

С 346а + С 346.6а1 + с 346.6с

И-756

e

5113/83



Иорданов, Я. и др.

Б1-1-83-514.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-1-83-514

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 83

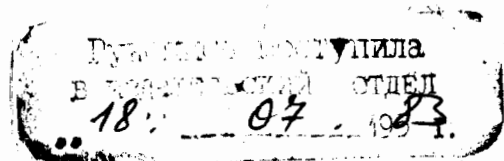
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б 1 - 1 - 83 - 574

А.Иорданов, Ю.А.Кульчицкий⁺, В.И.Маниев^{*}, Л.А.Пермякова,
Б.Ситар

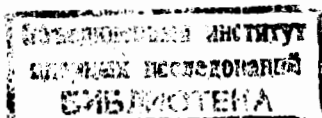
О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $\Pi^+ + Be \rightarrow 2\phi + X$ И
 $K^+ + Be \rightarrow 2\phi + X$ ПРИ 15 ГэВ/с НА УСТАНОВКЕ ГИПЕРОН



Дубна, 1983

⁺ Институт физики АН БССР, г. Минск

^{*} Институт физики АН Аз.ССР, г. Баку



Аннотация

Предложен эксперимент по изучению реакций $\Pi^+ + \text{Be} \rightarrow 2\phi + X$ и $K^+ + \text{Be} \rightarrow 2\phi + X$ при 15 ГэВ/с на спектрометре Гиперон. Детектирующая аппаратура будет в основном состоять из пропорциональных камер, восьмиканального черенковского счетчика и годоскопа. Геометрическая эффективность составит $\approx 40\%$. За 100 смен работы ускорителя предполагается получить статистику достаточную для поиска глюболлов при помощи парциально-волнового анализа.

I. Мотивировка эксперимента

Изучение реакций с образованием двух ψ -мезонов является чрезвычайно интересным. Относительно высокое сечение образования пары ψ -мезонов /I-3/ в реакции



можно объяснить существованием распада глоболла на 2ψ -мезона. Под глоболом понимается резонансное состояние нескольких глюонов или состояние сильно обогащенное глюонами.

Практически все модели КХД предполагают существование глоболов, поэтому их обнаружение имеет фундаментальное значение для проверки правильности КХД. Теория допускает рождение глоболов в разных реакциях, а также разные моды их распада. Проблема обнаружения глоболов, которые, по-видимому, рождаются с очень малыми сечениями (если вообще существуют), заключается в выборе таких взаимодействий, в которых сильно подавлено рождение "обычных" резонансов. Ими являются реакции, запрещенные правилом Окубо-Цвейга. Изучи (ОЦИ), или радиационный распад J/ψ частицы.

В настоящее время имеется несколько кандидатов на глоболлы. Они обнаружены в радиационном распаде J/ψ частицы в канале $K^+K^-\pi^0$ (Слак), а также в системе $K_s^0 K_s^0 n$ (Брукхейвен) (таблица I).

Таблица I

Название	Масса (МэВ)	$I^G(J^P)C_n$	Γ (МэВ)	Лаборатория
φ_s	1240	$0^+(0^+)^+$	$140_{\pm 10}$	Брукхейвен /4/
i	1440	$(0^-)^+$	55_{-30}^{+20}	Слак /5/
θ	1640	$(2^+)^+$	220_{-70}^{+100}	Слак /5/

Правилом ОЦИ разрешены реакции и распады в диаграммах которых сохраняются кварковые линии (см. рис.1а,б) и запрещены реакции в которых линии не сохраняются, например, реакция (I), (см. рис.1с). Другим примером служит ОЦИ – запрещенный распад

$\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, который сильно подавлен по сравнению с ОЦИ – разрешенным распадом $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Справедливость правила ОЦИ была проверена во многих экспериментах /6/. Например, отношение

$$\frac{\sigma(A+B \rightarrow \psi + X)}{\sigma(A+B \rightarrow \omega + X)} = \frac{(\text{ОЦИ-запрещенная})}{(\text{ОЦИ-разрешенная})} \ll 1 \quad (2)$$

где А и В – нестранные частицы ($S = 0$), было проверено во многих каналах реакций и при разных энергиях частиц. Многие опыты подтвердили универсальность правила ОЦИ.

В 1978 г. было впервые обнаружено нарушение правила ОЦИ /1/ в реакции $\pi^- p \rightarrow \psi \psi n$. Сечение этой реакции на порядок превышает ожидаемое. Следующие эксперименты /3,7/ подтвердили относительно большой выход 2ψ в Π^- пучке по сравнению с ОЦИ-разрешенной реакцией $K^- p \rightarrow \psi \psi \Lambda (\Sigma^0)$:

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \psi \psi \Lambda (\Sigma^0))}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \psi \psi n)} \approx 4 \quad (3)$$

При этом выход ψ -мезонов в Π и K пучках строго подчиняется правилу ОЦИ /8/:

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \psi \Lambda)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \psi n)} \approx 60 \quad (4)$$

Отношения сечений (3) и (4) в зависимости от импульса пучка показаны на рис.2. Еще одним доказательством нарушения правила ОЦИ являются одинаковые отношения сечений образования состояний $\psi\psi$

и $\psi K^+ K^-$ в П и К пучках:

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \psi K^+ K^- n)}{\sigma(K^- p \rightarrow \psi \psi n)} \approx \frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \psi K^+ K^- n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \psi \psi n)} \approx 5 \quad (5)$$

Нарушение правила ОЦИ в реакции (I) Линденбаум и др. /2,3/ объясняют присутствием глоболов в механизме образования пары ψ -мезонов (рис.1с). Если глюоны образуют резонансные состояния тогда их эффективная константа связи должна быть большой, и запрет правилом ОЦИ снимается в области массы глоболла. Правило ОЦИ работает как "фильтр", разрешающий образование глоболов, но подавляющий остальные (кварковые) состояния. Следовательно резонансные состояния в спектре эффективных масс 2ψ системы, имеющие $I = 0$ и определенные квантовые числа, являются кандидатами на глоболл.

В Брукхейвенской лаборатории исследовали реакцию (I) при энергии 22 ГэВ. При неплохом статистическом обеспечении (1203 $\psi\psi$) были обнаружены резонансные состояния в спектре масс 2ψ /2,3/ (таблица 2).

Таблица 2

Название	Масса (МэВ)	$I^G (J^{PC})$	Γ (МэВ)
$g_T(2160)$	$2160_{\pm 50}$	$0^+(2^{++})$	$310_{\pm 70}$
$g_T(2320)$	$2320_{\pm 40}$	$0^+(2^{++})$	$220_{\pm 70}$

На рис.3 приведен спектр эффективной массы системы 2ψ . Сплошной линией показаны рассчитанные резонансные состояния g_T

Сходство экспериментального и расчетного спектров масс не убедительно, но авторы провели анализ по парциальным волнам, на основе которого дали убедительные доказательства существова-

ния резонансов g_T (табл.2). За счет сильного нарушения правила ОЦИ и наличия определенных квантовых чисел резонансы g_T могут быть глоболами, состоящими из трех глюонов.

Реакцию (1) исследовали также на Омега-спектрометре в ЦЕРНе при энергии 16 ГэВ ^{/7/}. На небольшой статистике (118 $\psi\psi$) наблюдали увеличение рождения 2ψ в области масс 2,1-2,5 ГэВ, однако в отличие от Брукхейвенской группы, угловые характеристики этой системы им удалось объяснить только при помощи взаимодействия двух $J^P = 2^+$ состояний.

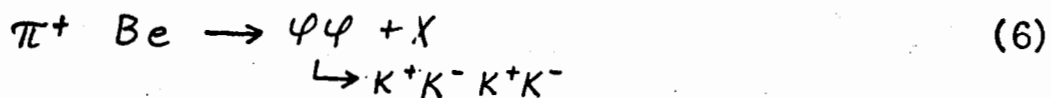
Другая группа в ЦЕРНе исследовала рождение 2ψ в Π Ве-взаимодействиях при 100 и 175 ГэВ/с ^{/9/}. В предварительном сообщении утверждалось, что наблюдается узкий резонанс в области 2100 МэВ. После существенного увеличения статистики наличие пика в спектре не подтвердилось.

Рождение 2ψ было исследовано также в K^- пучках при энергиях 18,5 ГэВ ^{/10/} и 8,25 ГэВ ^{/11/} (всего лишь 18 событий). До сих пор не был проведен одновременный набор 2ψ в Π и K пучках на основе которого было бы возможно правильно определить отношение (3), а тем самым и степень нарушения правила ОЦИ при образовании $\psi\psi$.

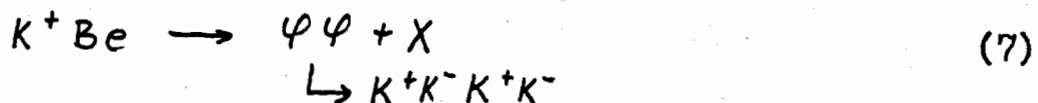
Так как существование найденных резонансов можно объяснить и другими способами, а также предсказание существования нескольких глоболов, приводит к необходимости подробного изучения рождения 2ψ в разных пучках и при разных энергиях. В настоящее время ведется подготовка нескольких экспериментов в Брукхейвене, Батавии и в ЦЕРНе с целью увеличения статистики $\psi\psi$.

Значит, исследование рождения 2ψ является актуальной задачей, поэтому на установке ГИПЕРОН предлагается в ближайшее время провести:

I) Одновременно исследовать реакции:



и



в инклюзивной (или полуинклюзивной) постановке.

2) В набранном экспериментальном материале изучить реакции:



и



и определить отношение их сечений, что является прямой проверкой правила ОЦИ для 2ψ . При достаточном статистическом обеспечении реакции (8) провести поиск глюболлов анализом парциальных волн. Нужно отметить, что реакции (8), (9) в положительных пучках еще не были исследованы.

3) На большой статистике 2ψ можно искать моду распада $\eta_c(2980) \rightarrow \psi\psi$, которая не была пока обнаружена.

4) Поиск глюболлов можно делать и в II пучке в системах $f'\psi$ и $f'f'$, распадающихся на $K^+K^-K^+K^-$, правда из-за малого сечения это является еще более трудной задачей, чем исследование 2ψ .

II. Постановка эксперимента

Эксперимент по изучению рождения 2ψ мезонов можно провести на существующей аппаратуре спектрометра ГИПЕРОН после запуска

уже имеющихся детекторов и электроники.

Схема спектрометра вторичных частиц приведена на рис.4. Она практически совпадает со схемой, предложенной для исследования образования ψ -мезона в K^+Be взаимодействии. Во вторичный спектрометр входит 13 плоскостей ПК, годоскоп Γ_{32} , восьмизеркальный атмосферный черенковский счетчик \check{C}_8 и охранная система. Мишень - 10 см Be расположена на расстоянии 100 см от экрана MC-12. Первая из ПК 512 повернута на 45° . Все ПК 1024 измеряют Y координату, края ПК 1024 в конце установки на расстоянии 200+300 мм от оси установки. Длина вторичного спектрометра должна быть наименьшей.

Точности определения угла вылета и импульса вторичных частиц были рассчитаны в предположении эксперимента по исследованию рождения ψ -мезона: ошибка в угле вылета из мишени 1,2 мрад, $\Delta p/p = 1\%$ и $\Delta M_\psi = 2,85 \text{ МэВ}/c^2$.

В пучковом спектрометре- \check{C}_1 и \check{C}_2 надуты на Π - K и включены в триггер в совпадение. Других два счетчика \check{C}_3 , \check{C}_4 , надутые на Π , не включены в триггер (информация с них записывается). Таким образом установка запускается одновременно на Π и K мезоны, что обеспечит одинаковые условия при измерении соотношения $\sigma(K^+ \rightarrow 2\psi) / \sigma(\pi^+ \rightarrow 2\psi)$. Это соотношение равно примерно 5, поэтому скорость набора 2ψ в Π и K пучках будет приблизительно одинакова.

Распределение Y координаты K^+K^- мезонов в месте годоскопа Γ_{32} показано на рис.5. K мезоны из распада 2ψ практически не попадают в область ± 30 см от оси установки, причем K^+ и K^- мезоны попадают в разные половины Γ_{32} . Максимальную геометрическую эффективность установки получаем при зазоре между ПК 1024 в конце установки, равным 40+60 см.

Черенковский годоскоп \check{C}_8 заполнен фреоном-12. Непосредственно после него стоит годоскоп Γ_{32} высотой 75 см. Ширина палки должна быть небольшой, потому что во многих событиях в одно зеркало попадают два К мезона. Зависимость аксептанса от ширины палки годоскопа приведена на рис.6 (триггер на $2K^+ + 2K^-$). Так как нежелательно увеличивать количество электроники оптимальной является ширина палки 7,5 см и число элементов годоскопа - 32. В этом случае четыре элемента годоскопа перекрывают одно зеркало \check{C}_8 . Признаком К мезона будет $\overline{\check{C}_8^i} \cdot \Gamma_{32}^k$, где $i = 1, 8$ - номер зеркала \check{C}_8 и $k = 1, 32$ - номер палки Γ_{32} , принадлежащей к зеркалу i .

Сигнал с каждого ФЭУ \check{C}_8 разветвляется на 4 сигнала, которые подаются на антисовпадения с 4 палками Γ_{32} (рис.7). Сигналы с левой половины \check{C}_8 и Γ_{32} поступают в одну половину мажоритарной схемы (МС) (16 входов), где требуется $n_k \geq 2$; с правой половины \check{C}_8 и Γ_{32} сигналы поступают во вторую половину МС, где также требуется $n_k \geq 2$. Формула триггера на $2K^+ + 2K^- + X$:

$$T = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \overline{A} \cdot \check{C}_1 \cdot \check{C}_2 \cdot \left[\overline{\check{C}_8^i} \Gamma_{32}^k (n_k \geq 2) \right]_{k=1,46}^{i=14} \cdot \left[\overline{\check{C}_8^i} \Gamma_{32}^k (n_k \geq 2) \right]_{k=17,32}^{i=5,8} \quad (10)$$

III. Предполагаемый выход 2ψ мезонов

Сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \psi\psi n$ и $K^- p \rightarrow \psi\psi \Lambda (\Xi^0)$ в зависимости от импульса падающего пучка приведены на рис.2. При импульсе 15 ГэВ/с сечение в Π^+ пучке ~ 45 нб, в K^- пучке ~ 240 нб. Дифференциальное сечение изменяется с переданным импульсом t по закону $d\sigma/dt = A \exp(-\alpha t) \approx \exp(-5t)$. Предполагаем что сечения в Π^+ и K^+ пучках не отличаются от сечений в Π^- и K^- пучках.

Было промоделировано прохождение $K^+K^-K^+K^-$ с распада 2ψ через установку (рис.4). На рис.3-14 приведены зависимости аксептанса ϵ от импульса пучка, от напряженности магнитного поля в МС-12, от высоты зеркал в \check{C}_8 , от расстояния между мишенью и экраном МС-12, от расстояния между экраном МС-12 и зеркалами \check{C}_8 , от параметра α , от переменной t .

На основе результатов моделирования предлагается геометрия эксперимента, показанная на рис.4, а именно: расстояние от мишени до МС-12 1 м, расстояние между экраном МС-12 и зеркалами \check{C}_8 - 3 м, поле $H = 9$ кГс. В расчетах кроме ограничений размерами МС-12 \check{C}_8 и системой ПК были учтены также потери за счет ширины палки $\Gamma_{32} = 72,5$ мм. При этих условиях и импульсе 15 ГэВ/с аксептанс $\epsilon = 16,2\%$. Чувствительность (светимость \times эффективность) установки за 100 смен:

$$L_{\pi} = \rho_{\nu e} \frac{N_A}{A} M_{\pi} \epsilon \eta N_c D \tau_{\pi} = 8,5 / \text{нб} \quad (11)$$

где: $\rho_{\nu e} = 1,848$ г/см³; $l_{\nu e} = 10$ см; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ мол⁻¹, $A_{\nu e} = 9$; $M_{\pi} = 2 \cdot 10^6$ /цикл; $\epsilon = 0,162$ - аксептанс установки; $\eta = 0,4$ - эффективность реконструкции событий (4 трека по 5 искр при $\epsilon_{\text{ПК}} = 97\%$ дает 0,54); $N_c = 2,52 \cdot 10^5$ - число циклов (100 смен, 7 цикл/мин.); $D = 0,7$ - доля времени, использованная для набора статистики; $\tau_{\pi} = 0,3$ (при $\bar{p}_K = 3,6$ ГэВ/с).

Итак, в течение 100 смен можно получить:

$$N_{2\psi} = L_{\pi} \sigma B^2 = 92 \quad (12)$$

реконструированных событий, где $\sigma(\pi^+n \rightarrow \psi\psi p) = 45$ нб, $B = 0,49$ (бренчинг $\psi \rightarrow K^+K^-$).

В K^+ пучке при $M_K = 2 \cdot 10^5$ ($M_K/M_{\pi} \approx 1/10$): $L_K = 0,85$ /нб. За 100 смен при $\sigma(K^+n \rightarrow \psi\psi z^+) \approx 190$ нб $N_{2\psi} = 39$.

В расчете чувствительности мы не учитывали мертвое время установки. Система съема информации позволяет записать 150–200 событий/цикл, что приводит к потерям $\leq 10\%$ при уровне триггера $1-2 \cdot 10^{-5}$.

В инклюзивной постановке пока исследовалось рождение 2ψ только при энергиях 100 и 175 ГэВ. Сечение $\sigma(\pi^-Be \rightarrow \psi\psi + X) = 340 \pm 120$ нб при $p_\pi = 100$ ГэВ/с [17]. Сечение инклюзивного рождения 2ψ мало меняется с величиной импульса падающей частицы, поэтому можно ожидать, что в инклюзивной постановке за 100 смен будет набрано несколько сотен $\psi\psi$.

Резервы на установке имеются прежде всего в эффективности работы ПК. Увеличение $\epsilon_{ПК}$ с 95% до 97% приводит к удвоению статистики 2ψ , так что этому вопросу нужно уделять особое внимание.

IV. Оценка фона

Небольшая ширина ψ мезона (4,1 МэВ) и его мода распада на K^+K^- (49%) являются большим преимуществом при его выделении на большом фоне. Эти свойства ψ мезона сыграли важную роль при выборе канала 2ψ для поиска распада глоболла. Пик ψ мезона прекрасно выделяется в спектре масс K^+K^- (рис.15), если разрешение по массе не хуже $\Gamma(\psi)$. (Ширина на половине высоты пика в Брукхейвенском эксперименте равна 10 МэВ). Также двумерная гистограмма масс K^+K^- и их партнеров в событиях $K^+K^-K^+K^-$ имеет явный пик в области 2ψ (рис.16). Фон под пиком составит примерно 10–15%.

Имеются два основных источника фона:

- 1) перепутывание Π , ρ и K
- 2) другие источники K мезонов, кроме 2ψ .

I. Вклад в фон дает неэффективность регистрации Π мезонов в \check{C}_8 . Имеются две возможности:

а) $p_\pi \geq 3,5$ ГэВ/с - неэффективность $\check{C}_8 \sim 1\%$;

б) частицы с $p \leq 2,9$ ГэВ/с (под порогом \check{C}_8) невозможно идентифицировать. Число таких частиц в 4-лучевых событиях зависит от импульса пучка. На рис. I7 приведено распределение доли событий, в которых n частиц из 4 имеют импульс ≤ 3 ГэВ/с. 2ψ систему можно реконструировать и без идентификации частиц, как это было сделано в работе /II/, где импульс пучковых частиц был только 8,25 ГэВ/с.

Сечения реакций $\Pi^+ p \rightarrow 4$ заряженных при $p_\pi = 10,3$ ГэВ/с приведены в таблице 3.

Таблица 3.

Продукты реакции	Сечение (мкб)
$\pi^+ p \pi^+ \pi^- MM$	4465
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- MM$	1880
$\pi^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$	1654 ± 120
$\pi^+ p \pi^+ \pi^-$	1648 ± 120
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- n$	503 ± 38
$\pi^+ p p \bar{p}$	$18,8 \pm 2$
$\pi^+ p K^+ K^-$	86 ± 7
Σ 4 лучевые	10390 ± 750

где MM - недостающая масса.

Эти события не будут попадать в триггер, так как требуются две положительные и две отрицательные частицы. Больше ложных триггеров будет вырабатываться из 6-лучевых событий, сечения которых $\sigma(\Pi^+ p \rightarrow 6 \text{ лучей}) = 2,7$ мб при $p_\pi = 12,7$ ГэВ/с и 5,06 мб при $p_\pi = 15$ ГэВ/с. Триггер будет вырабатываться также в событиях типа $\pi^+ n \rightarrow 2^+ 2^- + \chi$.

Оценим, например, вклад реакции $\pi^+ n \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- p$ с сечением 500 мкб в фон. С учетом эффективности работы \check{C}_8 , а также распределения, приведенного на рис. 17, эта реакция дает в течение 100 смен $3,4 \cdot 10^4$ ложных триггеров.

2. Более весомый вклад в фон дают 4-лучевые события с K^+K^- в конечном состоянии. Полное сечение при $p_\pi = 10,3$ ГэВ/с $\sigma(\Pi^+ p \rightarrow \Pi^+ p K^+ K^-) = 86 \pm 7$ мкб. Разные каналы реакций этого типа и их сечения при $p_\pi = 10,3$ ГэВ/с приведены в таблице 4.

Таблица 4.

Продукты реакции	Сечение (мкб)
$p \pi^+ \psi$	$2,3 \pm 0,8$
$p \pi^+ f$	20 ± 3
$p \pi^+ "1580"$	$4,2 \pm 1,7$
$\Delta^{++}(1232) K^+ K^-$	34 ± 4
$p K^+ K^* (892)$	22 ± 4
$p K^+ K^* (1420)$	$3,9 \pm 1,6$

Оценим, например, вклад реакции $\pi^+ n \rightarrow \pi^+ \pi^- K^+ K^- p$ с сечением ≈ 50 мкб в фон: в течение 100 смен получим на ленте $2,7 \cdot 10^5$ ложных триггеров.

3. \check{C}_8 не сможет отличать K от p (\bar{p}) и, например, система $K^+ K^- p \bar{p} + X$ или $2p 2\bar{p} + X$ будут создавать ложные триггера.

Полная оценка фона является очень трудоемкой, так как нужно промоделировать прохождение через установку продуктов многих реакций, а также нет данных по всем реакциям при "нашем" импульсе. Поэтому легче оценить необходимое число событий на ленте для получения определенной статистики $\psi\psi$ из данных, полученных на других установках. Например, на Омега спектрометре при $p_\pi = 16$ ГэВ/с и уровне триггера $\approx 8 \cdot 10^{-5}$ для 100 реконструированных

2ψ из реакции (I) было нужно насрать $2,5 \cdot 10^6$ триггеров.

На установке "Гиперон" акселтанс будет меньше, чем на Омега спектрометре, что приводит и к уменьшению уровня триггера. Предположим, что он будет 10^{-5} , тогда за 100 смен на МЛ запишем $\sim 5 \cdot 10^6$ событий, из которых можно получить ~ 100 реконструированных $\psi\psi$ из реакции (8) и $\sim 300 \psi\psi$ в инклюзивной реакции (6).

Подчеркнем еще раз, что фон при обработке устраняется, так как в узкую область около массы ψ -мезона (± 10 МэВ) попадает незначительное количество нескоррелированных или ложных K^+K^- пар — типичный фон $\sim 10\%$ от $\psi\psi$.

Обеспечить чистую инклюзивную постановку эксперимента очень трудно, потому что события с $K^+K^-K^+K^- \pi^\pm$ в конечном состоянии не будут зарегистрированы, если Π мезон попадет в одно и то же зеркало с одним из K мезонов. Более того, конус черенковского излучения Π мезона с импульсом 5 ГэВ/с имеет в ζ_8 диаметр ~ 16 см и во многих событиях фотоны, излучаемые Π мезоном, попадают в два соседних зеркала. Для устранения этого эффекта предлагается натянуть тонкие (бумажные) перегородки между зеркалами годоскопа с радиусом 5 м (рис.4).

У. Заключение

Расчеты показывают необходимость работать при импульсе 15 ГэВ/с с интенсивностью пучка $2 \cdot 10^6$ /цикл, хотя сечение реакции (I) или (8) с ростом энергии падают. В таблице 5 приведено сравнение чувствительности установки и набранной статистики 2ψ в реакции (8) при $M_\pi = 2 \cdot 10^6$ /цикл (все условия такие же как в (II)).

Таблица 5

Импульс	12 ГэВ/с	15 ГэВ/с
$\sigma(\pi^+n \rightarrow \phi\phi p)$ (нб)	65	45
аксептанс	0,076	0,16
$\tau_{чк}$	0,25	0,3
Чувствительность L_{π} (1/нб)	3,0	8,5
$N_{2\phi}$ (за 100 смен)	48	92

В пользу $p_{\pi} = 15$ ГэВ/с говорит еще и улучшение идентификации вторичных частиц в \check{C}_8 по сравнению с $p_{\pi} = 12$ ГэВ/с.

Интересно также сравнить экспериментальные трудности по проверке правила ОЦИ при образовании одного ϕ и пары ϕ мезонов. Сечение реакции $\sigma(\pi^+n \rightarrow \phi p) = 179 \pm 72$ нб /13/ при $p_{\pi} = 10$ ГэВ/с и сечение $\sigma(\pi^+n \rightarrow \phi\phi p) \approx 90$ нб при том же самом импульсе. Фон в случае триггера на один $\phi : (n_{k^+} \geq 1) \& (n_{k^-} \geq 1)$ будет намного больше, чем фон при триггере на $2\phi : (n_{k^+} \geq 2) \& (n_{k^-} \geq 2)$.

При существенном изменении конфигурации установки, чувствительность можно увеличить более чем в четыре раза. Для этого требуется:

1. поместить мишень внутрь магнита;
2. расположить там же примерно 8-10 плоскостей пропорциональных камер;
3. максимально придвинуть многоканальный черенковский счетчик к спектрометрическому магниту.

Ожидаемый выход реконструированных событий в эксклюзивной реакции (8) составит: $N_{\phi\phi} \approx 400$ штук, а в инклюзивной реакции (6): $N_{\phi\phi} \approx 1300$ штук за 100 смен.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Ю.А.Будагова и В.Б.Флягина за ряд ценных советов; А.А.Богуса,

В.М.Кутына и Л.Г.Мороза за постоянный интерес к работе. За плодотворные обсуждения и высказанные замечания авторы благодарят С.А.Акименко, В.Б.Виноградова, А.С.Курилина, В.Г.Одинцова, Н.А.Русакевича, Р.Ценова и В.И.Юркова.

Кульгизки

Серия

Мин

Александр

Sh

Литература

1. A.Etkin et al., Phys.Rev.Lett., 40 (1978) 422
2. S.J.Lindenbaum et al., Prep.BNL 31996 (1982)
3. S.J.Lindenbaum. Prep.BNL 32096 (1982)
4. A.Etkin et al. Phys.Rev., D25 (1982) 2446
5. C.Edwards et al. Phys.Rev.Lett., 49 (1982) 256
6. S.Okubo. Phys.Rev. D16 (1977) 2336
7. T.A.Armstrong et al. Nucl.Phys. B196 (1982) 176
8. D.S.Ayres et al. Phys.Rev.Lett., 32 (1974) 1463
9. C.Daum et al. Phys.Lett., 104B (1981) 246
10. T.A.Amrstrong et al. Phys.Lett., B121 (1983) 83
11. H.Baubillier et al. Phys.Lett., 118B (1982) 450
12. M.Aderholtz et al. Nucl.Phys., B8 (1968) 45
13. J.S.Hendrikson et al. Phys.Rev., D24 (1981) 2526

Подписи к рисункам

- Рис.1 Диаграммы ОЦИ-разрешенных (1a, 1b) и ОЦИ-запрещенной (1c) реакций.
- Рис.2 Зависимости сечений образования: а) $\psi\psi$; б) ψ в П и К пучках от импульса падающих частиц.
- Рис.3 Спектр масс $\psi\psi$. Полная линия - расчетный спектр.
- Рис.4 Схема вторичного спектрометра.
- Рис.5 Распределение γ координаты $K^{+/-}$ мезонов в месте Γ_{32} .
- Рис.6 Зависимость аксептанса от ширины элемента годоскопа Γ_{32} -
 $H = 9$ кГс, $p_0 = 15$ ГэВ/с, $\alpha = 5$, $L_{\chi_8} = 4$ м.
- Рис.7 Схема включения χ_8 и Γ_{32} в триггер на $2K^+ + 2K^-$.
- Рис.8 Зависимость аксептанса от импульса пучка, $H = 9$ кГс,
 $L_{\chi_8} = 3,5$ м, $\alpha = 5$.
- Рис.9 Зависимость аксептанса от напряженности магнитного поля в МС-12, $p_0 = 12$ ГэВ/с, $L_{\chi_8} = 3,5$ м, $\alpha = 5$.
- Рис.10 Зависимость аксептанса от высоты зеркала $\chi_8^{-B_3/p_0} = 15$ ГэВ/с
 $L_{\chi_8} = 3,5$ м, $\alpha = 5$, $H = 9$ кГс, А: - ширина палки $\Gamma_{32} - 3$ см
 Б: 6 см.
- Рис.11 Зависимость аксептанса от расстояния мишени от экрана МС-12, $p_0 = 12$ ГэВ/с, $H = 9$ кГс, $\alpha = 5$, $L_{\chi_8} = 3,5$ м.
- Рис.12 Зависимость аксептанса от расстояния между экраном МС-12 и зеркалами $\chi_8 - L_{\chi_8}$. $H = 9$ кГс, $\alpha = 5$.
- Рис.13 Зависимость аксептанса от α , $H = 9$ кГс, $L_{\chi_8} = 3,5$ м, расстояние от МС-12 до мишени - $L_T = 60$ и 100 см.
- Рис.14 Зависимость аксептанса от t , $H = 9$ кГс, $L_{\chi_8} = 3$ м, $L_T = 100$ см, $p_0 = 15$ ГэВ/с; учтены распады K^+ и K^- мезонов
- Рис.15 Спектр масс K^+K^- .

Рис.16 Спектр масс K^+K^- и их партнеров из событий $K^+K^-K^+K^-$.

Рис.17 а) Доля событий, в которых n частиц из 4 имеют импульс $< 3,0$ ГэВ/с при импульсе пучка 12 ГэВ/с.

б) Доля событий, в которых n частиц из 4 имеют импульс $< 3,2$ ГэВ/с при импульсе пучка 15 ГэВ/с.

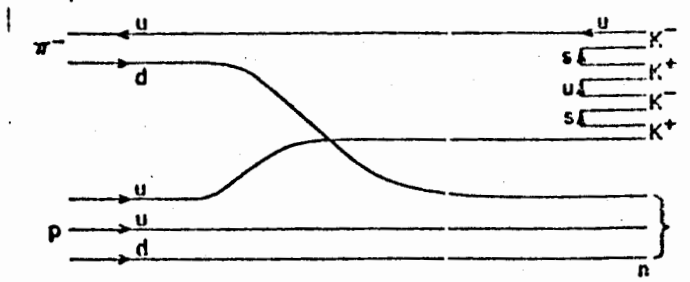


Figure 1a: The quark line diagram for the reaction $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- n$, which is connected and OZI allowed.

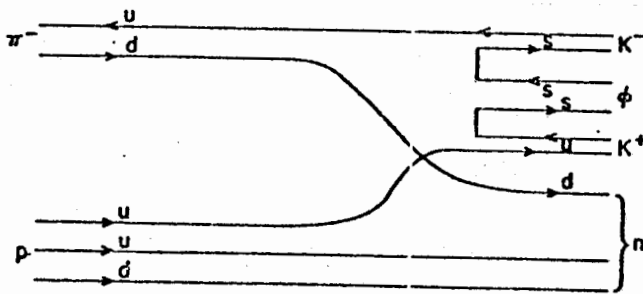


Figure 1b: The quark line diagram for the reaction $\pi^- p \rightarrow \phi^+ K^- n$, which is connected and OZI allowed.

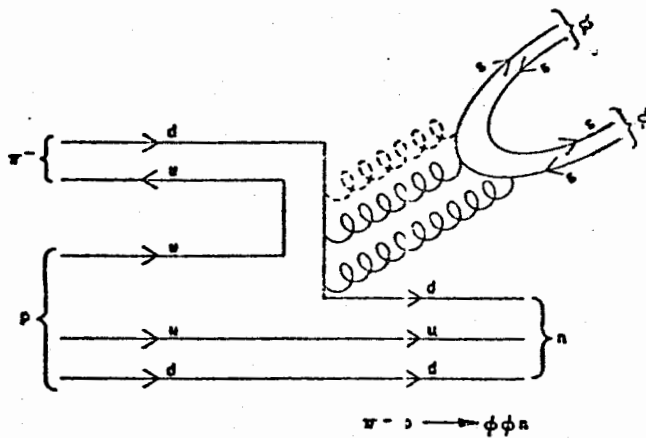


Figure 1c: The quark line diagram for the reaction $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ which is disjoint (i.e. a hairpin diagram) and is OZI forbidden. Two or three gluons are shown connecting the disconnected parts of the diagram depending upon the quantum numbers of the $\phi\phi$ system.

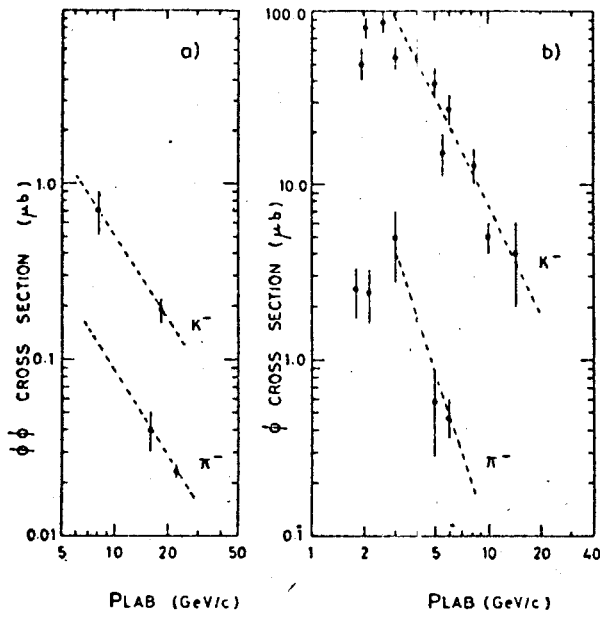


Fig. 3. (a) The P_{Lab} dependence of the $\phi\phi$ production cross section for K^- induced reactions (our data and ref. [4]) and for π^- induced reactions (data from refs. [1] and [2]). The dashed lines are drawn to guide the eye. (b) The same, for single ϕ production (our data and data from refs. [6] and [7]).

pic. 2

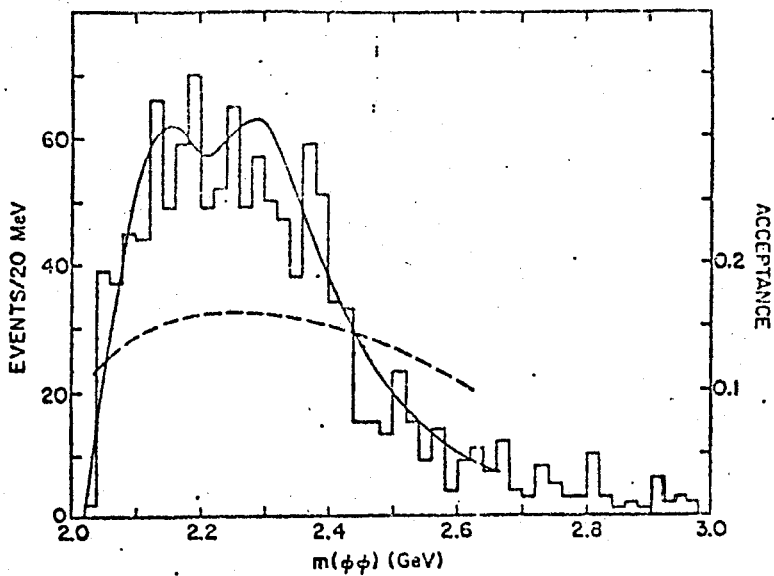
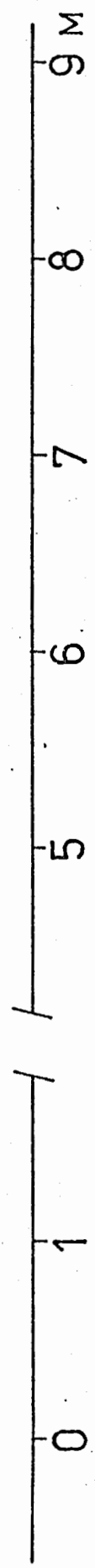
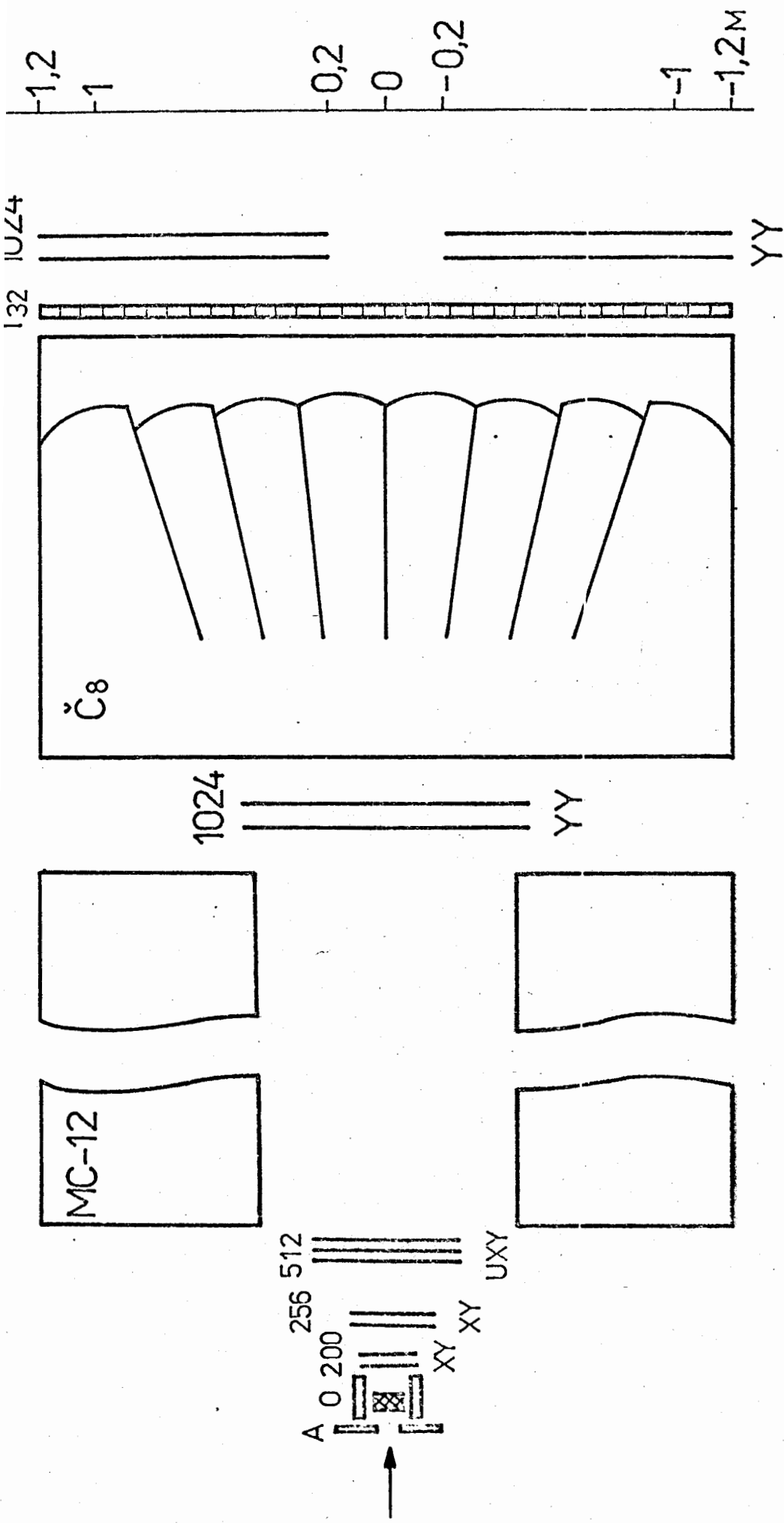


Fig. 4 Observed $\phi\phi$ mass spectrum; solid line is fit; dashed line is acceptance.

pic. 3



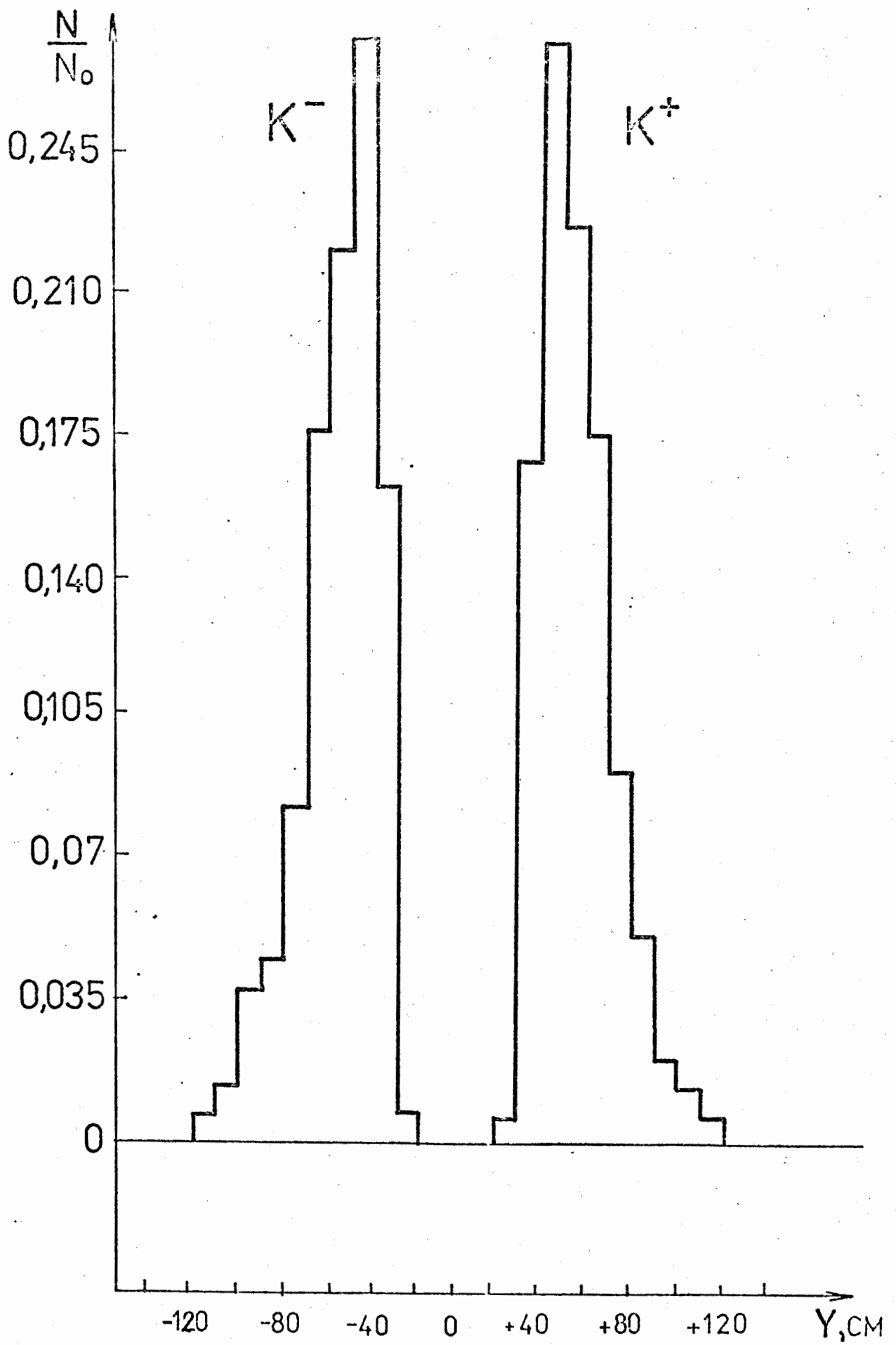


рис. 5

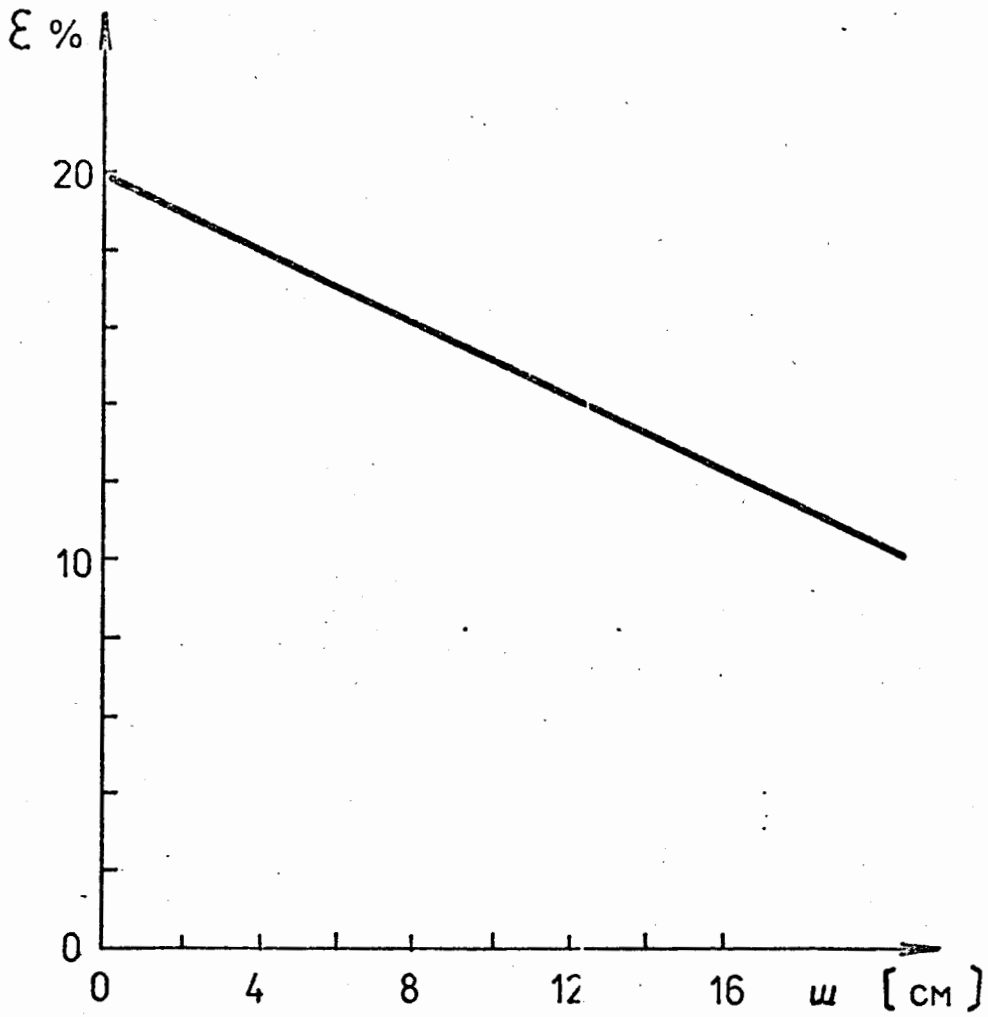
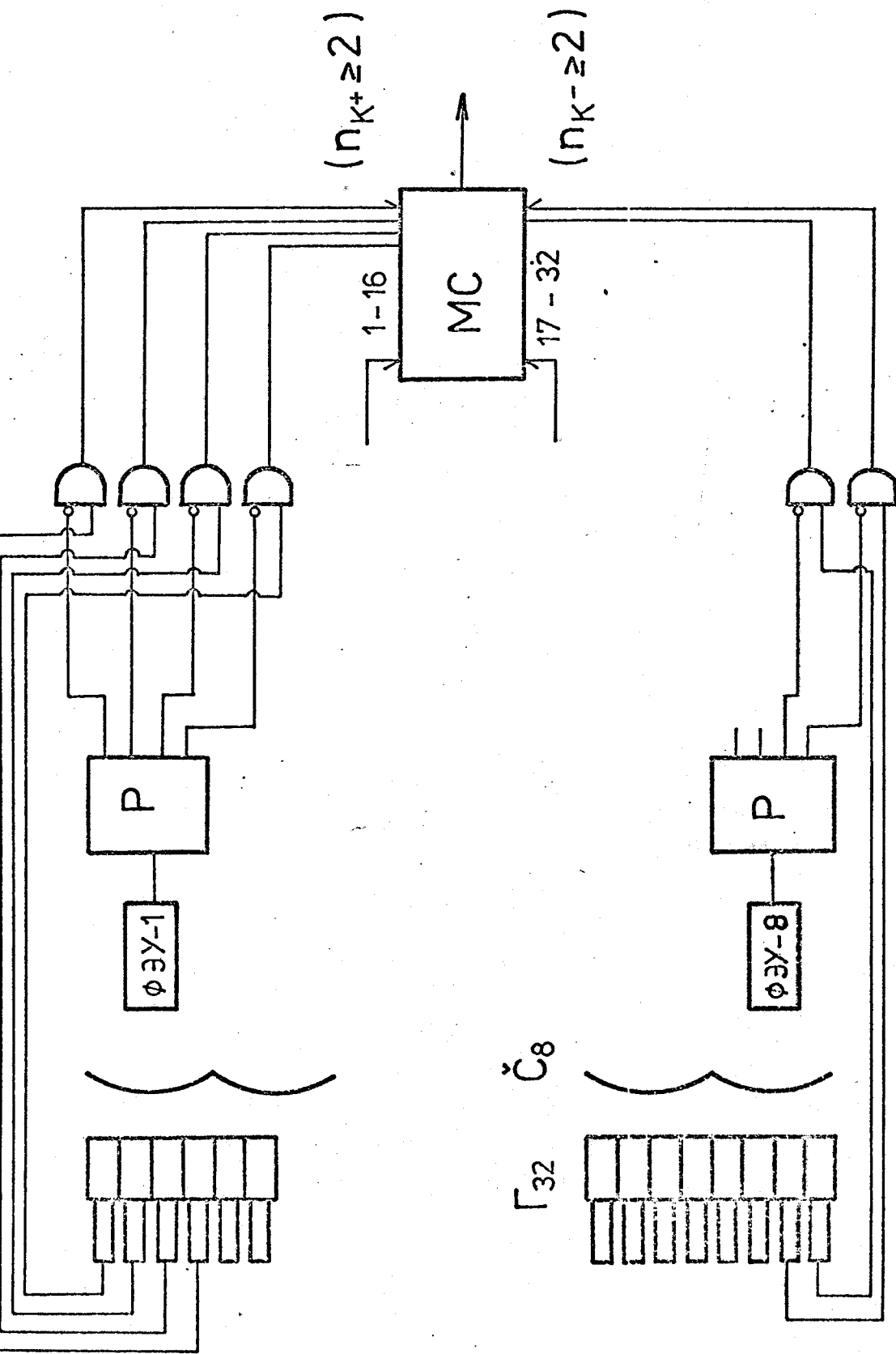


рис. 6



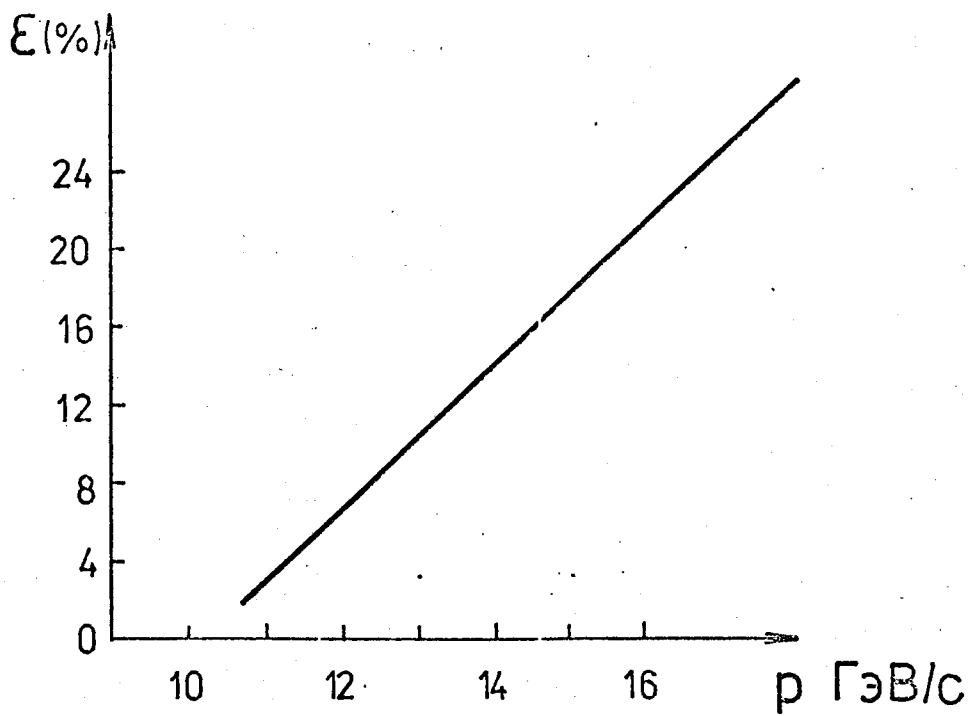


рис. 8

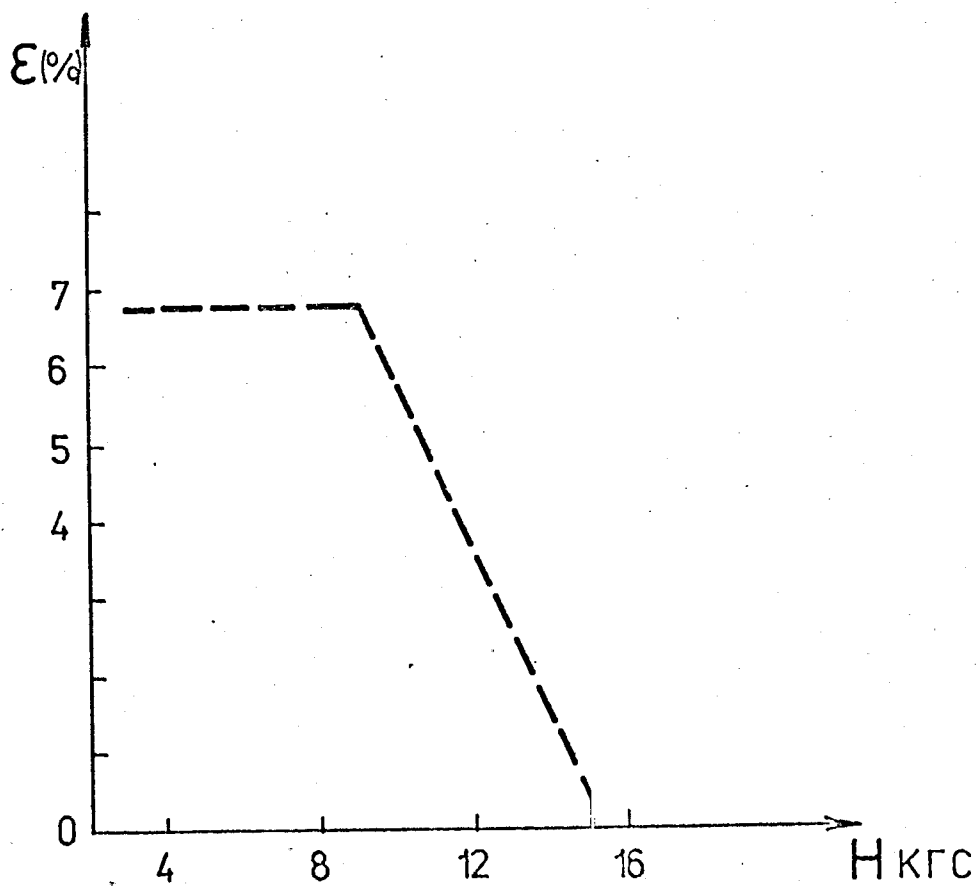


рис. 9

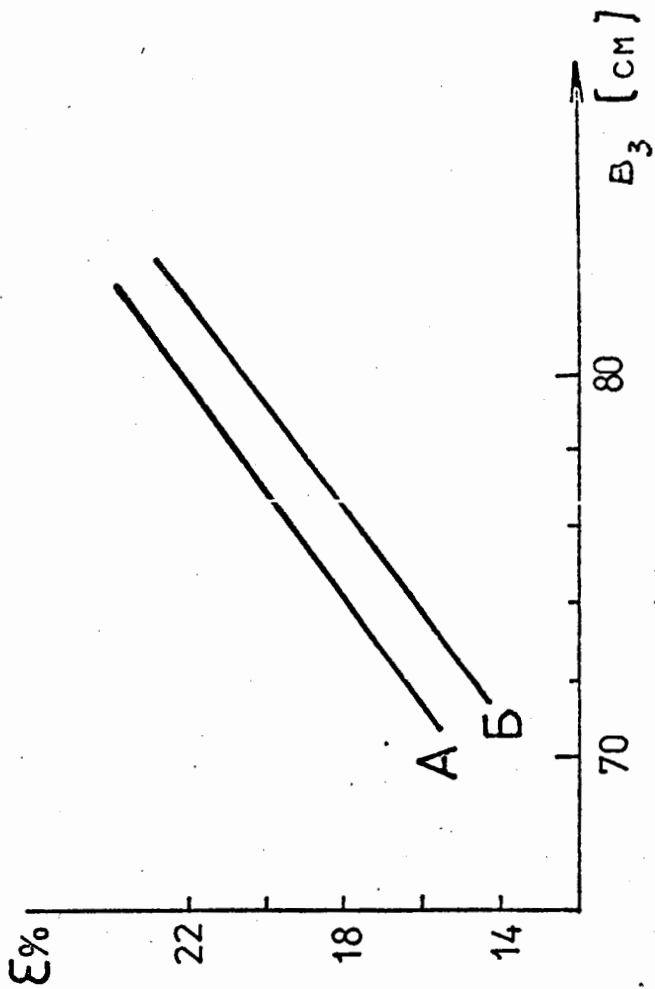


рис. 10

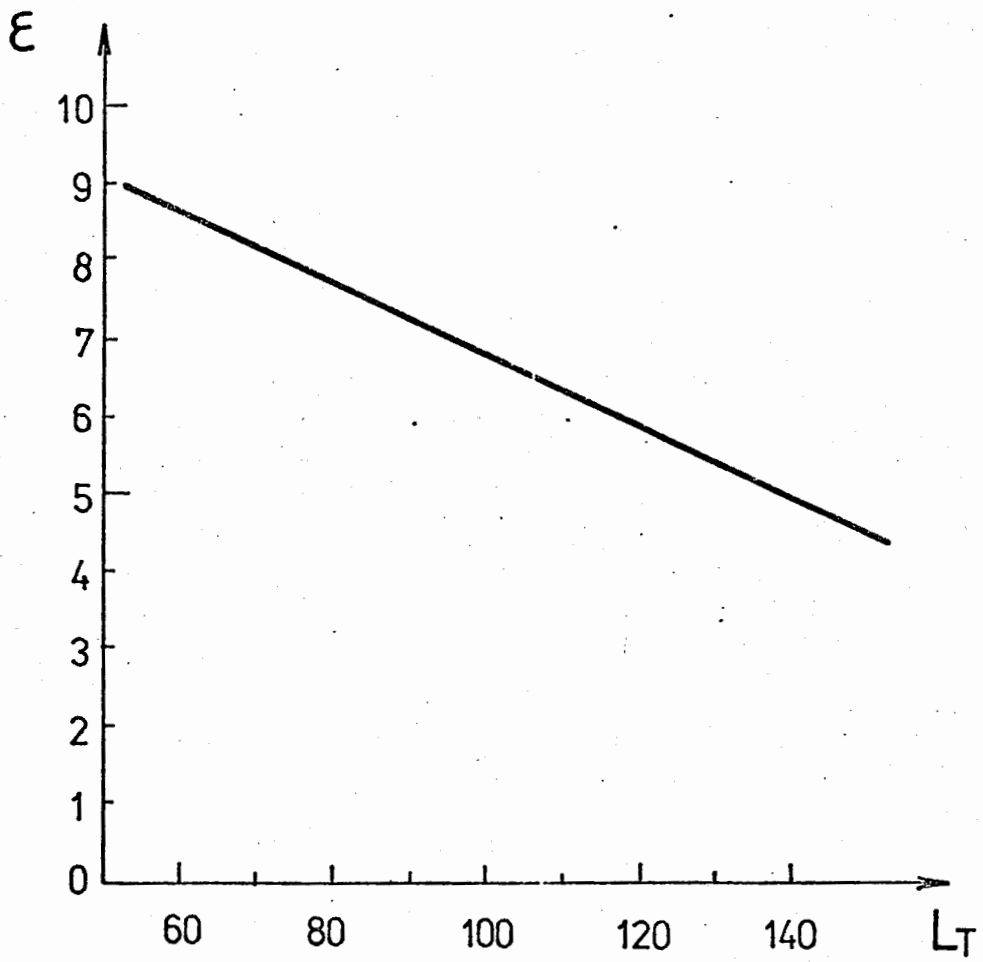


рис. 11

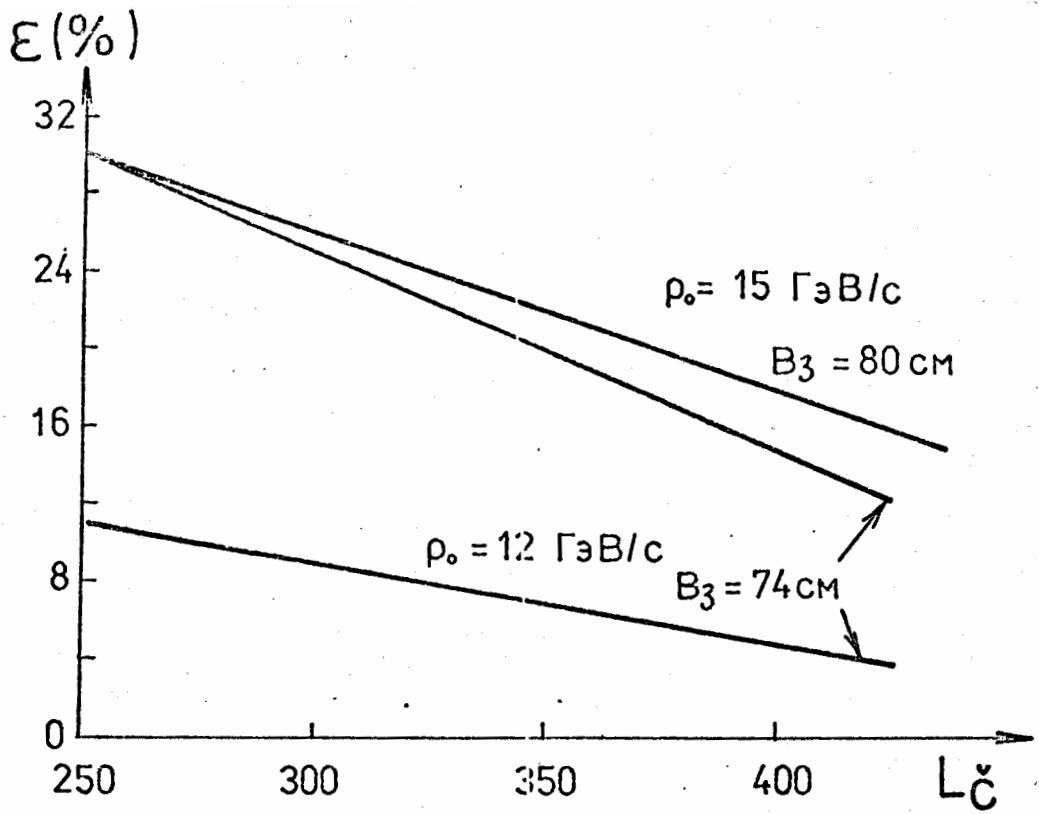
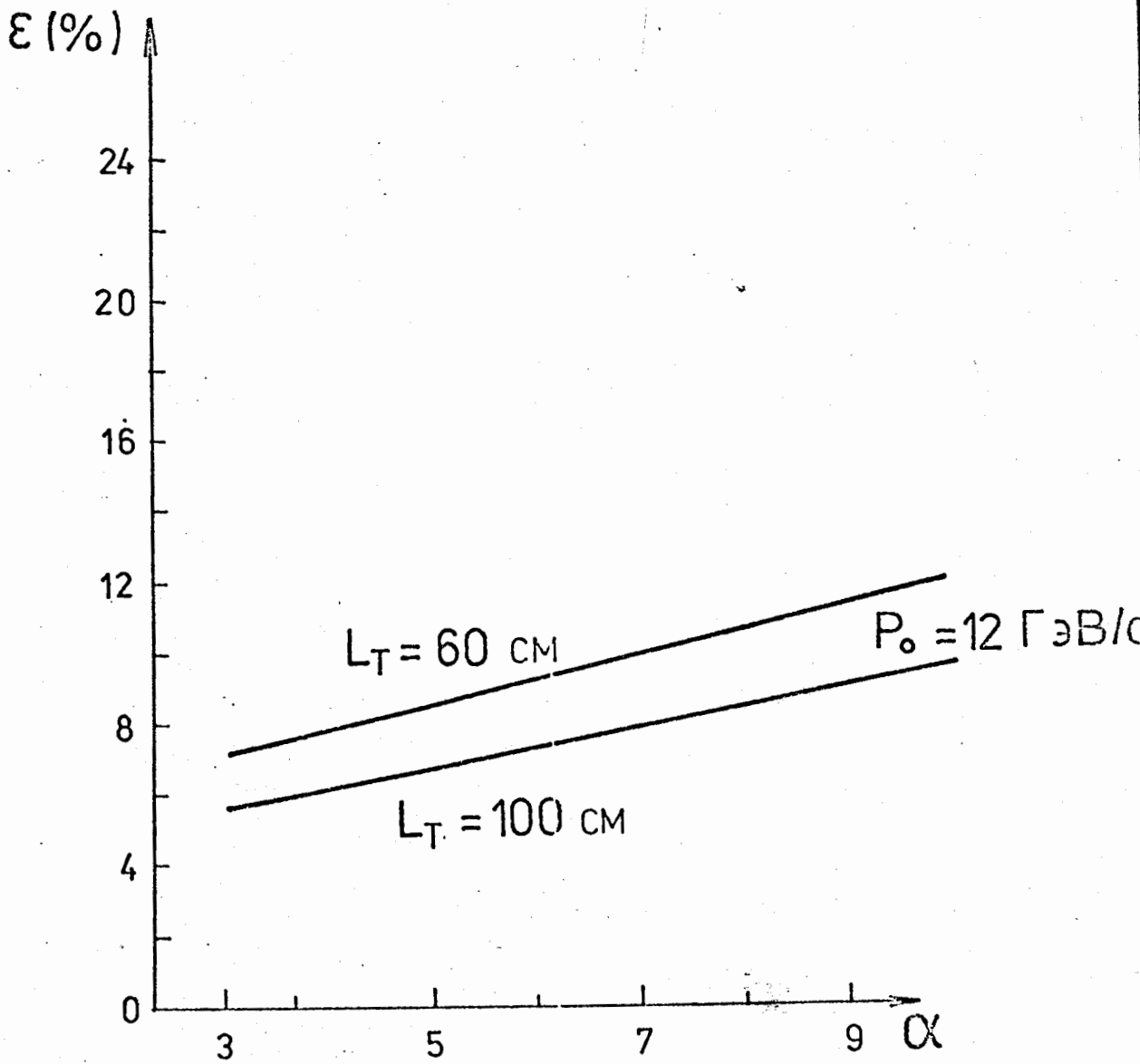


рис. 12



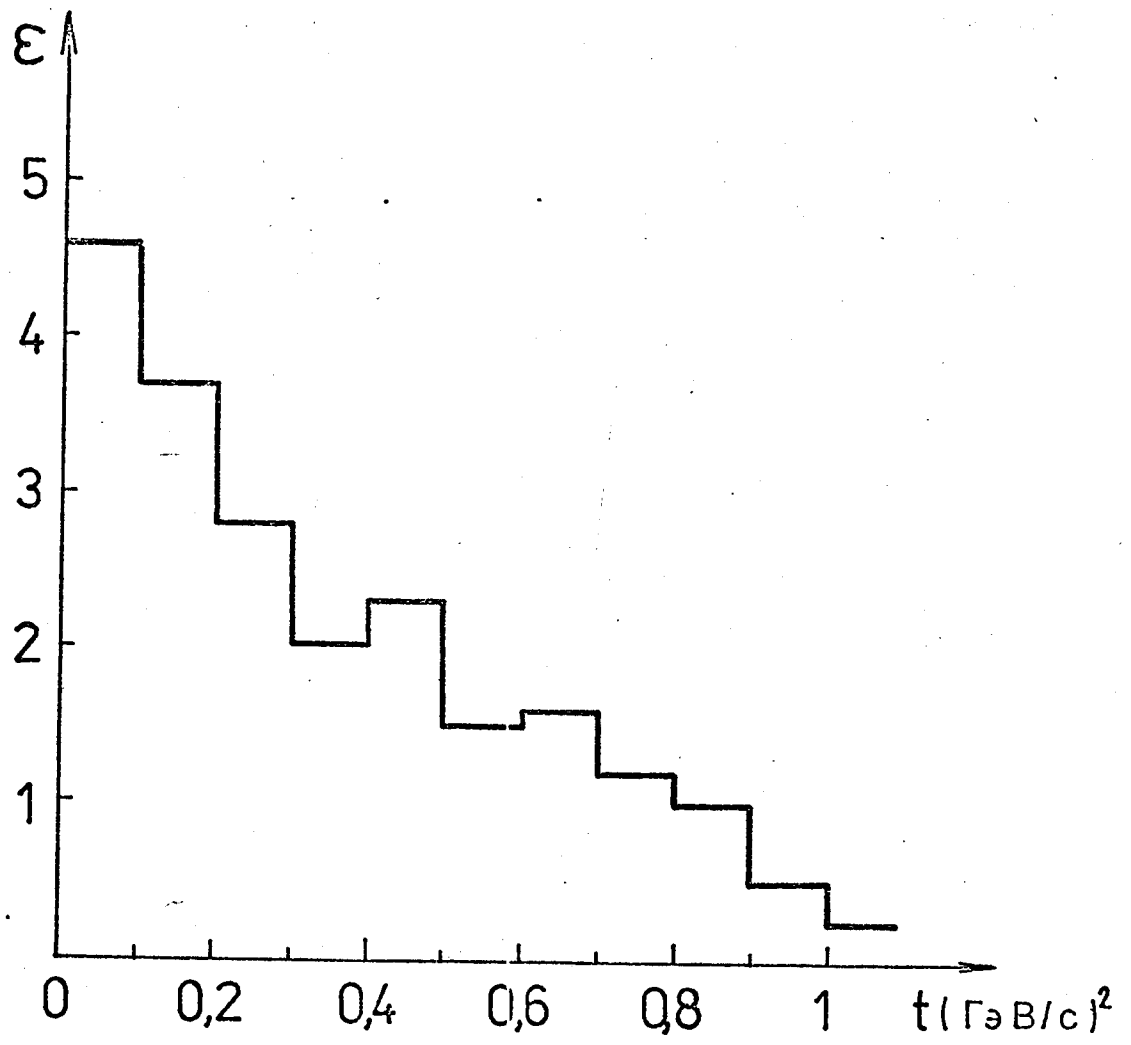


рис. 14

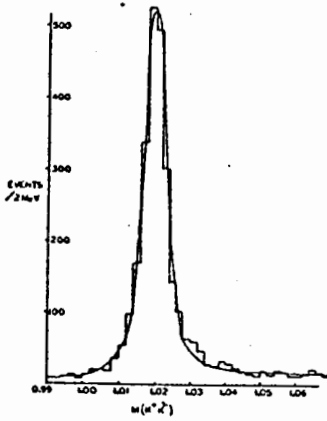


Figure 6: The effective mass of each K^+K^- pair for which the other pair was in the ϕ mass band.

pu. 15

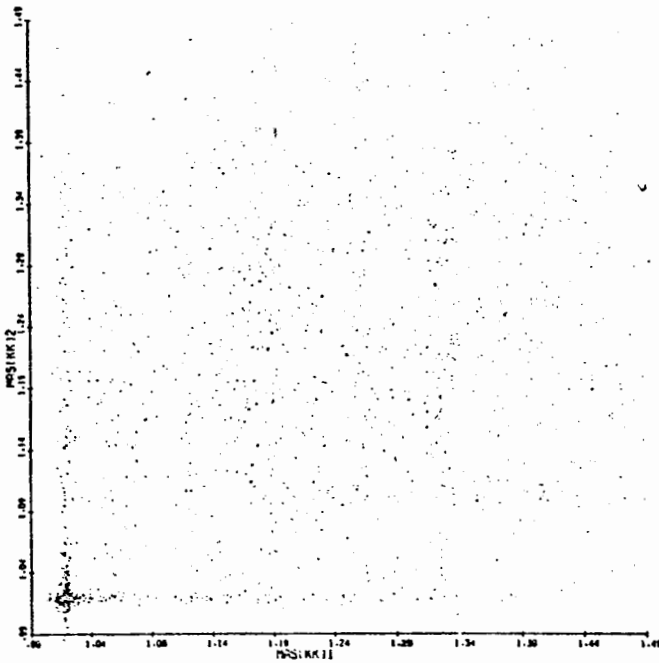


Figure 5: Scatter plot of K^+K^- effective mass, two randomly chosen mass combinations are plotted for each event. Clear bands of $\phi(1020)$ are seen with an enormous enhancement (black spot) where they overlap (i.e. $\phi\phi$).

pu. 16

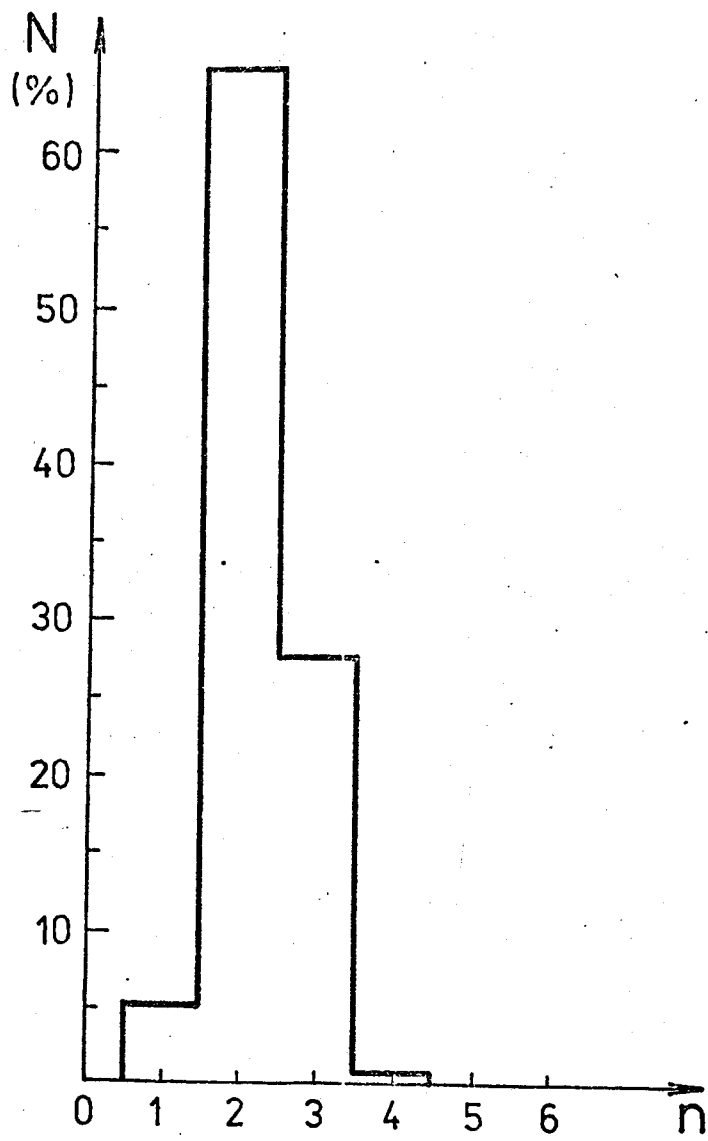


рис. 17а

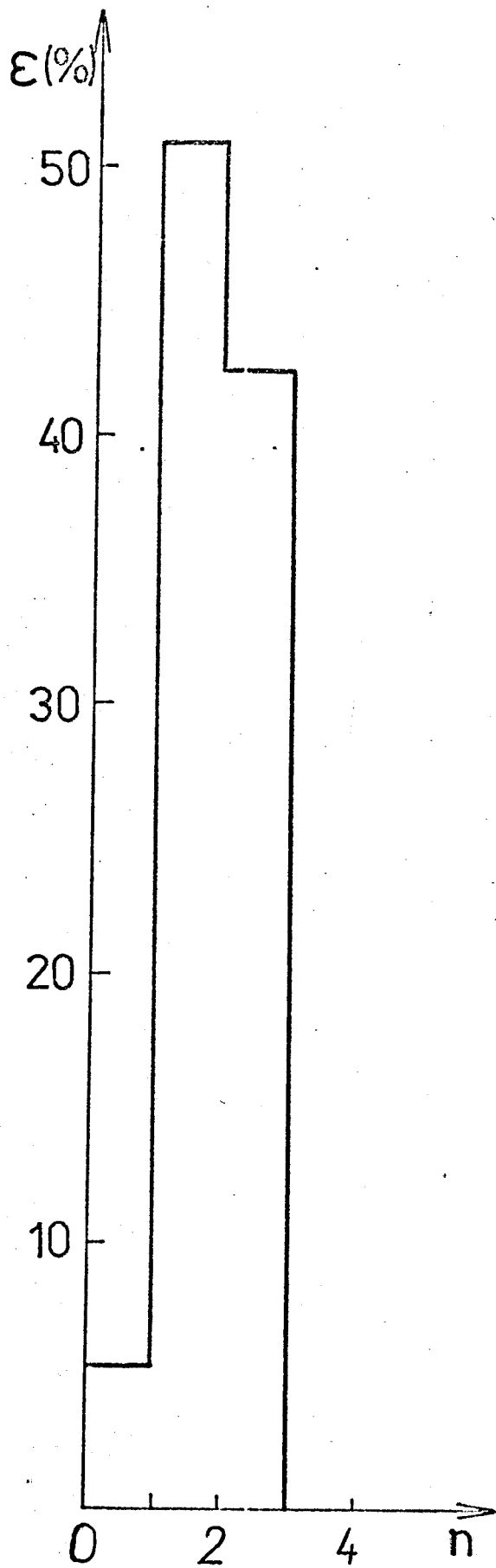


рис. 175