

Азимова М. А.

Б-7-2070 +

С 346

А-355

Б-7-2070

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

М.А.Азимов, А.М.Балдин, В.С.Гантуев, Л.В.Сильвестров,
М.Н.Хачатурян., Чувпю И.В.

С 346

А-355

ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ
РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ РЕЗОНАНСОВ
/ ОТЧЕТ/.

с.р. 955

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1965 г.

В В Е Д Е Н И Е

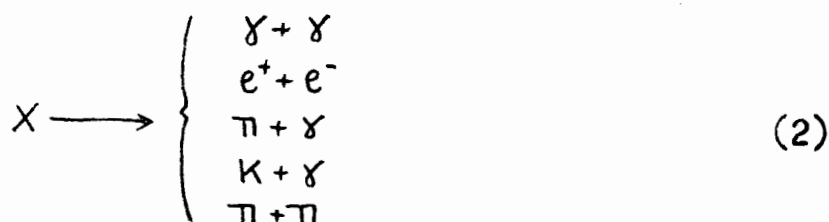
Одним из главных направлений физики элементарных частиц последних лет является обнаружение и систематизация резонансов (их квантовых чисел, мод распада и других характеристик). В настоящее время наиболее интенсивно изучаются распады резонансов на заряженные частицы. Вместе с тем для теории представляет большой интерес исследование мод распада, содержащих фотоны. Эти распады в настоящее время изучены плохо. В предлагаемой ниже программе экспериментов для исследования радиационных распадов резонансных частиц предполагается использовать, имеющиеся в ЛВЭ новые результаты в области спектрометрирования и детекции γ - квантов высоких энергий. Методические достижения в указанной области, а именно:

1. Возможность получения пучков Π^- мезонов большой интенсивности ($\sim 10^5$ Π^- -мезонов в цикле).
2. Высокое энергетическое разрешение ($\frac{\Delta E}{E} = \pm 5\%$) γ - спектрометров, разработанных в ЛВЭ [1].
3. Подтвержденная экспериментально [2], возможность совместной работы искровых камер и черенковских γ - спектрометров, позволяющих существенно повысить эффективность управления запуском искровых камер и др., позволит существенно расширить возможности эксперимента.

В настоящем проекте предлагается программа исследований следующих двухчастичных реакций:



где B - барyon, а X распадается по схемам:



Такой выбор реакций не случаен. Указанный выше класс событий удобен тем, что позволяет провести четкий кинематический анализ процесса и получить жесткие соотношения между энергетическими и угловыми распределениями продуктов реакции. Вместе с тем он достаточно широк, т.к. практически охватывает все существующие резонансные состояния как с четными, так и с нечетными значениями спина.

Предлагаемый эксперимент позволяет одновременно измерять энергии (импульсы) продуктов распада X - частицы в реакциях (2) и угол θ между ними и, следовательно строить распределения по эффективным массам. По оценкам (см. ниже) $\Delta m/m$ для данной методики не хуже $\pm 4-5\%$. Машинное время необходимое для измерений в интервале масс m_X от 0,14 Гэв до 1,54 Гэв порядка 500 часов.

Настоящая программа открывает возможность исследовать большую группу процессов, многие из которых либо вообще не изучены, либо изучены плохо.

Предлагаемая постановка задачи позволяет исследовать как радиационные так и не радиационные распады резонансов, производить поиски новых резонансных частиц по радиационным модам распада и т.д.

типа:

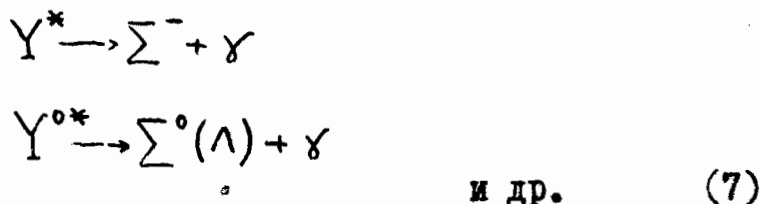


где M - мезон, B - барион.

Действительно, большой интерес представляет также определение радиационных ширин для K^* и ω



а также радиационные ширины барионных резонансов. Например:



Определение этих параметров даст нетривиальную проверку высших симметрий, в особенности SU_3 и SU_6 - симметрий. Проверка SU_3 симметрии должна заключаться в доказательстве существования приближенных интегралов движения помимо компонент изотоп спина (T_1, T_2, T_3) и гиперзаряда Y . В схеме унитарной симметрии такими операторами являются операторы компонент U - спина (U_1, U_2, U_3) . Электромагнитные взаимодействия замечательны тем, что они не нарушают сохранения U - спина. Сохранение U - спина нарушается "полусильными взаимодействиями", нарушающими симметрию сильных взаимодействий.

В этой связи проверка унитарной симметрии на основе сопоставления различных электромагнитных процессов должна ответить на вопрос о правомерности введения U - спина, и о роли нарушающего его "полусильного взаимодействия" в электромагнитных процессах.

Согласно широко принятым гипотезам [] в представлении U - спина гамильтониан имеет трансформационные свойства:

$$H_1 + H_2 \quad (8)$$

где H_1 - скаляр в U - пространстве, а H_2 - третья компонента U - вектора (нарушающее U - спин взаимодействие).

Используя (8) и классификацию состояний частиц по U - спину

$$U - \text{дублеты} (u = \frac{1}{2}): (P\Sigma^+); (\Sigma^-\Xi^-); (\pi^+K^+); (\pi^-K^-); (S^+K^+) \quad \text{и т.д.}$$

$$U - \text{триплеты} (u = 1): (n, \frac{1}{2}\Sigma^0, -\frac{\sqrt{3}}{2}\Lambda, \Xi^0); (K^0, \frac{1}{2}\pi^0, -\frac{\sqrt{3}}{2}\eta, \bar{K}^0); (K^{0*}, \frac{1}{2}S^0, -\frac{\sqrt{3}}{2}\varphi, \bar{K}^{0*}) \quad \text{и т.п.}$$

$$\text{квадруплет} (u = \frac{3}{2}): (\Delta^-, Y^{*-}, \Xi^{*-}, \mathcal{L}^-) \quad (9)$$

Нетрудно получить соотношения между матричными элементами различных электромагнитных переходов. Эти соотношения в точности аналогичны соотношениям изотопической инвариантности с учётом (в первом порядке) электромагнитного возмущения.

Если пренебречь H_2 , то соотношения для матричных элементов электромагнитных переходов выглядят очень просто:

$$\langle \Delta^0 | n \gamma \rangle = \langle \Xi^{*0} | \Xi^0 \gamma \rangle = 2 \langle Y^{*0} | \Sigma^0 \gamma \rangle = \frac{2}{\sqrt{3}} \langle Y^{*0} | \Lambda \gamma \rangle \quad (10)$$

$$\langle K^{*+} | K^+ \gamma \rangle = \langle S^+ | \pi \gamma \rangle = -\frac{1}{2} \langle K^{*0} | K^0 \gamma \rangle = -\langle \varphi | \eta \gamma \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \varphi | \pi^0 \gamma \rangle$$

Запрещены переходы:

$$\begin{aligned} Y^{*-} &\rightarrow \Sigma^- + \gamma \\ \Xi^{*-} &\rightarrow \Xi^- + \gamma \\ V &\rightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^- \end{aligned} \quad (11)$$

где V - синглетный в U - спиновом пространстве мезон.

Учёт H_2 нарушает эти соотношения. Однако и с учетом H_2 можно получить, например, такие соотношения:

$$\begin{aligned}
 4\langle K^{*0} | K^0 \gamma \rangle &= \langle \rho^0 | \pi^0 \gamma \rangle + 3\langle \rho^0 | \eta \gamma \rangle - \sqrt{3}\langle \rho^0 | \pi^0 \gamma \rangle - \sqrt{3}\langle \rho^0 | \eta \gamma \rangle \\
 \langle \Xi^{*0} | \Xi^0 \gamma \rangle + \langle \Delta^0 | n \gamma \rangle &= \langle Y_1^{*0} | \Sigma^0 \gamma \rangle - \sqrt{3}\langle Y_1^{*0} | \Lambda \gamma \rangle \\
 \langle \Xi^{*-} | \Xi^- \gamma \rangle &= \langle Y^{*-} | \Sigma^- \gamma \rangle
 \end{aligned}
 \tag{I2}$$

Аналогичные соотношения нетрудно получить и для распадов типа: $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^- \gamma$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ и др.

Величина отклонения от соотношений типа (I0) характеризует роль H_2 в электромагнитных переходах. Если же нарушенными окажутся и соотношения типа (I2), то это будет означать противоречие как с экспериментом так и с предполагаемым видом гамильтониана. Отсюда ясно, что получение информации даже о части перечисленных матричных элементов имеет большое значение.

Изучение радиационных распадов резонансов и частиц в процессах:

$$\begin{aligned}
 \pi^- + p &\rightarrow M + B; \quad M \rightarrow 2\gamma; \quad M \rightarrow M' + \gamma \\
 M &\rightarrow M' + M'' + \gamma; \quad B \rightarrow B' + \gamma; \quad B \rightarrow B' + M + \gamma
 \end{aligned}
 \tag{I3}$$

где B и M соответственно барионы и мезоны дает богатые возможности проверок SU_3 - симметрии.

Особый интерес представляет исследование реакций:

$$\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} n + \pi^0 & (\alpha) \\ n + \eta^0 & (\delta) \end{cases}
 \tag{I4}$$

Если эти реакции идут через возбужденное состояние X , входящее в мультиплет размерности 27, то между сечениями этих реакций должно существовать аномально большое отношение $\sigma^b \gg \sigma^a$ (в случае точного выполнения SU_3 симметрии отношение $\sigma^b(27)/\sigma^a(27)$ определяется квадратом соответствующего коэффициента Вигнера для группы SU_3 и равно 27). Таким образом, эта реакция может служить индикатором при поисках мультиплета частиц высокой размерности. Обнаружение такого резонанса привело бы к необходимости поиска остальных членов мультиплета и в случае справедливости симметрии $SU(6)$ означало бы открытие целого семейства частиц с размерностью более 100. Указания на существование такого резонанса уже имеются в реакциях:



Определение электромагнитных вершин представляет большой интерес с точки зрения проверки концепции A - четности, введенной Бронзаном и Лоу, и получивший некоторое обоснование в подходе, основанном на $SU(6)$ - симметрии. Согласно этой концепции некоторые вершины должны быть запрещены, например, должно иметь место:

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) \ll \Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) \quad (16)$$

Одной из интереснейших задач, подчеркнутых на последней конференции является вопрос о существовании нового квантового числа ($-$ "charm" (см. доклад Салама). Если это квантовое число

существует, то связь между зарядом, проекцией изоспина и гиперзарядом имеет вид:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} + \frac{C}{3} \quad (I7)$$

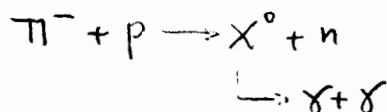
Для обычных частиц $C=0$. Не исключено, что правомочность этого нового квантового числа будет доказана в электромагнитных взаимодействиях, ибо как видно из формулы (I7) необходимо обнаружить отклонение величины электрического заряда от величины $T_3 + \frac{Y}{2}$. Уникальные возможности в этом смысле представляет отношение вероятностей переходов:

$$\begin{aligned} \omega &\rightarrow e^+ + e^- \\ \varphi &\rightarrow e^+ + e^- \end{aligned} \quad (I8)$$

идущих через один виртуальный фотон.

Предлагаемая постановка эксперимента может внести ясность и в этот вопрос.

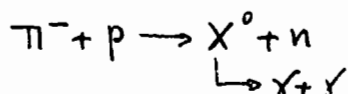
2. Поиски новых бозонных резонансов по реакции:



В последнее время в целом ряде работ [] дискутируется возможность существования, кроме π^0 - мезона и η^0 - мезона, новых нейтральных мезонов, распадающихся на γ - кванты. Сильным аргументом в пользу такой возможности явилось бы наличие нескольких октетов псевдоскалярных мезонов, что, вообще

говоря, не противоречит основным выводам унитарной симметрии.

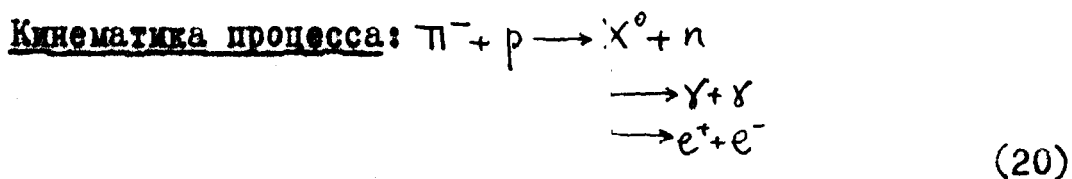
То обстоятельство, что указанные мезоны до настоящего времени не обнаружены, возможно связано с недостаточной статистикой и несовершенством применявшейся аппаратуры. Анализ существующих работ показывает, что частица с массой 350-1000 Мэв, если она образуется с сечением, равным 0,3 от сечения генерации η - мезонов, имеет много шансов не быть обнаруженной. Последнее тем более справедливо, если основной схемой распада X^0 -мезонов является распад на два γ - кванта. В этой связи представляют определенный интерес поиски по распадам на два γ - кванта новых псевдоскалярных мезонов в интервале масс от 350 до 1300 Мэв с помощью новой более совершенной методики, позволяющей одновременно с высокой точностью измерять как углы вылета, так и энергии γ - квантов в реакции:



Представляет интерес также исследование (по распадам на два γ - кванта) малоизученных резонансов, имеющих чётный спин, для определения их квантовых чисел, ширины резонанса, сечений генерации, дифференциальных сечений и т.д.

К числу интересных проблем относится возможное существование распадов $X^0 \rightarrow e^+ + e^-$, обусловленных предложенным Нимманом взаимодействием нового типа, который подобен электромагнитному взаимодействию, но в несколько десятков раз сильнее последнего. Не исключено, что квантом этого векторного поля является ϕ - мезон, обладающий массой $\mu = 1020$ Мэв и квантовыми числами I^- .

Бедер и др. нашли, что если это действительно так, то ϕ -мезон должен распадаться с заметной вероятностью на лептоны, т.е. должен иметь место распад:



Для выбора оптимальной геометрии и оценки эффективности регистрации χ^0 -мезонов кинематический анализ процесса (10) проводился для χ^0 -частиц с массой соответственно $\mu_\chi = 550$ Мэв и $\mu_\chi = 1250$ Мэв и при значениях импульса налетающего π^- -мезона соответственно 2 Гэв/с и 4 Гэв/с (см. рис. I-9). Проведенный расчет показывает, что оптимальной является геометрия, когда направление вылета γ -квантов под минимальным углом совпадает с осью детектора (см. рис. I0 и II).

а) Расчет эффективности регистрации χ^0 -частицы с массой $\mu_\chi = 550$ Мэв.

В случае χ^0 -мезона с $\mu_\chi = 550$ Мэв и $p_\pi = 4$ Гэв/с минимальный угол между двумя γ -квантами равен 16° , а геометрия такова (см. рис. I0), что каждый из детекторов охватывает угловой интервал от $2,5^\circ$ до $13,5^\circ$. Расстояние между центром мишени и детектором равно 265 см.

Расчет показывает, что эффективность $\xi(\chi^0)$ регистрации χ^0 -мезонов в указанной геометрии $\xi \approx 5\%$ (см. рис. I2-I4).

В этой геометрии аппаратурой выделяются в основном те события когда импульс, переданный нуклону мал (интервал углов α_X в с.ц.и. от 0° до 35°). Соответственно γ - кванты от распада $X^\circ \rightarrow \gamma + \gamma$ в системе покоя X° охватывает интервал углов $\Delta\alpha = 45^\circ - 135^\circ$. При расчете эффективности было использовано угловое распределение X° - мезонов с массой $\mu_X = 550$ Мэв, полученное в работе [] для $P_{\pi^-} = 4$ Гэв/с и детектор площадью 50×50 см².

б) Расчет эффективности регистрации X° - частицы с массой $\mu_X = 1250$ Мэв.

Для X° - частицы с $\mu_X = 1250$ Мэв и $P_{\pi^-} = 4$ Гэв/с минимальный угол между двумя γ - квантами равен 37° .

Интервал углов охватываемый каждым детектором равен $\Delta\theta = 28^\circ - 9^\circ = 19^\circ$. Расстояние между центром мишени и детектором 150 см (см. рис. II). Из расчета следует, что эффективность регистрации X° - частиц с $\mu_X = 1250$ Мэв равна $\epsilon \approx 4\%$. Расчеты показывают, что при соответствующем выборе геометрии эффективность регистрации X° - частиц мало зависит от импульса налетающего π - мезона.

Кинематика реакции $\pi^- + p \rightarrow X^\circ + n$ у порога рождения X° - частиц с $\mu_X = 1250$ Мэв такова, что вне зависимости от угла α вылета X° - частиц в с.ц.и. в лаб.с.и. все X° - частицы имеют направление вылета вперед в пределах довольно узкого конуса с угловым раствором $\pm 6^\circ$ (при $P_{\pi^-} = 2,1$ Гэв/с). В расчетах угловое распределение X° - мезонов у порога предполагалось изотропным в с.ц.и. $\pi^- p$ системы. Анализ энергетических спектров γ - квантов (на основании кинематических расчетов) показывает, что в случае $P_{\pi^-} = 4$ Гэв/с и $\mu_X = 550$ Мэв и $\mu_X = 1250$ Мэв энергетические спектры в пределах конуса с угловым раствором

1. В результате взаимодействия π^-p не образуется заряженных частиц.
2. Энергия γ - кванта в каждом из каналов превышает 0,5 Гэв.
3. Суммарная энергия γ - квантов в каналах 1 и 2
$$E = E_1^\gamma + E_2^\gamma$$
 равна $4,0 \pm 0,2$ Гэв.

Таким образом, установка позволяет одновременно получить следующую информацию о каждом событии.

1. Угол вылета из мишени каждого γ - кванта от распада $X^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (с точностью $\pm 0,6^\circ$) или электрона от распада $X^0 \rightarrow e^+ + e^-$ (с точностью $\pm 0,1^\circ$).
2. Энергию E каждого γ - кванта или электрона (с точностью $\frac{\Delta E}{E} \approx \pm 5-6\%$).
3. Суммарную энергию двух γ - квантов (электронов).
4. Энергетическое распределение γ - квантов в каждом канале.
5. Энергетическое распределение суммы энергий двух γ -квантов $E_1^\gamma + E_2^\gamma = E$. Т.к. в заданной геометрии (см. рис. II, I2) установка "выбирает" только периферические взаимодействия с малой переданной импульса, то E практически постоянно. Энергетическое разрешение черенковского γ - спектрометра и возможность совместной работы искровой камеры и γ - спектрометра в интервале энергий 2-4 Гэв была исследована на пучке электронов, содержащейся в виде примеси ($\sim 3\%$) в пучке π^- -мезонов с импульсом 2-4 Гэв/с []. Было найдено, что энергетическое разрешение γ - спектрометра в интервале энергий электронов от 2-4 Гэв практически постоянно и равно $\pm 5\%$.

Кривая 1 на рис. 15 представляет собой энергетический спектр π^- - мезонов с импульсом 4 Гэв/с. Эта кривая получена в условиях, когда на пути пучка помещается свинцовый фильтр для поглощения электронов. Кривая 2 получена в условиях, когда на пути пучка не было фильтра т.е. когда в пучке имеются как π^- - мезоны так и электроны. Максимум кривой 2 обусловлен электронами с импульсом 4 Гэв/с. Кривая 3 получена вычитанием кривых 2 и 1 (нормированных на одно и то же число мониторных отсчетов).

Методика обработки экспериментальных данных.

Предлагаемая в настоящем опыте постановка позволяет одновременно измерять следующие величины:

1. Энергию каждого γ - кванта (E_1^γ и E_2^γ) от распада $\chi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (или энергию каждого электрона от распада $\chi^0 \rightarrow e + e$).
2. Угол θ между направлениями вылета γ - квантов в л.б.с.ж. (соответственно электронов).

Перечисленных выше величин вполне достаточно, чтобы определить эффективную массу частицы μ_χ .

Действительно, эффективная масса частицы $\mu_\chi \rightarrow \gamma + \gamma$ равна:

$$\mu^2 = (E_1^\gamma + E_2^\gamma)^2 - (\bar{p}_1 + \bar{p}_2)^2 = 2 E_1^\gamma E_2^\gamma (1 - \cos \theta)$$

$$\mu^2 = 4 E_1^\gamma E_2^\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2I)$$

Относительная среднеквадратичная ошибка эффективной массы равна:

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta}{t_g \theta/2}\right)^2} \quad (22)$$

При $P_n = 4$ Гэв/с средняя энергия γ - квантов в каждом из каналов равна $\bar{E}_1 = \bar{E}_2 = 2$ Гэв и $\Delta E/E = 0,05$. Точность измерения угла θ ограничивается многократным кулоновским рассеянием электронов в веществе конвертора. В этом варианте предполагается использовать конверсионные искровые камеры, состоящие из нескольких секций. Толщина конвертора в каждой секции около 0,4 рад.ед. (около 2 мм Pb) и длина промежутка около 10 см. Среднее квадратичное значение угла многократного рассеяния, если потери энергии малы, равно:

$$\langle \varphi^2 \rangle_{cp(t)} = \frac{E_s^2 \cdot t}{p^2 \cdot \beta^2} \quad (23)$$

Подставляя $p = E = 1$ Гэв (среднее значение энергии электронов пар), $E_s = 21$ Мэв, $\beta = 1$ и $t = 0,2$ рад.ед. получаем:

$$\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle_{cp(t)}} \approx 0,5^\circ \quad (24)$$

При $\theta = 16^\circ$ (для частицы $\mu_x = 550$ Мэв) для относительной ошибки получаем:

$$\frac{\Delta \theta}{\theta} = 0,044 \quad (25)$$

Подставляя приведенные величины относительных ошибок в формулу (12) имеем:

$$\frac{\Delta m}{m} = \pm 5,6\% \quad (26)$$

Если $m_x = 550$ Мэв, то $\Delta m = \pm 30$ Мэв. Для частицы с массой $m_x = 1250$ Мэв, $\frac{\Delta m}{m} = \pm 3,9\%$ и $\Delta m = 49$ Мэв.

В рассмотренном случае учет размеров мишени и пучка не приводит к увеличению $\frac{\Delta m}{m}$.

Для электронных распадов $X^0 \rightarrow e^+e^-$ точность измерения угла θ можно существенно повысить, если использовать фольговые искровые камеры. В самом деле, при $\Delta\theta = 0,1^\circ$ для $\frac{\Delta m}{m}$ получаем значение равное:

$$\frac{\Delta m}{m} = \pm 3,6\% \quad (27)$$

и если $m = 550$ Мэв, то $\Delta m = 20$ Мэв.

Необходимо отметить, что $\frac{\Delta m}{m}$ для пузырьковых камер, наполненных тяжелой жидкостью, как правило больше 20% [].

В искровых камерах измеряется только угол между γ -квантами, что не позволяет непосредственно измерить эффективную массу распадающейся частицы ($X^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Отсутствие энергетических критериев приводит к тому, что системы, состоящие только из искровых камер и сцинтилляционных счетчиков запускаются от всех нейтральных событий т.е. имеют низкий коэффициент достоверности K ($K =$ отношение числа запусков от эффекта к числу фоновых запусков).

Фоновые запуски в предлагаемом эксперименте, обусловленные неупругими взаимодействиями π^- -мезонов с протонами, дают эффективные массы, которые можно принять равномерно распределенными в интервале от m_{\min} до m_{\max} , где

$$\mu_{\min} = \sqrt{2 E_{1\min} E_{2\max} (1 - \cos \theta_{\min})}$$

$$\mu_{\max} = \sqrt{2 E_{1/2} E_{2/2} (1 - \cos \theta_{\max})} \quad (28)$$

Для $M = 550$ Мэв $\mu_{\min} = 0,12$ Гэв и $\mu_{\max} = 0,93$ Гэв и
 для $M = 1250$ Мэв $\mu_{\min} = 0,42$ Гэв и $\mu_{\max} = 1,9$ Гэв.

Таким образом, можно ожидать, что лучшее выделение эффекта из-за наличия энергетических критериев, более высокая точность в определении эффективной массы μ позволят существенно расширить возможности эксперимента в изучении радиационных распадов.

Время необходимое для измерений.

При уровне фоновых запусков порядка 0,5 запуска/час (по данным расчета см. стр. 20) и сечениях генерации резонансных частиц порядка 0,5 мб (среднее значение сечения генерации резонансов) время t необходимое для набора 100 событий.

1. Если распады целиком обусловлены модой $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$

$t = 5$ минут. Число фоновых запусков ничтожно.

2. Если распады $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляют 0,1от всех распадов

$t = 50$ минут. Число фоновых запусков $< 1\%$.

3. Если распады $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляют 0,01 от всех распадов

$t \approx 8$ часов. Число фоновых запусков $\sim 4\%$.

4. Если распады $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляют 0,001 от всех распадов

$t = 80$ часов. Число фоновых запусков $\sim 25\%$

отношение эффект/фон $\approx \frac{75}{2,5} = 30$.

5. Если распады $\chi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ составляют $5 \cdot 10^{-4}$ от всех распадов $t = 160$ часов. Число фоновых запусков 50% отношение эффект/фон $50/5 = 10$.

Оценка числа фоновых запусков.

Для оценки числа фоновых запусков аппаратуры от нейтральных процессов были использованы полученные экспериментально энергетический спектр и угловое распределение γ - квантов, образующихся при взаимодействии π^- - мезонов с импульсом 4 Гэв/с с нуклонами

Чтобы оценить фон необходимо определить следующие величины.

1. Относительное число γ - квантов S_1 , имеющих направление вылета внутри конуса с угловым раствором $\theta_2 - \theta_1 = \theta$, где углы θ_i определяются эффективной площадью детектора.
2. Относительное число γ - квантов S_2 , имеющих энергию, превышающую E_n , где E_n - энергетический порог γ - спектрометров.
3. Величину телесного угла, который охватывает детектор S_3 . Тогда относительное число γ - квантов с энергией $\geq E_n$, регистрируемых каждым каналом равно:

$$S_I = S_{II} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \quad (29)$$

и вероятность одновременной регистрации γ - квантов двумя каналами будет равна:

$$S_I \cdot S_{II} = S_I^2 = S_{II}^2 \quad (30)$$

Теперь необходимо учесть то обстоятельство, что суммарная энергия двух γ - квантов постоянна т.е. условие

$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \approx \text{const} > E'_{\text{пор}} \quad (31)$$

Для этого разделим площадь под кривой энергетического спектра γ - квантов на элементарные площади a_i . Тогда из условия $E_1^{\gamma} + E_2^{\gamma} \approx \text{const}$ получаем:

$$S_5 = \frac{a_1 a_2 + a_3 a_4 + \dots}{K^2} = \frac{\sum a_i a_{i+1}}{K^2} \quad (32)$$

где $a_i a_{i+1}$ - вероятность того, что сумма энергий двух γ - квантов больше $E'_{\text{пор}}$
 K - площадь ограниченная кривой энергетического распределения γ - квантов и осями координат.

Число фоновых запусков системы ст нейтральных событий за один цикл будет равно:

$$N_{\text{фон}} = n_{\pi} n_H \sigma_H S_I S_{II} S_S \cdot \ell \quad (33)$$

где

n_{π} - число π - мезонов в пучке $n_{\pi} = 5 \cdot 10^4$ мезонов/цикл

n_H - число водородных атомов в 1 см^3

σ_H - сечение нейтральных процессов $\sigma_H = 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$

ℓ - длина мишени в см $\ell = 50 \text{ см}$

В виде примера рассчитаем число фоновых запусков для $P_{\pi^-} = 4 \text{ Гэв/с}$ и $M_X = 0,55 \text{ Гэв}$. Геометрия опыта приведена на рис.10. Для этого случая получаем:

$$S_1 = 0,21, S_2 = 0,36, S_3 = 0,23, S_I = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 = 1,74 \cdot 10^{-2}$$

и $S_I^2 = 3 \cdot 10^{-4}$.

Если $E_{\text{пор}} \geq 3,8 \text{ Гэв}$, то $S_S = 5,5 \cdot 10^{-3}$ и $N_{\text{фон}} = 0,4 \text{ запуска/час}$ (34)

При $E_{\text{пор}} \geq 3,0 \text{ Гэв}$ $S_S = 1,56 \cdot 10^{-2}$ и $S = 4,7 \cdot 10^{-6}$ и $N_{\text{фон}} = 1,1 \text{ запуска/час}$ (35)

Рассмотрим другой пример. Пусть $P_{\pi^-} = 4 \text{ Гэв/с}$ и $M_X = 1,25 \text{ Гэв}$. Геометрия эксперимента приводится на рис.11. В этом случае

$$S_1 = 0,34, S_2 = 0,36, S_3 = 0,16, S_I = 2 \cdot 10^{-2} \text{ и } S_I^2 = 4 \cdot 10^{-4}$$

Если $E_{\text{пор}} \geq 3,8 \text{ Гэв}$, то $S_S = 5,5 \cdot 10^{-3}$, $S = 2,2 \cdot 10^{-6}$ и $N_{\text{фон}} = 0,5 \text{ запусков/час}$ (36)

Если $E_{\text{пор}} \geq 3,0 \text{ Гэв}$, то $S_S = 1,56 \cdot 10^{-2}$, $S = 4 \cdot 10^{-4} \cdot 1,56 \cdot 10^{-2} = 6,2 \cdot 10^{-6}$ и

$$N_{\text{фон}} = 1,5 \text{ запусков/час} \quad (37)$$

В проведенном выше грубом расчете предполагалось, что источники γ - квантов независимы, т.е. не учитывалась угловая корреляция между двумя γ - квантами.

Сделаем расчет с учетом корреляции (по статистической теории) для фоновой реакции (38) при $P_{\pi^-} = 4 \text{ Гэв/с}$



Здесь предполагается, что π - мезоны не являются продуктами распада какой-либо резонансной частицы.

Рассчитаем вероятность того, что в реакции $\pi p \rightarrow \pi \pi \nu$ оба π - мезона попадут в счетчики, один из которых расположен по направлению (θ, φ_1) и имеет угловые размеры $\Delta\theta_1$; $\Delta\varphi_1$, а другой - по направлению (θ_2, φ_2) и имеет угловые размеры $\Delta\theta_2$, $\Delta\varphi_2$ и оба счетчика регистрируют π - мезоны в интервале импульсов от p' до p'' .

Будем считать, что $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, $p' = 0,5$ Гэв/с и $p'' = 3,5$ Гэв/с. Для удобства все данные необходимо перевести в с.ц.м. В нашем случае энергии πp в с.ц.м.

$$u = \sqrt{m_\pi^2 + m_n^2 + 2 E_\pi m_n} = \sqrt{8,42} = 2,91; \quad \gamma = 1,705; \quad \Gamma = \gamma \theta = 1,373 \quad (39)$$

Так как $p' \gg m_\pi$, то угол θ^* в с.ц.м. практически от p не зависит

$$\cos \theta^* = \frac{\cos \theta - \gamma}{1 - \gamma \cos \theta} \quad (40)$$

$$\omega^* = \gamma \omega - \Gamma p' \cos \theta = \omega (\gamma - \Gamma \cos \theta)$$

$$\begin{aligned} \omega^{1*} &= 0,224; & \omega^{2*} &= 1,32 \\ \theta^{1*} &= 23,5^\circ; & \theta^{2*} &= 22,2^\circ \end{aligned}$$

где ω и ω^* энергия частиц соответственно в л.с.к. и в с.ц.м. Пусть $\theta^* = 22,5^\circ$; $2\theta^* = 45^\circ$.

Кроме импульсов в с.ц.м. необходимо перевести угловые размеры счетчиков (это будет сделано ниже).

Для определения пределов, в которых меняется энергия π - мезонов в с.ц.м. построим диаграмму Далица.

Кривая строится по формулам:

$$m_{\pi} \leq \omega_1 \leq \frac{\mu^2 + m_{\pi}^2 - (m_{\pi} + m_n)^2}{2\mu}$$

$$P_1 = \sqrt{\omega_1^2 - m_{\pi}^2}, \quad \mu_2 = \sqrt{\mu^2 + m_{\pi}^2 - 2\mu\omega_1} \quad (4I)$$

$$\omega_2^{**} = \frac{\mu^2 + m_{\pi}^2 - m_n^2}{2\mu_2}; \quad p_2^{**} = \sqrt{(\omega_2^{**})^2 - m_n^2}$$

$$\omega_2 = \frac{\mu - \omega_1}{\mu_2} \omega_2^{**} \pm \frac{P_1}{\mu_2} p_2^{**}$$

/

Задавая ряд значений ω_1 , по этим формулам можно вычислить ω_2 .

Из кривой для $\omega_2 = f(\omega_1)$ видно, что ω_1 и ω_2 меняются от 0,14 до 1,25.

Основной расчет По статистической теории интеграл состояний частиц $\pi\pi\pi$ в с.ц.м. имеет вид:

$$J = \int \frac{d^3\bar{p}_1}{2\omega_1} \cdot \frac{d^3\bar{p}_2}{2\omega_2} \cdot \frac{d^3\bar{p}_3}{2\omega_3} \delta^4\left(\sum_i \bar{p}_i - \bar{P}\right) \quad (42)$$

интегрируем по \bar{p}_3 и заменяем $\frac{d^3p_i}{2\omega_i}$ на $p_i d\omega_i d\varphi_i d\cos\theta_i$

$$J = \frac{1}{8} \int p_1 d\omega_1 \cdot d\varphi_1 d\cos\theta_1 \cdot p_2 d\omega_2 d\varphi_2 d\cos\theta_2 \cdot \frac{\delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \mu)}{\omega_3} \quad (43)$$

$$\text{где } \omega_3 = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \eta - m_n^2}$$

и η - косинус угла между импульсами мезонов. Так как по геометрии опыта $f_1, f_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2$ и η фиксированы и, кроме того, известны $df_1, df_2, d\cos \theta_1, d\cos \theta_2$ (эти величины определяются размерами счетчиков в с.д.м.) то за знак интеграла нужно вынести $df_1, d\cos \theta_1, df_2, d\cos \theta_2$ и проинтегрировать оставшуюся δ -функцию, например по ω_2 .

$$J = \frac{1}{8} df_1 d\cos \theta_1 df_2 d\cos \theta_2 \int d\omega_1 \frac{P_1 P_2}{\omega_3} \frac{1}{1 + \frac{P_2 + P_1 \eta}{\omega_3} \frac{\omega_2}{P_2}} \quad (44)$$

где ω_2 - корень уравнения:

$$(\mu - \omega_1 - \omega_2)^2 - (P_1^2 + P_2^2 + 2 P_1 P_2 \eta) = m_\pi^2 \quad (45)$$

Дальше расчет можно вести и точно и приближенно. В точном расчете необходимо определить из уравнения (45) ω_2 как функцию ω_1 , и затем для каждого ω_1 в интервале от m до $\frac{\mu^2 + m_\pi^2 - (m_n + m_\pi)^2}{2\mu}$

вычислять ω_2, ω_3 и другие величины под интегралом и, сложив их для каждого ω_1 , найти величину интеграла. При этом за η надо принять $\cos(\theta_1^* + \theta_2^*) = \cos 45^\circ \approx 0,7$

Приближенно расчет проводился в пренебрежении массами π -мезонов. Тогда из уравнения (45) имеем:

$$\omega_2 = \frac{A - \mu \omega_1}{\mu - \omega_1 (1 - \eta)} \quad , \text{ где } A = \frac{\mu^2 + 2m_\pi^2 - m_\pi^2}{2} \quad (46)$$

Под интегралом тогда останется:

$$\frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_3} \cdot \frac{\omega_3}{\omega_3 + \omega_2 + \omega_1 \eta} = \frac{\omega_1 \omega_2}{\mu - \omega_1 (1 - \eta)} \quad (47)$$

Итак,

$$J = \frac{1}{8} (d\Omega)^2 \int d\omega_1 \frac{\omega}{\mu - \omega_1 (1 - \eta)} \quad (48)$$

Этот интеграл можно вычислить. Однако, точнее вычислить интеграл численно, ограничиваясь ω_1 , в интервале 0,35-1 Гэв (так как при $\omega_1 < 0,35$ и $\omega_1 > 1,0$ нельзя пользоваться нашим приближением). Из чертежа видно, что при этом отбрасывается небольшая (не больше 20%) часть фазового пространства. Вычисляя интеграл получаем: $J = 0,1$ (Гэв²). Приближенная формула для интеграла

$$J = \frac{1}{8} (d\Omega)^2 \left(\frac{1}{\mu - \bar{\omega}_1 (1 - \eta)} \right)^2 \left(\frac{1}{2} A (\omega_{1\max}^2 - \omega_{1\min}^2) - \frac{1}{3} \mu \omega_{1\max}^3 \right) \quad (49)$$

где $\bar{\omega}_1 = \frac{\omega_{\max} + \omega_{\min}}{2}$

Вероятность регистрации двух π - мезонов получим, если разделим на полную вероятность рождения $\pi\pi$ - т.е. величину всего фазового объема. Эта величина вычислена в работе Копылова [] и равна $p = 4,92$. Тогда вероятность регистрации двух π - мезонов равно:

$$W = \frac{\frac{1}{8} (d\Omega)^2 \cdot 0,1}{4,92} \quad (50)$$

Теперь вычислим $(d\Omega)^2$. Воспользуемся формулой (40). Тогда имеем:

$$\cos \theta_1^* = \frac{0,999 - 0,80}{1 - 0,80 \cdot 0,99} = 0,995$$

и отсюда $\theta_1^* = 5^{\circ}40$ ($\theta_1 = 2,5^{\circ}$; $\cos \theta_1 = 0,999$; $V = \frac{P_{\pi^-}}{E_{\pi^-}} = 0,80$)
(в с.ц.м.)

$$\theta_2^* = 39^{\circ} \quad (\theta_2 = 13,5^{\circ}; \cos \theta_2 = 0,972; v = 0,80)$$

Телесный угол, соответствующий интервалу углов от $5^{\circ}40$ до 39° (в с.ц.м.) равен $\frac{d\Omega}{\Omega} = 0,11$

Телесный угол вырезаемый счетчиком $d\Omega = \frac{0,11}{6} \approx 1,8 \cdot 10^{-2}$

$$\text{и } (d\Omega)^2 = 3,2 \cdot 10^{-4}$$

Окончательно получаем:

$$\mathcal{W} = \frac{\frac{1}{8} (3,2 \cdot 10^{-4}) \cdot 0,1}{4,92} \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \quad \text{и}$$

$$\mathcal{N}_{\text{фон}} = 0,2 \frac{\text{запуска}}{\text{час}} \quad (41)$$

Таким образом, две независимые оценки числа фоновых запусков (с учетом корреляции и без) совпадают по порядку величины.

Методика измерений

Кинематический анализ показывает, что процессы (52)

$$\pi^- + p \rightarrow X^0 + n \quad ; \quad X^0 \rightarrow \begin{cases} \gamma + \gamma \\ e + e \\ \pi^0 + \gamma \\ \pi^0 + \pi^0 \end{cases} \quad (52)$$

удовлетворяют одним и тем же энергетическим критериям т.е. условию, что а) энергия E частиц в каждом канале должна быть больше 0,5 Гэв и б) суммарная энергия частиц в двух каналах постоянна и больше $E_{пор}$. Это позволяет измерение всех четырех процессов (52) производить одновременно в течение одной экспозиции. В этом варианте антисовпадательные счетчики, установленные перед искровыми камерами не участвуют в работе. Чтобы перекрыть интервал масс M_X от 0,1 до 1,6 Гэв необходимо измерения производить при 4-х значениях угла θ между осями детекторов.

- | | | | |
|----|-------|---------------------|---------------------|
| 1. | M_X | от 0,14 до 0,56 Гэв | $\theta = 14^\circ$ |
| 2. | M_X | от 0,52 до 0,92 Гэв | $\theta = 25^\circ$ |
| 3. | M_X | от 0,85 до 1,25 Гэв | $\theta = 35^\circ$ |
| 4. | M_X | от 1,14 до 1,54 Гэв | $\theta = 44^\circ$ |

суммарное время для 4-х экспозиций ~ 500 часов при интенсивности пучка протонов в машине $5 \cdot 10^{10}$ протонов / цикл.

Электронная аппаратура

Блок-схема электронной аппаратуры для регистрации распадов (52) приводится на рис.16.

Калибровка аппаратуры

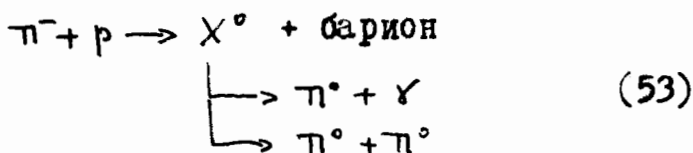
Энергетическую калибровку χ - спектрометров удобно производить с помощью электронов, которые в виде примеси содержатся в пучке π^- -мезонов. Согласно измерениям $\Delta p/p$ пучка электронов не превышает 2% и, следовательно, электроны практически являются моноэнергетическими.

Рабочую калибровку аппаратуры для измерения распадов $\chi^0 \begin{cases} \rightarrow \gamma + \gamma \\ \rightarrow e + e \end{cases}$

можно производить с помощью η - мезонов. Как известно сечение рождения η - мезонов при энергиях до одного Гэв-а порядка нескольких мб и около 35% распадов η - мезона составляют распады на два γ - кванта. В этих условиях число зарегистрированных аппаратурой $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ распадов составит порядка 400 событий/час если $\sigma(\eta) \approx 0,5$ мб и ~ 80 событий/час если $\sigma(\eta) \approx 0,1$ мб.

Такая калибровка позволит по ширине распределения эффективных масс для η - мезона определить $\Delta M/M$ аппаратуры ($\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \approx 100$ эв и поэтому не может дать существенного вклада в ширину указанного распределения).

Исследование процессов:



1. Кинематика распадов ⁽⁵³⁾ мало отличается от кинематики $\chi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (см. рис. 17 и 18). Естественно, что для распадов (53)

эффективность регистрации значительно меньше ($\sim 1\%$ вместо 5% для $\chi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Отбор событий $\chi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\chi^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ и $\chi^0 \rightarrow \pi^+\pi^0$ легко производить при анализе фотографий с искровых камер по числу γ - квантов (соответственно 2, 3 и 4 γ - кванта).

2. При исследовании распадов $\chi^- \rightarrow \pi^- + \gamma$ (например $\rho^- \rightarrow \pi^- + \gamma$) (эффективность регистрации порядка 5%) для регистрации

π^- - мезона (одном из каналов используется магнитный спектрометр (см. рис.19), состоящий из искровых камер, счетчиков и магнита. В этом случае канал с магнитным спектрометром измеряет только импульс частицы (точности $\pm 1\%$), а число фоновых запусков по оценкам возрастает примерно в 1000 раз (отношение эффект/фон при этом не изменяется).

Авторы благодарят Г.Копылова, который оказал неоценимую помощь при расчете фоновых запусков и И.Граменицкого за ряд ценных замечаний.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. ~~В.С. Пантуев, М.Н. Хачатурян ИТЭ (в печати)~~
2. М.А. Азимов, В.С. Пантуев, М.Н. Хачатурян, И.В. Чувило
Препринт СИН И 1730 (1964)
3. S. Coleman, S.L. Glashow, Phys.Rev.Lett. 6, 423 (1961)
4. N. Cabibbo, R. Gatto, Nuovo Cim. 21, 872 (1961)
5. C.A. Levinson, H.J. Lipkin, S. Meshkov, Nuovo Cim.
23, 236 (1962), Phys.Lett. 1, 44 (1962) "Nucleon Structure"
p. 309 (1964) Stanford Univ. Press (1964)
6. A.J. Masfarlane, E.C.G. Sudanshan, Nuovo Cim. 31, 1176 (1963)
7. C. Becchi and G. Morpurgo, Phys.Rev.Lett. 13, 110 (1964)
8. L. Brown, Phys.Rev.Lett 13, 42 (1964)
9. M. Goldberg, et al. Phys.Rev.Lett. 13, 249 (1964)
10. J. Schwinger, Phys.Rev.Lett. 12, 237 (1964)
A. Pais, Phys.Rev.Lett, 12, 634 (1964)
11. Behr et al. Phys.Lett. 4, 22 (1963)

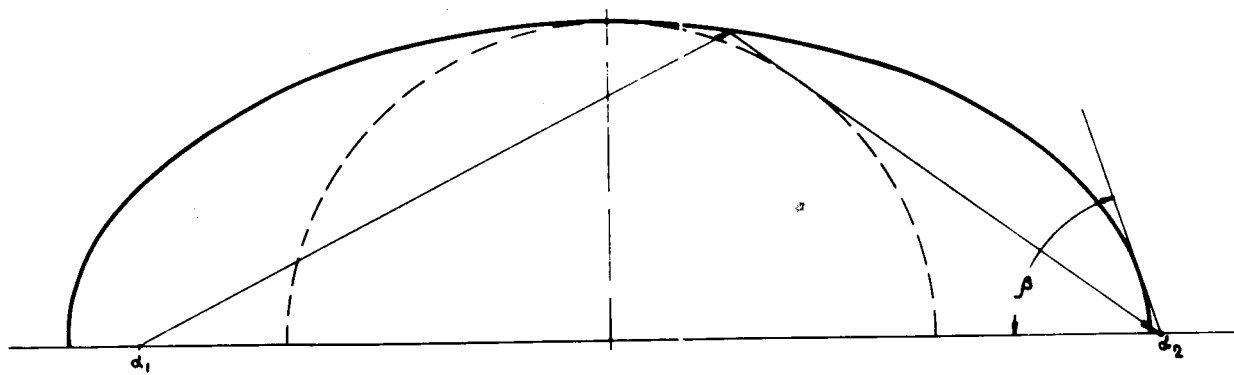


рис 1

Кинематика реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^0 + n$
 при $P_{\pi} = 40 \text{ гэВ/c}$ $m_{\pi^0} = 0,55$
 β - предельный угол вылета нейтрона

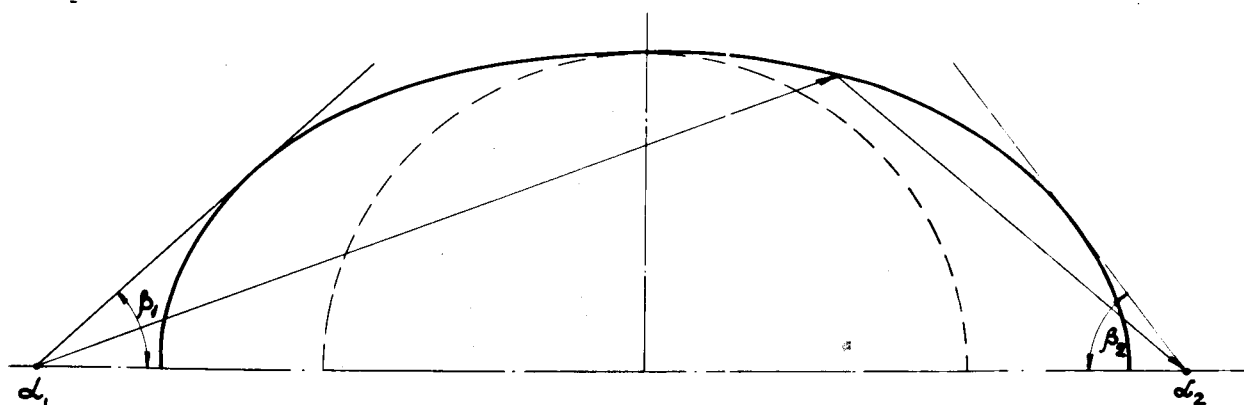


рис. 2

Кинематика реакции $\pi^- + p \rightarrow \chi^0 + n$

при $D_{\pi^-} = 40$ гэв/с $m_{\chi^0} = 1,25$ гэв

β_1 - предельный угол вылета χ^0 -частицы

β_2 - предельный угол вылета нейтрона

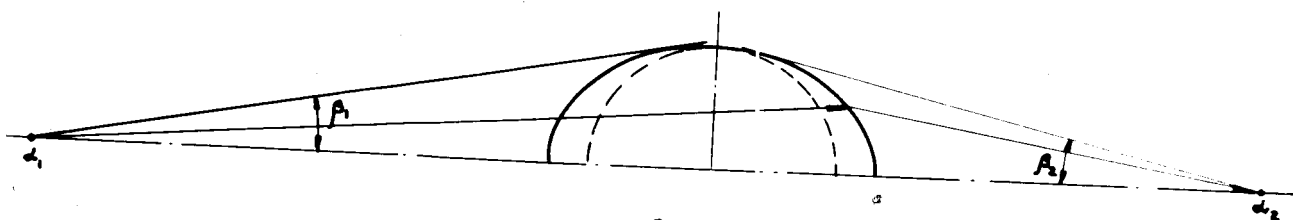


рис. 3

Кинематика реакции $\pi^- + p \rightarrow X^0 + n$
 при $P_{\pi^-} = 2,1 \text{ гэв/с}$ $m_{X^0} = 1,25 \text{ гэв}$
 β_1 - предельный угол вылета X^0 -частицы
 β_2 - предельный угол вылета нейтрона.

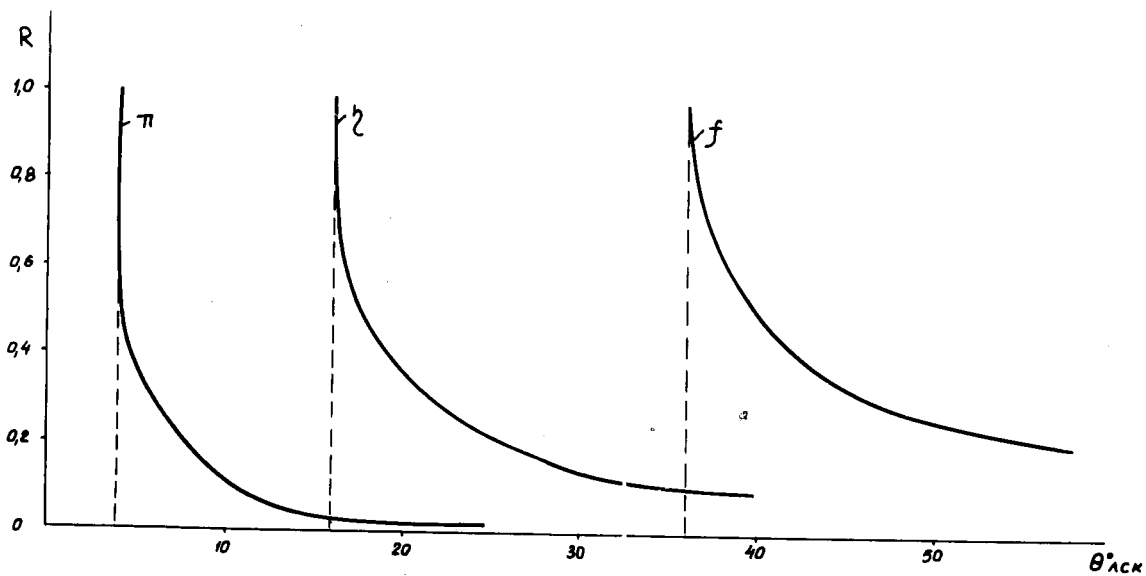
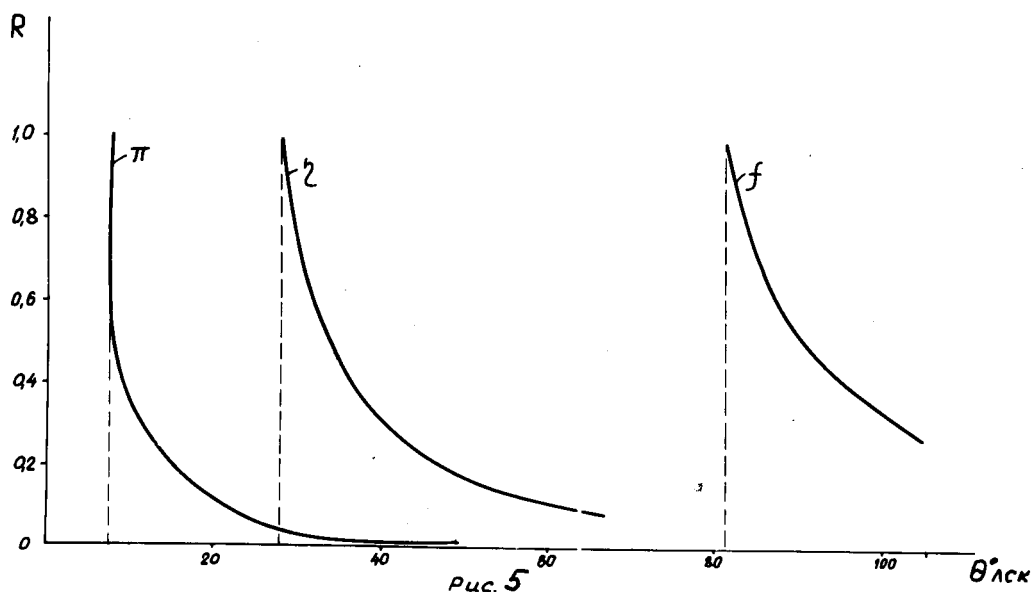


Рис. 4

Зависимость $\frac{dN}{d\theta}$ (нормированная величина) от угла разлета γ -квантов θ , для $X^0 \rightarrow 2\gamma$ с $m_{X^0} = 0,14; 0,55; 1,25 \text{ гэВ}$ при импульсе $P_{X^0} = 4,0 \text{ гэВ/c}$.

12



Зависимость $\frac{dN}{d\theta}$ (нормированная величина) от угла разлета γ -квантов θ , для $\chi^2 \rightarrow 2\gamma$ с $\sigma\chi^2 = 0,14; 0,55; 1,25$ гэВ при импульсе $P\chi^2 = 2,0$ гэВ/с.

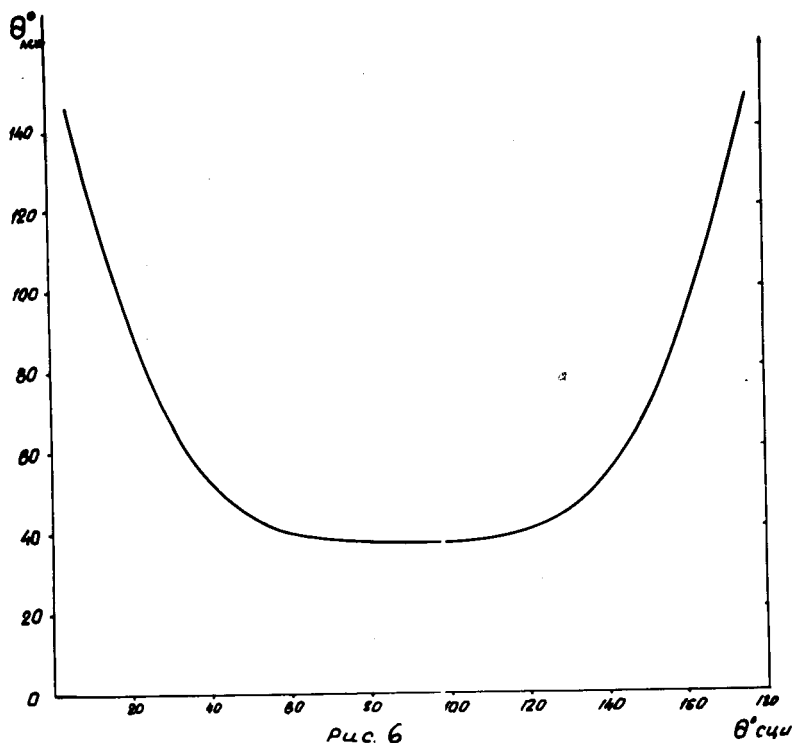


Рис. 6

Распределение углов разлета γ -квантов при распаде частицы с $M_{\gamma} = 125$ гэВ в лск при импульсе $p_{\gamma} = 4,0$ гэВ/с в зависимости от угла вылета γ -кванта в сц.

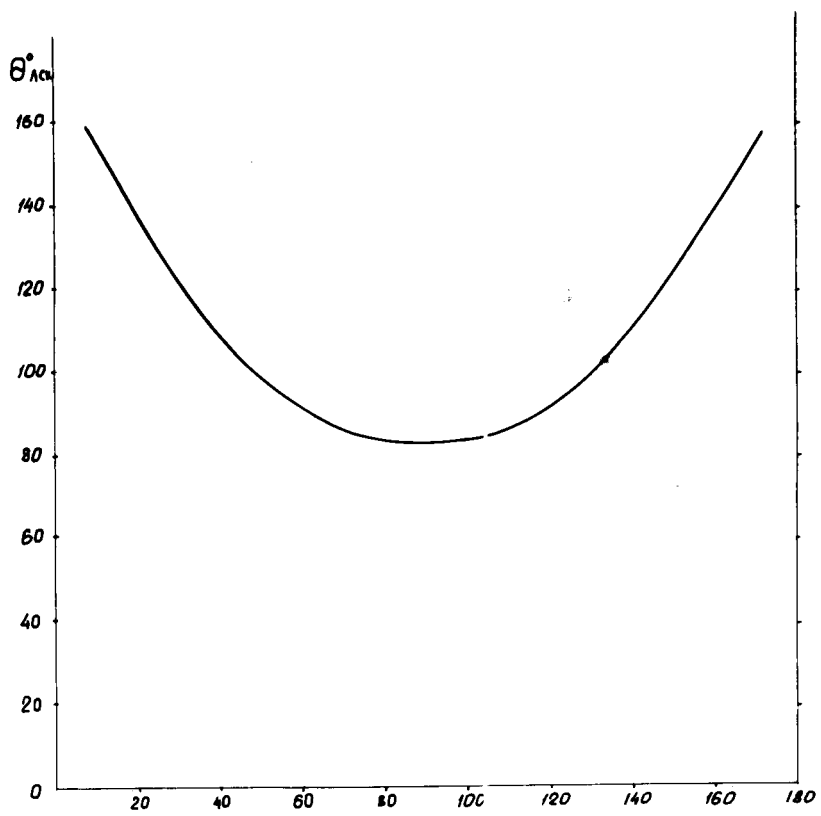
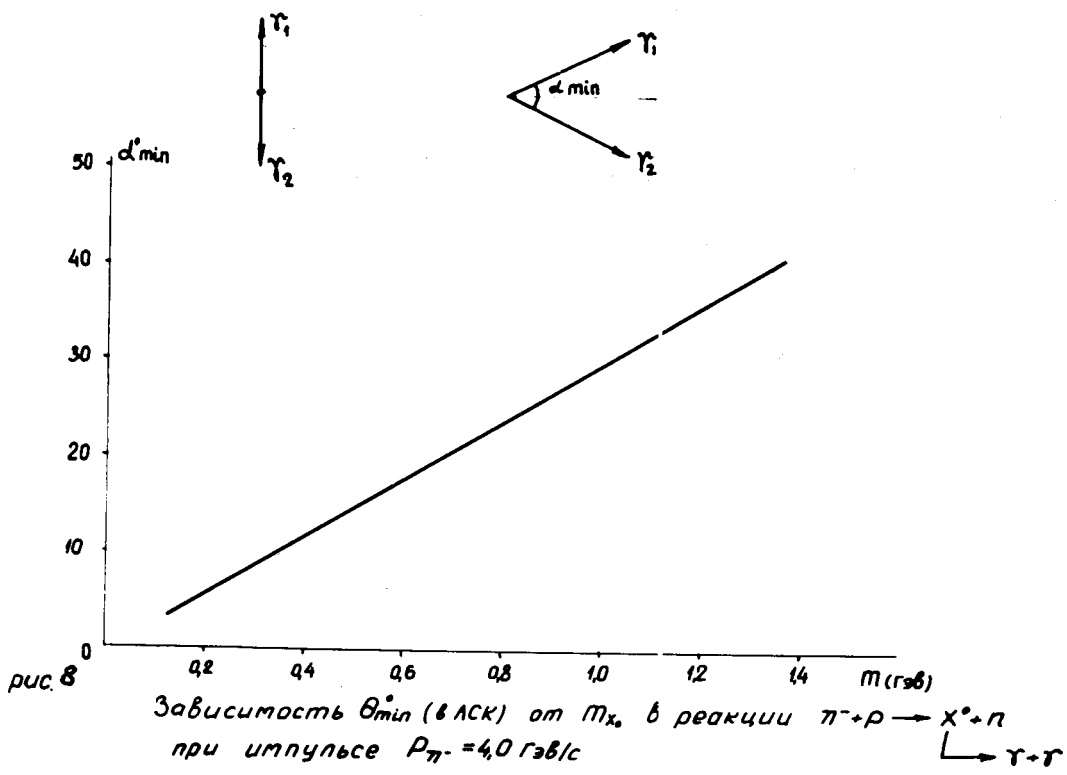
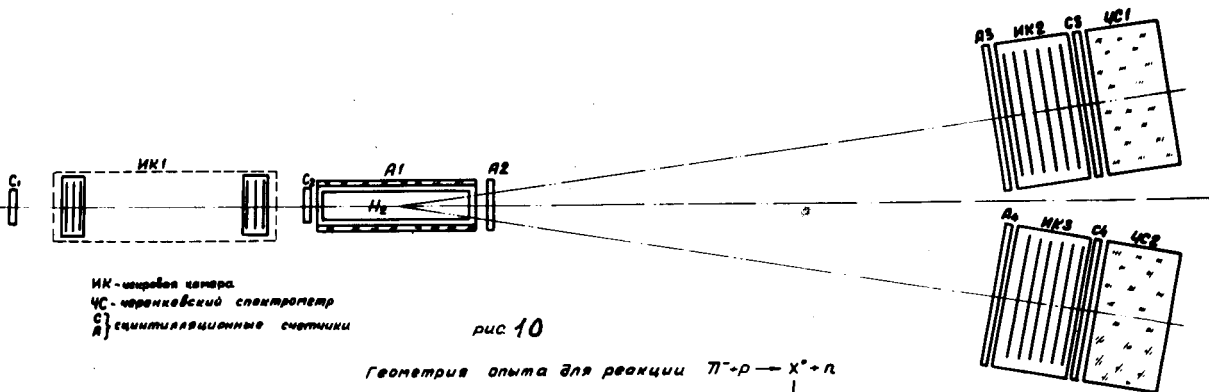


рис. 7

Распределение углов разлета γ -квантов при распаде частицы с $m_{\chi^0} = 125$ гэв в ЛСК при импульсе $p_{\chi^0} = 20$ гэв/с в зависимости от угла вылета γ -кванта в СЦЦ



$\alpha_{min}^{\circ} = \alpha^{\circ}$
 min

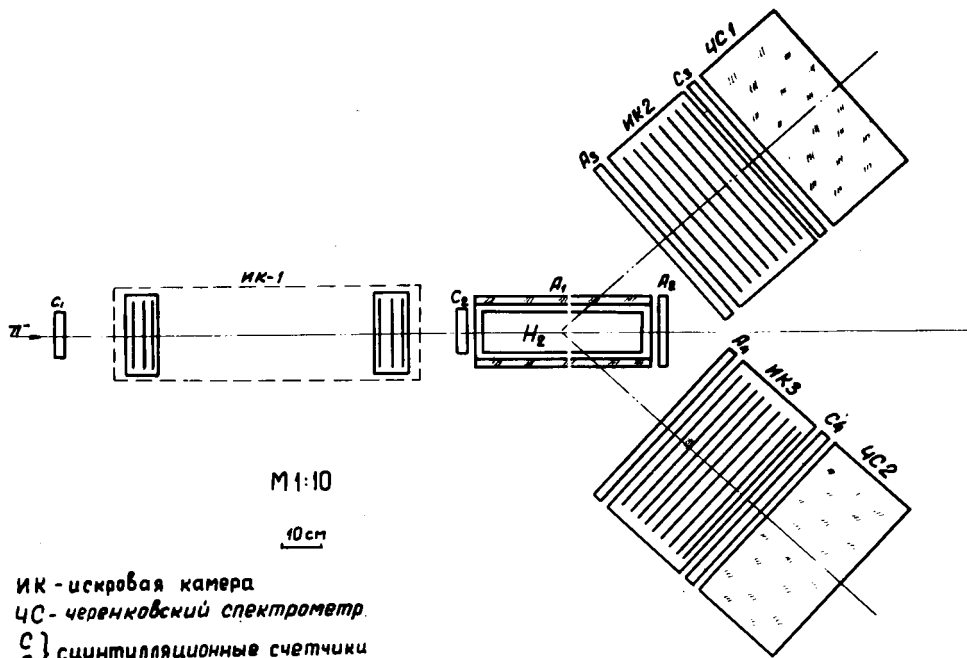


МК - широкая камера
 ЧС - черенковский спектрометр
 С) } сцинтилляционные счетчики

рис 10

Геометрия опыта для реакции $\pi^- p \rightarrow X^+ n$
 при $P_{\pi^-} = 40$ гМс
 $m_{\pi^-} = 550$ мэв

Юсм



МК - искровая камера
 ЧС - черенковский спектрометр
 C } сцинтилляционные счетчики
 A }

рис 11

Геометрия опыта для реакции $\pi^- + p \rightarrow f + n$
 при $p_{\pi^-} = 4,6$ ГэВ/c

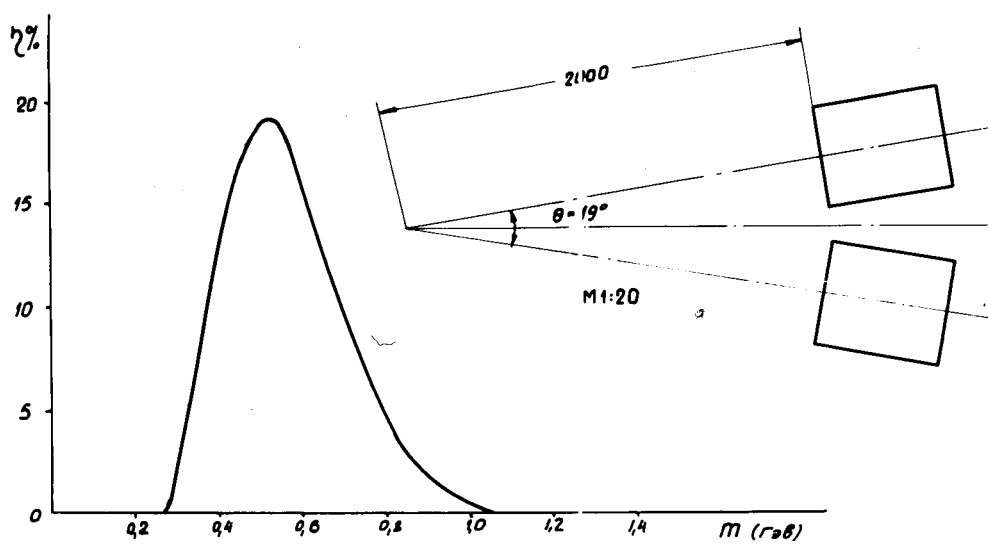


Рис. 12

Зависимость эффективности регистрации от массы для частиц X^0 ($X^0 \rightarrow 2\gamma$), направленных по оси пучка при данной геометрии и импульсе $P_{X^0} = 4,0$ гэв/c

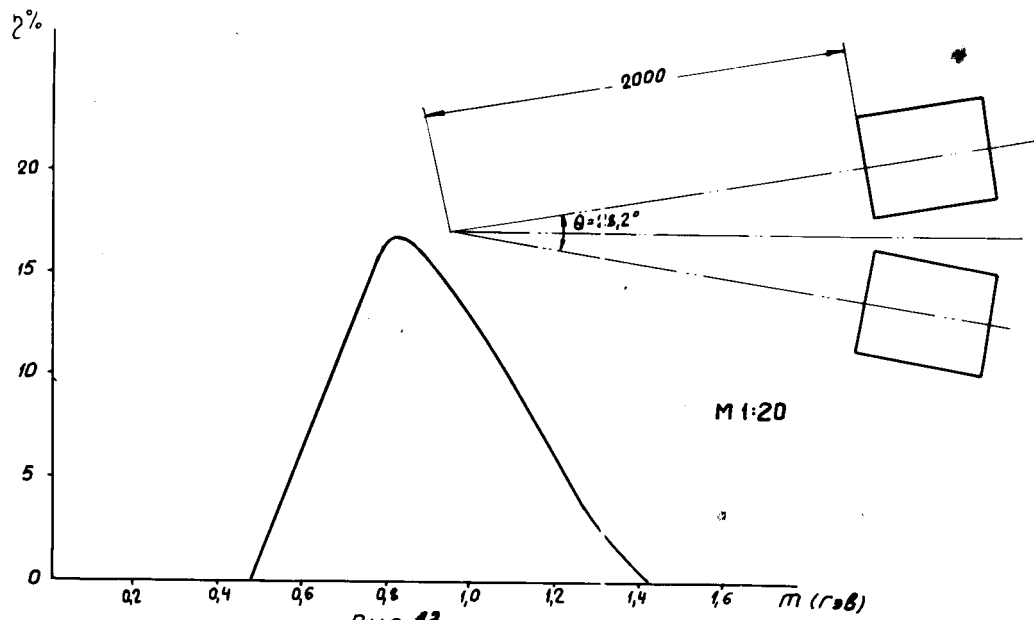


Рис. 13

Зависимость эффективности регистрации от массы для частиц X^0 ($X^0 \rightarrow 2\gamma$), направленных по оси пучка при данной геометрии и импульсе $P_{X^0} = 4,0$ гэв/c

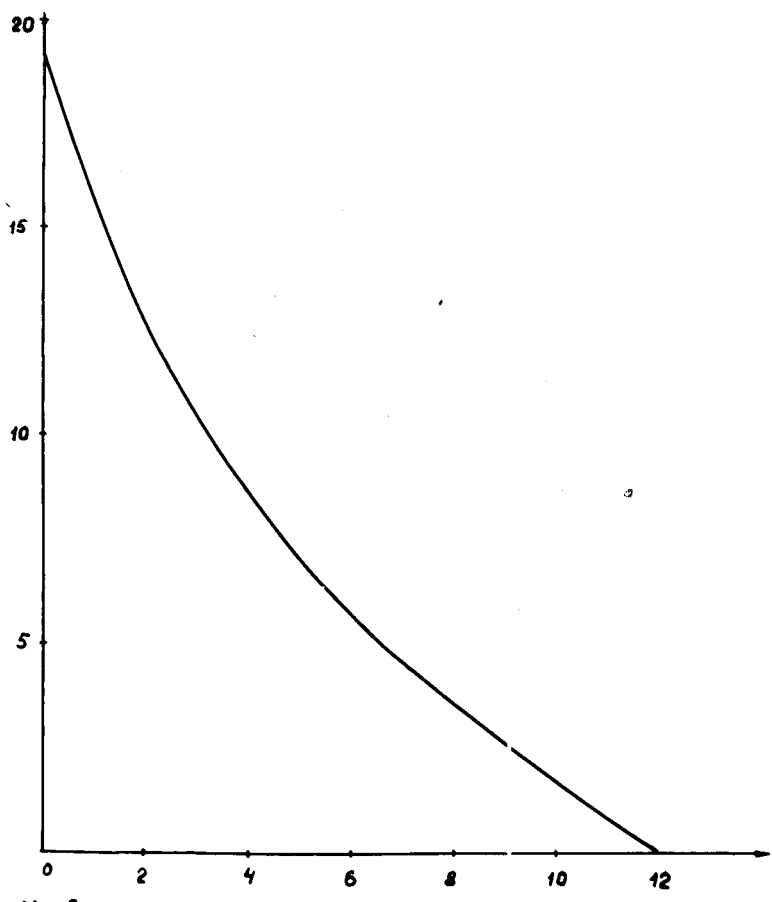


Рис 14 Зависимость эффективности регистрации χ° частицы от угла вылета в ЛСК

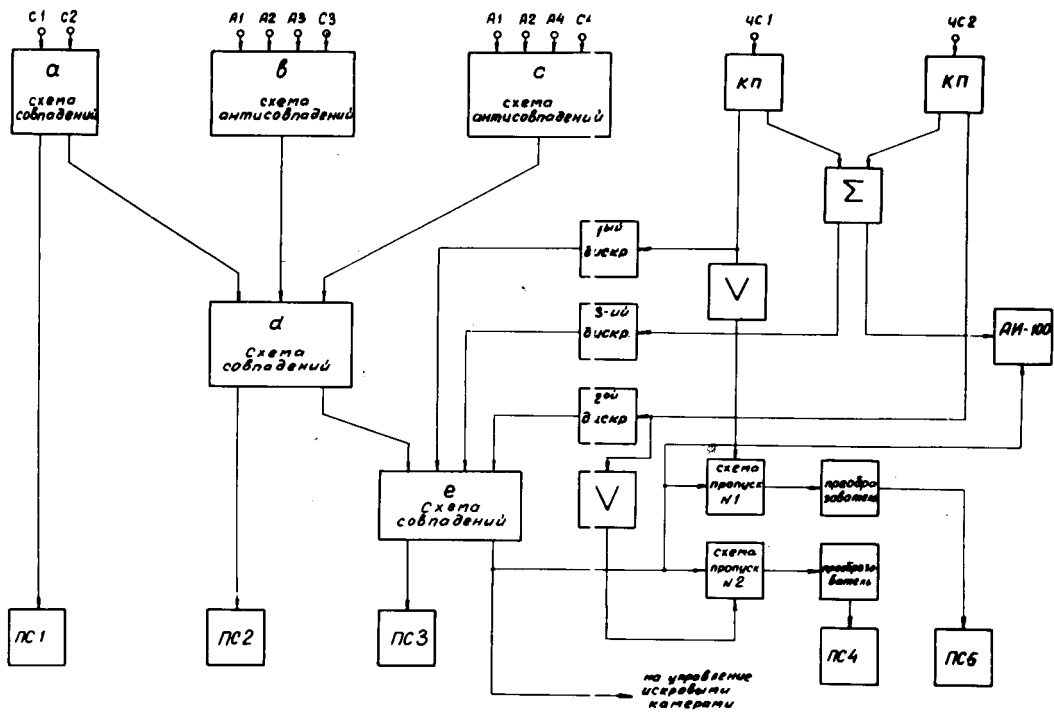


Рис 16

Блок-схема электронной аппаратуры
 для регистрации частиц, испускающихся
 на 2 т-канта

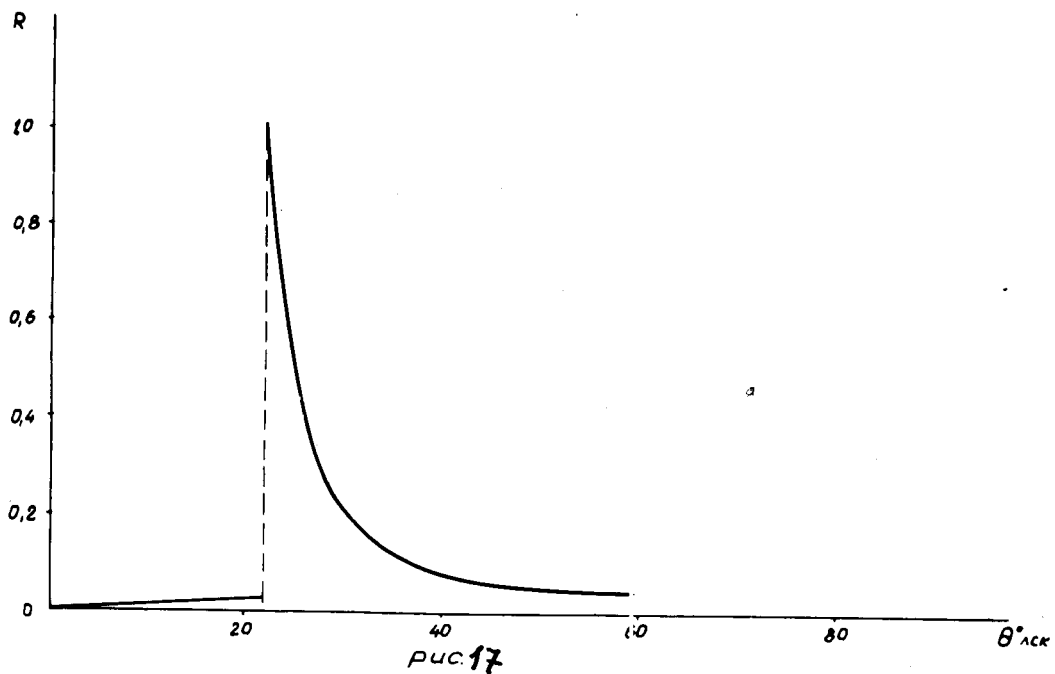


рис. 17

Вероятность значений углов разлета γ -кванта и π -мезона при распаде ρ -мезона при $P_\rho = 40 \text{ ГэВ}/c$

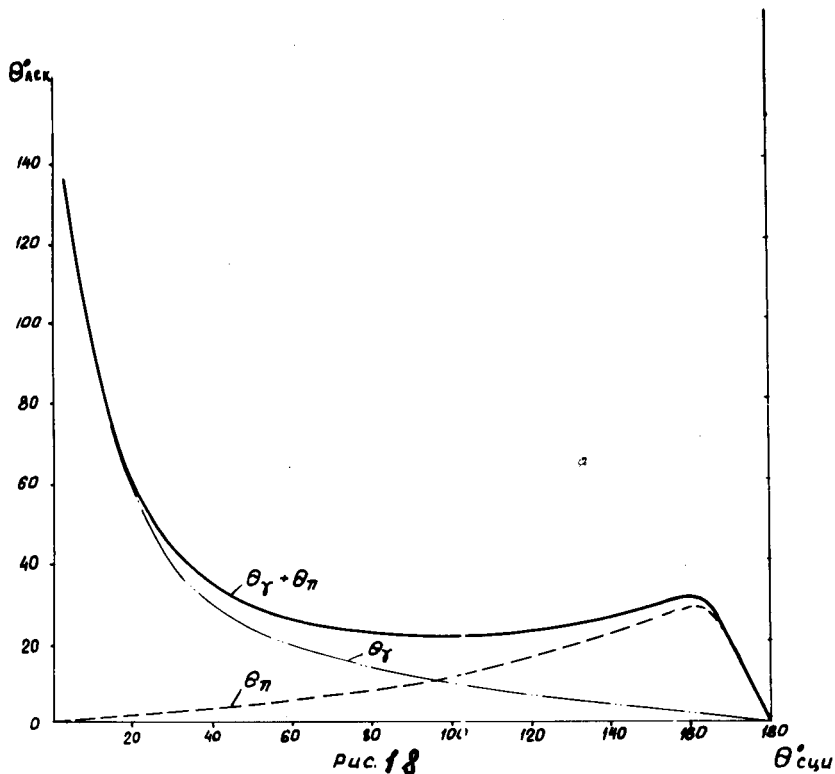
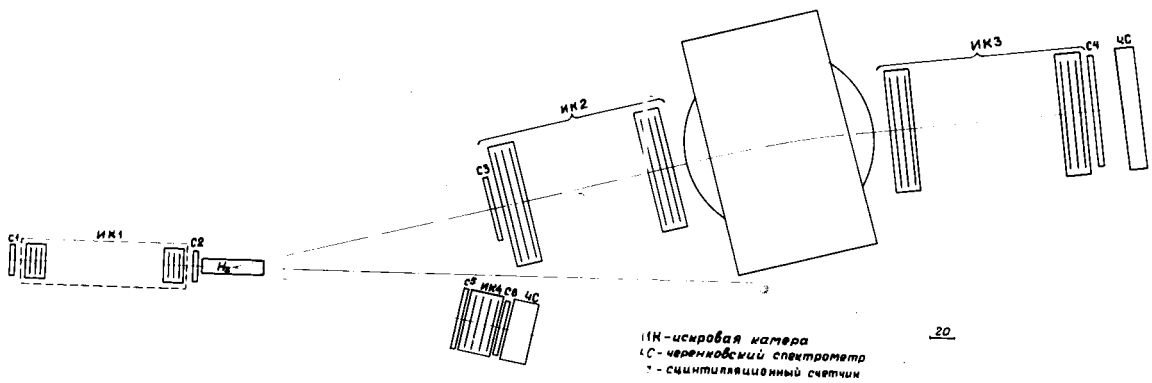


рис. 18

Распределение углов вылета и углов разлета π -мезона и γ -кванта при распаде ρ -мезона в ЛСК при импульсе $P_{\rho} = 40 \text{ ГэВ}/c$ в зависимости от угла вылета в СЦЦ



20

рис 19

Геометрия опыта для реакции $\pi^-p \rightarrow p^-p$
 при $P_\pi = 40 \text{ ГэВ}$

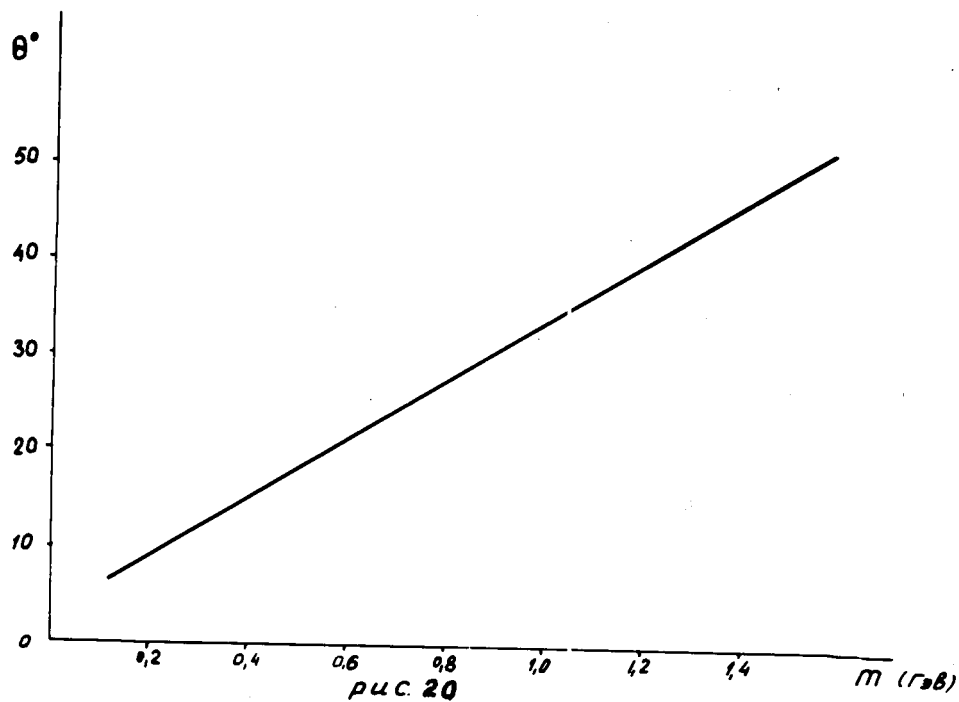


рис. 20
 Углы между осями черенковских счетчиков
 для разных масс в условиях максимальной
 эффективности.

Источники: ...