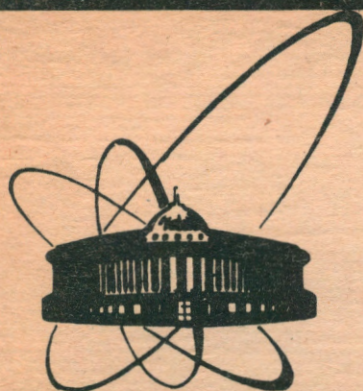


89-206



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г 69

P1-89-206

Ю.П.Горин *, Ю.А.Горнушкин, В.Г.Карташева *,
И.В.Котов *, Р.Лейтнер, А.Г.Ольшевский,
А.И.Петрухин*

**ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ С ГАММА-ДЕТЕКТОРА
УСТАНОВКИ СИГМА-АЯКС**

*Институт физики высоких энергий, Серпухов

1989

Введение

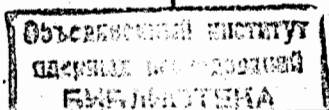
На установке СИГМА-АЯКС для регистрации фотонов используются черенковские счетчики полного поглощения с радиатором из свинцового стекла размером $10 \times 10 \times 42$ см³. Большой размер счетчиков обеспечивает приемлемую апертуру установки для регистрации фотонов при сравнительно небольшом количестве каналов амплитудного анализа, но приводит к определенным методическим трудностям при обработке данных.

В данной работе рассматриваются некоторые вопросы обработки информации с счетчиков полного поглощения при исследовании на установке СИГМА-АЯКС реакций с фотонами и π^0 - мезонами в конечном состоянии. Обсуждается использование счетчиков в составе гамма-детектора (ГД) С80^{1/} при экспериментальном исследовании процесса образования пионных пар в кулоновском поле ядер^{2/} и в составе ГД С108 (матрица 12×9 счетчиков) при исследовании реакции радиационного рассеяния



Краткое описание конструкции счетчиков

Каждый счетчик состоит из радиатора (свинцовое стекло Ф8-00 размером $10 \times 10 \times 42$ см³, что соответствует ≈ 14 радиационным длинам и ≈ 1 ядерной длине поглощения) и приклеенного на его торец ФЭУ-110. Анодные сигналы ФЭУ поступают на вход АЦП и в случае появления триггерного сигнала оцифровываются и считываются в ЭВМ.



Сигналы с последних динодов ФЭУ пассивно суммируются и могут использоваться при формировании триггера.

Более подробно конструкция отдельного счетчика была описана ранее /1/.

Характеристики счетчиков исследовались на пучках электронов с энергией 13,3 и 26,6 ГэВ. Для энергетического разрешения отдельного счетчика при попадании электронов в его центр была получена зависимость /1/

$$\sigma(E)/E = 0,01 + 0,06/\sqrt{E}, \quad (2)$$

где E - в ГэВ.

Поперечная форма электромагнитного ливня специально исследовалась на пучке электронов с энергией 26,6 ГэВ. При поперечном размере счетчиков 10x10 см² электромагнитный ливень

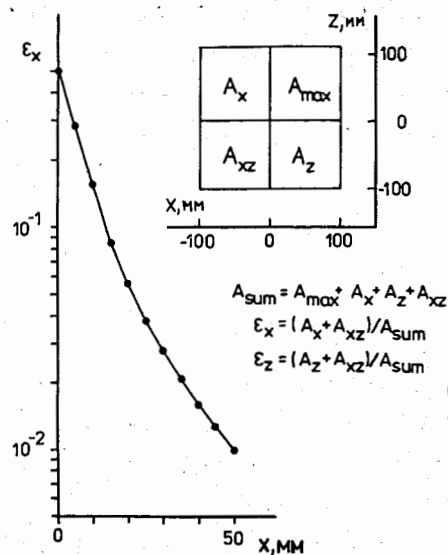


Рис.1. Форма электромагнитного ливня в ГД, составленном из счетчиков на основе свинцового стекла Ф8-00.

всегда укладывается в кластер 2x2 счетчика* (рис.1). Форма ливня определялась как отношение энерговыделения в одной из половин кластера к энергии электрона (рис.1).

Из данных о фоновых событиях, полученных при исследовании реакции (1), для фотонов от распадов η^0 -мезонов было построено распределение отношения энерговыделения в той половине кластера, куда попал фотон, к суммарной энергии кластера. Из сопоставления его с равномерным распределением координаты попадания фотонов в счетчики гамма-детектора была получена зависимость координата - относительная амплитуда, которая использовалась для восстановления несмещенной координаты фотонов. Форма ливня, полученная таким образом, согласуется с измеренной (рис. 1), если учитывать координатную зависимость измеряемой доли энергии, связанную с вытеканием части энергии в щели между счетчиками (см. ниже).

После нахождения кластера в ГД координаты соответствующего фотона определялись по форме ливня.

Кроме того, на пучке электронов 26,6 ГэВ исследовалась зависимость энергетического и координатного разрешения γ -детектора, а также доля энергии ливня, вытекающая в щели между счетчиками (≈ 2 мм), от координаты точки попадания электрона в счетчик (табл.1) /1/. Из приведенных в таблице результатов измерения следует, что усредненное по площади гамма-детектора координатное разрешение составляет $\sigma_{x,z} \approx 11$ мм, а энергетическое

*Кластером в ГД мы называем группу из 4 расположенных рядом счетчиков, таких, что энерговыделение в одном из них выше выбранного порога, из двух соседних к этому счетчиков (как по вертикали, так и по горизонтали) выбираются те, где энерговыделение выше, а четвертый счетчик замыкает кластер.

Таблица. Зависимость амплитуды сигнала, энергетического σ_E и пространственного $\sigma_{x,z}$ разрешения, получаемых в ГД, составленном из рассматриваемых счетчиков, от координаты точки попадания электрона в счетчик (центр счетчика находится в начале координат). A_0, σ_0 - амплитуда и энергетическое разрешение при попадании электрона в центральную область счетчика $|x|, |z| < 1$ см.

Z, см	A/A_0				0,76	
	σ_E/σ_0				4,12	
	σ_x, mm				1,4	
	σ_z, mm				1,5	
4			0,93	0,83		
			1,14	2,55		
			2,3	1,8		
			2,7	3,3		
3		0,97	0,95	0,84		
		1,09	1,15	2,38		
		-	2,6	1,8		
		-	-	-		
2		0,99	0,98	0,86		
		1,00	1,05	1,13	1,90	
		-	-	2,7	1,8	
		-	-	-	-	
1	1,00	0,99	0,98	0,96	0,88	
	1,00	1,00	1,02	1,11	1,67	
	-	-	-	2,6	2,0	
	-	-	-	-	-	
	0	1	2	3	4	5
	X, см					

разрешение примерно в 1,5 раза хуже, чем в случае попадания электрона в центр счетчика.

После определения координаты фотона его измеренная энергия поправлялась в соответствии с таблицей. На рис.2 приведено распределение инвариантной массы двух фотонов с энергетической поправкой и без нее. Видно, что энергетическая поправка не только сдвигает пик распределения в положение, которое соответствует

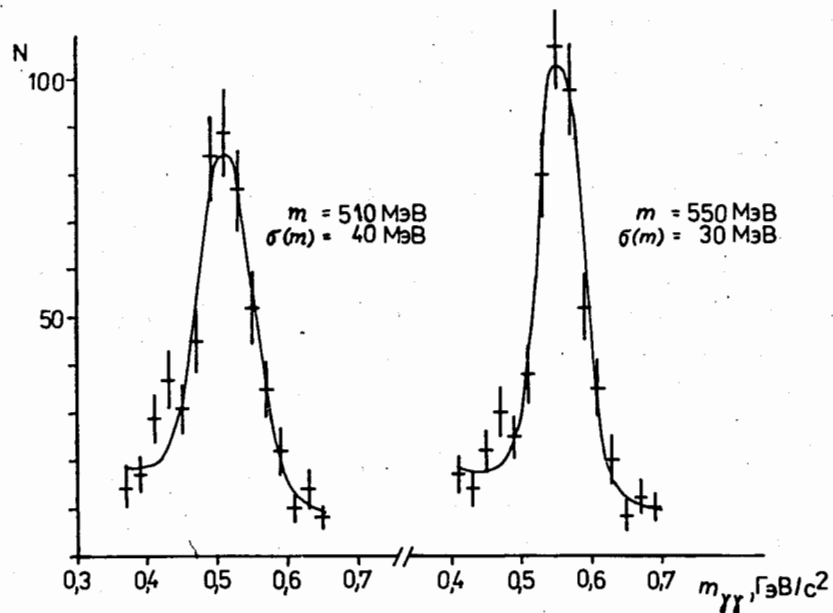


Рис.2. Распределение инвариантной массы двух фотонов от распада π^0 -мезона до и после коррекции энергии ливней.

табличному значению массы π^0 мезона, но и улучшает значение $\sigma(m)/m$ с 7,5% до 5,5%. Это значение соответствует средним значениям $\sigma_{x,z}$ и $\sigma(E)$, приведенным выше.

В эксперименте по исследованию процесса образования пионных пар пионами в кулоновском поле ядер^{2/} описываемые счетчики использовались для регистрации фотонов от распада π^0 в ГД С80, в котором 16 счетчиков с поперечным размером радиатора 10×10 см² окружали матрицу 8×8 из счетчиков с размером радиатора $3,8 \times 3,8$ см². При регистрации фотона в большом счетчике, в том случае, когда в соседних с ним счетчиках сигнал отсутствовал, за

координату фотона принимался центр этого счетчика. При наличии сигналов в соседних счетчиках координата определялась с учетом этой информации по форме электромагнитного ливня описанным выше способом.

На энергетическое разрешение больших счетчиков в составе С80 влияло вытекание энергии ливня не только в щели между счетчиками, но и за пределы ГД. На рис.3 приведена инвариантная масса π^0 -мезона для тех случаев, когда один из фотонов регистрировался большими счетчиками. Разрешение составляет $\sigma(m)/m \approx 15\%$.

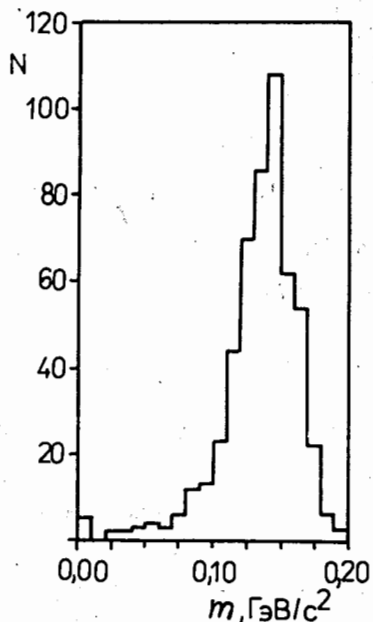


Рис.3. Инвариантная масса двух γ -квантов, один из которых зарегистрирован в большом счетчике С80.

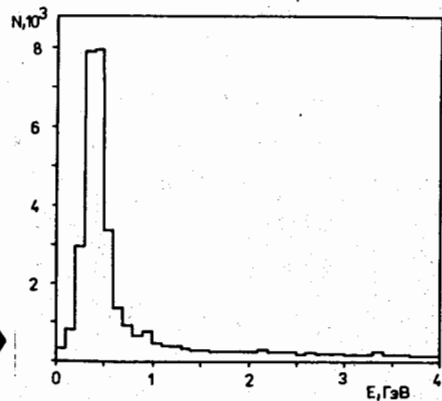


Рис.4. Спектр сигналов от π^- -мезонов в γ -детекторе.

Адронный ливень от π^- -мезона

Набор статистики событий реакции (I) проводился в двух разных сеансах:

- в сеансе I этот процесс изучался в области небольших энергий фотонов параллельно с процессом упругого π^-p -рассеяния^{/3/};
- в сеансе 2 исследовалась область жестких фотонов. Для этого в триггер дополнительно включалось требование энерговыделения в гамма-детекторе > 30 ГэВ.

В сеансе I рассеянный π^- -мезон в большинстве событий попадал в апертуру ГД, оставляя там сигнал, мешающий выделению и обработке сигналов от фотонов. Распределение энерговыделения π^- -мезона в гамма-детекторе приведено на рис. 4. Пик в области 600 МэВ отвечает событиям, в которых при прохождении π^- -мезона через γ -детектор адронный ливень не развивается. Количество событий в этом пике ($\approx 39\%$) соответствует вероятности прохождения π^- -мезоном радиатора счетчика (≈ 1 ядерная длина) без развития ливня. При обработке данных сеанса I отбирались только те события, для которых энерговыделение от π^- -мезона не превышало 800 МэВ, тем самым выделялись события без развития адронного каскада.

В сеансе 2 для обработки были выбраны события, в которых π^- -мезон не попадает в апертуру ГД (2/3 статистики в этом сеансе).

Другая часть событий, в которой от π^- -мезона в γ -детекторе развивался ядерный ливень, использовалась в "технических" целях:

- а) для геометрической привязки γ -детектора к трековой части установки;
- б) при нормировке на процесс упругого π^-p -рассеяния.

Геометрическая привязка γ -детектора к трековой части установки

После выделения кластера, соответствующего адронному ливню от π^- -мезона, зная с точностью ≈ 3 мм координаты точки его попадания в ГД из трековой системы, положение ГД можно уточнить, используя зависимость отношения энерговыделения в двух половинах кластера (по вертикали и по горизонтали) от относительной координаты фотона в счетчике - функция ϵ_x на рис.1. Попавший вблизи границы двух счетчиков π^- -мезон должен давать примерно равные сигналы в них. Из рис.5 видно, что точность метода составляет ≈ 1 мм.

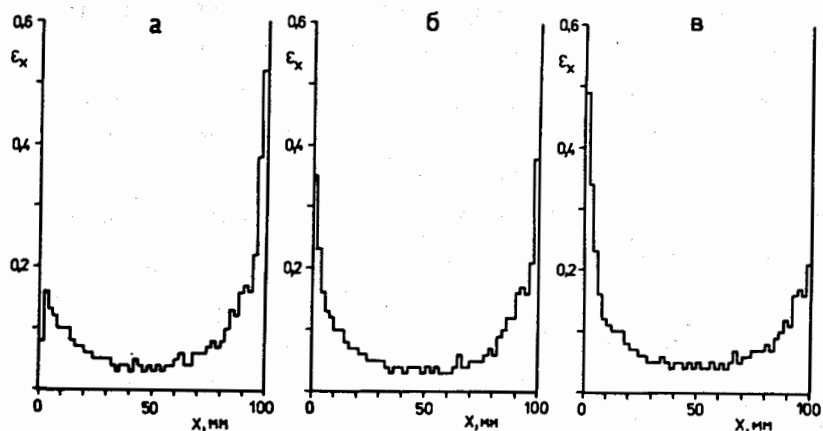


Рис.5. Использование адронного ливня от π^- -мезона для координатной привязки ГД к трековой системе установки. Распределение отношения энерговыделений в двух половинах кластера ϵ_x в случае правильного относительного положения ГД и трековой системы установки (б) и при относительной сдвигке на 1мм влево (а) и вправо (в).

Нормировка на процесс упругого π^-p рассеяния

В сеансе I одновременно с радиационным рассеянием (I) изучался процесс упругого рассеяния π^- -мезонов на протонах. При этом с хорошей точностью было измерено сечение этого процесса^{/3/}, которое хорошо согласуется с данными других экспериментов. Это позволило при вычислении сечения радиационного рассеяния провести нормировку на процесс упругого π^-p рассеяния и, таким образом, избежать ошибок, связанных с неточностью мониторинга.

В сеансе 2 из-за дополнительного триггерного требования регистрировались только те события упругого рассеяния, для которых выполнялось условие $E/p > \epsilon = 0,72$ (E - энерговыделение в ГД, p - импульс π^- -мезона). На рис.6 представлены распределения отношения E/p для упругих событий^х сеанса I и 2. Для нормировки на процесс упругого

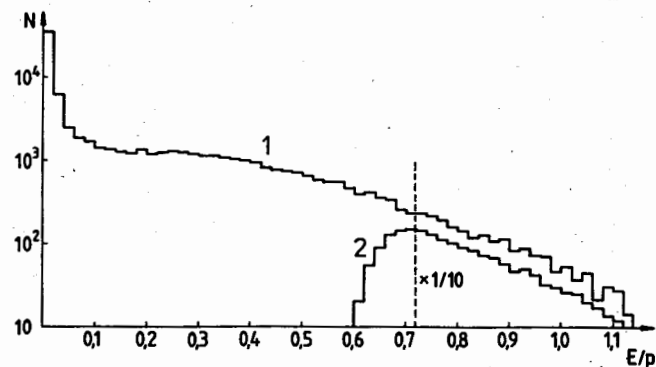


Рис.6. Распределение отношения энерговыделения в гамма-детекторе от π^- -мезона к его импульсу для событий упругого π^-p -рассеяния в сеансах I и 2.

^хУпругие события выделялись в соответствии с кинематикой процесса, как это описано в работе /3/.

π^- -рассеяния в сеансе 2 необходимо знать, в какой части событий этой реакции отклик от π -мезонов в ГД удовлетворял триггерному требованию. С этой целью распределение E/p для событий из сеанса 2 в области $E/p > \epsilon$ фитировалось распределением этой же величины из сеанса 1 в области $E/p > \epsilon + \Delta$. Параметр Δ учитывал возможное несоответствие калибровок γ -детектора в разных сеансах. Другим параметром фита была относительная нормировка двух распределений.

На рис. 7 показано, как изменялся χ^2 такого фита с изменением параметра Δ . В результате аппроксимации этой зависимости параболой было определено наилучшее, с точки зрения метода наименьших квадратов, значение $\Delta = 0,008$ и его погрешность $\sigma_\Delta = 0,01$. (То есть калибровки γ -детектора в разных сеансах согласуются с точностью $\approx 1\%$).

Из распределения E/p сеанса 1 было найдено, что в области

$$E/p > 0,73 \pm 0,01 \quad (3)$$

содержится $(2,85 \pm 0,15)\%$ от полного числа зарегистрированных событий упругого рассеяния. Так как такую же долю полного числа упругих событий составляют упругие события из области (3), зарегистрированные в сеансе 2, то и для этого сеанса появляется возможность провести нормировку на процесс упругого рассеяния при определении сечения процесса (1). При этом результаты расчета сечения для сеансов 1 и 2 согласуются с точностью 5%.

Отделение событий с одним фотоном в ГД от событий с π^0 -мезонами

При исследовании реакции (1) отбирались события, в которых в γ -детекторе (кроме сигнала от π^- -мезона) был только 1 локальный

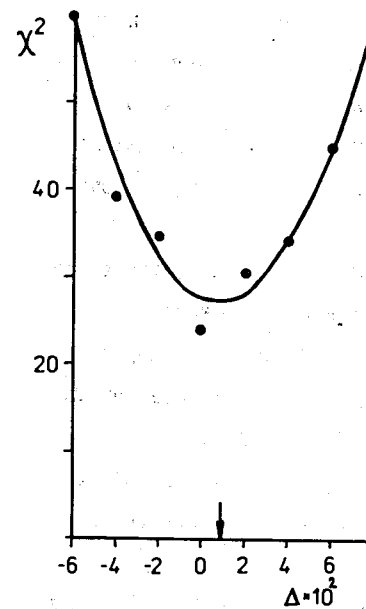


Рис. 7. Зависимость χ^2 фита распределения E/p в сеансе 1 распределением этой же величины в сеансе 2 от Δ -параметра соответствия калибровки γ -детектора в разных сеансах.

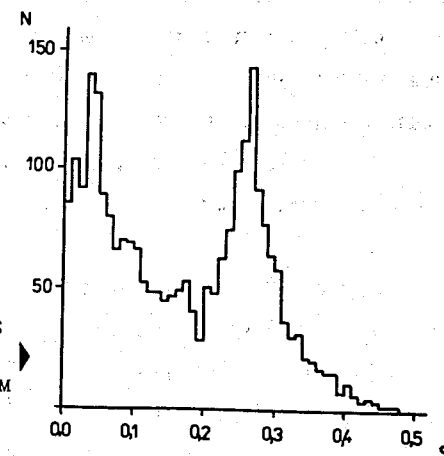


Рис. 8. Распределение величины s /определенной в тексте/ для событий с одним кластером размером $\leq 2 \times 2$ счетчика γ -детектора.

максимум (сработавший счетчик ГД, сигнал в котором больше, чем во всех четырех соседних счетчиках). Требовалось также, чтобы размеры кластера не превышали 2×2 счетчика. Это требование следует из того, что размер счетчиков в γ -детекторе примерно равен поперечному размеру электромагнитного ливня.

Однако среди выбранных таким образом событий реакции (1) в сеансе 2 присутствует примесь событий от фоновых процессов с π^0 в конечном состоянии. В гамма-детекторе с большим размером ячейки два фотона от распада жесткого π^0 могут попасть в соседние счетчики. (Гамма-детектор находился на таком расстоянии от мишени,

что минимальное расстояние между фотонами от распада π^0 с энергией 40 ГэВ составляло ≈ 90 мм). В этом случае в ГД мы имеем кластер 2×2 счетчика, и отделение событий реакции (I) от такого фона представляется невозможным. Тем не менее можно значительно уменьшить примесь фона такого типа среди отбираемых событий реакции (I).

Дело в том, что попадание в соседние счетчики фотонов от распада π^0 соответствует почти минимальному кинематически возможному расстоянию между ними, что, в свою очередь, подразумевает примерное равенство их энергий. В том же случае, когда кластер 2×2 возник от одного γ -кванта, примерное равенство сигналов в двух половинах кластера означает, что фотон попал в узкую область посередине между ними (это следует из формы электромагнитного ливня рис.1).

Количественно эти рассуждения можно выразить с помощью величины S , определенной как

$$S = \epsilon_X(I - \epsilon_X) + \epsilon_Z(I - \epsilon_Z) \quad (4)$$

где ϵ_X, ϵ_Z — определены на Рис.1

На рис.8 приведено распределение S для событий с одним кластером размером $\leq 2 \times 2$ счетчика ГД в сеансе 2. В распределении видны два пика, соответствующие кластерам, образованным одним фотоном (пик при малых значениях S) и двумя фотонами от распада жестких π^0 (пик в области $S \approx 0,25$). На рис.9 приведены распределения величины S для тех случаев, когда происхождение кластера 2×2 заведомо известно: а) для выделенных фотонов от развала η^0 и б) для кластеров, размер которых больше 2×2 , но в которых более 95% энергии содержится внутри области 2×2 счетчика. Из рис.9 видно, что выбор порога $S_{cut} = 0,14$ улучшает соотношение

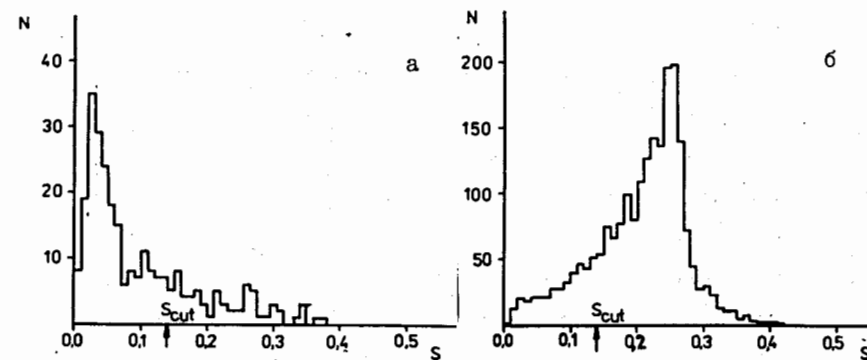


Рис.9. а) Распределение величины S для кластеров в ГД, образованных фотонами от распада $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

б) Распределение величины S для событий с I кластером размером больше, чем 2×2 счетчика ГД, в которых область 2×2 счетчика содержит более 95% энергии кластера.

эффект/фон при отборе γ -квантов в четыре раза (область $S \leq S_{cut}$ содержит 78% кластеров, образованных I фотоном и только 20% кластеров размером 2×2 счетчика с двумя фотонами).

Геометрически требование $S \leq S_{cut}$ запрещает попадание фотонов в область около границы двух счетчиков. Разрешенной остается центральная область, площадь которой при $S_{cut} = 0,14$ составляет ≈ 78 см².

Соответственно, требуя выполнения условия $S \geq S_{cut}$, мы будем преимущественно отбирать события с π^0 -мезонами.

Заключение

В заключение кратко перечислим основные результаты работы.

I). При восстановлении координаты фотона в ГД по форме

электромагнитного ливня и учете координатной зависимости отклика ГД было получено разрешение по инвариантной массе двух фотонов от распада η^0 - мезона $\sigma(m)/m = 5,5\%$.

2). а) Разработана процедура геометрической привязки ГД к трековой части установки с точностью не хуже 1 мм;

б) Описана процедура нормировки на процесс упругого рассеяния при измерении сечения радиационного π -р-рассеяния, позволившая связать измеренные в двух разных сеансах сечения с точностью 5%.

Обе процедуры используют информацию об адронном ливне от π^- -мезонов в ГД.

3) Разработан метод отделения событий с одним γ -квантом от событий с жесткими π^0 -мезонами в ГД. Метод обеспечивает подавление фона событий с π^0 - мезонами в 4 раза при эффективности отбора событий с одним фотоном 78%.

Авторы выражают благодарность всему коллективу сотрудничества Сигма-АЯКС за помощь в работе, а также Ю.М.Антипову, Г.В.Мицельмахеру и С.А.Половникову за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

- /1/ Акопджанов Г.А. и др., препринт ИФВЭ, 82-97, Серпухов 1982
- /2/ Antipov Yu.M. et al. Phys.Rev., 1987, D36, p.21.
- /3/ Антипов Ю.М. и др., препринт ОИЯИ, PI-87-539, Дубна 1987
- Антипов Ю.М. и др., ЯФ, 1988, 48, 1(7), с.138.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1989 года.