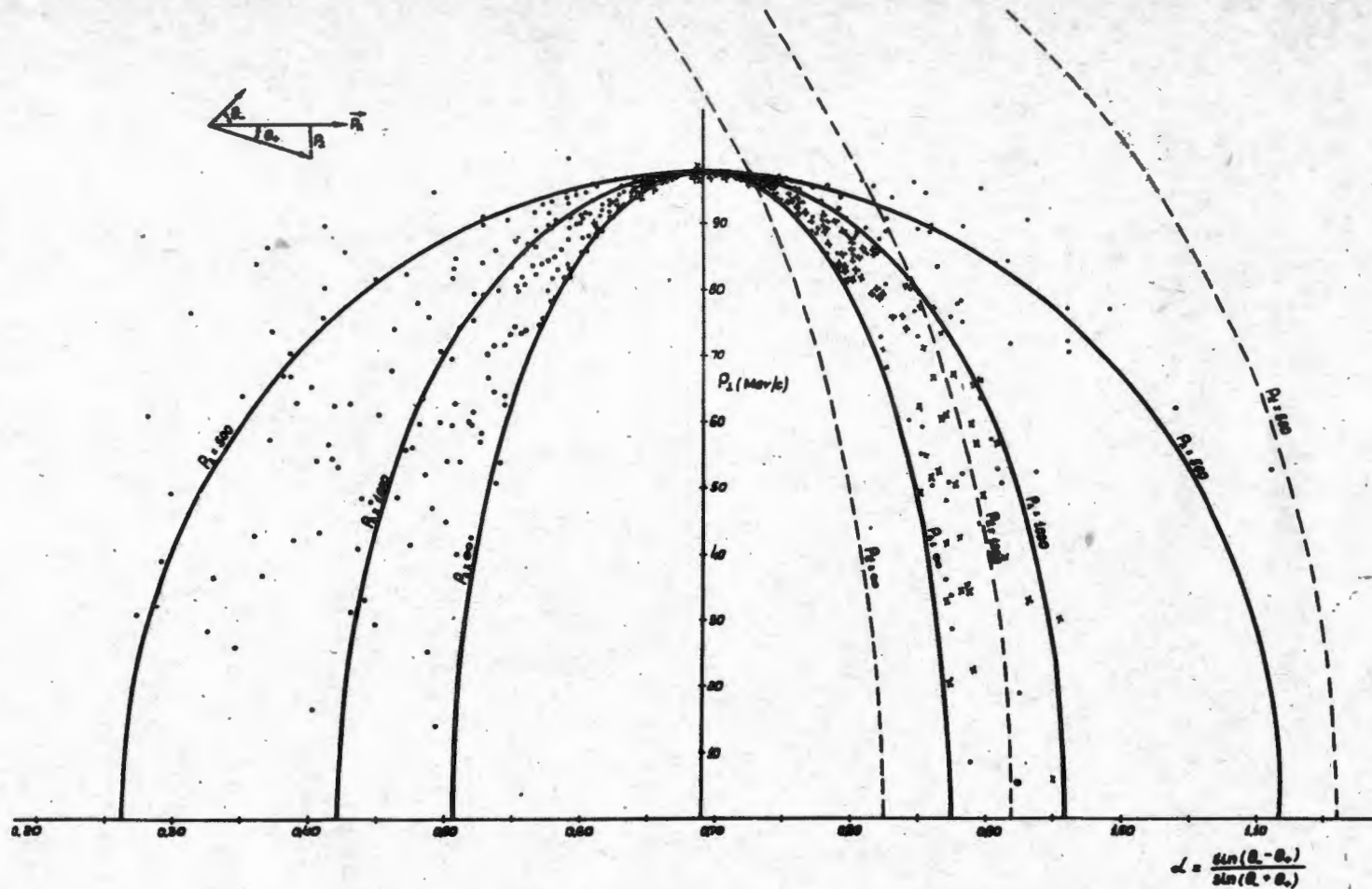


Рис. 1. Распределение Λ -гиперонов по (α, P_L) . Точками обозначены идентифицированные Λ -гипероны, крестиками — не определенные $\Lambda \rightarrow K^0$. Сплошные кривые — кинематические кривые распада Λ -гиперонов с определенными импульсами в лабораторной системе, пунктирные — K^0 -мезонов.

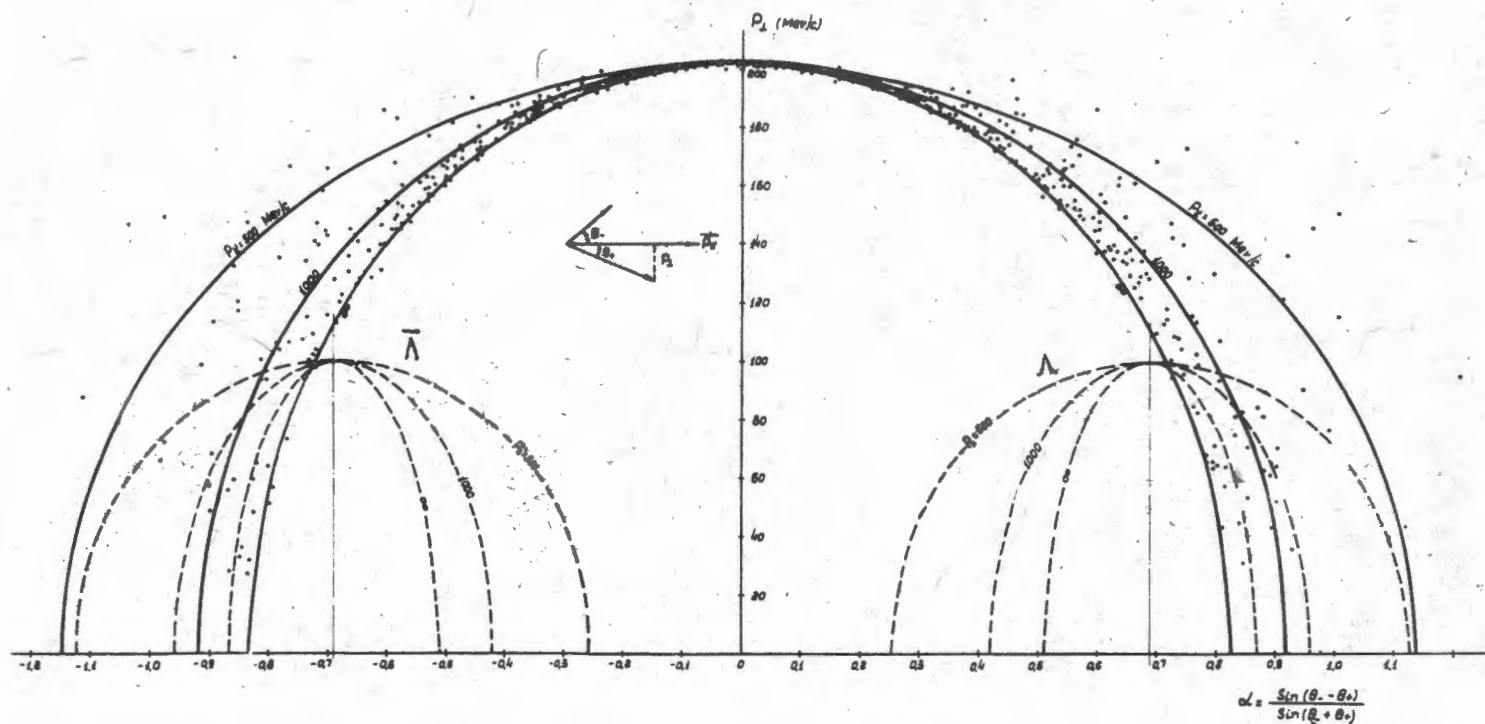


Рис. 2. Распределение K^0 -мезонов по (α, P_1) . Точками обозначены идентифицированные K^0 -мезоны. Сплошные кривые — кинематические кривые распада K^0 -мезонов с определенными импульсами в лабораторной системе, пунктирные — то же для $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -гиперонов.

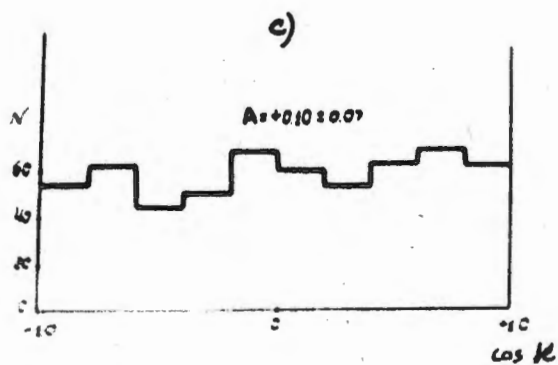
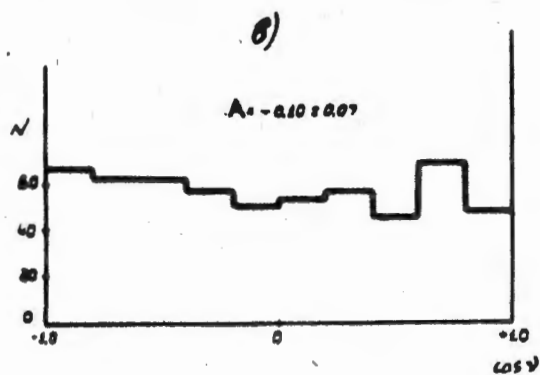
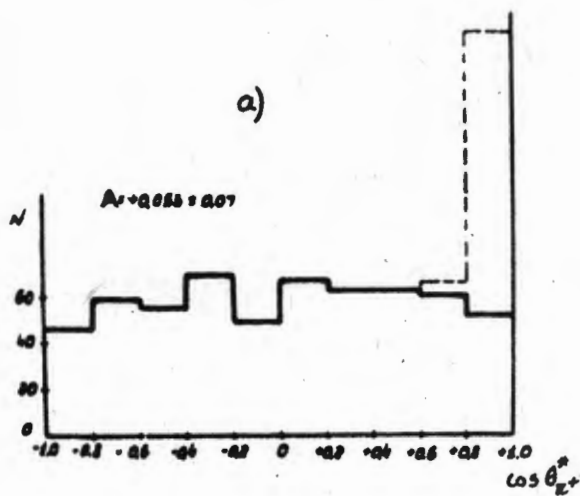


Рис. 3. Угловые распределения π^+ -мезонов от распада K^0 -мезонов (в системе, где K^0 -мезон покоится) относительно направления импульса K^0 -мезонов (см. рис.8)

- a) распределение вперед-назад (по $\cos \theta_+^*$),
 в) распределение вверх-вниз (по $\cos \nu$);
 с) распределение влево-вправо (по $\cos \kappa$).

"A" обозначает коэффициент асимметрии в распределении.

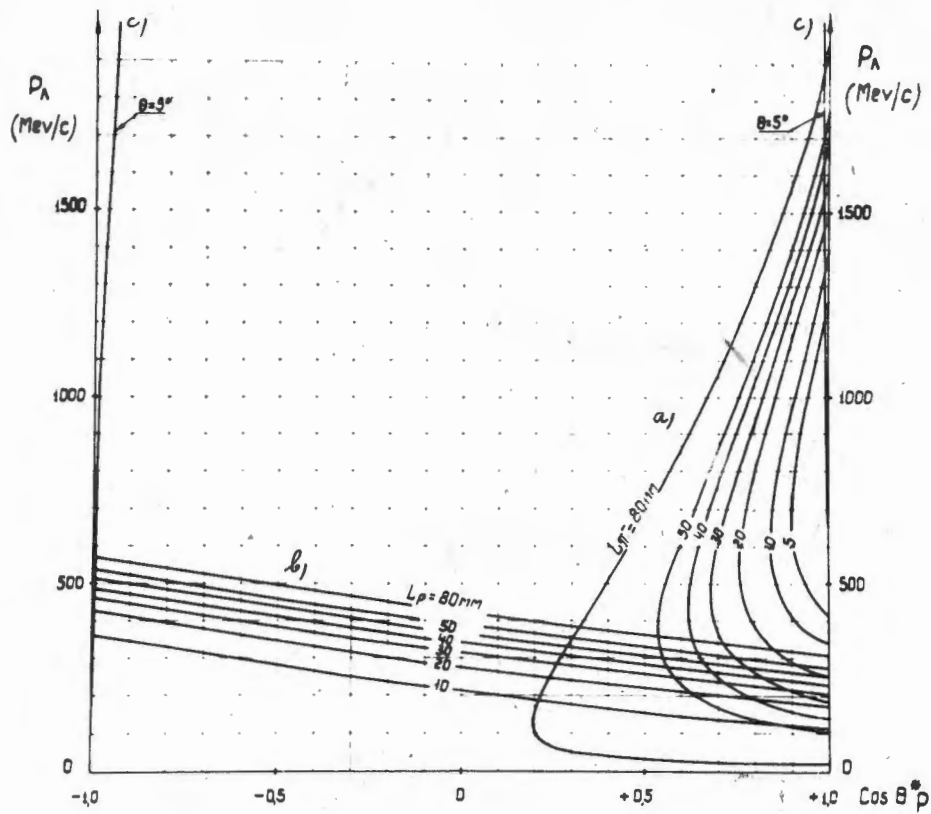


Рис. 4. Угол вылета протонов от распада Λ -гиперонов (в системе, где Λ покоится) относительно направления импульса Λ -гиперонов в зависимости от P_Λ -импульса Λ -гиперонов в лаб. системе и L_π -пробега π^- -мезонов (кривые а), от P_Λ и L_p -пробега протонов (кривые б), от P_Λ и угла θ между протоном и мезоном (кривые с). Цифры на кривых а), б) обозначают длину пробега π^- -мезонов и протонов в пропане в м.м.

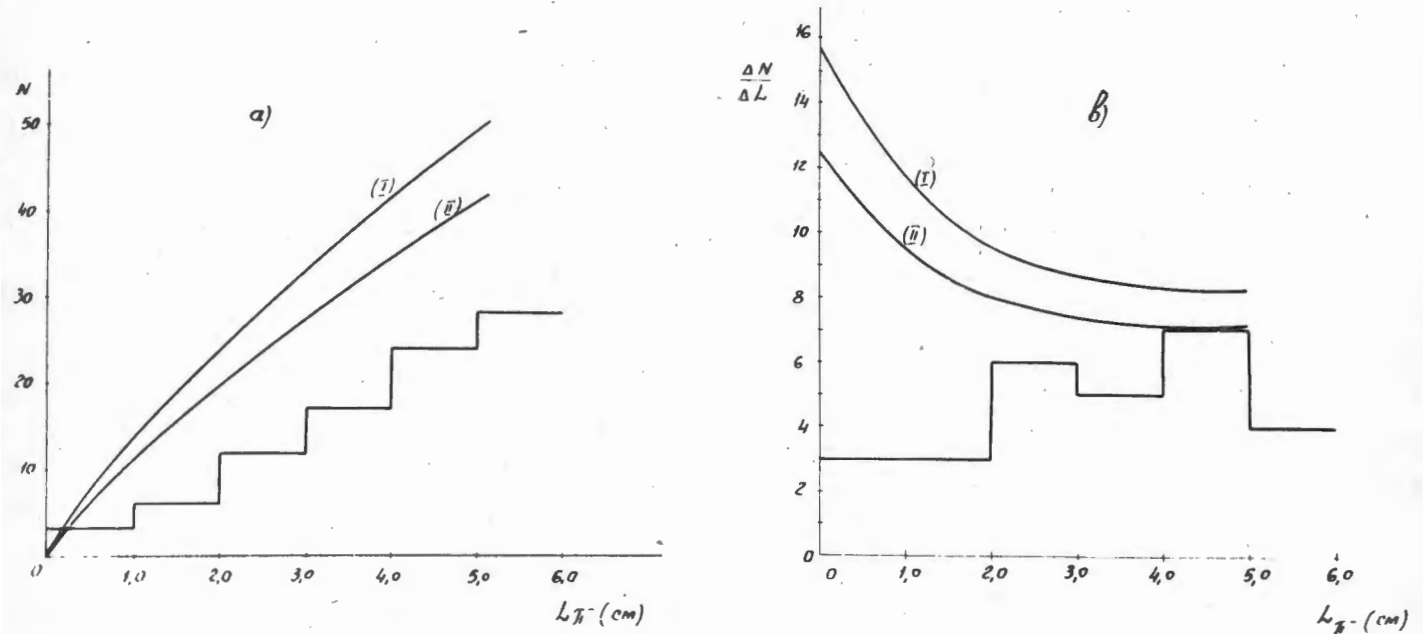


Рис. 5. Число Λ -гиперонов с коротким пробегом π^- -мезонов: а) интегральное распределение; в) дифференциальное распределение. Кривые получены в предположении (I) а $P_1 = 0$ и (II) а $P_1 = -0,2$. Гистограммы представляют экспериментальные данные.

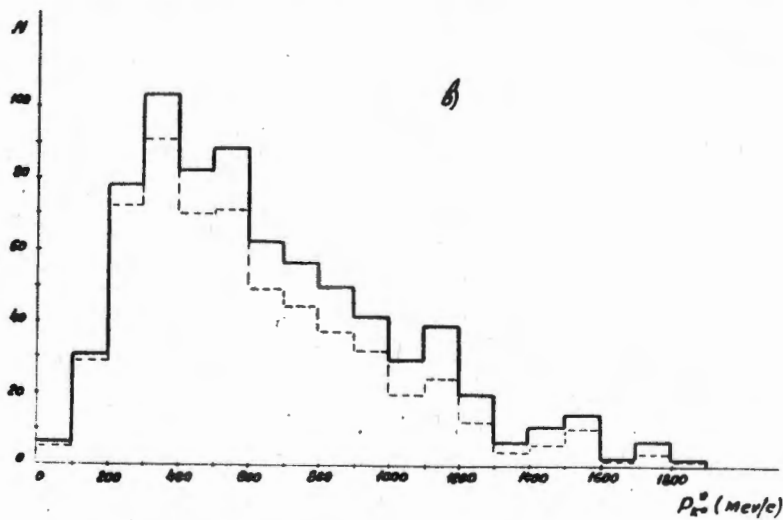
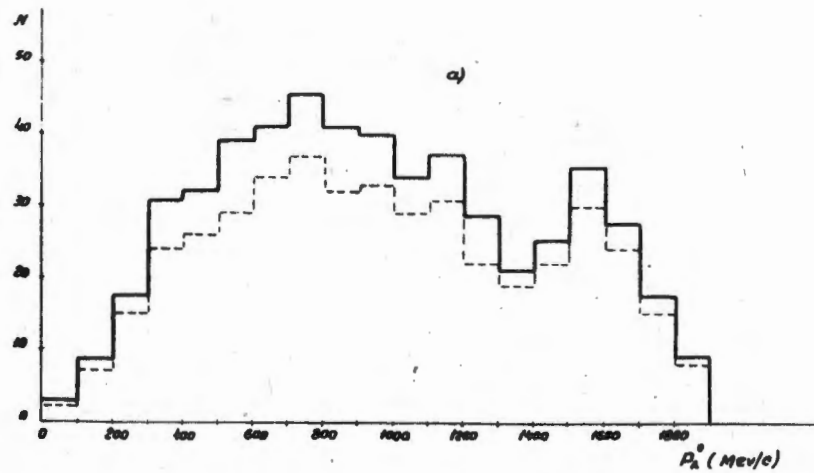


Рис. 6. Импульсное распределение в с.ц.м.
 а) Λ -гиперонов, в) K^0 -мезонов.
 Пунктирной линией обозначено распределение без поправки на эффективность регистрации V^0 -частиц; сплошной - с поправкой.

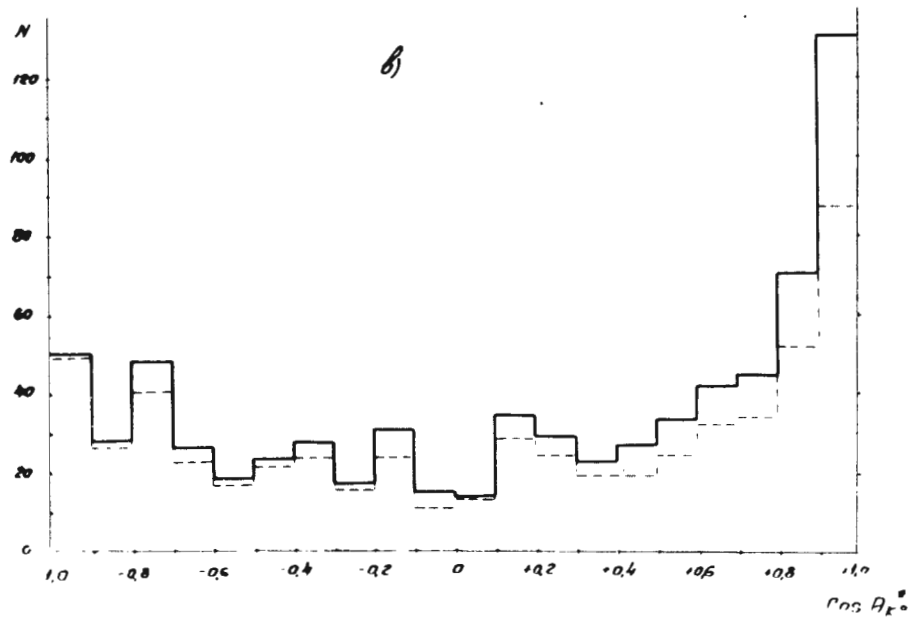
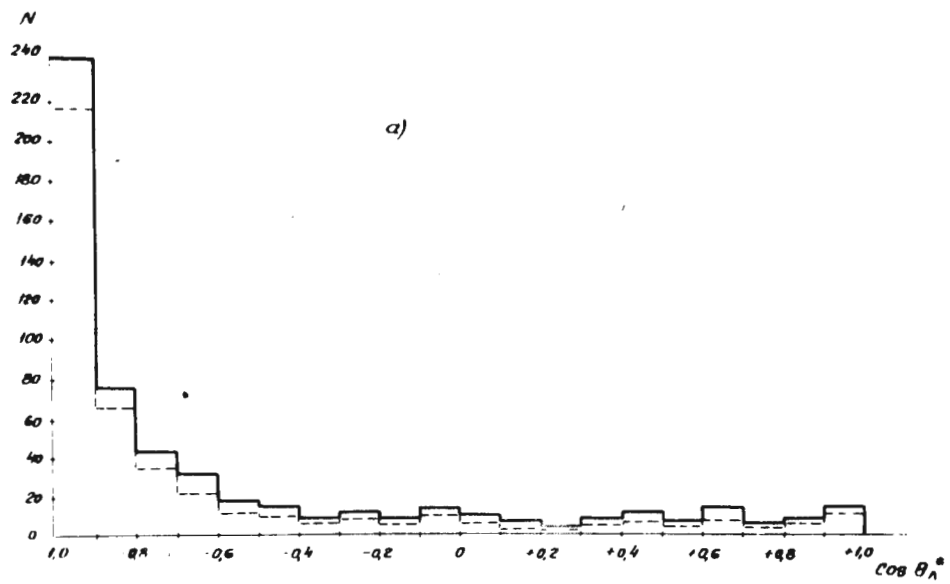


Рис. 7. Угловые распределения: а) Λ -гиперонов; в) K^0 -мезонов в с.ц.м. Обозначение как на рис. 6.

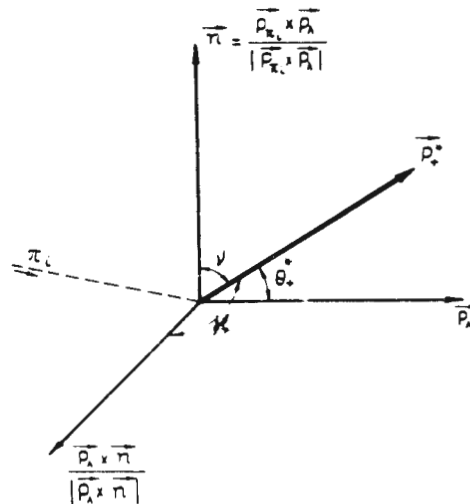


Рис. 8. Система координат для изучения углового распределения протонов и π^0 -мезонов от распада Λ -гиперонов и K^0 -мезонов. Распределение вперед-назад обозначено $\text{Cos} \theta_+^*$, вверх-вниз $\text{Cos} \nu$; влево-вправо $\text{Cos} \kappa$.

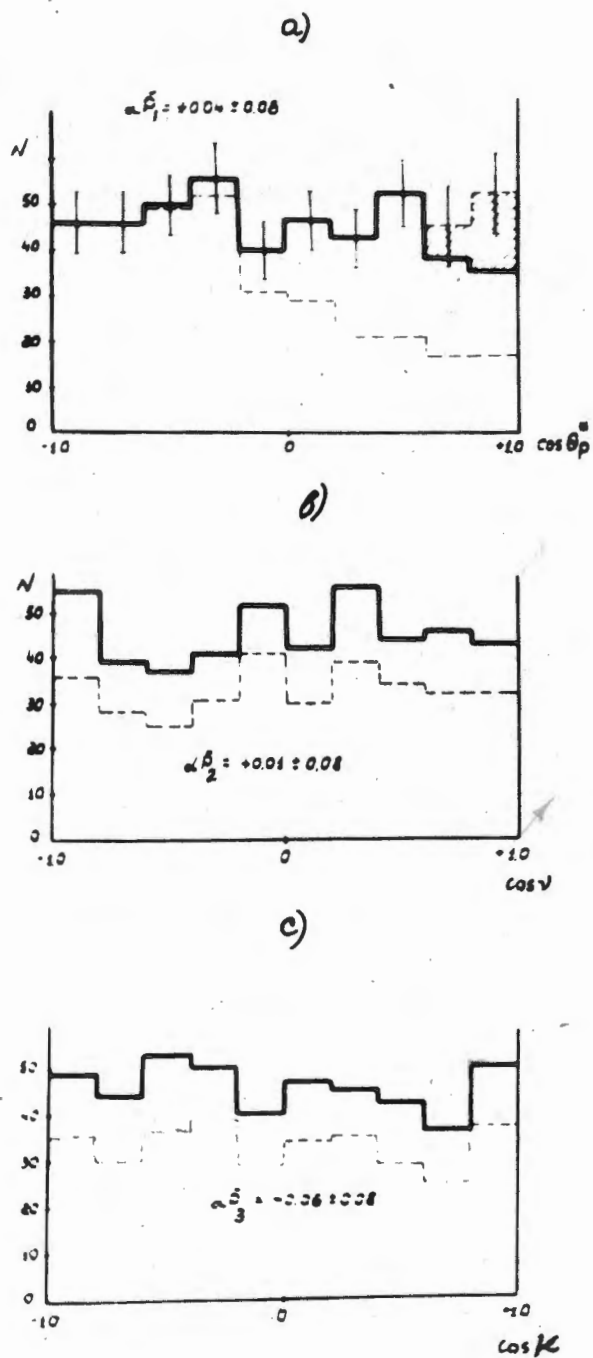


Рис. 9. Угловые распределения протонов от распада Λ -гиперонов (в системе, где Λ -гиперон покоится).
 а) распределение вперед-назад,
 в) вверх-вниз,
 с) влево-вправо.

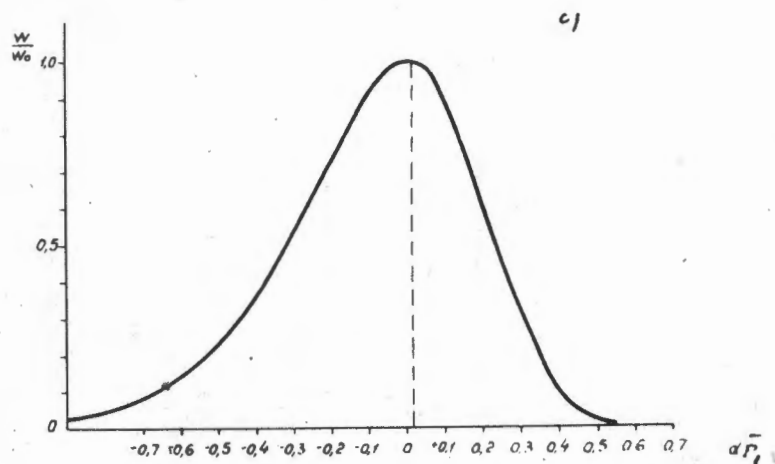
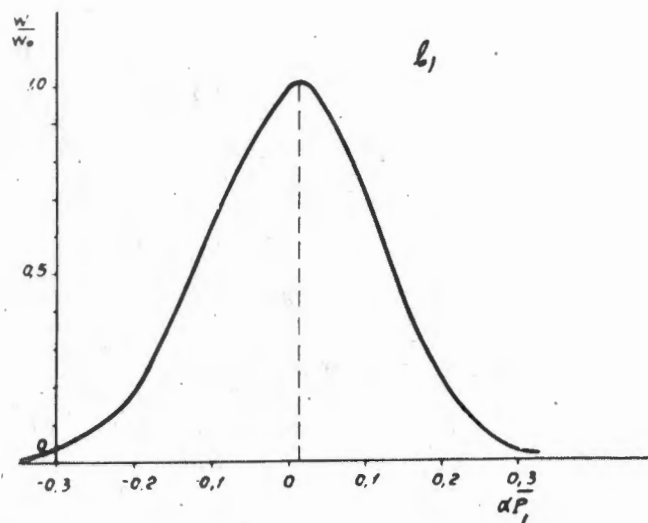
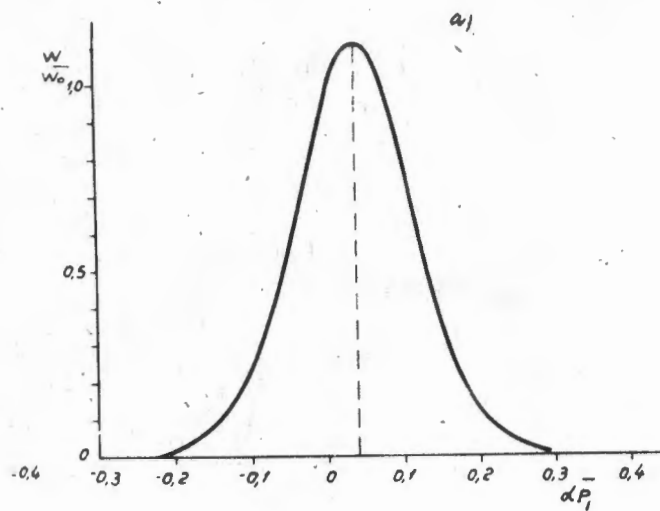


Рис. 10. Кривая функции правдоподобия относительно $\alpha \bar{P}_1$ для Λ -гиперонов
 а) при $-1 \leq \text{Cos } \theta_p^* \leq +1$, в) при $-1 \leq \text{Cos } \theta_p^* \leq +0,6$
 с) при $-1 \leq \text{Cos } \theta_p^* \leq 0$

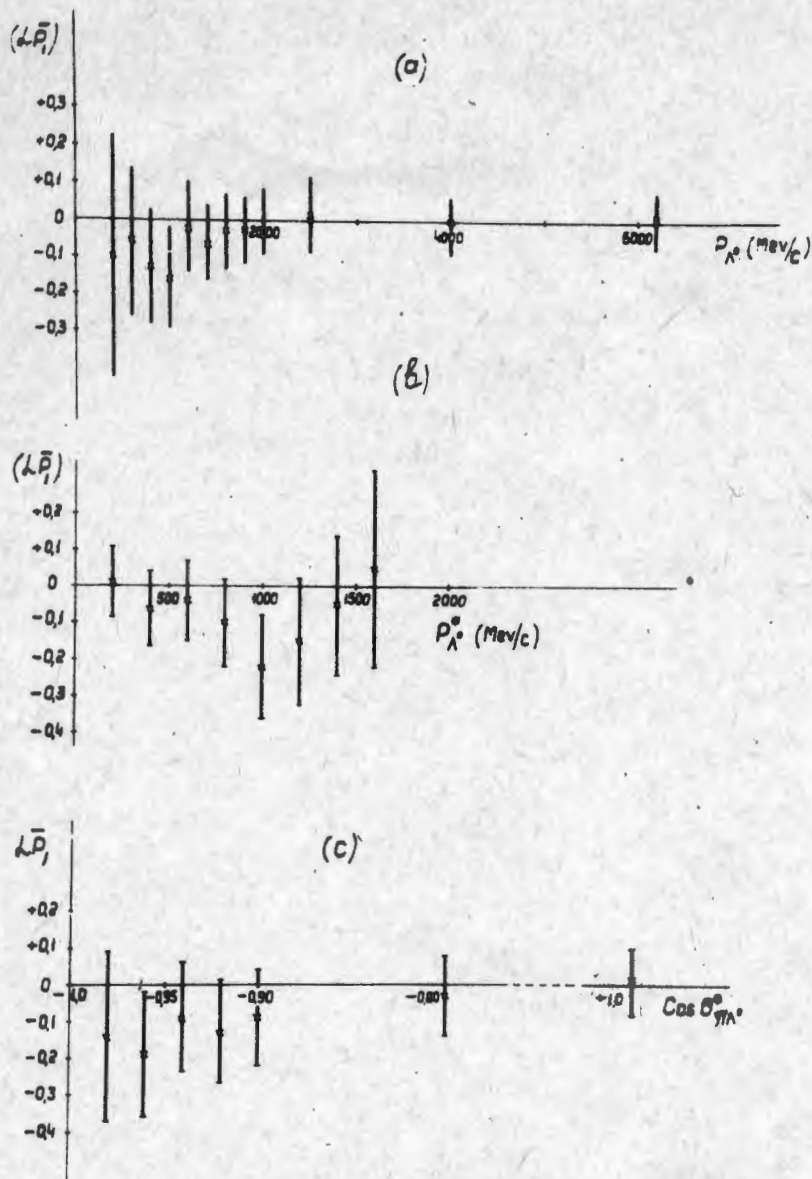


Рис. 11. Зависимость коэффициента асимметрии $\alpha_{\bar{P}_1}$ (вперед-назад) а) от максимального импульса Λ^- -гиперонов в лабораторной системе, б) от минимального импульса Λ^- -гиперонов в с.ц.м., в) от максимального значения $\cos \theta_{\Lambda}^*$ (θ_{Λ}^* - угол рождения Λ^- -гиперонов в с.ц.м.).

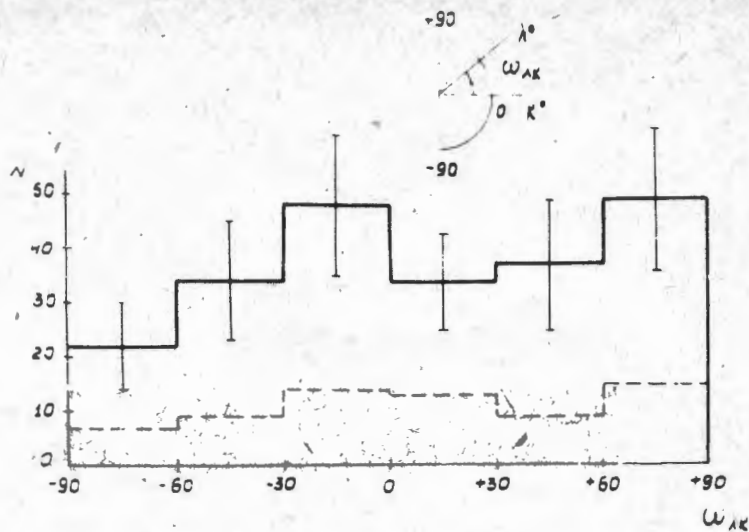


Рис. 12. Угловое распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно плоскостей рождения K^0 -мезонов. Пунктирная линия относится к распределению без поправки на эффективность регистрации и геометрию камеры, сплошная - с поправкой.

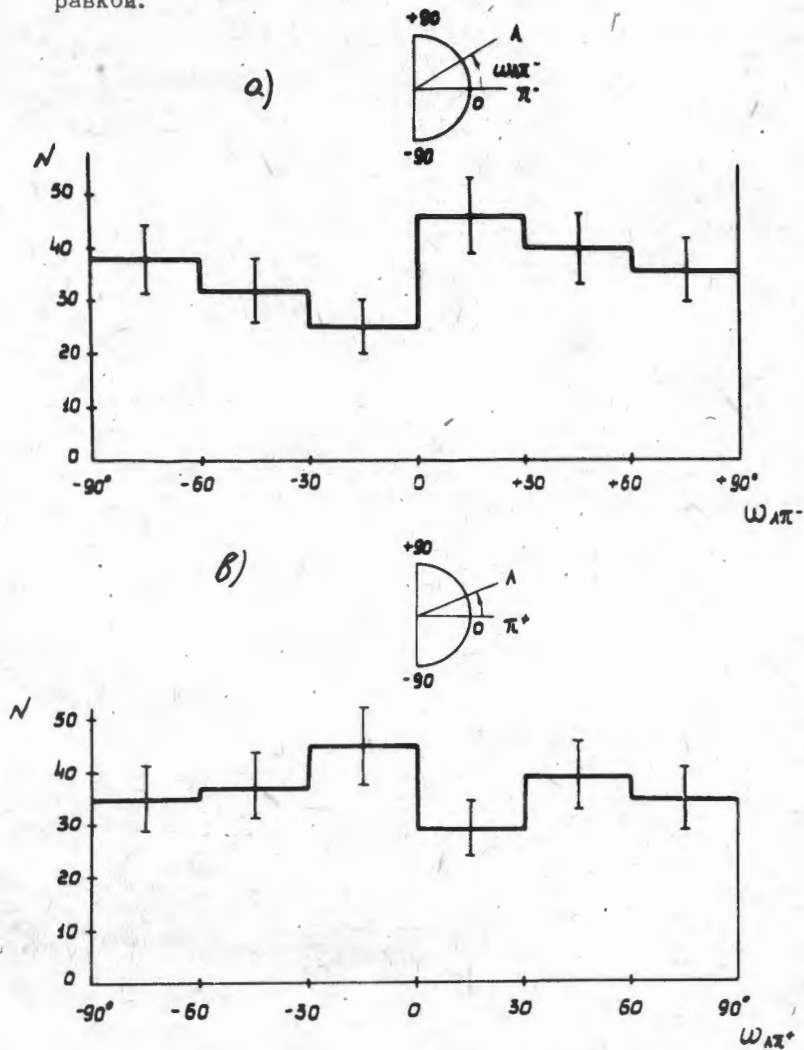


Рис. 13. Угловое распределение плоскостей рождения Λ -гиперонов относительно а) плоскостей рождения π^- -мезонов, в) плоскостей рождения π^+ (K^+) мезонов.