

СЗ46

К-19

Канарек Т.
Филипповски А.

+

Б2-1544

Б 2 - 1544

Т. Канарек, А. Филиповски

С 346
К-19

Изучение генерации Σ^+ - гиперонов в ксеноновой
пузырьковой камере, облученной π^- -мезонами с
импульсом 9 БЭВ/С.

с. ф. 506

Рукопись поступила
в издательский отдел
..... 195 г.

.....
.....
.....

Изучение генерации Σ° -гиперонов в ксеноновой пузырьковой камере, облученной π^- -мезонами с импульсом 9 БЭВ/с

Была сделана попытка изучения генерации Σ° -гиперонов в ксеноновой пузырьковой камере по распаду $\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \gamma$. Камера облучалась π^- мезонами с импульсом ~ 9 ВеУ/с. На снимках были отобраны и измерены случаи взаимодействия первичной частицы с ядром Хе, сопровождающиеся рождением V° и электронно-позитронной пары небольшой энергии. Получено три распределения эффективных масс ($\Lambda^{\circ} \gamma$): для не противоречащих гипотезе¹⁾ для V° не являющихся распадом Λ° ; распределение полученное по методу Монте-Карло. Все три распределения эффективных масс имеют очень размытый максимум в области массы 1170 Меэ.

Вид распределений Q и точность измерений в ксеноновой камере делает невозможной идентификацию распада $\Sigma^{\circ} \rightarrow \Lambda^{\circ} + \gamma$.

Ксеноновая пузырьковая камера является хорошим прибором для регистрации γ -квантов, возникающих от распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, поскольку вероятность конверсии фотонов в рабочем объеме камеры составляет в среднем 70% (длина конверсии $l = 38$ см).

Как показано в работе (I) измерения энергии γ -квантов по суммарному пробегу электронов конверсии может быть проведено в интервале 30-300 Мэв с точностью $\sim 20\%$. Легко показать, что при разумных предположениях о виде спектра энергии Σ^0 -гиперонов подавляющая часть γ -квантов ($\geq 90\%$) возникающих от распадов Σ^0 -частиц, будет обладать энергиями, заключенными в этом интервале.

Для поиска распадов Σ^0 -гиперонов проводился просмотр снимков, полученных на 24-х литровойксеноновой пузырьковой камере (2), облученной π^- -мезонами с импульсом ~ 9 Бэв/с. Геометрия камеры показана на рис I. При просмотре ~ 2400 снимков было найдено 76 взаимодействий, сопровождающихся вылетом V^0 -частицы и, по крайней мере, одного γ -кванта для которого все следы электронов конверсии оканчиваются в рабочем объеме камеры. Эффективность просмотра на V^0 события равна 80%. Кроме того, было обработано 20 V^0 -частиц, найденных в предварительном просмотре. х)

II. Измерения и обработка экспериментальных данных

Измерения координат на пленке были выполнены на микроскопе УИМ-2I. Типичный вид событий, отобранных для измерений, показан на рис. 2. Пространственная картина события восстанавливалась по

х) Авторы благодарят Э.Стругальского, предоставившего им эти материалы.

соответственным точкам стереопары фотографий (см. отчет группы ксеноновой пузырьковой камеры 1961 г.) Для этого измерялись координаты точки $xу$ на одном кадре стереопары и x^N соответственной точки на другом, а также углы на обоих снимках θ, θ^N между направлением полета продуктов распада V^0 и направлением, перпендикулярным к базе фотографирования. Кроме того, измерялись пробеги продуктов распада V^0 и суммарный пробег электронов от конверсии γ -кванта.

Измерение углов θ на пленке позволяет более корректно найти соответственные точки, чем при непосредственном измерении соответственных точек на снимках треков, а также определить длины отрезков треков (см. рис. 2 отрезки 2,5 и 2,4), по которым измеряются углы. Такой способ измерения делает несложным вычисление ошибок. Подробности, связанные с указанным способом определения направления трека, приведены в приложении I и II.

Путем многократных измерений была сделана оценка точности измерений координат x, y, x^N и углов θ и θ^N . Средняя квадратичная ошибка при измерении координат для точек 1, 2, 3 после усреднения оказалась равной $\delta x = \delta y = \delta x^N = 0,011$ мм. Ошибку в измерении угла на пленке можно описать как $\delta \theta = \frac{a}{t}$, где t - длина выбираемого отрезка, постоянная $a = 0,0081$ рад. мм.

На определение направления заряженной частицы в пространстве сказывается не только ошибка измерения углов θ , но и ее многократное рассеяние. При вычислении ошибок связанных с рассеянием была принята постоянная рассеяния $K = 1,4 \frac{\text{рад} \cdot \text{Мэв}}{(\text{мм})^2}$ (3).

Ошибка в определении энергии γ -кванта принята $\delta E_\gamma = 0,2 \cdot E_\gamma$.

на основании данных работы (I).

Расчеты нужных параметров и ошибок по методу конечных разностей были выполнены на счетной машине М-20.

Для проверки того, является ли V^0 распадом $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ определялись следующие величины: Угол некомпланарности φ (т.е. угол между направлением 1,2 и плоскостью распада V^0).

Энергия π^- и p по измеренным в камере пробегам - $E_\pi(R_\pi), E_p(R_p)$ в предположении, что частицы останавливаются в камере, пройдя путь R х).

Энергия π^- и p - $E_\pi(\alpha, \beta), E_p(\alpha, \beta)$ из углов разлета при предположении, что $V^0 \equiv \Lambda^0$.

Средне-квадратичные ошибки $\delta\varphi, \delta E_\pi(\alpha, \beta), \delta E_p(\alpha, \beta)$ по принятым выше ошибкам.

Распределение V^0 по углу некомпланарности, приведенное на рис. 3, дает представление о точности измерений. На рис. 4 дано распределение величин $\frac{\varphi}{\delta\varphi}$. Был принят критерий некомпланарности события $\frac{\varphi}{\delta\varphi} \geq 2$. Для 68% компланарных случаев $\frac{\varphi}{\delta\varphi}$ заключено в пределах $(0 \div 0,75)$, что отличается от ожидаемых пределов $(0 \div 0,94)$. Исходя из этого, можно сделать вывод, что принятые в расчетах ошибки координат и углов завышены. Поэтому, при идентификации V^0 $\delta E_\pi(\alpha, \beta)$ и $\delta E_p(\alpha, \beta)$ уменьшено на 19%.

Все V^0 (96 случаев) были распределены по группам: " Λ^0 ", " $\Lambda^0 K^0$ ", " Λ^0 " и "некомпланарные". Нужно заметить, что в наших условиях распад $K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ может дать только один π^- мезон, останавливающийся в камере. Были выбраны следующие критерии распределения

х) Если частица уходит из камеры, то $E_\pi(R)$ и $E_p(R)$ соответствуют нижнему пределу энергии. В нашем случае в $\sim 20\%$ V^0 обе вторичные частицы от распада останавливаются в камере.

распределения по группам компланарных V^0 :

1. Для V^0 с двумя останавливающимися вторичными частицами подсчитывалась величина

$$r = \sqrt{\left(\frac{E_{\pi}(R) - E_{\pi}(\alpha, \beta)}{\delta E_{\pi}}\right)^2 + \left(\frac{E_{p}(R) - E_{p}(\alpha, \beta)}{\delta E_p}\right)^2}$$

если $r < 2,5$ то V^0 отнесены в группу „Л”,

если $r > 2,5$ то V^0 отнесены в группу „не Л”.

2. В случае V^0 с одной останавливающейся частицей вычислялась

величина $\frac{\Delta E}{\delta E} = \frac{E(R) - E(\alpha, \beta)}{\delta E}$ для останавливающейся частицы и ве-

личина $\Delta E = E(R) - E(\alpha, \beta)$ для неостанавливающейся частицы:

если $\frac{\Delta E}{\delta E} < 1$, а $\Delta E < 0$, то случаи отнесены в группу „Л”

если $1 < \frac{\Delta E}{\delta E} < 2$, а $\Delta E < 0$, „-” „-” „-” „ЛК”

если $\frac{\Delta E}{\delta E} > 2$ или $\Delta E > 0$, „-” „-” „не Л”

3. В случае, когда обе вторичные частицы от V^0 уходят из камеры, то:

если $\Delta E < 0$ для обеих частиц, то случаи отнесены в группу „ЛК”

если $\Delta E > 0$ хотя бы для одной из частиц, то - в группу „не Л”.

III Результаты и дискуссия

Распределение случаев по группам следующие:

$$N(„Л”) = 36 ; N(„ЛК”) = 33 ; N(„не Л”) = 20 ; N(\text{некомпланар.}) = 7$$

Для отобранных γ^* -квантов производилось измерение энергии по методике, описанной в работе (I). Их энергетический спектр представлен на рис. 5.

Для всех измеренных V^0 событий и γ^* квантов были вычислены эффективные массы, а затем величины θ . При этом предполагалось, что все V^0 -частицы являются Λ^0 -гиперонами, а импульс Λ^0 определялся по углам разлета. На рис. 6а представлено распределение 142 ве-

личин Θ для событий из группы „ Λ ” и „ ΛK ”. Такое же распределение для группы „ Λ ” и для некопланарных случаев показано на рис. 6б. На рис. 6а пунктирной линией показано распределение величины Θ , полученное по методу Монте-Карло. Исходными данными послужили экспериментальные ~~два~~ распределения: углов между направлениями Λ^0 и γ , импульсов частиц из группы „ Λ ” и „ ΛK ”, энергии γ -квантов. Разыграно 284 случая. По своей форме все три распределения несущественно отличаются друг от друга.

Таким образом, можно сделать вывод, что идентификация распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, использованным методом при энергии первичных π^- -мезонов $\sim 9 \frac{536}{c}$ весьма затруднительна. Поэтому даже определение частоты испускания Σ^0 -гиперонов представляется мало реальным и при значительном увеличении статистики.

Приложение I

Способ определения направления трека в
пространстве камеры

Определение направления трека в пространстве по непосредственным измерениям соответствующих точек на стереопаре фотографий трека затруднительно из-за не очень хорошего качества снимков в ксеноновой камере и слияния отдельных пузырьков вдоль трека. Эти трудности можно обойти, если применить описанный ниже метод определения соответствующих точек на треке. Для этого измеряются координаты x_1, y_1, x_1^N начальной точки трека на пленке и углы θ и θ^N между направлением трека и перпендикуляром к базе фотографирования (см. рис. 7). В нашем случае углы измерялись угломером окуляра микроскопа УИМ - 2I. Используя эти данные, можно рассчитать координаты соответственных точек x_2, y_2, x_2^N на фотографии трека по формулам:

$$x_2 = x_1 + l \cdot K \frac{\sin \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta}} |\operatorname{tg} \theta|$$

$$y_2 = y_1 - l \cdot K \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta}}$$

$$x_2^N = x_1^N + l \frac{\sin \theta^N}{\sqrt{\sin^2 \theta^N}} |\operatorname{tg} \theta^N|$$

где l - постоянное смещение по оси y принято $= 1$ мм (см.рис.7),
 K - коэффициент, учитывающий разницу в увеличении объектов в
точке "0".

$\sin \theta$, и $\cos \theta$ - введены для учета знака, связанного со стандартным
положением пленки на микроскопе и выбранным направлением осей коор-
динат. Переход к пространственным координатам точки "2" осуществляют-
ется также как для других соответствующих точек.

Коэффициент K определен при помощи измеренных координат

реперных точек (крестов), нанесенных на верхнее стекло и дно камеры. Кресты расположены тремя рядами вдоль оси y . Расстояние между ними 80 мм. Кресты на верхнем стекле и на дне расположены друг над другом. Их пространственные координаты одинаковые. В каждом ряду имеется семь крестов, но из-за обрезания объема камеры при фотографировании на верхнем стекле крайние кресты каждого ряда не попадают на кадр. На шести пленках были выбраны по две стереопары и измерены координатами крестов. Было рассчитано отношение расстояний между соседними крестами ряда на кадре без номера и на кадре с номером стереопары по формуле:

$$K_i = \frac{Y_i - Y_{i-1}}{Y_i^N - Y_{i-1}^N} \quad i = 1, \dots, 6$$

Среднее значение K_i для всех измерений приведено в Т. I

Т а б л и ц а № I

	I ряд ($X = 13,3\text{мм}$)			2 ряд ($X = 93,3\text{мм}$)			3 ряд ($X = 173,3\text{мм}$)		
	K_g	K_c	K	K_g	K_c	K	K_g	K_c	K
I	0.9858	-	0.9858	0.9897	-	0.9897	0.9937	-	0.9937
2.	0.9846	0.9851	0.9848	0.9910	0.9894	0.9903	0.9956	0.9943	0.9950
3.	0.9856	0.9832	0.9847	0.9912	0.9912	0.9912	0.9981	0.9976	0.9979
4.	0.9855	0.9872	0.9861	0.9916	0.9914	0.9915	0.9981	0.9970	0.9976
5.	0.9863	0.9867	0.9864	0.9921	0.9918	0.9920	0.9966	0.9971	0.9968
6.	0.9870	0. -	0.9870	0.9928	-	0.9928	0.9970	-	0.9970

Из таблицы видно, что значения K для верхнего стекла $-K_c$ и дна камеры K_g близки. Поэтому можно считать, что $K(Y) = const$ в пределах ошибок измерений, и вычислить K_c - среднее значение между K_c и K_g . Разности между K_i в пределах ряда значительно меньше, чем разность между K разных рядов. Поэтому принято, что $K(Y) = const$, а $K = K(X)$. Для каждого ряда рассчитано среднее значение \bar{K} и его ошибку из разброса K_i . Данные при-

ведены в таблице II.

Т а б л и ц а № 2

X	\bar{K}	$\delta \bar{K}$
13,3 мм.	0.9857	0.0008
93,3 мм.	0.9913	0.0008
173,3 мм.	0.9965	0.0014

Зависимость $K = K(X)$ можно представить в виде

$$K = aX + b$$

Параметры a и b посчитаны по методу наименьших квадратов

$$a = (0.68 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}; \quad b = 0.9848 \pm 0.0002$$

Ошибка в коэффициенте $K(X)$ определялась не из разброса точек вдоль прямой, а использовались ошибки трех значений \bar{K} , приведенные в таблице 2.

Расчеты ошибки K велись по формуле:

$$\delta K = \sqrt{\sum_{i=1}^3 (A_i X + B_i)^2 C_i}$$

Значения коэффициентов приведены в таблице III.

i	A	B	C
1	$0.81 \cdot 10^{-8}$	$-34.6 \cdot 10^{-8}$	$0.61 \cdot 10^6$
2	$0.15 \cdot 10^{-8}$	$14.8 \cdot 10^{-8}$	$1.73 \cdot 10^6$
3	$-0.50 \cdot 10^{-8}$	$64.2 \cdot 10^{-8}$	$1.49 \cdot 10^6$

Приложение II

Выбор длины ячейки для определения направления трека по методу измерения углов на пленке.

В определение направления трека по методу измерения углов

на пленке вносятся две существенные и независимые друг от друга ошибки:

а) неточности выставления ниши угломера окуляра вдоль пазов трека - $\delta_1\theta$,

б) изменение направления трека из-за многократного рассеяния - $\delta_2\theta$.

Суммарные средние квадратичные отклонения можно вычислить по формуле $\delta\theta = \sqrt{(\delta_1\theta)^2 + (\delta_2\theta)^2}$.

Для определения зависимости $\delta_1\theta$ от длины ячейки - t проводились измерения на треках первичных π^- -мезонов. Эту зависимость можно представить в виде: $\delta_1\theta = \frac{a}{t}$

где $a = 0.0081$ рад.мм

Средняя арифметическая величина углов рассеяния для однозарядных частиц в выбранной плоскости определяется по формуле:

$$\bar{\alpha} = \frac{K \cdot n^2}{p\beta} t^{1/2}$$

где K - постоянная рассеяния

n - отношение между длиной отрезка в камере и на пленке.

Среднее значение n для данной камеры 9,6.

p, β - импульс и скорость частицы

Из таблицы работы (3) было выбрано среднее значение постоянной рассеяния $K = 1,4$ для ячеек $= 0,3 \div 2,5$ мм и скорости частицы $= 0,2 \div 1$. Приведенное выше значение K рассчитано для определения среднего угла рассеяния методом хорд - $\bar{\alpha}_x$. Наш способ установки ниши угломера окуляра вдоль трека соответствует определению среднего угла рассеяния методом касательных - $\bar{\alpha}_k$. Величины $\bar{\alpha}_x$ и $\bar{\alpha}_k$ связаны соотношением $\bar{\alpha}_k = \sqrt{\frac{3}{2}} \bar{\alpha}_x$.

Считая распределение углов рассеяния гауссовым, можно написать

$$\delta_2\theta = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \bar{\alpha}_k$$

или
$$\delta_2 \theta = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot 1,4 \cdot \sqrt{9,6} \cdot \frac{t^{1/2}}{\rho\beta} = 6,66 \frac{t^{1/2}}{\rho\beta}$$

Ошибка $\delta\theta = \sqrt{(\delta_1\theta)^2 + (\delta_2\theta)^2}$ имеет минимальное значение для $t^{opt} = 0,0145 (\rho\beta)^{2/3}$ мм.

На рис. 8 приведена зависимость величины $\left(\frac{\delta\theta}{\delta\theta_{мин}}\right)_{\rho\beta}$ от длины ячейки t , для разных значений $\rho\beta$.

Чтобы определить длину ячейки для данного трека оценивалась величина $\rho\beta$ частицы по длине проекции трека в камере на плоскости ХУ (длину проекции трека измерили на репроекции^{горе}).

Величина $\rho\beta$ определялась из соотношения пробег-энергия для ксенона, в предположении, что все частицы останавливаются, пройдя указанную выше длину. Считалось, что частица с большим углом вылета \bar{H} -мезон, с меньшим - протон (оценка угла вылета производилась на репроекторе). Это справедливо для распада Λ^0 -гиперона с импульсом больше $300 \frac{M\bar{c}b}{c}$. В случаях с короткими длинами пробегов продуктов распада V^0 (Λ^0 с малыми импульсами), независимо от углов разлета частиц, расчеты выполнялись дважды при двух разных предположениях о роде частицы с данным пробегом.

Из характера кривых на рис. 8 следует, что выбор $t < t^{opt}$ вносит большую ошибку, чем выбор $t > t^{opt}$. Поэтому выбор длины ячейки осуществляется по кривым рис. 8 при значении $\rho\beta$ оцененного по длине проекции трека в камере, следующим образом:

1. Если частица останавливается в камере, то наложение ниши угломера на трек производится в пределах длины $t > t^{opt}$ полученной при $\frac{\delta\theta(t)}{\delta\theta_{мин}} = 1,1$

2. Если частица уходит из объема камеры, то длину ячейки $t > t^{opt}$ выбирается при $\frac{\delta\theta(t)}{\delta\theta_{мин}} = 1,2$. Способ выбора длины ячейки в случае 1 увеличивает t относительно t^{opt} на ~60%, а способ выбора

длины ячейки в случае 2 увеличивает t относительно $t^{онт}$ на $\sim 100\%$. Подобное увеличение t ^(в случае 2) соответствует $t^{онт}$ для ρ/β в ~ 3.5 раза большего, чем получено по длине проекции трека.

Для вычисления ошибок в определении направления трека дополнительно измерялись координаты соответственных точек на расстоянии выбранного t от начала трека (см. Рис. 2, точки 4,5).

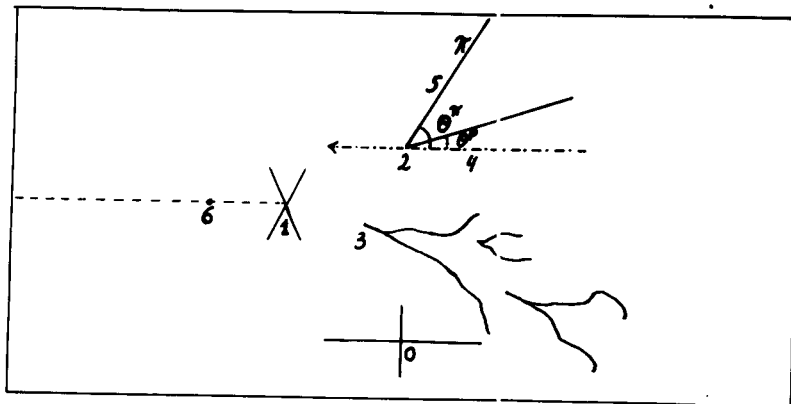
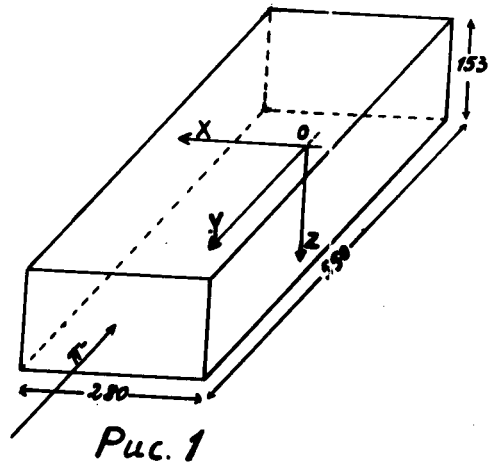
К. М. Курев

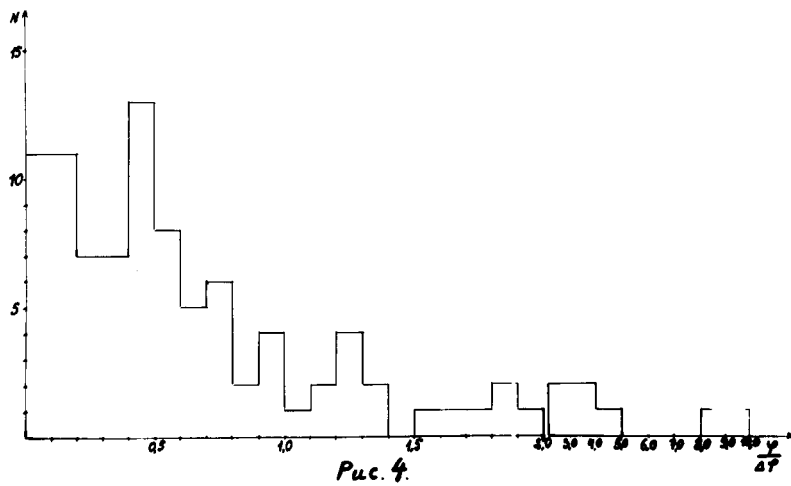
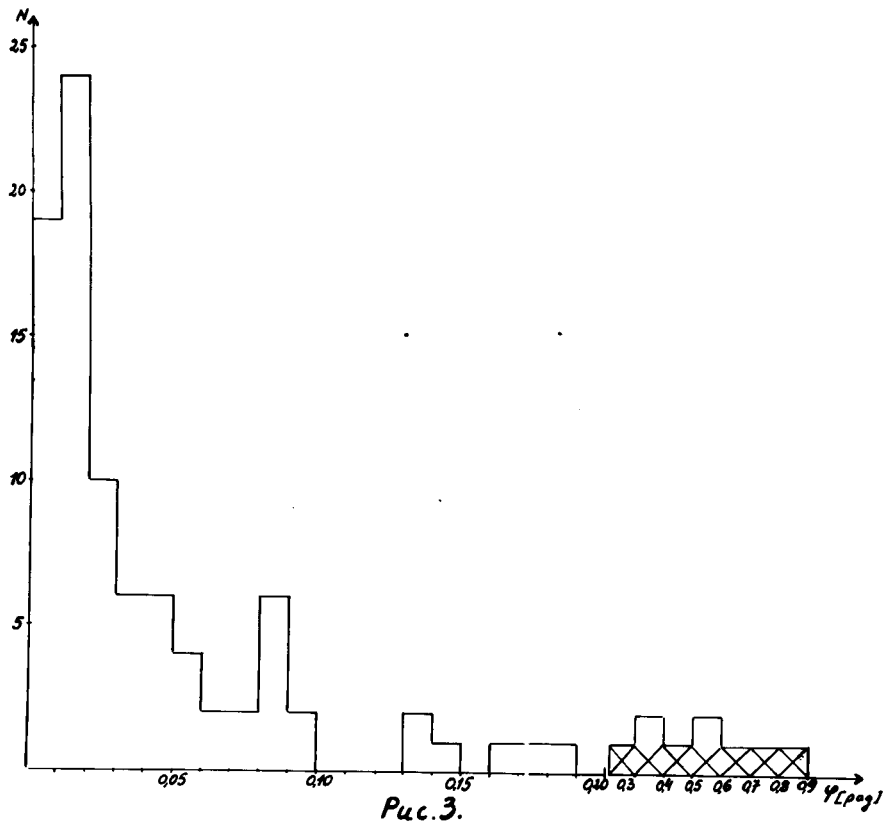
Литература:

1. Я. Даныш, З. Стругальский, О. Чижевский,
Препринт ОИЯИ, Р-1144 (1962)
2. T. Kanarek et.al., Proc. of the Internat. Conf.
on High-Energy Acceler. and Instrum., CERN 1959 p. 508
3. Д. Пинтер. ПТЭ № 6, 31 (1961).

Подписи к рисункам

- Рис. 1 Геометрия ксеноновой пузырьковой камеры.
- Рис. 2 Типичный вид событий. ($L^\circ \gamma$).
- Рис. 3 Распределение углов некомпланарности.
- Рис. 4 Распределение отношения между углом некомпланарности и его средней квадратичной ошибкой.
- Рис. 5 Энергетический спектр γ -квантов.
- Рис. 6 Распределение величины θ для событий ($L^\circ \gamma$)
- а) из группы „L” и „LK” и пунктирной линией, полученные по методу Монте-Карло.
- б) из группы „неL” и некомпланарных случаев.
- Рис. 7 К приложению I.
- Рис. 8 Кривые для определения длины ячейки (при измерении углов).





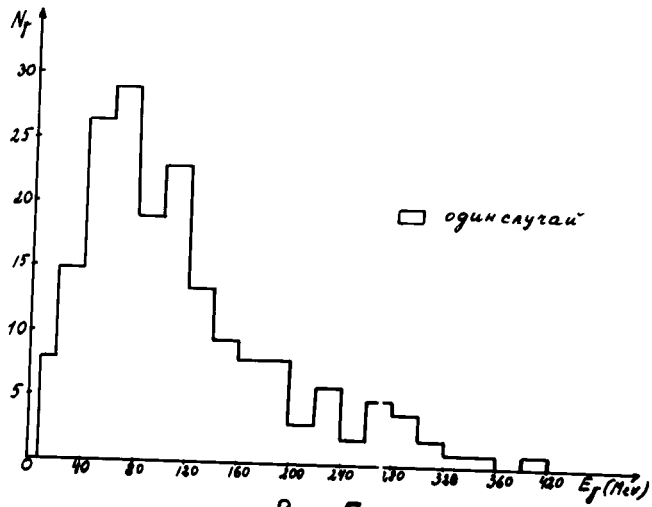


Рис. 5

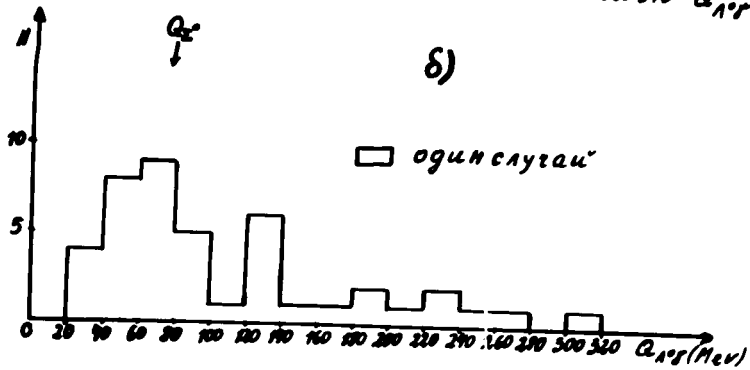
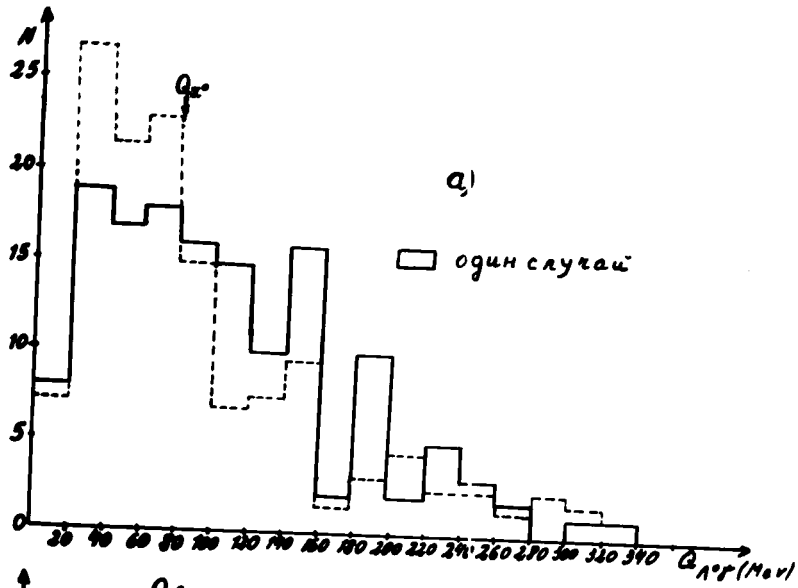


Рис. 6

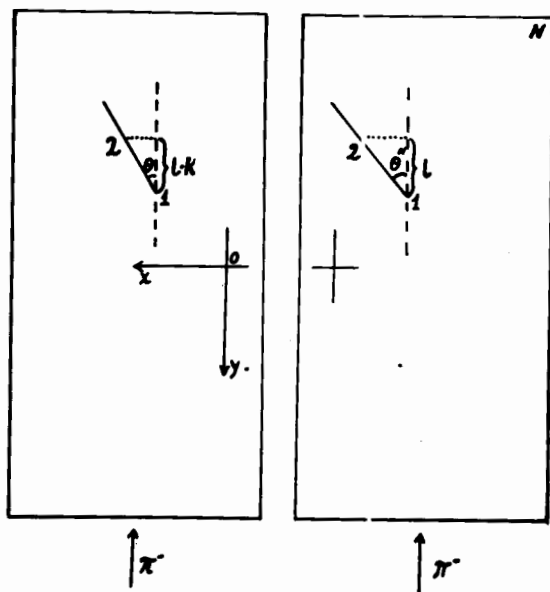


Рис. 7.

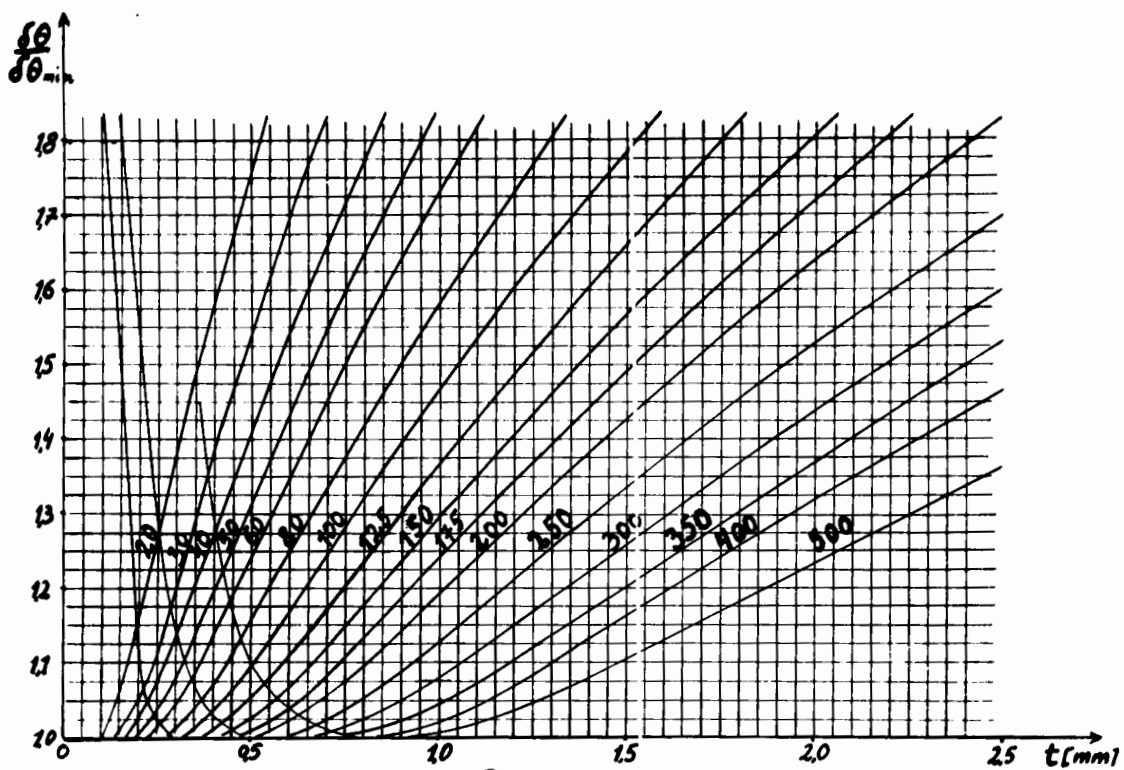


Рис. 8.