

СЗ44.1М

В-555

13/x-69.

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 4598



К.П.Вишневская , А.П.Гаспарян , В.Г.Гришин,
Т.Г.Останевич, В.М.Попова , М.И.Соловьев

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ γ -КВАНТОВ
И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
В ДВУХМЕТРОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ОИЯИ

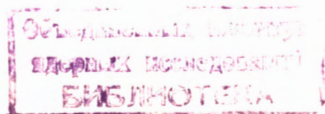
1969

13 - 4598

К.П.Вишневская*, А.П.Гаспарян**, В.Г.Гришин,
Т.Г.Останевич, В.М.Попова*, М.И.Соловьев

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ γ -КВАНТОВ
И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
В ДВУХМЕТРОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ ОИЯИ

-
- * Московский государственный университет.
 - ** Ереванский государственный университет.



8007/2 чр.

1. Эффективность регистрации γ -квантов в камере, наполненной различными жидкостями

Эффективность регистрации γ -квантов в пропановой пузырьковой камере может быть повышена двумя путями:

- а) путем добавления других, более тяжелых жидкостей (фреон, ксенон);
- б) путем размещения пластин из тяжелого металла в рабочем объеме камеры.

В первом случае в зависимости от концентрации смеси уменьшается количество свободного водорода, во втором – количество водорода в рабочем объеме для взаимодействия остается без изменения. Наибольшее распространение получила смесь пропана и фреона. Для определения радиационной длины важно знать плотность рабочей смеси при разных температурах и давлениях. С этой целью нами производилось экспериментальное определение плотности смеси пропана и фреона-13 (CF_3Cl) для двух весовых концентраций: при 25% и 50% фреона ^{/11/}. Точность измерения плотности была лучше 1%.

С точки зрения получения рабочей среды, наиболее эффективно регистрирующей γ -кванты, лучше всего подходит фреон-13 В1 (CF_3Br). Однако его производство в широких масштабах только начинается. Поэтому мы использовали смеси пропана с имеющимся у нас фреоном-13 (CF_3Cl), а оценку рабочих температур для смеси брали из работы ^{/3/}. По своим термодинамическим характеристикам оба фреона-13 близки друг

к другу. Для 25%-ной концентрации (по весу) фреона-13 в смеси с пропаном рабочая температура находится вблизи +48°C, а для 50%-ной концентрации - вблизи +40°C. Радиационная длина для произвольной смеси определяется соотношением

$$\frac{1}{X_0} = \rho \sum \frac{C_i}{X_i} \quad (1)$$

Здесь C_i - весовая концентрация i -той компоненты смеси; X_i - радиационная длина, в г/см², i -той компоненты; ρ и X_0 - плотность, в г/см³, и радиационная длина, в см, для данной смеси.

В табл.1 приведены как экспериментальные, так и вычисленные значения X_0 для некоторых концентраций смесей пропан+фреон при их рабочих температурах.

Таблица 1

Рабочая среда	°C	г/см ³	X_0 , см
Пропан	55	0,43	110
Фреон-13В1 (CF ₃ Br)	24	1,49	11
Фреон-13 (CF ₃ Cl)	0	1,118	24,6
86 объем.% пропана + + 14 объем.% фреона 13В1	50	0,56	50
50 объем.% пропана + + 50 объем.% фреона 13В1	38	0,93	19
75 вес.% пропана + + 25 вес.% фреона-13	48	0,50	78,5
50 вес.% пропана + + 50 вес.% фреона-13	40	0,588	58,5

Данные по смесям пропана с фреоном-13В1 взяты из работы /3/, а для фреона-13 - из работы /5/.

Оценим среднюю эффективность конверсии η одиночного γ -кванта для чистого пропана и его смесей с фреоном-13:

$$\eta = 1 - \exp \{ - \mu(P_\gamma) L \}. \quad (2)$$

Здесь $\mu(P_\gamma)$ - полная вероятность конверсии γ -кванта на радиационной длине, L - потенциальная длина конверсии γ -кванта в радиационных единицах.

Для $P_\gamma > 100$ Мэв/с $\mu(P_\gamma)$ слабо зависит от величины P_γ . Вычисления были проведены для $\mu(P_\gamma) = 0,8$, что соответствует $P_\gamma > 1$ Гэв/с^{8/}.

Было проведено усреднение по азимутальному углу вылета γ -кванта и координатам точек рождения (e^+e^-) в камере. Рабочий объем камеры (210 x 65 x 43) см³. Эффективный объем для конверсии взят равным (160 x 40 x 20) см³.

Область образования γ -квантов выбрана в форме цилиндра длиной 80 см и диаметром 5 см в первой половине камеры.

На рис. 1 приведена зависимость эффективности регистрации γ -кванта от величины угла его вылета θ относительно направления первичной частицы для чистого пропана, чистого фреона, а также для 25%-ной и 50%-ной концентрации фреона-13.

Видно, что при наполнении камеры тяжелыми жидкостями эффективность регистрации γ -квантов может быть существенно повышена, особенно для γ -квантов, вылетающих под малыми углами к направлению первичной частицы.

2. Обработка треков электронов и позитронов по геометрической программе

В пробном эксперименте камера облучалась пучком π^- -мезонов с импульсом 2,73 Гэв/с. Для обработки отбирались случаи, когда в первичную звезду "смотрят" два γ -кванта и более (рис. 2). Таких событий было отобрано 98. Координаты каждого из них измерялись дважды с тем, чтобы после обработки по геометрической программе можно было

отобразить более точное измерение. События обсчитывались по геометрической программе /1/, которая находит для электронов и позитронов P - импульс в точке конверсии, β - азимутальный угол, $\operatorname{tg} \alpha$ - тангенс глубинного угла. Обсчет событий по геометрической программе производился двумя способами.

Дело в том, что в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями очень важно правильно учесть при определении параметров электронов и позитронов кулоновское рассеяние и тормозное излучение. В применяемых в ОИЯИ программах /1,6/ кулоновское рассеяние учитывается одинаковым образом, тормозное излучение по-разному.

В программе /6/ трек аппроксимируется кривой вида

$$y = b_1 + b_2 x + b_3 x^2 + b_4 y^2, \quad (3)$$

в которой $b_3 \neq b_4$. Отношение параметров b_4/b_3 характеризует потери энергии на тормозное излучение.

В программе /1/ тормозное излучение учитывается следующим образом. При интегрировании уравнения движения электрона и позитрона в неоднородном магнитном поле в первом приближении учитываются средние потери на излучение для трека длиной ΔS_i в виде

$$\frac{P_i(1+b)}{X_0 K_\kappa}, \quad (4)$$

где P_i - импульс частицы в начале интервала ΔS_i , $b = 0,014 /10/$, K_κ - характеризует эффективное увеличение радиационной длины. Это увеличение возникает из-за того, что при подсчете средних радиационных потерь вводится ограничение на величину энергии излучаемого γ -кванта, а именно: считается, что на элементе ΔS_i максимальная энергия излученного γ -кванта не превышает κP_i .

В программе /1/ $\kappa = 0,699$. При определении оптимального значения параметров электрона и позитрона учитываются флуктуации тормозного излучения путем введения в матрицу ошибок добавочного члена. Один раз обсчет проводился по геометрической программе /1/, второй

раз учет тормозного излучения производился так, как делалось в работе /6/, причем в качестве первого приближения бралось первое приближение, полученное в программе /1/. Треки электронов и позитронов измерялись в большинстве случаев до замеченного при просмотре или измерениях сброса энергии.

Средние длины, на которых производилось измерение координат l^+ и l^- треков в разных импульсных интервалах, представлены в табл.2 (импульс P находился по программе /1/).

Таблица 2

Интервал импульсов, Мэв/с	0-50	50-100	100-200	200-300	300-400	400-500	500
l , см	7	14	21	31	29	29	30

Зависимость относительной ошибки измерения импульса от длины трека l^+ и l^- представлена на рис. 3 и 4.

Из рисунков видно, что если учитывать тормозное излучение так, как это сделано в работе /6/, то для электрона и позитрона с длиной трека больше 20 см в рассматриваемом диапазоне величины импульсов относительная ошибка приблизительно постоянна и равна $\approx 10\%$. Для этого же диапазона импульсов и длин треков электронов и позитронов, обчисленных по программе /1/, относительная ошибка в измерении импульсов порядка 15-20% и от l практически не зависит. Это объясняется тем, что в программе /1/ в ошибку импульса включены флуктуации тормозных потерь.

В табл.3 представлены результаты сравнения величины импульсов l^+ и l^- : P_2 - импульс, вычисленный по программе /1/, а P_1 - импульс той же частицы, вычисленный по программе работы /6/.

В каждом импульсном интервале была найдена средняя величина разности $\overline{P_1 - P_2}$ со знаком и отношение этой разности к среднему значению импульса для данного интервала. Из таблицы видно, что с увеличе-

нием импульса относительная разница $\frac{\overline{P_1 - P_2}}{P}$ уменьшается и не превышает ошибок измерения. Разница в величинах азимутального угла β тоже лежит в пределах ошибок измерения. Геометрическая программа выдает для каждого трека величины $\frac{\chi_z^2}{N-C}$ и $\frac{\chi_{xy}^2}{N-C}$, которые характеризуют отклонение измеренных точек трека от кривой, подбираемой по программе.

N - число измеренных точек на треке, C - число параметров, определяемых в минимуме χ^2 .

Среднее значение по n трекам $\chi^2 = \frac{\sum \chi_i^2}{n} \frac{N-C_i}{N-C}$ должно равняться единице, т.к. число степеней свободы для χ_i^2 равно $N_i - C$.

Величины $\overline{\chi_z^2}$ и $\overline{\chi_{xy}^2}$ при обсчете по программе /1/ получились равными соответственно $1,52 \pm 0,08$ и $1,34 \pm 0,06$. Те же величины, полученные при учете тормозного излучения, как в /6/, равны:

$$\overline{\chi_z^2} = 2,15 \pm 0,12, \quad \overline{\chi_{xy}^2} = 1,22 \pm 0,08.$$

Таблица 3

Интервал импульсов частиц, Мэв/с	Количество треков	$\overline{P_1 - P_2}$, Мэв/с	$\left \frac{\overline{P_1 - P_2}}{P} \right , \%$
0-50	89	+3,9	- 16
50-100	101	+10,2	- 14
100-200	90	+9,9	- 7
200-300	51	+26,7	- 10
300-500	32	+19,2	- 5
> 500	40	+1,8	- 0,4

3. Определение кинематических параметров γ -квантов

Для определения кинематических параметров γ -квантов была предложена программа 2-3^{/2/}. Эта программа определяет параметры γ -кванта: P , β , $\text{tg } \alpha$ по измеренным P , β , $\text{tg } \alpha$ электрона и позитрона методом максимума правдоподобия. Находится минимум выражения

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\widehat{P_i} - P_{i\varepsilon})^2}{(\Delta P_i)^2}, \quad (5)$$

где $P_{i\varepsilon}$ - экспериментально измеренные P , β , $\text{tg } \alpha$ для электрона и позитрона и β и $\text{tg } \alpha$ для линии, соединяющей точку взаимодействия с точкой конверсии электронно-позитронной пары; $\widehat{P_i}$ - подобранные значения этих же параметров в минимуме χ^2 .

Величины $\widehat{P_i}$ должны удовлетворять трем уравнениям связи без учета отдачи ядра:

- 1) уравнению компланарности,
- 2) закону сохранения энергии,
- 3) закону сохранения поперечных импульсов.

Для γ -квантов второе уравнение связи имеет вид:

$$F_2 = \sqrt{2E_{e^+}E_{e^-} - 2P_{e^+}P_{e^-}\cos\theta_{e^+e^-} + 2m_e^2}. \quad (6)$$

Величина F_2 всегда больше нуля, и минимальное ее значение $\approx 0,7$ Мэв. Таким образом, не может получиться $F_2 = 0$ ни при каких значениях измеренных параметров. Поэтому данное уравнение исключено из функционала.

Оставшиеся два уравнения связи дают возможность установить принадлежность данного γ -кванта к звезде. Следует отметить, что для γ -квантов и эти два уравнения в том виде, в котором они используются для идентификации V^0 -событий (Λ^0 и K^0), не являются точными из-за того, что конверсия γ -кванта происходит в поле ядра. Импульс, переданный γ -квантом ядру, как это показано в^{/7/}, много меньше ошибок измерения и поэтому в программе не учитывается. Средне-

квадратичное значение угла поворота ℓ^+ и ℓ^- относительно первоначального направления полета γ -кванта приведено в /8/.

$$[\overline{\Delta\theta^2}]^{1/2} = q \frac{m_e}{P_{e^+} + P_{e^-}} \ln \frac{P_{e^+} P_{e^-}}{m_e}, \quad (7)$$

где $P_{e^+} + P_{e^-} \approx P_\gamma$, m_e - масса электрона, P_{e^-} - импульс электрона, P_{e^+} - импульс позитрона, q - величина, зависящая от массы ядра и энергии γ -кванта.

Величина среднеквадратичного угла отклонения электрона и позитрона относительно первоначального направления γ -кванта добавляется к ошибкам $\Delta\beta$ и $\Delta\text{tg}\alpha$, полученным после вычислений по геометрической программе, следующим образом:

$$(\Delta\beta_{\text{полн.}})^2 = (\Delta\beta)^2 + \left(\frac{1}{2} \overline{\Delta\theta}\right)^2, \quad (8)$$

$$[(\Delta\text{tg}\alpha)_{\text{полн.}}]^2 = \frac{\left(\frac{1}{2} \overline{\Delta\theta}\right)^2}{\text{Cos}^4\alpha} + (\Delta\text{tg}\alpha)^2. \quad (9)$$

Значение константы q задается в виде таблицы для $Z=10$. Зависимость q от Z /8/ является слабой. Измененная таким образом программа была проверена на экспериментальном материале. 98 событий, в которых в центр звезды "смотрят" два γ -кванта и более, обсчитывались по данной программе. Для 57 случаев оба γ -кванта имели $\chi^2 \geq 11,6$. Такие γ -кванты относились к данной звезде. При таком ограничении на χ^2 отбрасываются 0,5% "хороших" событий χ^2 .

Распределение γ -квантов по χ^2 показано на рис. 5. На этом же рисунке приведена гистограмма теоретического распределения для χ^2

^{x/} В работе /9/ применялся другой критерий для отбора γ -квантов, относящихся к данной звезде, а именно: $\left(\frac{\theta}{\Delta\theta}\right)^2$. Если иметь в виду, что в этом случае будет только одна степень свободы, и ограничиться $\left(\frac{\theta}{\Delta\theta}\right)^2 \leq 7,9$, то из 127 γ -квантов 100 имеют $\left(\frac{\theta}{\Delta\theta}\right)^2 \leq 7,9$ и 97 событий из этих 127 имеют $\chi^2 \leq 11,6$, причем для всех этих γ -квантов $\left(\frac{\theta}{\Delta\theta}\right)^2 \leq 7,9$.

с двумя степенями свободы. Среднее значение χ^2 в этом случае равно: $\overline{\chi^2} = 2,8 \pm 0,3$. Судить о правильности работы программы /1,2/ можно по точности определения массы π^0 -мезона.

Для определения массы π^0 -мезона была вычислена эффективная масса $M(\gamma_1 \gamma_2)$:

$$M(\gamma_1 \gamma_2) = 2 P_1 P_2 (1 - \cos \phi_{12}). \quad (10)$$

Ошибка $\Delta M_1(\gamma_1 \gamma_2)$ в i -том событии

$$(\Delta M_1)^2 = \frac{1}{4} M_i^2 \left[\left(\frac{\Delta P_{\gamma_1}}{P_{\gamma_1}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{\gamma_2}}{P_{\gamma_2}} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

Распределение по $M(\gamma_1 \gamma_2)$ приведено на рис. 6. Кроме событий, которые произошли от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$. Здесь имеются случаи, в которых один из γ -квантов является результатом тормозного излучения другого [$M(\gamma_1 \gamma_2) \approx 0$], а также события, в которых γ -кванты образовались от распада разных π^0 -мезонов. Чтобы избавиться от фоновых событий, был применен критерий минимального угла разлета γ -квантов, образующихся при распаде π^0 -мезонов.

Известно, что

$$\phi_{\min} = 2 \arctg \frac{M_{\pi^0}}{P_{\pi^0}}. \quad (12)$$

Случаи, для которых угол разлета γ -квантов был меньше $\phi_{\min} - \Delta \phi$, где

$$\Delta \phi = \frac{2 M_{\pi^0} \Delta P_{\pi^0}}{M_{\pi^0}^2 + P_{\pi^0}^2}, \quad (13)$$

отбрасывались как фоновые.

Распределение по эффективной массе для оставшихся событий приведено на рис. 7. При определении среднего значения массы π^0 -мезона рассматривались случаи, массы которых лежат в пределах от 100 до 175 Мэв, что соответствует $3\sigma_{M_1}$. Значение $M(\gamma_1 \gamma_2)$ каждого случая было взято с весом.

Принималось, что вес

$$g_i \approx \frac{1}{(\Delta M_i)^2}, \quad (14)$$

тогда

$$\overline{M}_{\pi^0} = \frac{\sum g_i M_i}{\sum g_i}.$$

Ошибка среднего значения массы π^0 -мезона определялась по формуле

$$\sqrt{\sigma_{M_{\pi^0}}^2} = \sqrt{\frac{\sum g_i^2 (\Delta M_i)^2}{(\sum g_i)^2}}.$$

Ошибка распределения по массе $M(\gamma_1 \gamma_2)$

$$\sqrt{\sigma_{M_1}^2} = \sqrt{\frac{\sum g_i (M_{\pi^0} - M_i)^2}{\sum g_i}}.$$

Получено:

$$\overline{M}_{\pi^0} = (132 \pm 7) \text{ МэВ},$$

где $\frac{\sigma_{M_1}}{M_{\pi^0}} = 17\%$.

Значение массы π^0 -мезона хорошо согласуется с табличными данными, что позволяет сделать вывод о корректности геометрической программы для электронов и позитронов и о возможности применения программы /2/ с двумя уравнениями связи для восстановления кинематических параметров γ -квантов.

Авторы выражают благодарность Нгуену Дин Ты, Е.Н. Кладнищкой, А.Э. Йеник, В.Н. Пеневу, А.А. Кузнецову, В.И. Морозу за полезные обсуждения, а также лаборанту В.С. Ваксиной за проведение всей технической части этой работы и лаборанту Л. Гончаровой, проделавшей все измерения.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Р. Маркова и др. Препринт ОИЯИ, Р10-3768, Дубна, 1968.
2. А.Ф. Лукьянцев и др. Препринт ОИЯИ, Р-1982, Дубна, 1965.
3. M.Bloch, A.Lagarique et al. Rev.Sci.Instr., 32, 1302 (1962).
4. Г. Блинов и др. ЖЭТФ, 32, 1572 (1957).
5. Ю.А. Будагов и др. Препринт ОИЯИ, 2668, Дубна, 1966.
6. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения, стр.294. ИЛ, Москва, 1956.
7. Б. Росси. Частицы больших энергий. Госуд. изд-во технико-теоретической литературы, Москва, 1955, стр. 107.
8. Г. Гришин и др. Препринт ОИЯИ, Р-2277, Дубна, 1965.
9. Д. Мензел. Основные формулы физики, ИЛ, Москва, 1957.
10. А.П. Гаспарян. Дипломная работа, Дубна, ОИЯИ, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 июля 1969 года.

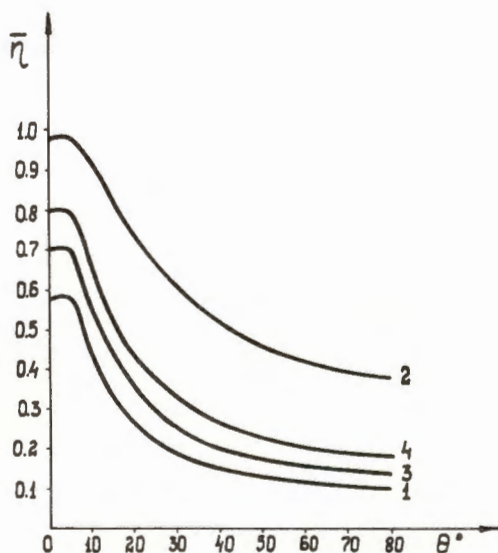


Рис.1. Зависимость эффективности регистрации одиночных γ -квантов от θ -угла вылета γ -квантов относительно направления первичной частицы. 1 - в чистом пропане, 2 - в чистом фреоне-13; 3 - в смеси пропана и 25% фреона-13; 4 - в смеси пропана и 50% фреона-13.

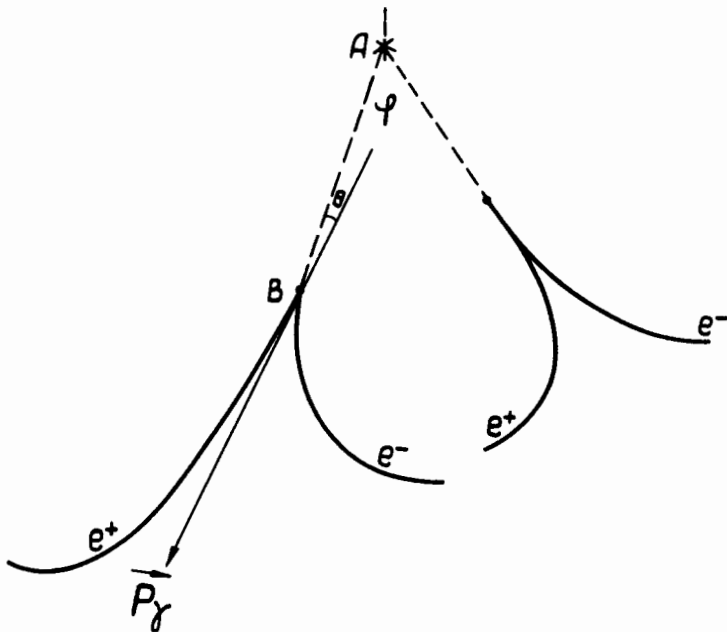


Рис.2. ϕ - угол разлета γ - квантов, θ - угол между линией, соединяющей вершину взаимодействия с вершиной (e^+e^-) - пары, и импульсом γ - кванта.

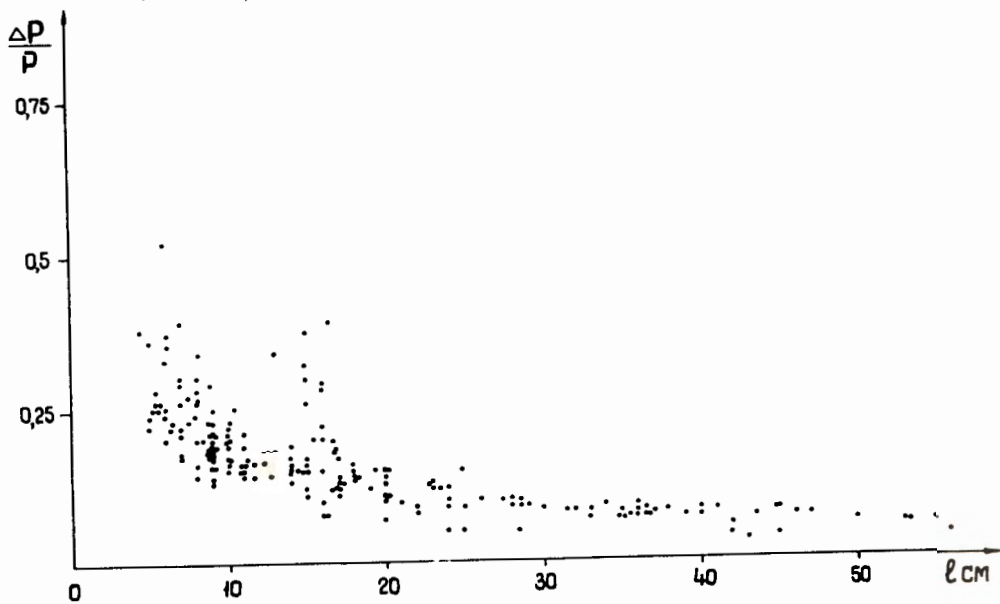


Рис.3. Зависимость $\frac{\Delta P}{P}$ от длины измеренного трека. События обчитывались по программе Δl , учет тормозного излучения производился так же, как в [6].

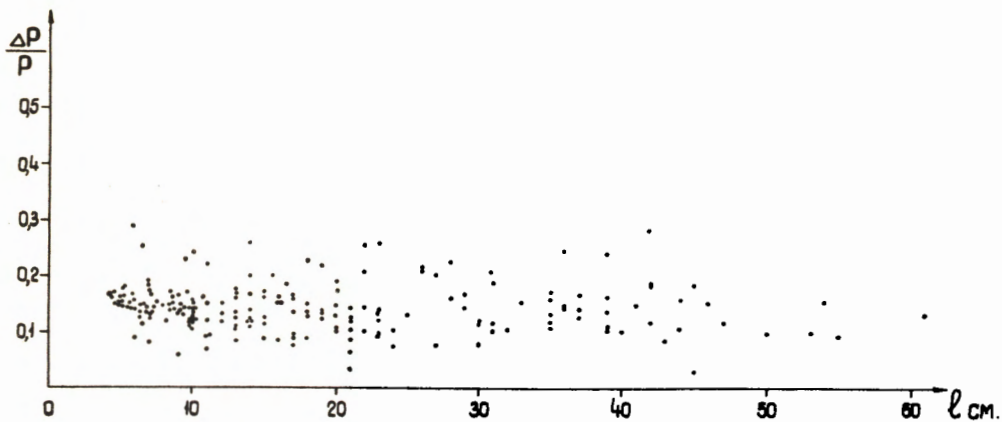


Рис.4. Зависимость $\frac{\Delta P}{P}$ от длины измеренного трека l . События обсчитывались по программе /1/.

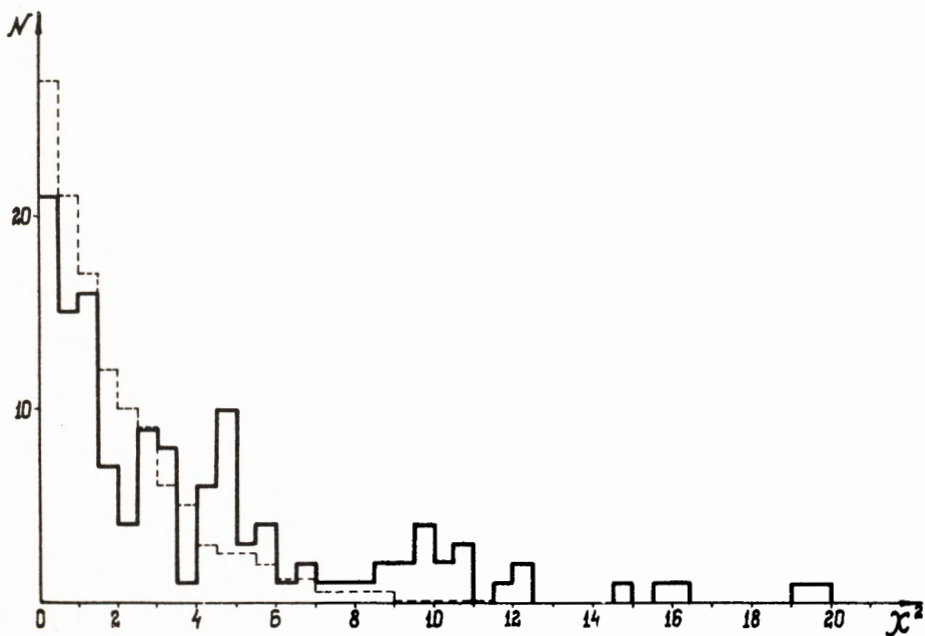


Рис.5. Распределение γ -квантов по χ^2 . Сплошной линией изображена экспериментальная кривая, пунктиром - теоретическое χ^2 -распределение с двумя степенями свободы.

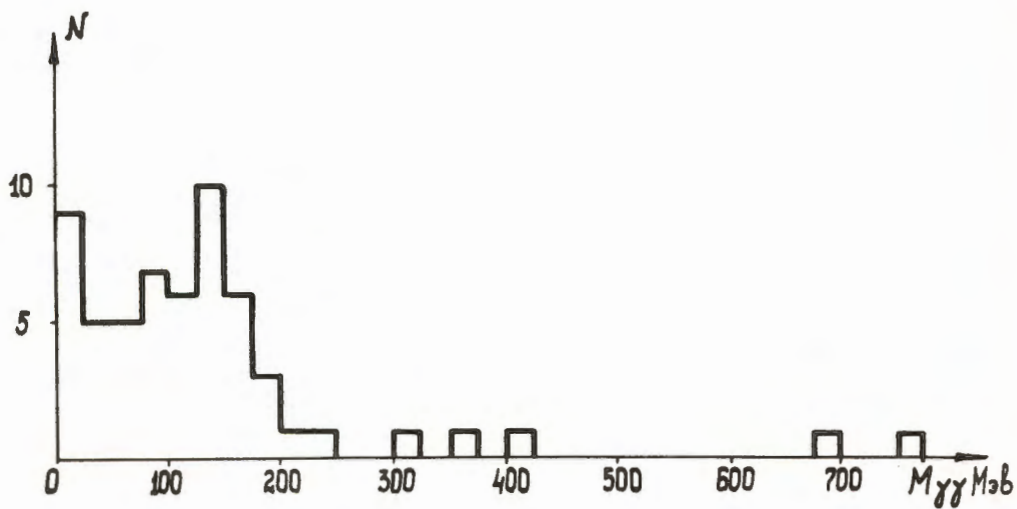


Рис.6. Распределение событий по $M(\gamma_1\gamma_2)$.

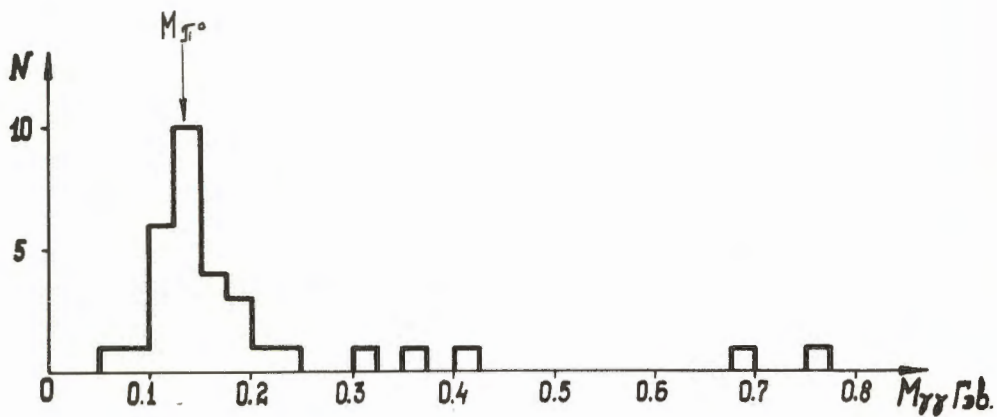


Рис.7. Распределение событий по $M(\gamma_1\gamma_2)$ после вычета фона.