



Научно-исследовательское учреждение
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

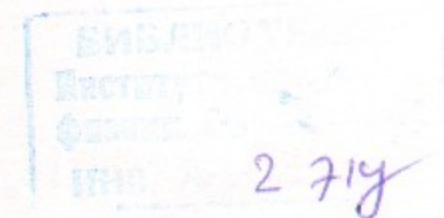
A. 95

Ш.Ж. Ахмадалиев, Г.Я. Кезерашвили,
С.Г. Клименко, В.М. Малышев, А.Л. Масленников,
А.М. Милов, Н.Ю. Мучной, В.С. Панин,
С.В. Пелеганчук, Г.Э. Поспелов, Л.В. Романов,
Ю.А. Тихонов, А.Г. Шапов

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИССЛЕДОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНЫХ
ПРОЦЕССОВ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

ИЯФ 2001-81

<http://www.inp.nsk.su/publications>



Новосибирск
2001

✓

Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН

Ш.Ж. Ахмадалиев, Г.Я. Кезерашвили, С.Г. Клименко,
В.М. Малышев, А.Л. Масленников, А.М. Милов,
Н.Ю. Мучной, В.С. Панин, С.В. Пелеганчук,
Г.Э. Поспелов, Л.В. Романов,
Ю.А. Тихонов, А.Г. Шамо

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИССЛЕДОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

ИЯФ 2001- 81

Новосибирск

2001

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ИССЛЕДОВАНИЮ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

Ш.Ж. Ахмадалиев, Г.Я. Кезерашвили, С.Г. Клименко,
В.М. Малышев, А.Л. Масленников, А.М. Милов,
Н.Ю. Мучной, В.С. Панин, С.В. Пелеганчук,
Г.Э. Поспелов, Л.В. Романов,
Ю.А. Тихонов, А.Г. Шамо

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск, Российская Федерация

Аннотация

В 1995-1996 гг. в ИЯФ им. Будкера СО РАН был проведен эксперимент по исследованию нелинейных процессов квантовой электродинамики в кулоновском поле ядра – дельбрюкковского рассеяния и процесса расщепления фотона – в области энергий фотона $120 \div 450$ МэВ. Процесс расщепления фотона впервые наблюдался экспериментально. Зависимость сечения дельбрюкковского рассеяния от величины переданного ядру импульса была измерена с точностью на порядок лучшей, чем в предыдущих экспериментах. В работе подробно описана методика подготовки и проведения эксперимента.

©Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

Оглавление

1	Введение	4
2	Схема эксперимента	6
2.1	Источник меченых фотонов	7
2.2	Канал формирования пучка γ -квантов	9
2.3	Выбор материала для мишени. Сечения процессов взаимодействия фотонов с веществом мишени. Ожидаемое число зарегистрированных событий. Выбор оптимальной толщины мишени. Мишень и поглотитель фотонов	11
2.4	Детектор фотонов – калориметр на основе жидкого криптона	15
3	Триггер	16
4	Определение количества меченых фотонов, упавших на мишень	28
5	Процедура установки периферийных устройств для формирования пучка γ -квантов	31
6	Результаты	34
6.1	Основные классы событий	34
6.2	Алгоритм восстановления событий с одним и двумя фотонами в конечном состоянии. Эффективность реконструкции.	38
6.3	Измерение ослабления пучка фотонов мишенью.	41
6.4	Влияние неэффективности элементов аппаратуры на число событий с фотонами, рассеянными вне поглотителя фотонов	45
7	Заключение	48

1. Введение

Процессы нелинейной квантовой электродинамики (рассеяние света на свете, расщепление фотона, дельбрюксовское рассеяние) имеют маленькие сечения, что затрудняет их экспериментальное наблюдение. Поэтому получение достоверных данных по этим процессам стало возможным только с недавнего времени, благодаря прогрессу экспериментальной техники. На Рис. 1 представлены диаграммы Фейнмана для дельбрюксовского рассеяния (а) и расщепления фотона (б).

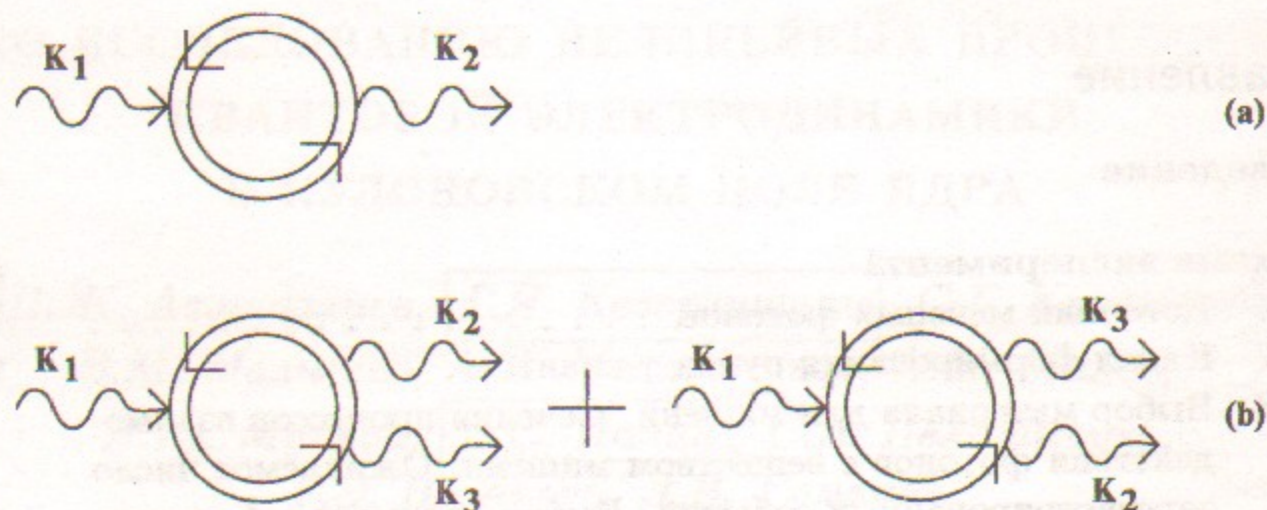


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана (в представлении Фарри) дельбрюксовского рассеяния (а) и расщепления фотона (б). Двойные линии обозначают функцию Грина электрона в кулоновском поле.

Дельбрюксовским рассеянием называется процесс упругого рассеяния фотона в кулоновском поле ядра.

Расщеплением фотона называется процесс рассеяния в кулоновском поле ядра, когда фотон расщепляется на два фотона, сумма энергий которых равна энергии начального фотона. Этот процесс запрещен в классической линейной электродинамике, но возможен в релятивистской квантовой теории. Фазовый объем процесса отличен от нуля только в присутствии внешнего поля (в нашем случае - кулоновского поля ядра) и можно сказать, что процесс возможен благодаря поляризации вакуума. При $\omega_1 \gg m_e$ основная доля сечения процесса расщепления лежит в области $|q^2| \ll m_e^2$ (где ω_1 - энергия начального фотона, m_e - масса электрона, q - величина переданного ядру импульса), и его наблюдение почти эквивалентно наблюдению процесса рассеяния света на свете. Прямой эксперимент по рассеянию света на свете затруднен малостью сечения и трудностями получения низкофоновых фотонных пучков. Перечисленные выше особенности процесса расщепления фотона вызывают

повышенный интерес к нему как со стороны теоретиков (первая работа [1] вышла еще в 1935 году), так и со стороны экспериментаторов [2],[3],[4].

При низких энергиях $\omega_1 \lesssim 0.1 \cdot m_e$, сечение процесса расщепления фотона мало [5]:

$$\sigma_{unscr} \simeq 8 \cdot 10^{-5} \alpha^3 Z^2 r_e^2 \left(\frac{\omega_1}{m_e}\right)^6 \quad (1)$$

где $\alpha \simeq 1/137$ - постоянная тонкой структуры, Z - заряд ядра и r_e - классический радиус электрона.

При высоких энергиях $\omega_1 \gg m_e$, в случае отсутствия экранировки поля ядра электронной оболочкой атома, сечение процесса расщепления фотона логарифмически растет с энергией [5]:

$$\sigma_{unscr} \simeq 0.7 \alpha^3 Z^2 r_e^2 \ln\left(\frac{\omega_1}{m_e} - 2.115\right) \quad (2)$$

Учет экранировки приводит к появлению зависящего от заряда ядра Z формфактора. При увеличении ω_1 полное сечение расщепления перестает зависеть от энергии:

$$\sigma_{scr} \simeq 0.7 \alpha^3 Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3}) \quad (3)$$

Основная доля сечения при этом лежит в малых углах $\theta_2, \theta_3 \simeq 1/\gamma = m_e/\omega_1$.

В 1973 году в DESY проводился эксперимент по наблюдению дельбрюксовского рассеяния фотонов в диапазоне энергий 1.7-6.3 ГэВ. Эксперимент проводился на тормозном пучке и регистрировался только один фотон в конечном состоянии. Избыток событий с $E_\gamma = 0.87 E_{max}$ пучка авторы приписали процессу расщепления фотона [3]. В работах [6] и [7] было показано, что ожидаемое сечение процесса расщепления лежит на два порядка ниже наблюдаемого и существует фоновый процесс тормозного излучения при рождении пары на ядре, неучтенный авторами в [3], который и объясняет избыток фотонов.

В 1995-1996 годах в ИЯФ СО РАН на установке РОКК-1М [8] проводился эксперимент, целью которого было первое наблюдение процесса расщепления фотона и измерение сечения дельбрюксовского рассеяния с высокой точностью.

2. Схема эксперимента

Рассмотрим характерные особенности процесса расщепления фотона в кулоновском поле ядра с точки зрения постановки эксперимента с мишенью на выведенном пучке γ -квантов.

- Сечение процесса мало; оно логарифмически растёт с энергией и выходит на константу при энергиях фотонов порядка нескольких МэВ.
- Углы разлета конечных фотонов по отношению к направлению импульса начального фотона малы ($\sim m_e/\omega_1$).
- Начальные и конечные частицы нейтральные, тогда как в большинстве фоновых процессов присутствуют заряженные частицы.
- Выполняется баланс между энергией начального фотона и суммарной энергией конечной пары фотонов.

Для набора достаточной статистики необходима высокая интенсивность начального пучка γ -квантов с энергиями в сотни МэВ, но при этом желательно, чтобы пучок формировался из одиночных γ -квантов, так как одновременный приход двух или более γ -квантов может создавать комбинаторный фон. Так как основная часть сечения процесса расщепления лежит в области малых углов вылета конечных фотонов, то еще одним необходимым условием является малость поперечного размера и угловой расходимости начального пучка γ -квантов, которая может быть обеспечена эффективной системой коллиматоров. При этом доля срабатываний триггера от прямого попадания в детектор γ -квантов из начального пучка, не взаимодействовавших в мишени, не должна быть слишком велика. Для этого нужно либо установить перед детектором фотонов поглотитель, либо создать нечувствительную зону в области прохождения нерассеянного пучка. Для определения абсолютной величины сечения необходимо измерять число упавших на мишень γ -квантов и их энергетический спектр.

Поскольку отношение вероятностей процесса расщепления фотона на мишени и фоновых процессов составляет величину порядка 10^{-5} , основной проблемой является подавление фона. При энергиях фотона $\omega_1 \gg m_e$ основным фоновым процессом в мишени является конверсия в электрон-позитронную пару с последующим тормозным излучением этой парой фотонов большой энергии. Следующим фоновым процессом является двойной эффект Комптона на атомных электронах мишени ($\gamma e \rightarrow \gamma \gamma e$). Значительно подавить вклад этих и других фоновых процессов можно с помощью измерения выделенной в мишени энергии, т.е. мишень должна

быть "активной", с низким порогом и высокой эффективностью регистрации для заряженных частиц. Её высокое быстродействие должно обеспечить эффективное подавление фона уже на уровне триггера.

Следующее сильное требование для подавления фона — это контроль равенства энергии в начальном и конечном состоянии. Кроме хорошего энергетического разрешения, детектор фотонов должен обеспечивать высокую эффективность регистрации и хорошее разделение событий с одним и двумя фотонами в конечном состоянии, а также измерение их координат. Это необходимо для разделения событий дельбрюковского рассеяния и расщепления фотона и проверки соответствия кинематики этих процессов теоретическим предсказаниям.

На Рис.2 изображена принципиальная схема эксперимента по изучению расщепления фотона в кулоновском поле ядра, который проводился на пучке меченых γ -квантов установки РОКК-1М. Сходная схема постановки эксперимента по расщеплению фотона была предложена в 1991 году в работе [4].

Следует отметить, что предложенная схема эксперимента по расщеплению фотона позволяет параллельно измерить дифференциальное сечение процесса дельбрюковского рассеяния фотонов в диапазоне углов рассеяния $2.4 \div 20$ мрад (ограниченном снизу размером поглотителя фотонов, а сверху апертурой координатной системы детектора фотонов). Хорошее согласие результатов данного эксперимента для процесса дельбрюковского рассеяния фотонов с теоретическими расчётами, выполненными с высокой точностью ($\sim 0.5\%$) [9], подтверждает правильность выбранной экспериментальной методики.

Ниже приводится подробное описание отдельных элементов аппаратуры.

2.1. Источник меченых фотонов

Пучок высокоэнергетичных фотонов получался путем обратного комптоновского рассеяния (ОКР) лазерных фотонов на электронном пучке коллайдера ВЭПП-4М [8],[10]. В эксперименте использовался Nd:YAG лазер, работающий в непрерывном режиме, с длиной волны излучения 1.064 мкм (энергия фотона $\omega_0=1.165$ эВ). Энергия электронного пучка $\epsilon=5.25$ ГэВ. Граница спектра комптоновских γ -квантов ω_{max} составляла 451 МэВ. Область электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) сформирована в центре прямолинейной части экспериментального промежутка коллайдера ВЭПП-4М. Угловая расходимость пучка γ -квантов определяется угловым распределением процесса ОКР и усредненными по

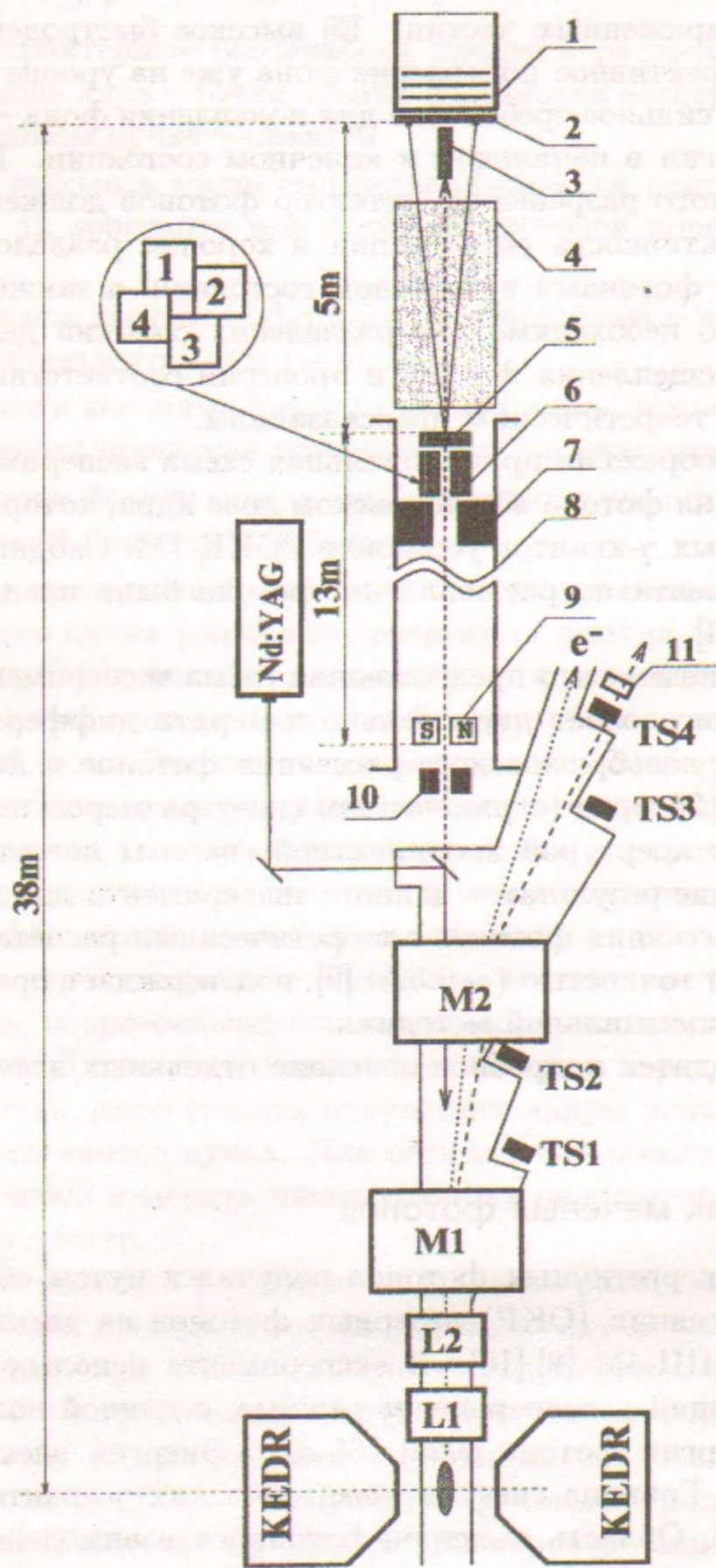


Рис. 2: Схема эксперимента по расщеплению фотона.

ОЭФВ угловыми разбросами в электронном пучке, которые составляют $\sigma'_z \simeq 0.15$ мрад (вертикальный) и $\sigma'_x \simeq 0.5$ мрад (горизонтальный).

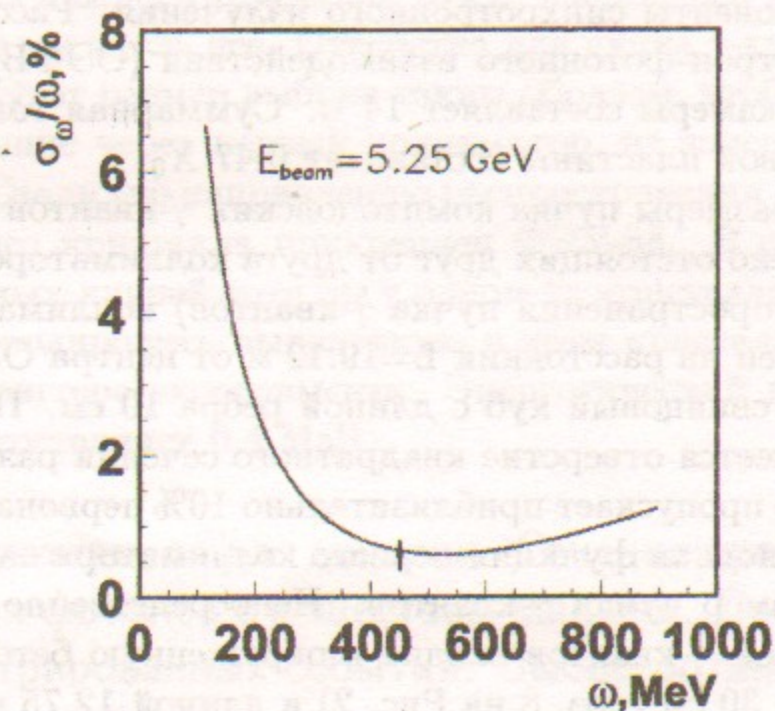


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения системы регистрации рассеянных электронов от энергии фотона. Кривая – расчёт, точка – измерение по ширине края комптоновского спектра.

Для определения энергии начального фотона использовалось мечение. Энергия, потерянная электроном пучка при рассеянии, измерялась с помощью модуля TS4 системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР (СРРЭ) [11], энергетический диапазон которого при энергии электронного пучка в ВЭПП-4М 5250 МэВ составляет (120–750 МэВ). Зависимость разрешения системы мечения (СМ) от энергии γ -кванта представлена на Рис. 3. Таким образом формировался пучок меченых комптоновских γ -квантов в диапазоне энергий от 120 МэВ до 450 МэВ. Непосредственно за СМ расположен сцинтилляционный счетчик (поз. 11 на Рис. 2) размером 25×25 см. Его назначение — сформировать быстрый сигнал при наличии в СМ трека от рассеянного электрона.

2.2. Канал формирования пучка γ -квантов

Пучок γ -квантов выходит из вакуумной камеры коллайдера ВЭПП-4М через фланец из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Внутри вакуумной

камеры, непосредственно перед выходным фланцем, расположено кварцевое зеркало для ввода лазерного пучка толщиной 5 мм, под углом 45° к оси пучка γ -квантов. После выходного фланца установлена пластинка из свинца толщиной 2 мм для защиты последующих элементов канала от жесткой компоненты синхротронного излучения. Расстояние от центра области электрон-фотонного взаимодействия (ОЭФВ) до выходного окна вакуумной камеры составляет 14 м. Суммарная толщина зеркала, фланца и свинцовой пластины составляет $0.47 X_0$.

Поперечные размеры пучка комптоновских γ -квантов задаются с помощью двух далеко отстоящих друг от друга коллиматоров. Первый (по направлению распространения пучка γ -квантов) коллиматор (поз. 10 на Рис. 2) расположен на расстоянии $L=19.12$ м от центра ОЭФВ. Он представляет из себя свинцовый куб с длиной ребра 10 см. По оси пучка γ -квантов в нем имеется отверстие квадратного сечения размером 4×4 мм. Этот коллиматор пропускает приблизительно 10% первоначального потока γ -квантов. Основная функция первого коллиматора — сформировать необходимый размер пучка γ -квантов. Непосредственно после первого коллиматора пучок γ -квантов входит в окруженную бетоном железную трубу диаметром 30 см (поз. 8 на Рис. 2) и длиной 12.75 м.

Далее, на расстоянии $L=20.34$ м от центра ОЭФВ, внутри трубы, расположен постоянный магнит (поз. 9 на Рис. 2) с поперечным (по отношению к траектории распространения пучка γ -квантов) горизонтальным магнитным полем $H=550$ Гс. Он имеет длину 50 см и апертуру 11.4 см по вертикали и 12.2 см по горизонтали. Магнит предназначен для подавления примеси заряженных частиц в пучке γ -квантов. Заряженные частицы в пучке есть следствие электромагнитных ливней, образующихся при взаимодействии γ -квантов с веществом вдоль траектории пучка: преимущественно на выходном окне вакуумной камеры и стенках первого коллиматора. Отклонение электрона с энергией 450 МэВ на базе 12 м (расстояние от магнита до последнего коллиматора) превышает 20 см, т.е. магнит практически полностью убирает примесь заряженных частиц в пучке.

В конце трубы расположен дополнительный коллиматор, почти полностью перекрывающий апертуру трубы (поз. 7 на Рис. 2). Он имеет длину 30 см и представляет собой каркасную конструкцию из железа, заполненную дробью и свинцовыми блоками. В его центре имеется отверстие диаметром 25 мм. Пучок входит в коллиматор на расстоянии 32.30 м от центра ОЭФВ. Назначение дополнительного коллиматора — подавить электромагнитные ливни в большом телесном угле, а кроме того, защитить от них расположенный сразу же за дополнительным коллиматором

активный коллиматор.

Второй, активный, коллиматор (поз. 6 на Рис. 2) образован четырьмя кристаллами ВГО (германат висмута $Bi_4Ge_3O_{12}$), как показано на фрагменте на Рис. 2. Он расположен на расстоянии 32.62 м от центра ОЭФВ. Размеры каждого кристалла 25×25 мм поперек траектории пучка γ -квантов и 150 мм вдоль нее. Отверстие для пучка γ -квантов имеет размеры 9×9 мм. Этот размер выбран таким образом, чтобы γ -кванты, свободно пролетевшие через первый коллиматор, не задевали кристаллы ВГО коллиматора. Сзади (по направлению распространения пучка γ -квантов) к торцу каждого кристалла прикреплен ФЭУ-58. В случае появления электромагнитных ливней хотя бы в одном из кристаллов, сигнал с ФЭУ позволяет контролировать выделенную в этом кристалле энергию и используется в триггере эксперимента. Энергетический порог на каждом из кристаллов составляет 0.4 МэВ.

2.3. Выбор материала для мишени. Сечения процессов взаимодействия фотонов с веществом мишени. Ожидаемое число зарегистрированных событий. Выбор оптимальной толщины мишени. Мишень и поглотитель фотонов

При выборе материала для мишени следует принять во внимание зависимость от заряда ядра Z сечений процессов расщепления фотона ($\sim Z^2$) и дельбрюковского рассеяния ($\sim Z^4$), а также основных фоновых процессов — рождения электрон-позитронных пар ($\sim Z^2$) и комптон-эффекта на электронах атомной оболочки ($\sim Z$). Для материала с большим Z значительно улучшается отношение эффекта к фону для процесса дельбрюковского рассеяния. Поэтому, а также чтобы максимально подавить вклад процессов, в которых при взаимодействии γ -квантов с веществом рождаются заряженные частицы, в качестве материала мишени был выбран ВГО — тяжёлый скнтиллятор.

Пусть s — координата вдоль мишени по ходу пучка ($s=0$ соответствует началу, $s=l$ концу мишени). При распространении фотонного пучка вглубь мишени из-за взаимодействия фотонов с веществом происходит ослабление интенсивности пучка. Вероятность для фотона с энергией ω пролететь без взаимодействия интервал $[0, s]$ и испытать в интервале $[s, s+ds]$ взаимодействие вида "eff" (например, "дельбрюковское рассеяние, при котором конечный фотон попадает в регистрируемый в эксперименте диапазон углов вылета", при этом $\frac{1}{\lambda_{eff}(\omega)}$ — соответствующее видимое макроскопическое сечение, см. ниже формулу (9))

есть

$$dw_{eff} = \exp\left(-\frac{s}{\lambda(\omega)}\right) \cdot \frac{ds}{\lambda_{eff}(\omega)}, \quad (4)$$

где $\frac{1}{\lambda(\omega)}$ – обратная длина свободного пробега (или *полное* макроскопическое сечение). Она равна сумме обратных длин взаимодействия по всем процессам, возможным при данной энергии фотона.

$$\frac{1}{\lambda(\omega)} = \sum_i \frac{1}{\lambda_i(\omega)}, \quad (5)$$

Обратная длина взаимодействия для конкретного процесса выражается через концентрации составляющих вещество частиц и соответствующие полные сечения:

$$\frac{1}{\lambda_i(\omega)} = \sum_j n_i^j \sigma_i^j(\omega), \quad (6)$$

n_i^j – число частиц вида j , участвующих во взаимодействии типа i с фотоном, в единице объема вещества.

$\sigma_i^j(\omega)$ – полное сечение взаимодействия типа i фотона с частицей вида j . Пусть например $i=1$ соответствует процессу рождения пар в Кулоновском поле ядра, тогда n_1^1 будет соответствовать концентрации ядер висмута, n_1^2 – ядер германия и т.д. Если случай $i=2$ отвечает комптоновскому рассеянию на электронах атомных оболочек, n_2 соответствует концентрации электронов.

На Рис. 4 представлены зависимости от энергии полного (а) и видимого (б) сечения процессов для γ -квантов в ВГО мишени. Кривая для видимого сечения комптоновского рассеяния построена без учёта подавления за счёт регистрации энергодвыделения в мишени электрона отдачи. При рассеянии фотона в диапазоне углов $\vartheta = 2.4 \div 20$ кинетическая энергия электрона T_e

$$T_e \simeq \frac{(\omega \cdot \vartheta)^2}{2 \cdot m_e} \quad (7)$$

всегда больше порога в мишени (150 кэВ). Поэтому только фотоны, рассеявшиеся на конце мишени в слое толщиной ~ 0.1 мм будут давать вклад при наличии подавления заряженных частиц. Итоговый вклад комптоновского рассеяния в мишени будет более чем на два порядка меньше показанного на Рис. 4. Сравнимый с рассеянием в мишени вклад даёт рассеяние на воздухе до и после мишени.

Ниже показано, как учесть ослабление потока γ -квантов в мишени и оптимально выбрать её толщину.

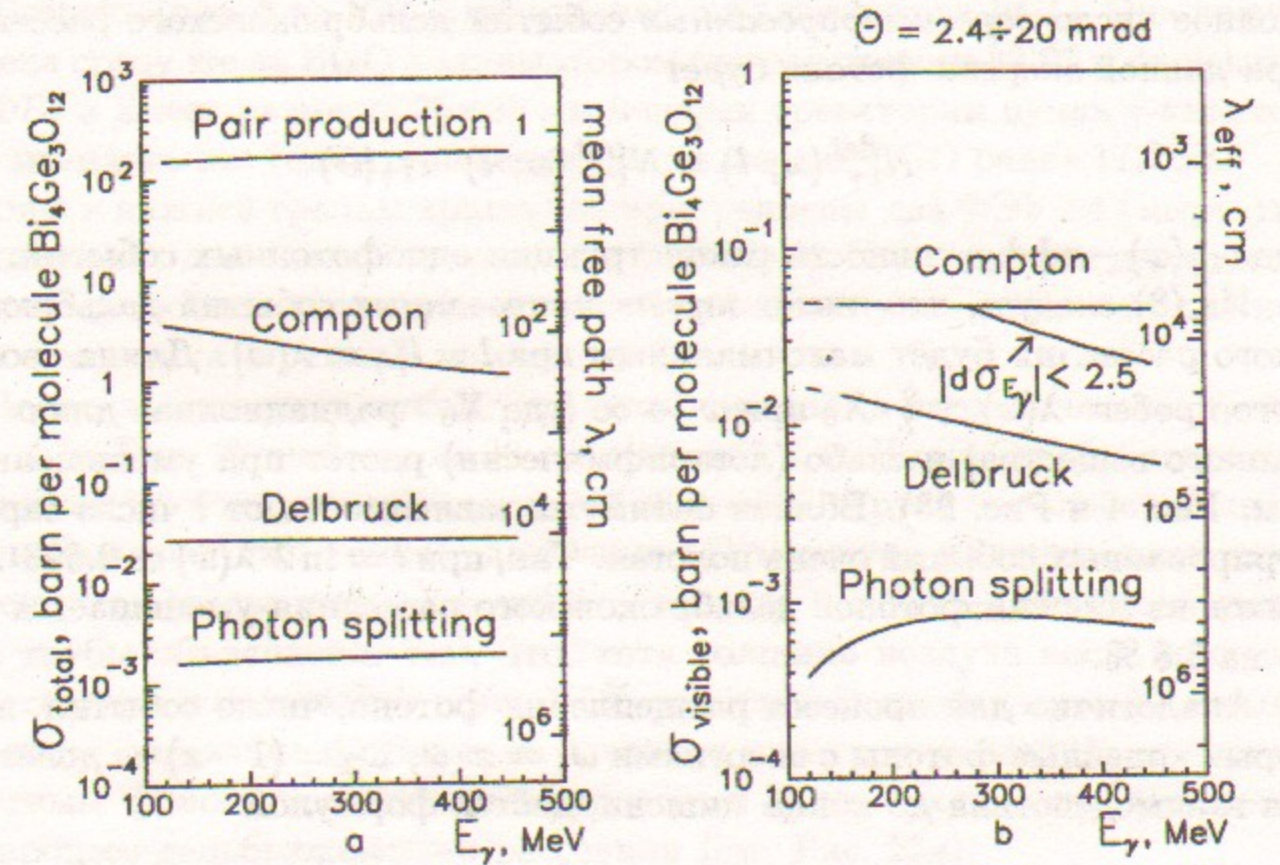


Рис. 4. Зависимость от энергии полного (а) и видимого (б) сечения процессов для γ -квантов в ВГО мишени (барн на молекулу $Bi_4Ge_3O_{12}$). Для процесса комптоновского рассеяния нижняя кривая построена при условии, что энергия, уносимая электроном отдачи, не превышает 2.5σ разрешения калориметра

Число событий, в которых фотон испытывает дельбрюковское рассеяние внутри мишени и больше не взаимодействует с веществом до конца мишени даётся интегралом от (4):

$$\begin{aligned} N_{1\gamma}^{out}(\omega; l) &= N_0 \int_0^l \exp\left(-\frac{s}{\lambda(\omega)}\right) \exp\left(-\frac{l-s}{\lambda(\omega)}\right) \cdot \frac{ds}{\lambda_{Delb}^*(\omega)} = \\ &= N_0 \frac{l}{\lambda_{Delb}^*(\omega)} \exp\left(-\frac{l}{\lambda(\omega)}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь N_0 – число начальных фотонов,

$$\frac{1}{\lambda_{Delb}^*(\omega)} = \sum_j n^j \sigma_{Delb vis}^j(\omega), \quad (9)$$

где n^1, n^2, n^3 – число ядер висмута, германия и кислорода в 1 см^3 ВГО, $\sigma_{Delb vis}^j(\omega)$ – видимое сечение дельбрюковского рассеяния на одном ядре.

Полное число *зарегистрированных* событий дельбрюковского рассеяния при данной энергии фотона будет

$$N_{1\gamma}^{\text{det}}(\omega; l) = N_{1\gamma}^{\text{out}}(\omega; l) \cdot \epsilon_{1\gamma}(\omega) \quad (10)$$

где $\epsilon_{1\gamma}(\omega)$ – эффективность реконструкции однофотонных событий.

Из (8) следует, что число *зарегистрированных* событий дельбрюковского рассеяния будет максимальным при $l = l_{1\gamma}^* = \lambda(\omega)$. Длина свободного пробега $\lambda(\omega) \simeq \frac{9}{7} \cdot X_0$ при $\omega \rightarrow \infty$ (где X_0 – радиационная длина для данного вещества) и слабо (логарифмически) растёт при уменьшении ω (см. Рис. 4 и Рис. 23). Вблизи оптимума зависимость от l числа зарегистрированных событий очень пологая. Так, при $l = \ln 2 \cdot \lambda(\omega) \simeq 0.693 \cdot \lambda(\omega)$ выход из мишени фотонов дельбрюковского рассеяния уменьшается всего на 5.8 %.

Аналогично для процесса расщепления фотона, число событий, в которых конечные фотоны с энергиями $\omega_1 = x \cdot \omega$, $\omega_2 = (1-x) \cdot \omega$ долетают без взаимодействия до конца мишени, даётся формулой

$$\begin{aligned} N_{2\gamma}^{\text{out}}(\omega, x; l) &= N_0 \int_0^l \exp\left(-\frac{s}{\lambda(\omega)}\right) \exp\left(-\frac{l-s}{\lambda_1(\omega_1)}\right) \exp\left(-\frac{l-s}{\lambda_2(\omega_2)}\right) \cdot \frac{ds}{\lambda_{PS}^*(\omega, x)} = \\ &= N_0 \frac{\exp\left(-\frac{l}{\lambda(\omega)}\right) - \exp\left(-\left(\frac{l}{\lambda_1(\omega_1)} + \frac{l}{\lambda_2(\omega_2)}\right)\right)}{\lambda_{PS}^*(\omega, x) \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1(\omega_1)} + \frac{1}{\lambda_2(\omega_2)} - \frac{1}{\lambda(\omega)}\right)}, \end{aligned} \quad (11)$$

Оно будет максимальным при

$$l = l_{2\gamma}^* = \frac{\ln\left(\frac{\frac{1}{\lambda_1(\omega_1)} + \frac{1}{\lambda_2(\omega_2)}}{\frac{1}{\lambda(\omega)}}\right)}{\frac{1}{\lambda_1(\omega_1)} + \frac{1}{\lambda_2(\omega_2)} - \frac{1}{\lambda(\omega)}} \quad (12)$$

Здесь везде $\frac{1}{\lambda_1(\omega_1)} \left(\frac{1}{\lambda_2(\omega_2)}\right)$ – полное макроскопическое сечение для первого (второго) конечного фотона с энергией ω_1 (ω_2). Можно показать, что $\ln 2 \cdot \lambda(\omega) \leq l_{2\gamma}^* \leq \lambda(\omega)$. Нижний предел соответствует случаю больших $\omega, \omega_1, \omega_2$ (тогда λ не зависит от энергии), верхний – случаю, когда один из конечных фотонов мягкий и имеет большую длину пробега. Как и в случае дельбрюковского рассеяния, зависимость от l числа зарегистрированных событий расщепления фотона вблизи оптимума очень пологая.

Таким образом, в широком диапазоне энергий начального фотона одна и та же толщина мишени $l \simeq 1X_0$ подходит для наблюдения как процесса расщепления фотона, так и процесса дельбрюковского рассеяния.

Мишень (поз. 5 на Рис. 2) изготовлена из кристалла BGO. Она расположена сразу же за BGO коллиматором (на расстоянии 32.93 м от центра ОЭФВ) и имеет размеры 25×25 мм поперек траектории пучка γ -квантов и 12 мм вдоль нее (одна радиационная длина для BGO равна 11.2 мм). К верхней и нижней граням кристалла прикреплены два ФЭУ-84 (энергетический порог для мишени составляет 0.15 МэВ). Конструкция держателя мишени позволяет дистанционно вводить ее из пучка γ -квантов для набора статистики в режиме измерения фона.

Далее, за мишенью, пучок γ -квантов попадает в металлическую трубу (поз. 4 на Рис. 2) диаметром 30 см и длиной 4 м. Торцы трубы закрыты фланцами из полиэтилена толщиной 200 мкм. Труба заполнена гелием при небольшом избыточном давлении. Суммарная радиационная длина вещества (полиэтилен + гелий) составляет 0.16% X_0 . Необходимость этой трубы объясняется тем, что, хотя толщина воздуха после мишени до детектора и составляет всего 1.5% от радиационной длины X_0 , комптоновское рассеяние фотонов на атомных электронах воздуха является заметным фоном для изучения процесса с таким маленьким сечением, как процесс дельбрюковского рассеяния (см. Рис. 25а).

Поглотитель γ -квантов (иногда ниже именуемый "клин", поз. 3 на Рис. 2) расположен непосредственно перед входным окном LКг калориметра (на расстоянии 37.48 м от центра ОЭФВ). Его назначение – перекрыть нерассеянный пучок γ -квантов, формируя сигнал антисовпадения в основном триггере эксперимента. Кроме того, вместе с мишенью, он участвует в измерении потока γ -квантов. Он изготовлен из кристалла BGO диаметром 23 мм и длиной 146 мм. ФЭУ-58 прикреплен к нему сзади. Энергетический порог для поглотителя фотонов составляет 0.35 МэВ.

2.4. Детектор фотонов – калориметр на основе жидкого криптона

Перед входным окном детектора фотонов расположен тонкий сцинтилляционный вето-счетчик (поз. 2 на Рис. 2) размером 25×25 см и толщиной 12 мм, предназначенный для подавления фона от заряженных частиц в детекторе.

В качестве детектора фотонов (поз. 1 на Рис. 2) использовался ионизационный калориметр полного поглощения с жидким криптоном в качестве рабочего вещества [12]. Расстояние между мишенью и калориметром составляет 4.8 м. Диаметр входного окна калориметра равен 20 см, таким образом фотоны регистрируются в полярном угле до 20 мрад. Устройство калориметра иллюстрирует Рис. 5.

Криостат калориметра содержит систему электродов и заполняется жидким криптоном. Толщина входного окна в наружной стенке криостата составляет 0.5 мм Fe, во внутренней - 2 мм Fe на радиусе $0 \div 40$ мм и 6 мм Fe на радиусе $40 \div 100$ мм. Электроды изготовлены из фольгированного стеклотекстолита и образуют набор плоских ионизационных камер с зазором между электродами 19.5 мм. На каждый четный электрод подается высокое напряжение до +2 кВ, нечетные электроды заземлены. Прием сигнала для измерения энергии осуществляется с высоковольтных электродов, каждый из которых разбит на 9 частей. Соответствующие ячейки объединяются в направлении хода пучка, образуя 3 слоя башен. Первый по ходу пучка земляной электрод разбит на 3 концентрических кольца радиусом соответственно 40, 73 и 95 мм. Значительное энерговыделение в них указывает либо на приход заряженной частицы, либо на раннюю конверсию фотона в мертвом веществе криостата перед активной частью калориметра. Следующие три нечетных электрода предназначены для реконструкции X и Y координат. Для этого каждая из сторон координатных электродов разделена на 11 полосок, ширина которых меняется от центра (1 см) к краю (3 см). Полоски на разных сторонах электрода направлены перпендикулярно друг другу. Каждая полоска состоит из набора узких полосок шириной 1.25 мм с расстоянием между ними так же 1.25 мм. Подобная структура позволяет с хорошей эффективностью измерять обе координаты фотона по наведенному на полоски заряду вблизи точки конверсии. Пространственное разрешение составляет 1 мм в центре и около 2.3 мм на краю структуры [13].

На Рис. 6 и 7 представлены зависимости энергетического и пространственного разрешения калориметра от энергии фотона, полученные в эксперименте на установке РОКК-1М. Детальное описание калориметра и результаты эксперимента можно найти в [12].

3. Триггер

Концепция построения основного экспериментального триггера — максимальное подавление фоновых процессов за счет регистрации заряженных частиц в активных элементах канала для γ -квантов: мишени, коллиматора и поглотителя фотонов. Принципиальная схема триггера представлена на Рис. 8.

На вход схемы совпадений триггера поступают следующие логические сигналы:

1. RF — короткий стробирующий сигнал с периодом, равным интер-

валу времени между электронными сгустками в ВЭПП-4М (610.55 нс).

2. STS — сигнал со сцинтилляционного счетчика рассеянных электронов
3. \overline{COL} — антилогический сигнал со схемы "ИЛИ", на вход которой поданы сигналы с 4-х кристаллов активного коллиматора
4. $ST1$ — сигнал с первого ФЭУ мишени
5. $ST2$ — сигнал со второго ФЭУ мишени
6. KLN — сигнал с поглотителя фотонов
7. SLK — сигнал с вето-счетчика перед входным окном калориметра
8. \overline{TKS} — антилогический сигнал со схемы "ИЛИ", на вход которой поданы сигналы с мишени, поглотителя фотонов и вето-счетчика SLK перед входным окном калориметра
9. LKr — сигнал с центральной башни первого слоя калориметра, формируется если энерговыделение в ней превышает 30 МэВ.

Временная диаграмма для входных сигналов триггера изображена на Рис. 9. Следует заметить, что ввиду растянутости переднего фронта аналогового сигнала LKr и зависимости момента срабатывания дискриминатора от амплитуды сигнала, только при энерговыделении больше 80 МэВ логический сигнал LKr успевае совпасть с соответствующим ему по времени сигналом RF .

На выходе электронной схемы триггера имеем два логических сигнала: скорость счета в канале "rate" соответствует количеству γ -квантов, упавших на мишень в единицу времени; а сигнал "main trigger" инициирует опрос измерительной аппаратуры. Для появления логических сигналов на любом из выходов схемы необходимо срабатывание сцинтилляционного счетчика рассеянных электронов (STS) на совпадение с фазой коллайдера ВЭПП-4М (RF), которое говорит о наличии рассеянного электрона в системе мечения. Также для обоих выходов требуется отсутствие сигналов во всех 4-х кристаллах третьего коллиматора (они включены в триггер на антисовпадение схемой "Или"). Для того, чтобы выработался сигнал "rate", дополнительно требуется одновременное срабатывание либо обоих ФЭУ мишени (для фотонов, провозимодействовавших в мишени: их доля в условиях эксперимента составляет около 50%), либо поглотителя фотонов.

Для выработки сигнала "main trigger" к общим с сигналом "rate" требованиям добавляются следующие:

1. Антисовпадение с сигналом со схемы "ИЛИ", на вход которой поступают сигналы с мишени, поглотителя фотонов и вето-счетчика перед входным окном калориметра.
2. Совпадение с сигналом с первой башни калориметра.

Суммируем сказанное, используя введенные выше обозначения:

$$\text{"rate"} = STS \times RF \times \overline{COL} \times (ST1 \times ST2 + KLN)$$

$$\text{"main trigger"} = STS \times RF \times \overline{COL} \times LKr \times \overline{TKS}$$

При появлении сигнала "main trigger" происходит блокировка регистрирующей аппаратуры и считывание в компьютер следующих сигналов:

1. Порядковых номеров и времен для сработавших дрейфовых трубочек системы мечения (дискрет ВЦП составлял около 2 нс, характерное время дрейфа 10–50 нс). Максимальное время между стартом и стопом ВЦП было 1024 нс, что позволяло регистрировать и различать рассеянные электроны, соответствующие моменту срабатывания триггера и соответствующие прохождению предыдущего электронного сгустка (время оборота электронного пучка в ВЭПП-4М 1221 нс, а во время эксперимента в кольце ВЭПП-4М находилось два равноудаленных сгустка).
2. Амплитуд в цифровом осциллографе АЦП 850-SK [14]¹ для 4-х кристаллов коллиматора, 2-х ФЭУ мишени, поглотителя фотонов и центральной башни первого слоя калориметра — в ней выделяется большая часть энергии частиц и в ней расположена вся стриповая структура за исключением самых крайних полосок, см. Рис. 5.
3. Амплитуд сигналов со всех электродов в жидкокриптоновом калориметре.

¹ Два цифровых четырехканальных САМАС блока типа АЦП 850-SK были применены в экспериментальном заходе 1996 года для дополнительного подавления pile-up шума. В условиях эксперимента при опросе блока в нем хранилась осциллограмма входных сигналов с шагом в 200 нс в интервале от -9 мкс до +6 мкс от момента срабатывания триггера

4. Амплитуд в АЦП для 4-х кристаллов коллиматора, 2-х ФЭУ мишени, поглотителя фотонов и сцинтилляционного вето-счетчика перед калориметром.

После считывания события по сигналу "main trigger" (первый уровень триггера) производился дальнейший отбор событий.

На втором уровне триггера требовалось, чтобы полное энергетическое деление в калориметре превышало 100 МэВ. События, прошедшие оба уровня отбора, записывались на диск.

В случае срабатывания сигнала "rate" с вероятностью $\approx 10^{-4}$ запускался дополнительный триггер, по которому происходило считывание из аппаратуры и запись на диск всех амплитуд, как и в случае сигнала "main trigger", но без дополнительного отбора событий по энергетическому делению в калориметре. Дополнительный триггер позволяет измерить энергетический спектр пучка начальных фотонов. Кроме того, он позволяет дополнительно контролировать правильность работы аппаратуры (должны быть ненулевые амплитуды в АЦП для сигналов с мишени, поглотителя фотонов и сцинтилляционного вето-счетчика, тогда как в основной триггер эти сигналы включены на антисовпадение) и примесь заряженных частиц в фотонном пучке (она повлияла бы на соотношение числа срабатываний мишени и поглотителя фотонов). Запуск дополнительного триггера происходил при совпадении сигнала "rate" со случайным сигналом от темнового тока ФЭУ.

Измерение количества импульсов в единицу времени в эксперименте осуществлялось с помощью счетчика импульсов, который блокировался во время считывания сигналов в компьютер. На один из каналов счетчика импульсов подавался сигнал от генератора известной частоты, что позволяло измерять долю мертвого времени, потраченного на считывание информации и отбор событий в режиме on-line и вносить соответствующую поправку при измерении скоростей счета импульсов в других каналах. Каждые 100 секунд информация о сосчитанном числе импульсов "rate", STS , LKr , \overline{COL} , \overline{TKS} и числе срабатываний триггера (двух уровней основного и дополнительного) записывалась на диск вместе с информацией о температуре и давлении в калориметре, значениях высокого напряжения и т.д.

На Рис. 10 показаны распределения по количеству упавших на мишень фотонов и доле мертвого времени при наборе статистики в зависимости от скорости счета (имп./с) канала "rate" для группы стандартных заходов с мишенью STA 168–199.

На Рис. 11 представлена зависимость средней скорости счета сигналов

STS, LKR, COL, TKS от скорости счета канала "rate" для тех же заходов.

На Рис.12 показано отношение числа фотонов, упавших на мишень за некоторый отрезок времени к числу срабатываний основного триггера за это же время в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в единицу времени. Иными словами, показано, сколько фотонов должно упасть на мишень, чтобы вызвать одно срабатывание основного триггера данного уровня.

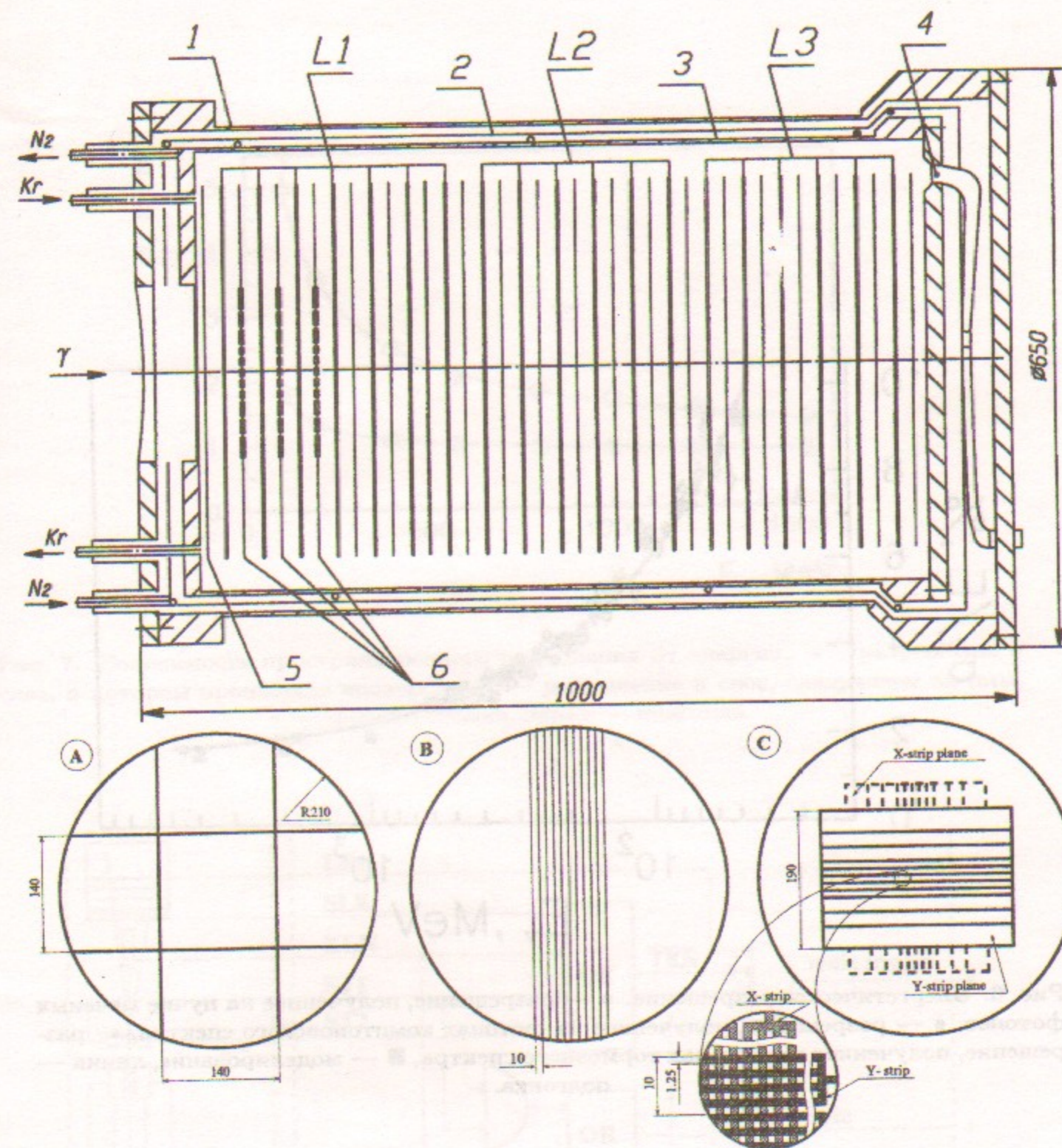


Рис. 5. Устройство LKR калориметра и схема электродной системы. Верхний рисунок: 1 — внешний объем, 2 — медный экран, 3 — внутренний объем, 4 — сигнальный кабель, 5 — первый электрод, 6 — координатные электроды, L1, L2, L3 — башни. Нижний рисунок: А — башенный электрод, В — однокоординатный электрод исходного варианта прототипа, С — модернизированный в 1995 электрод для измерения обеих координат γ -кванта, использовавшийся в эксперименте по обнаружению процесса расщепления фотона в поле ядра

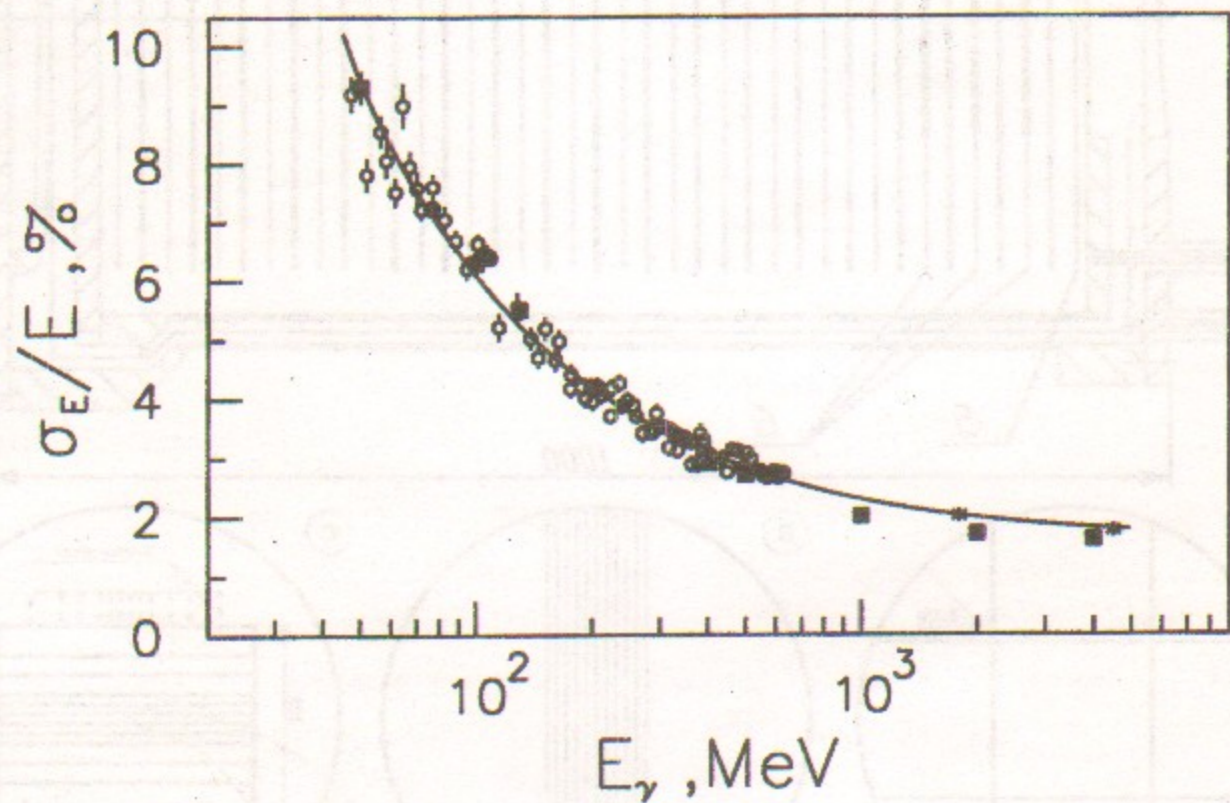


Рис. 6. Энергетическое разрешение. \circ — разрешение, полученное на пучке меченых фотонов, \bullet — разрешение, полученное на фотонах комптоновского спектра, \ast — разрешение, полученное на фотонах тормозного спектра, \blacksquare — моделирование, линия — подгонка.

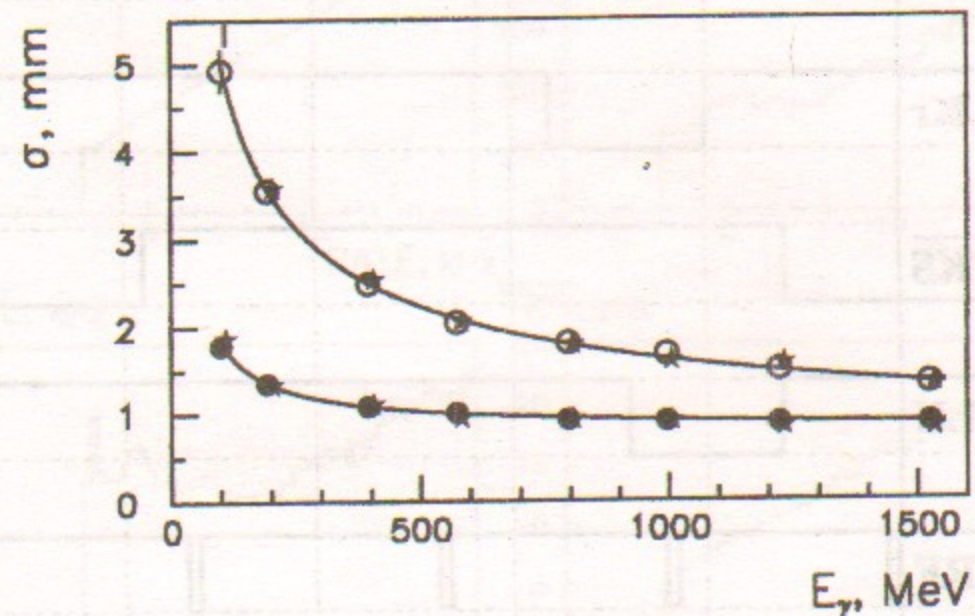


Рис. 7. Зависимость пространственного разрешения от энергии. \bullet — разрешение в слое, в котором произошла конверсия, \circ — разрешение в слое, следующем за ним, \ast — моделирование, линия — подгонка.

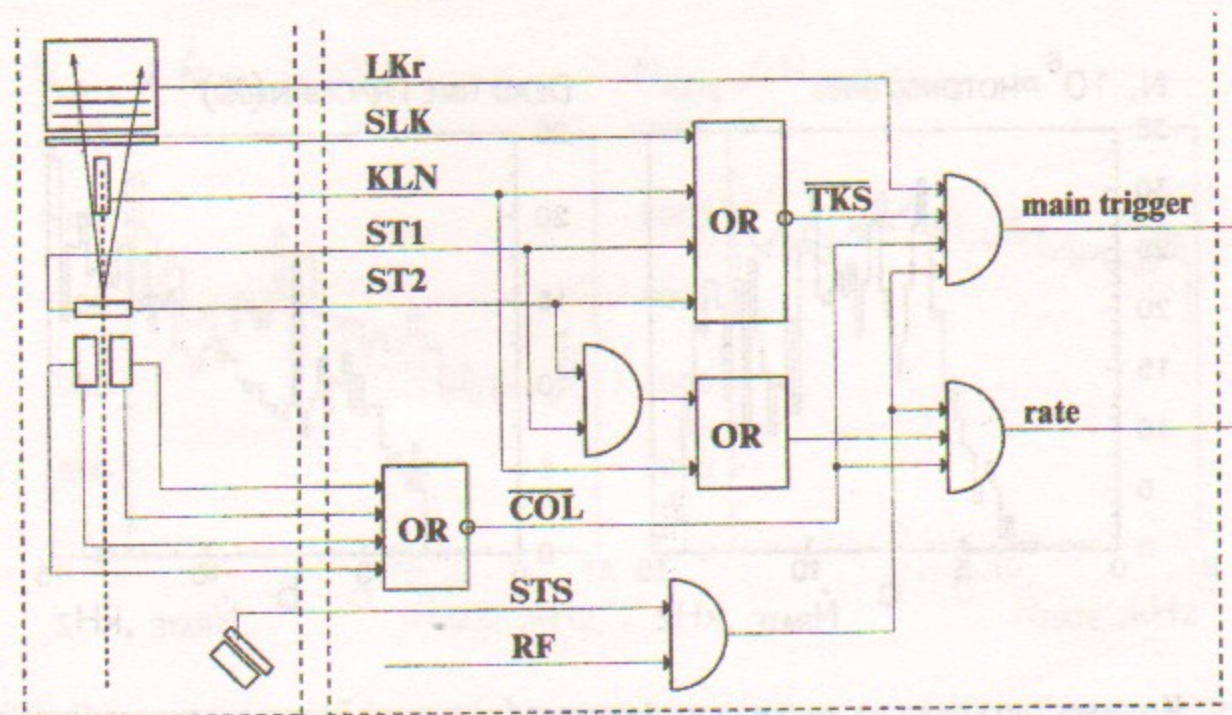


Рис. 8. Принципиальная схема триггера.

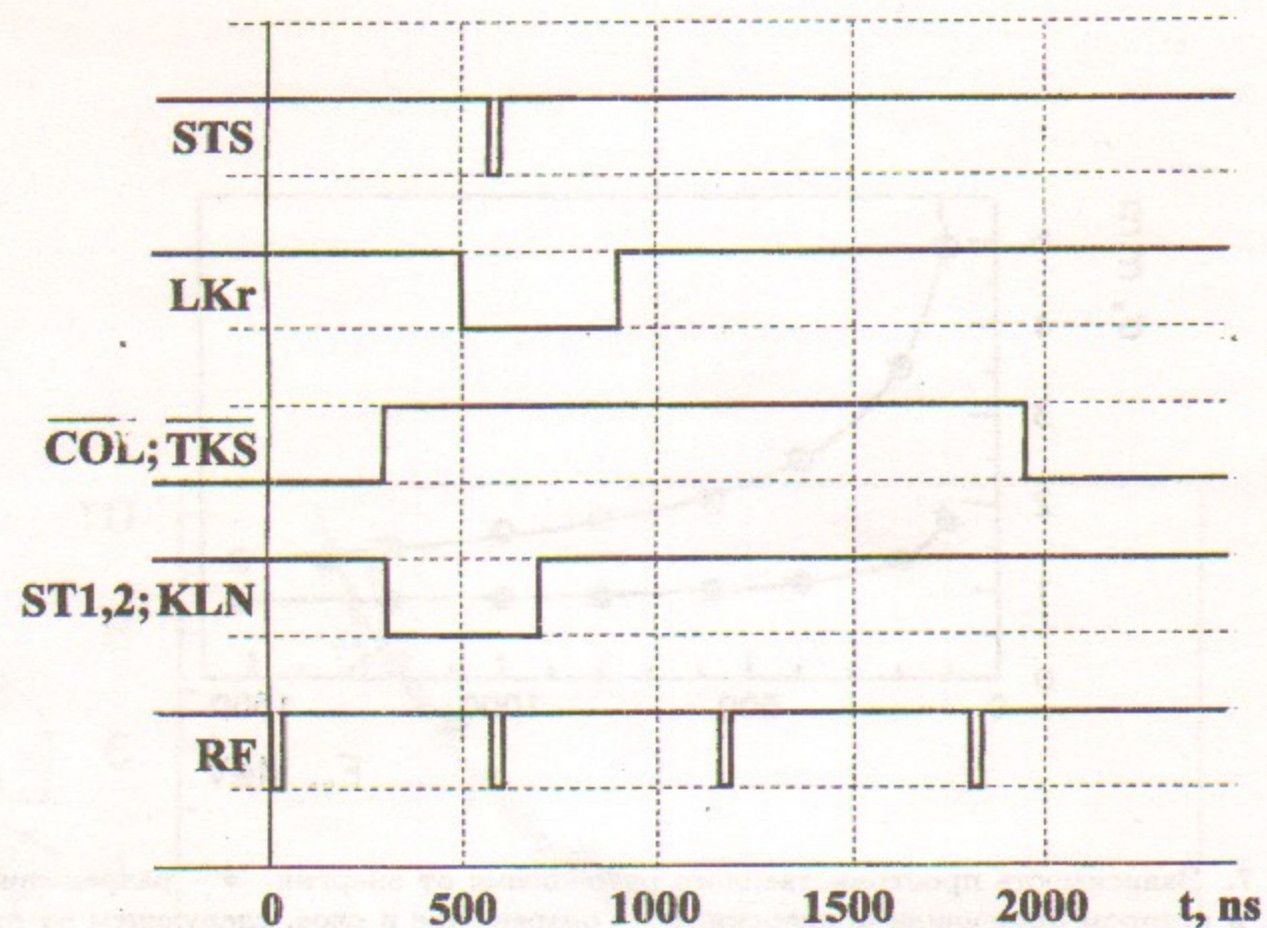


Рис. 9: Временная диаграмма для входных сигналов триггера

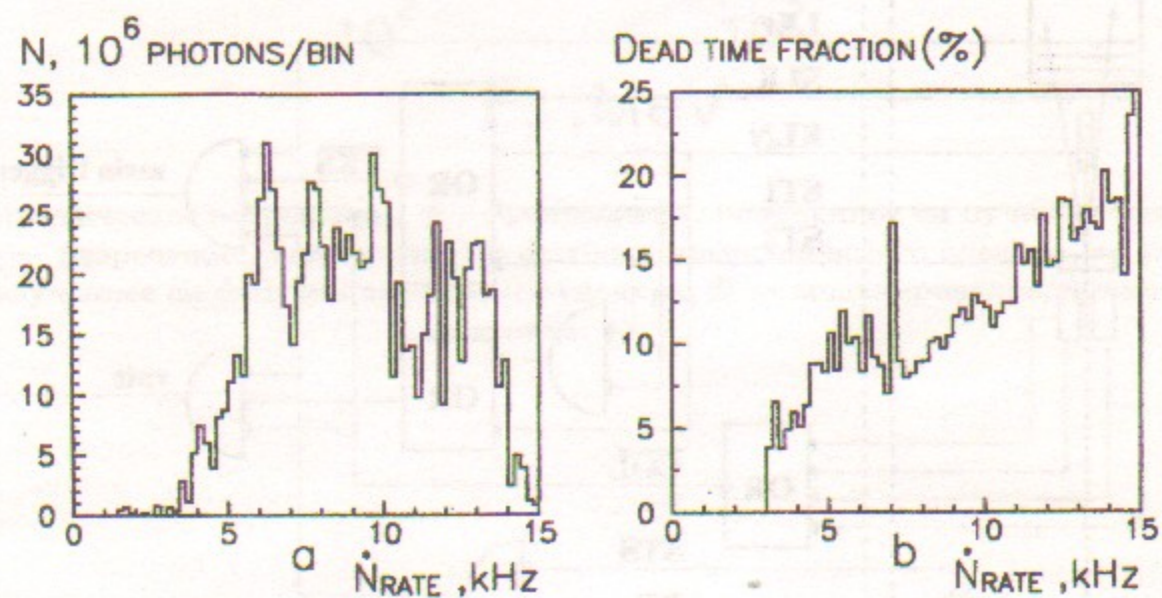


Рис. 10. Количество упавших на мишень фотонов (а) и доля мертвого времени при наборе статистики (б) в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в единицу времени, для группы стандартных заходов с мишенью STA 168-199.

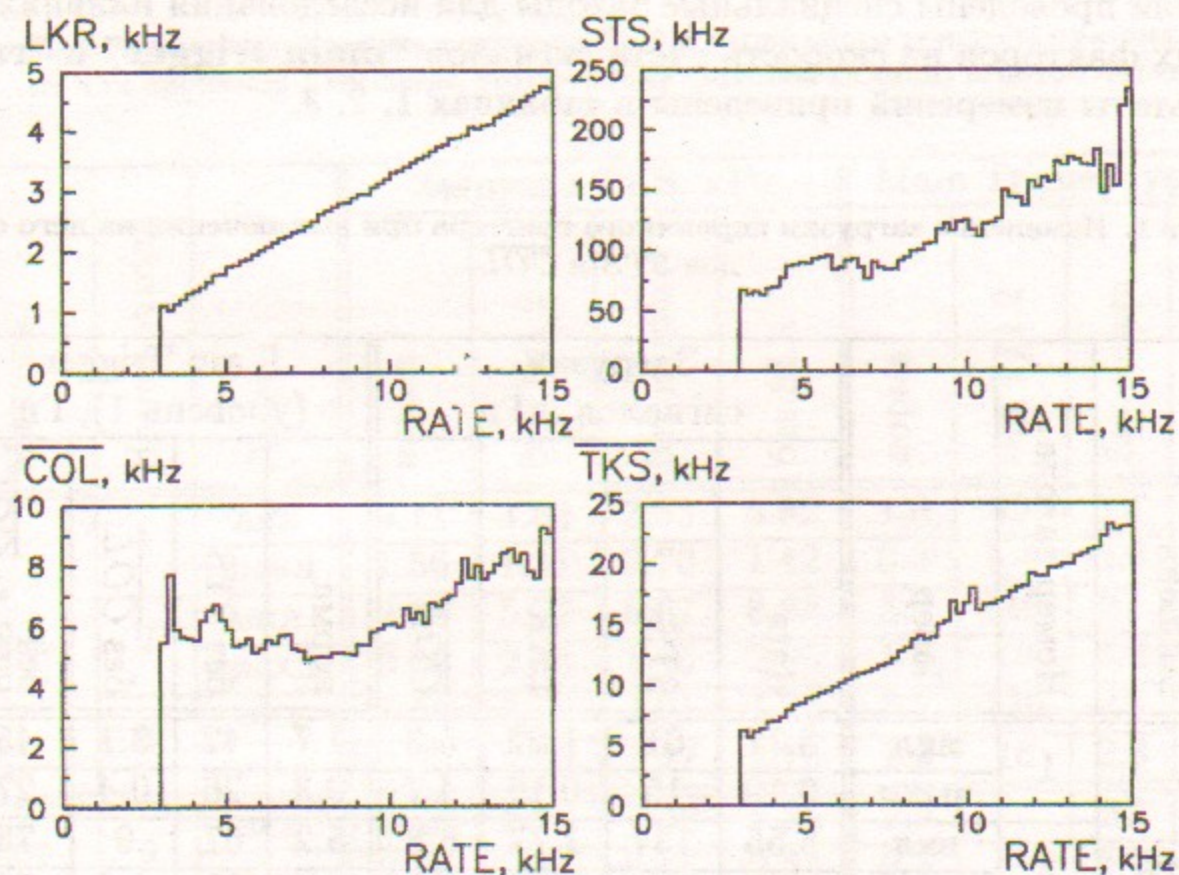


Рис. 11. Средние скорости счета сигналов STS , LKR , \overline{COL} , \overline{TKS} в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в единицу времени.

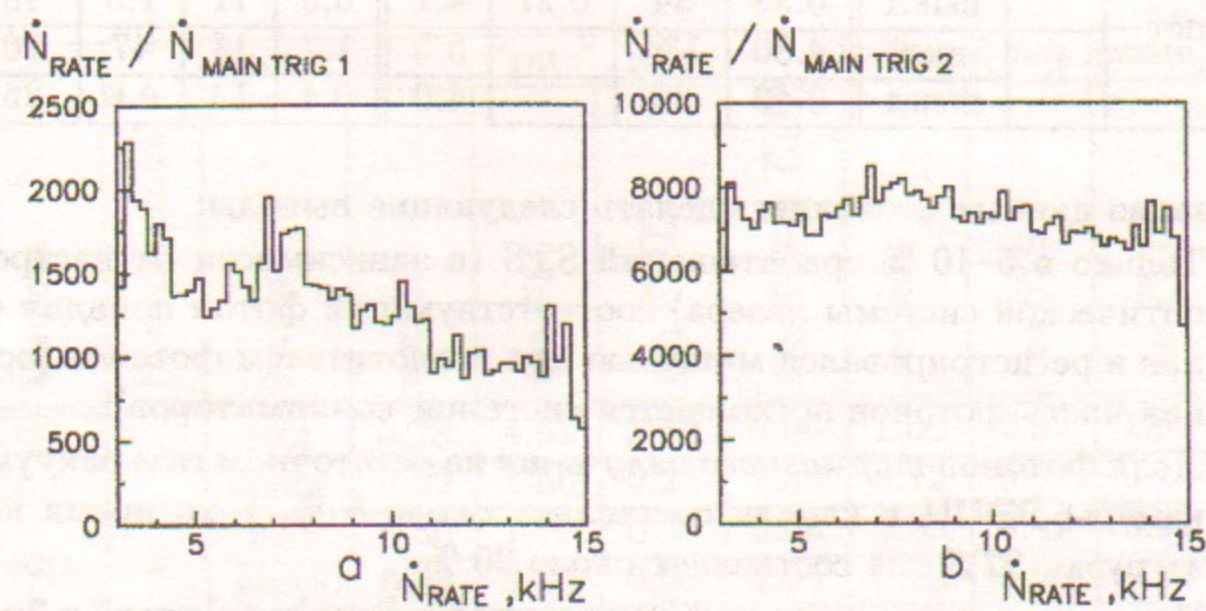


Рис. 12. Отношение числа фотонов, упавших на мишень, к числу срабатываний основного триггера в зависимости от числа фотонов, падающих на мишень в единицу времени. а - первый уровень триггера, б - второй уровень (требовалось, чтобы энерговыделение в калориметре превышало 100 МэВ)

Были проведены специальные заходы для исследования влияния различных факторов на скорость счета сигналов "main trigger" и "rate". Результаты измерений приведены в таблицах 1, 2, 3.

Таблица 1. Изменение загрузки первичного триггера при выключении из него сигналов STS и COL.

Мишень	Номер захода	Лазер	Загрузки сигналов, кГц				Main Trigger (уровень 1), Гц			
			Rate	STS	LKR	COL	норма	без STS	без COL	без STS & COL
есть	1	вкл	3.77	61	1.22	5.3	1.7	42	3.1	45
		выкл	0.19	15	0.19	4.7	0.3	26	0.4	27
	2	вкл	5.55	134	1.77	6.8	5.2	67	9	73
		выкл	0.47	41	0.45	5.0	1.4	59	1.4	58
	3	вкл	5.50	120	1.55	6.6	7.1	68	7.2	77
		выкл	0.48	43	0.47	5.2	1.3	60	2.1	
нет	4	вкл	5.60	127	1.33	5.7	2.9	21	21	64
		выкл	0.39	34	0.27	4.1	0.3	11	1.5	18
	5	вкл	4.80	134		5.5	1.7	13	47	70
		выкл	0.42	39		4.0	0.4	13	4.6	25

Анализ данных позволяет сделать следующие выводы:

1. Только в 5–10 % срабатываний STS (в зависимости от настройки оптической системы лазера) соответствующий фотон попадал в канал и регистрировался мишенью или поглотителем фотонов (основная часть фотонов поглощается системой коллиматоров).
2. Доля фотонов тормозного излучения на остаточном газе вакуумной камеры ВЭПП в канале составляет около 5 %, в то время как в загрузке STS она составляет около 30 %.
3. При выключении сигнала STS из сигналов "main trigger" и "rate" основную долю приращения загрузки последних даёт тормозное излучение (измерения при выключенном лазере). Приращение вызвано:
 - а) фотонами, для которых энергия рассеянного электрона лежит

Таблица 2. Изменение загрузки сигнала TKS и первичного триггера при выключении из них сигналов с мишени, поглотителя фотонов (клина) и вето-счетчика.

Мишень	Номер захода	Лазер	Загрузка TKS, кГц				Main Trigger (уровень 1), Гц				
			норма	без Tg1,2	без клина	без SLK	норма	без Tg1,2	без клина	без SLK	без TKS
есть	1	вкл	6.11	3.83	3.53	5.82	1.6	99	12	8.6	
		выкл	1.56	1.11	0.70	1.42	0.3	5.4	0.9	0.7	26
	2	вкл	9.36	5.79	5.67	8.88	5.9	140	27	18	545
		выкл	3.00	2.06	1.45	2.85	1.3	16	3.2	2.0	67
	3	вкл	8.50	4.78	4.01	7.24	7.1	130	16	19	418
		выкл	2.95	2.00	1.37	2.75	1.3	16	2.8	2.7	55
нет	4	вкл	9.28	9.28	2.48	8.85	2.9		57	32	153
		выкл	2.77	2.77	0.66	2.58	0.3		3.9	2.2	16

Таблица 3. Изменение загрузки сигнала "rate" при выключении из него сигналов STS и COL.

Мишень	Номер захода	Лазер	"rate", кГц				"rate" без клина, кГц			
			норма	без STS	без COL	без STS & COL	норма	без STS	без COL	без STS & COL
есть	1	вкл	3.28	4.62	3.35	5.00	1.50	2.02	1.84	2.46
		выкл	0.22	1.50	0.25	1.50	0.12	0.52	0.13	0.55
	2	вкл	5.50	7.70	5.90	8.20	2.80	3.49	3.27	4.05
		выкл	0.45	2.43	0.50	2.54	0.23	0.90	0.27	1.01
	6	вкл	8.00	10.8	8.81	12.2	3.85	4.97	4.85	6.05
		выкл	0.82	3.60	0.89	3.78	0.41	1.38	0.46	1.54
нет	5	вкл	4.82	6.56	4.80	7.30	0			
		выкл	0.40	2.21	0.42	2.33	0			

вне аксептанса *STS* ($80 \div 1000$ МэВ). В специальных заходах для калибровки калориметра (без мишени и поглотителя фотонов) энергетический спектр фотонов в канале имеет вид константы в диапазоне 20–100 МэВ.

- б) совпадением шумовых сигналов электроники поглотителя фотонов с фазой RF. Темновая загрузка ФЭУ поглотителя фотонов составляла около 1 кГц, вероятность совпадения случайного сигнала KLN с фазой RF около 50 % (см. диаграмму 9). Вклад шумов электроники мишени мал, так как сигналы двух ФЭУ мишени включены в "rate" на совпадение.
 - в) фотонами СИ, непоглощенными свинцовым фильтром на выходе вакуумной камеры
4. Выключение антисовпадений сигнала COL даёт значительное увеличение загрузки первичного триггера, особенно заметное в заходах без мишени и с включенным лазером. Это происходит потому, что часть фотонов попадает в калориметр после рассеяния или образования ливней на краях последнего коллиматора. При наличии мишени имеет место значительное подавление числа таких событий как за счёт ослабления потока фотонов в мишени, так и за счёт выставления вето при регистрации заряженной компоненты ливня.
 5. При выключении антисовпадений сигнала COL из сигнала "rate" загрузка последнего возрастает на 20 % (измерения "rate без клина" при включенном лазере). Причина роста в том, что частицы из ливней, возникающих при попадании в последний коллиматор попадают и в расположенную за ним мишень и дают в ней сигнал. Поэтому отношение загрузок "rate без клина"/"rate" вырастает при выключении антисовпадений сигнала COL. Без мишени выключение антисовпадений COL не влияет на загрузку сигнала "rate".

4. Определение количества меченых фотонов, упавших на мишень

Процедура измерения числа меченых фотонов, падающих на мишень состояла в следующем:

1. Каждые 100 секунд считывалось число срабатываний сигналов "rate". При каждом срабатывании "rate" с вероятностью $\sim 10^{-4}$ запускался вспомогательный триггер (см. стр. 18), по которому происходи-

ло считывание сигналов в СРРЭ и всех активных элементах канала (мишени, поглотителе фотонов, коллиматорах, вето-счетчике).

2. По событиям вспомогательного триггера определялась доля событий с одним треком в СРРЭ (она составляет около 80 %), а также энергетический спектр начальных меченых фотонов. Дополнительно определялась эффективность условия отбора, применяемого при поиске событий эффекта для подавления pile-up шума: определялась доля событий, не имеющих отметки в АЦП-СК в активных элементах канала в некотором интервале времени вокруг срабатывания триггера (± 5 мкс).
3. Вносилась поправка на случайные совпадения, когда фотон, соответствующий рассеянному электрону, давшему запуск STS и трек в СРРЭ, поглощается системой коллиматоров и не попадает в канал пучка (вероятность этого превышает 90 %), а сигнал в мишени или поглотителе фотонов дают либо фотоны, для которых энергия рассеянного электрона лежит вне аксептанса СРРЭ, либо шумовые импульсы ФЭУ. Из таблицы 3 следует, что приращение загрузки сигнала "rate" при выключении совпадений с сигналом STS составляет около 35 %. Поправка в число меченых фотонов получается умножением этой величины на отношение загрузок сигналов STS (≈ 100 кГц) и RF (1638 кГц). Наличие записанных событий, в которых запуск триггера произошёл при случайном совпадении сигнала в калориметре от космической частицы с сигналом STS (см. п. 6.1.3) позволяет измерить долю событий с одним треком в СРРЭ (она составляет около 80 %, как и для фотонов, попадающих в канал) и энергетический спектр фотонов (он оказывается более мягким) до входа в канал пучка. Таким образом, указанная поправка (1-2 %) вносилась не только в число меченых фотонов, но и в форму энергетического спектра.

Систематическая ошибка в измерении числа начальных фотонов за счёт того, что энерговыделение в мишени при конверсии фотона в тонком слое толщиной ~ 0.1 мм в конце мишени оказывается ниже порога 150 кэВ, не превышает 0.3 %.

Ошибка за счёт отличия эффективности регистрации мишени либо поглотителя фотонов от 100 % не превышает 0.5 % (неэффективность мишени либо поглотителя приводит к резкому возрастанию числа неупруго рассеянных фотонов, реконструированных в калориметре, см. Рис. 26; также нарушилось бы соответствие числа срабатываний мишени и поглотителя фотонов, см. п. 6.3).

Статистическая ошибка при разбиении на интервалы по энергии начального фотона шириной 50 МэВ составляет около 1 % для заходов с мишенью (полная статистика $1.6 \cdot 10^9$ меченых фотонов) и около 2 % для заходов без мишени (полная статистика $0.4 \cdot 10^9$ меченых фотонов).

Таким образом, точность измерения числа меченых фотонов, падающих на мишень, составляла около 1.5 %.

На Рис. 13а показана доля событий, удовлетворяющих условиям отбора указанным в п.2 в зависимости от интенсивности пучка падающих на мишень фотонов. Для проверки правильности процедуры измерения количества меченых фотонов определялась доля отобранных меченых фотонов, непроконвертировавших в мишени и поглотителе фотонов и зарегистрированных в калориметре. Из Рис. 13б видно, что она не зависит от загрузки падающих на мишень фотонов (см. также Рис. 19).

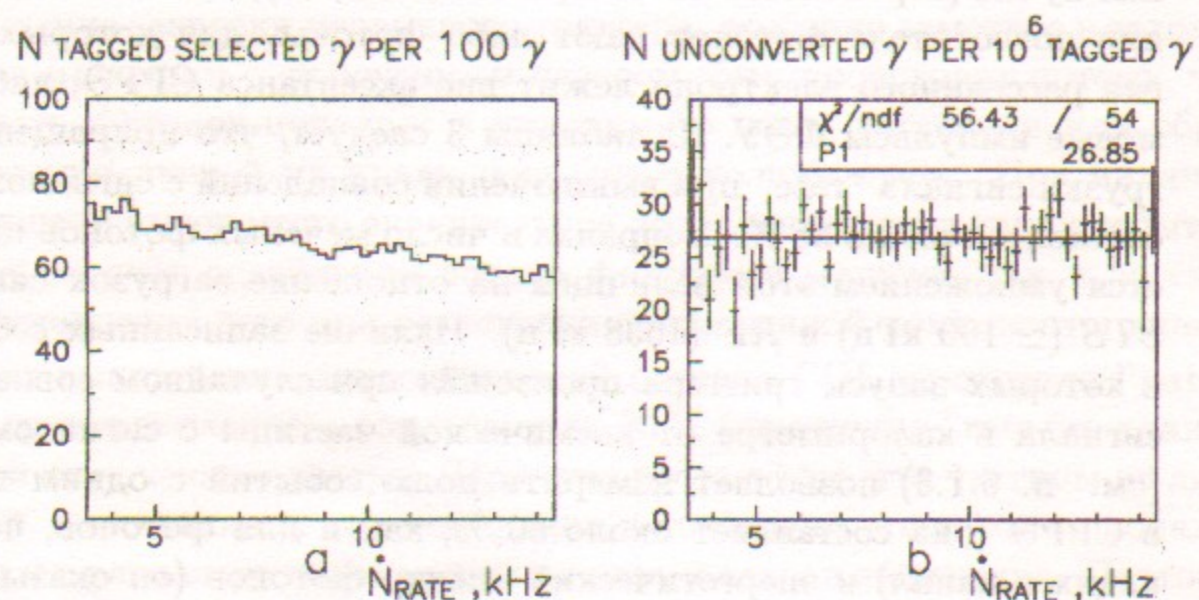


Рис. 13. а) Доля событий с одним треком в системе мечения, у которых нет отметок о срабатывании активных элементов канала (коллиматоре, мишени, поглотителе фотонов) в интервале времени ± 5 мкс вокруг срабатывания триггера, в зависимости от загрузки пучка фотонов в канале
 б) Доля событий, в которых в калориметре был зарегистрирован фотон, пролетевший без взаимодействия сквозь мишень и поглотитель фотонов, в зависимости от загрузки пучка фотонов в канале (здесь использовался более жёсткий алгоритм реконструкции однофотонных событий, чем описанный в п. 6.2)

5. Процедура установки периферийных устройств для формирования пучка γ -квантов

Перед установкой элементов канала пучка γ -квантов с помощью LKr калориметра были измерены параметры исходного пучка: энергетический спектр и координатные распределения. Результаты этих измерений представлены на Рис. 14. Здесь и ниже на Рис. 15, 16 показаны двумерное координатное распределение (а), энергетический спектр (б), и одномерные распределения по X и Y координатам (с и d).

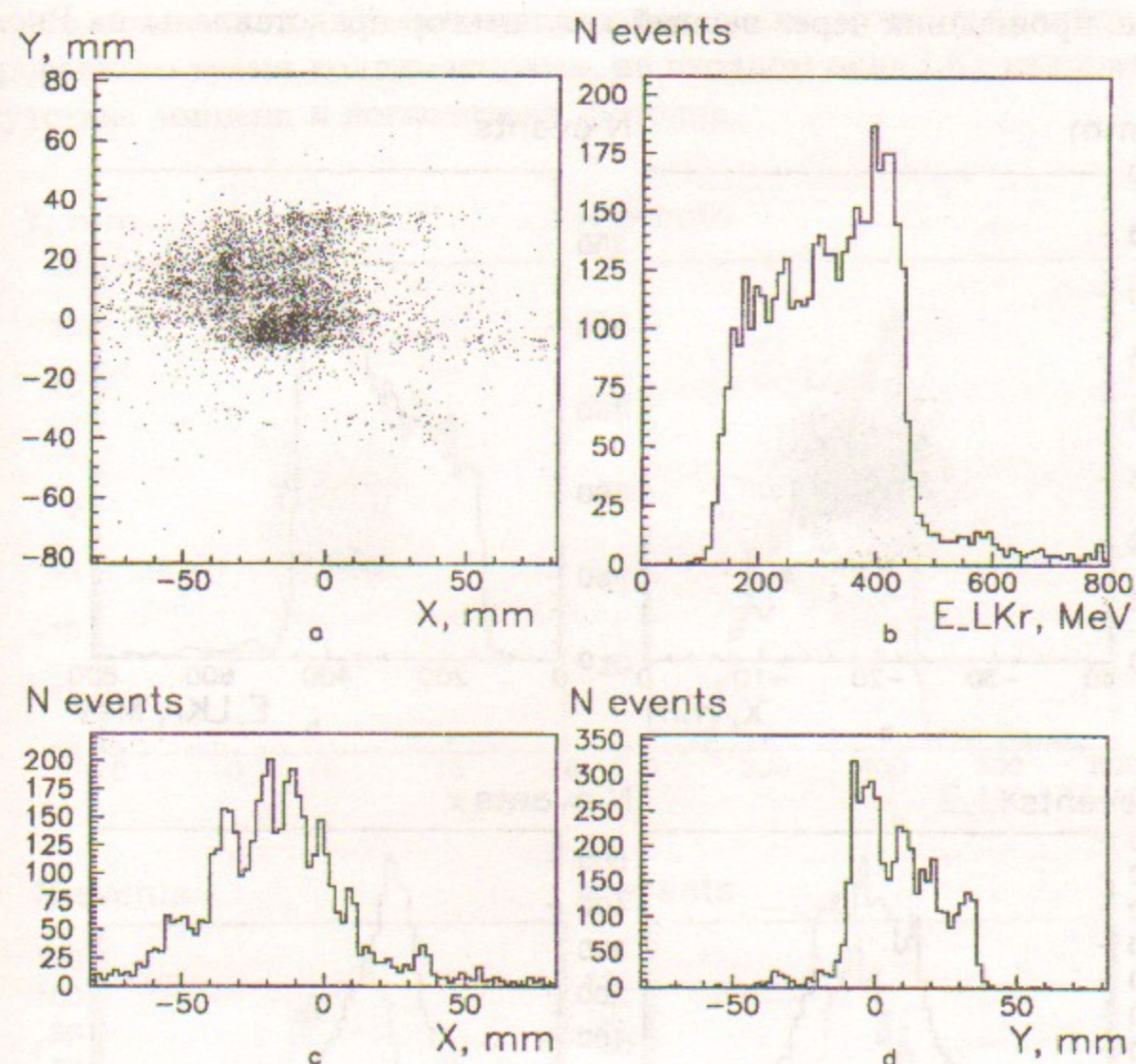


Рис. 14: Параметры неколлимированного пучка γ -квантов

Затем непосредственно перед LKr-калориметром устанавливался He-Ne лазер так, чтобы вертикальная и горизонтальная координаты начала лазерного луча совпадали с центрами координатных распределений γ -квантов, после чего луч лазера направлялся на выходное окно вакуум-

ной камеры ВЭПП-4М. Расстояние от лазера до окна вакуумной камеры составляет 22 метра, что при неопределенности положения пучка на окне вакуумной камеры ± 1 см по обоим координатам обеспечивает рассогласование по углу между лазерным лучом и траекторией пучка γ -квантов не более 0.5 мрад. Затем по лучу лазера устанавливался первый коллиматор. При помощи угловых юстировок он выставлялся параллельно лазерному лучу — критерием параллельности является исчезновение отражений лазерного луча от внутренних граней отверстия коллиматора. Вертикальным и горизонтальным перемещениями первого коллиматора достигалось максимальное значение скорости счета γ -квантов в LKr калориметре. Координатные распределения и энергетический спектр пучка γ -квантов, прошедших через первый коллиматор представлены на Рис.15.

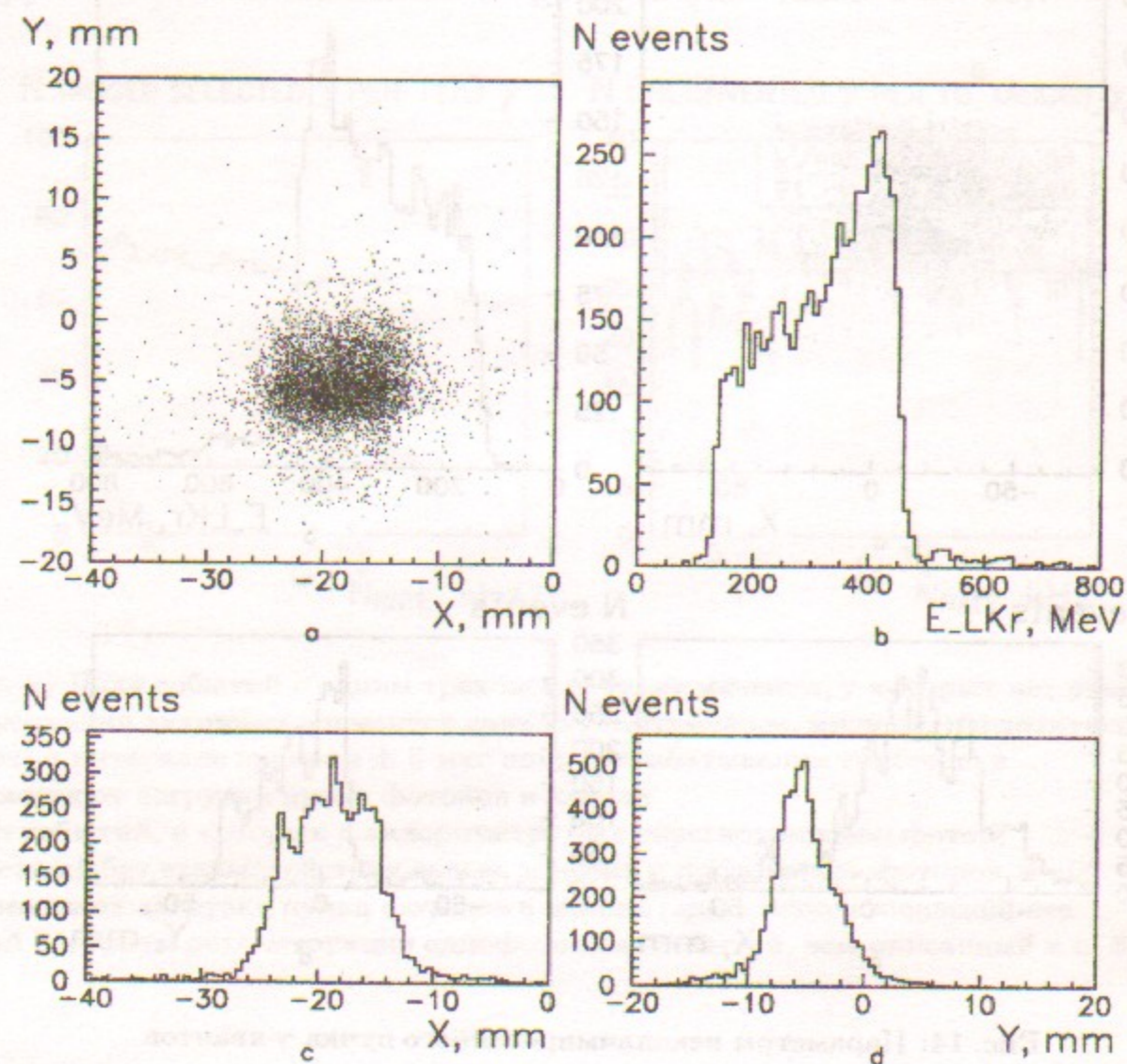


Рис. 15: Пучок после первого Pb коллиматора

Затем He-Ne лазер устанавливался у выходного окна вакуумной каме-

ры коллайдера ВЭПП-4М так, чтобы его луч попадал в центр распределения пучка γ -квантов на стриповой структуре LKr калориметра, проходя через отверстие первого коллиматора. Теперь направление лазерного луча совпадает с направлением распространения пучка γ -квантов с точностью 0.05 мрад. По лучу лазера выставлялись второй (Pb) и третий (BGO) коллиматоры так, чтобы изображение лазерного луча на входном окне детектора оставалось симметричным относительно измеренного центра координатных распределений. LKr калориметр был выставлен так, чтобы центры координатных распределений γ -квантов совпадали с геометрическим центром его стриповой структуры с точностью 0.5 мм. На Рис. 16 показаны координатные распределения пучка γ -квантов, сформированного тремя коллиматорами, на входном окне LKr калориметра в отсутствие мишени и поглотителя фотонов.

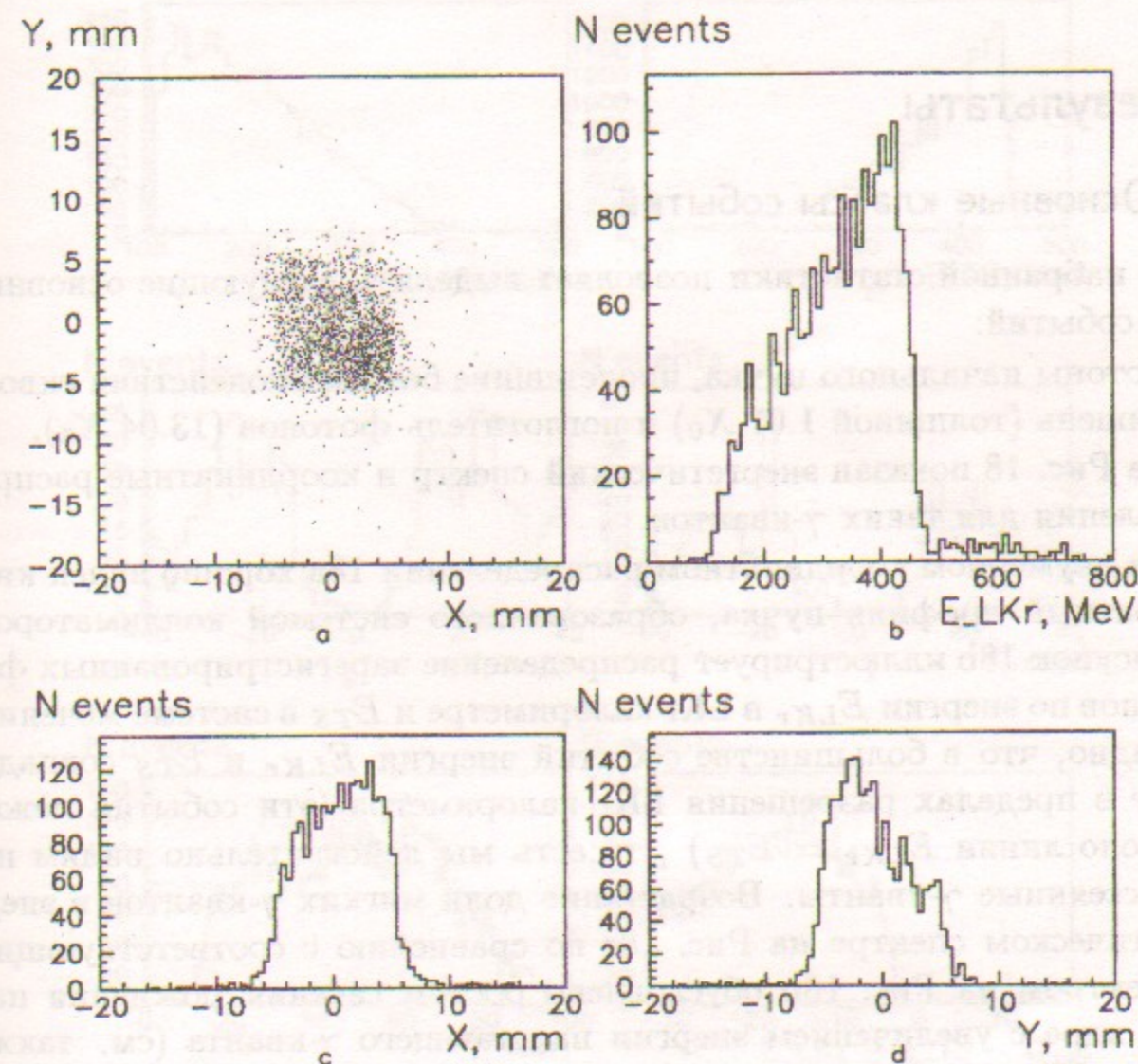


Рис. 16. Пучок γ -квантов, сформированный тремя коллиматорами, на входном окне калориметра

После получения изображения профиля пучка на детекторе, перед входным окном калориметра устанавливался поглотитель фотонов (клин). Для того, чтобы совместить центр поглотителя с центром пучка в пучок в качестве рассеивателя вводилась мишень, которая при наборе статистики выключалась из триггера вместе с вето-счетчиком перед входным окном калориметра. Электромагнитные ливни, образующиеся в мишени и практически равномерно засвечивающие апертуру калориметра, регистрируются в нем только если частицы пролетают мимо поглотителя фотонов — в противном случае поглотитель срабатывает и запуска триггера не происходит. Таким образом в координатном распределении частиц на детекторе возникает "тень" от поглотителя фотонов (см. Рис. 17).

Правильная (круглая) тень от поглотителя фотонов являлась критерием правильности его геометрической выставки, которая являлась последним шагом в процедуре выставки всех элементов канала для пучка γ -квантов.

6. Результаты

6.1. Основные классы событий

Анализ набранной статистики позволяет выделить следующие основные классы событий:

1. фотоны начального пучка, пролетевшие без взаимодействия сквозь мишень (толщиной $1.07 X_0$) и поглотитель фотонов ($13.04 X_0$).

На Рис. 18 показан энергетический спектр и координатные распределения для таких γ -квантов.

На двумерном координатном распределении 18a хорошо виден квадратный профиль пучка, образованного системой коллиматоров. Рисунок 18b иллюстрирует распределение зарегистрированных фотонов по энергии E_{LKr} в LKr калориметре и E_{TS} в системе мечения. Видно, что в большинстве событий энергии E_{LKr} и E_{TS} совпадают в пределах разрешения LKr калориметра (эти события лежат около линии $E_{LKr} = E_{TS}$), то есть мы действительно видим нерассеянные γ -кванты. Возрастание доли мягких γ -квантов в энергетическом спектре на Рис. 18c по сравнению с соответствующим спектром на Рис. 16b обусловлено ростом сечения рождения пар на ядре с увеличением энергии налетающего γ -кванта (см. также Рис. 23). На Рис. 18g,h представлены распределения событий по радиусу и по разности энергий $E_{LKr} - E_{TS}$ соответственно.

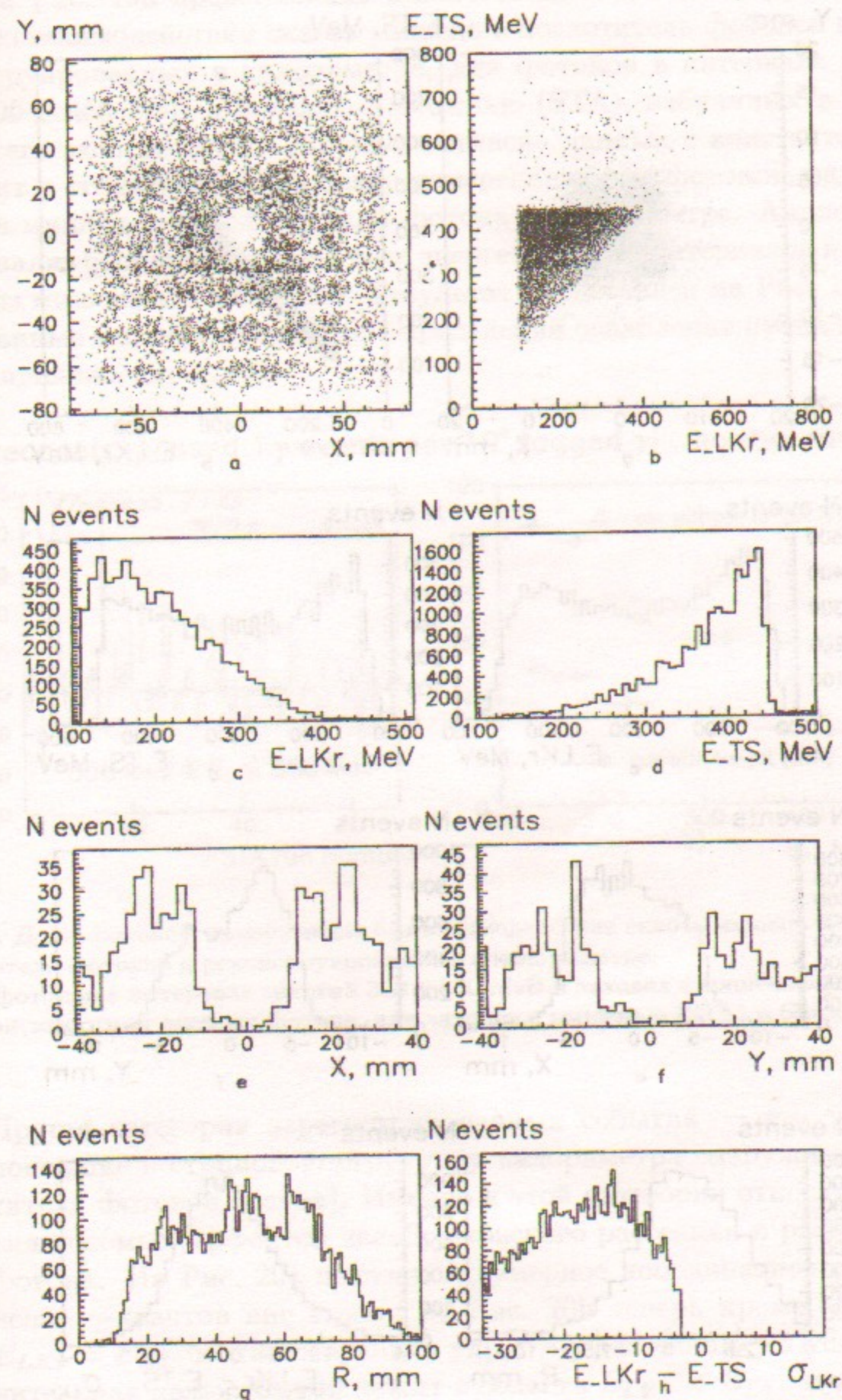


Рис. 17: Тень от поглотителя фотонов (клина)

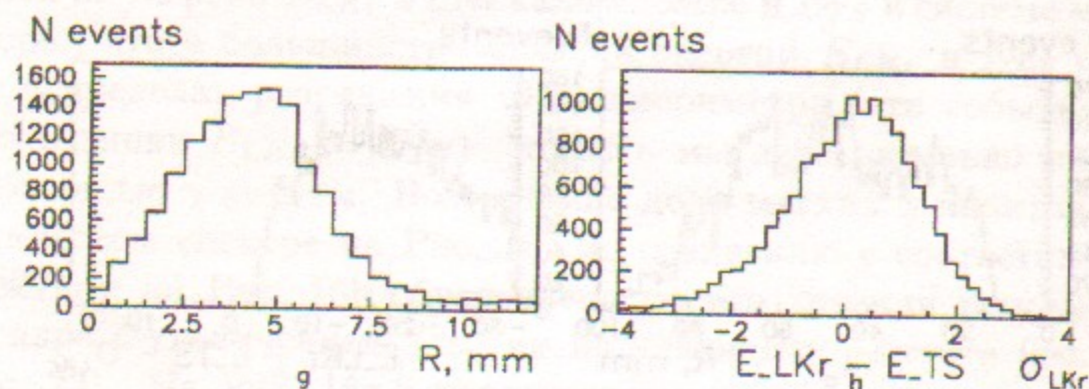
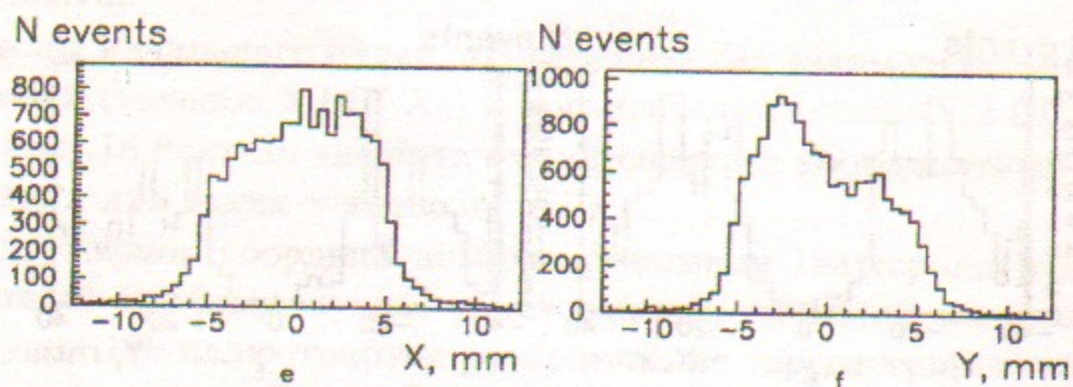
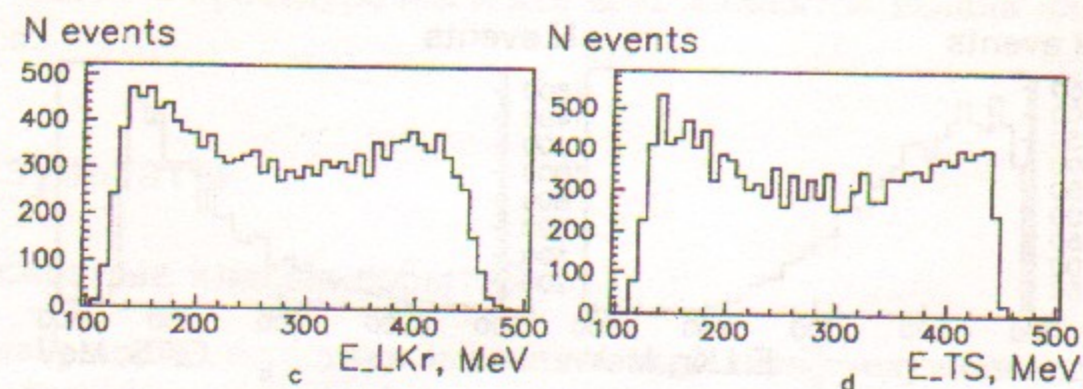
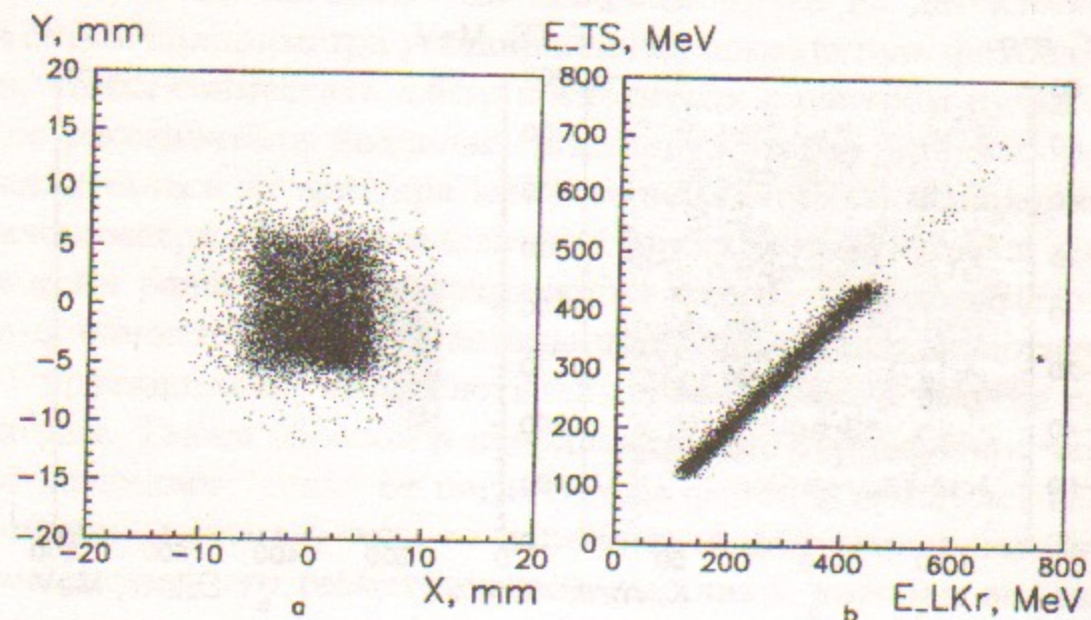


Рис. 18: Параметры пролетных γ -квантов

На Рис. 19а представлены данные о доле фотонов, пролетевших без взаимодействия сквозь мишень и поглотитель фотонов и реконструированных в калориметре, для фотонов в интервале энергий $300 \div 350$ МэВ в заходах с мишенью (STA), набранных в течение всего эксперимента. Хорошее согласие данных с константой говорит о стабильности процедур измерения числа фотонов, падающих на мишень и реконструкции фотона в калориметре. Аналогичный анализ был проделан для всех энергетических интервалов в заходах без мишени и с мишенью. Результат представлен на Рис. 19б. Эти данные использовались при определении ослабления пучка фотонов мишенью, см. п. 6.3.

N reconstr. passed 1γ events per 10^6 tagged γ ; normal runs

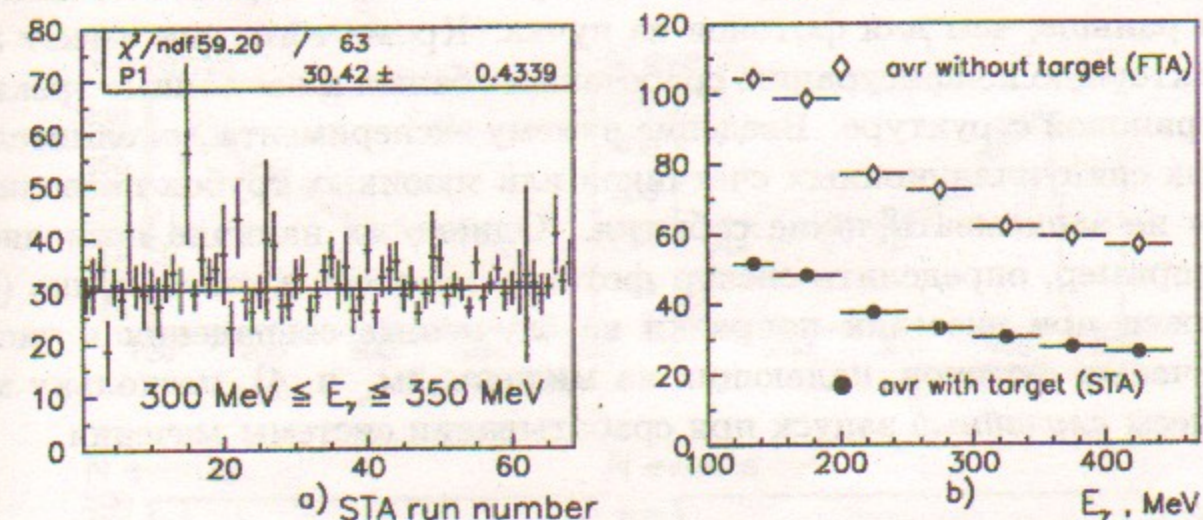


Рис. 19. Доля фотонов, пролетевших без взаимодействия сквозь мишень и поглотитель фотонов и реконструированных в калориметре, а) для фотонов в интервале энергий $300 \div 350$ МэВ в заходах с мишенью (STA) б) в зависимости от энергии фотона, для заходов с мишенью (STA) и без мишени (FTA)

2. Другая категория зарегистрированных событий — это γ -кванты, попавшие в стриповую структуру калориметра снаружи от поглотителя фотонов (клина). Именно к этой категории относятся события искомых эффектов дельбрюкковского рассеяния и расщепления фотона. На Рис. 20а показано двумерное координатное распределение γ -квантов вне клина, на Рис. 20б теперь кроме событий с $E_{LKr} = E_{TS}$, соответствующих упругому рассеянию γ -квантов, значительная доля событий лежит в области $E_{LKr} < E_{TS}$, что соответствует неупругому рассеянию, т.е. различным фоновым процессам (рассеянию на краях коллиматора, в мишени, на газе до и после

мишени). На Рис. 20c,d видно существенное различие в энергетических спектрах LKr калориметра и системы мечения. На Рис. 20e представлено распределение по расстоянию до центра стриповой структуры сразу для двух классов событий - с реконструированным пролётным либо рассеянным фотоном. Имеется выраженный провал, соответствующий радиусу поглотителя фотонов (11.5 мм), т.е. эти классы событий хорошо разделяются.

3. события, в которых сигнал в калориметре от космической частицы случайно совпал по времени с треком в СРЭ (при этом меченый фотон не попадает в канал более чем в 90 % случаев, см. таблицу 1). Доля таких событий в общем числе составляет около 30 %. Большая часть их выделена тем, что энерговыделение в центральной башне калориметра меньше 85 МэВ и импульс LKr в АЦП-СК начинается раньше, чем для фотонов из пучка. Кроме того, они имеют характерную конфигурацию сработавших башен и наклонные треки в стриповой структуре. Введение в схему эксперимента дополнительных сцинтилляционных счётчиков или мюонных трубок позволило бы не записывать такие события. Однако их наличие позволяет, например, определить спектр фотонов на входе в канал пучка (он нужен при внесении поправки на случайные совпадения в число меченых фотонов, падающих на мишень, см. п. 4), поскольку мы имеем случайный запуск при срабатывании системы мечения.

6.2. Алгоритм восстановления событий с одним и двумя фотонами в конечном состоянии. Эффективность реконструкции.

Алгоритм поиска событий с одним фотоном в калориметре состоял в следующем:

1. В каждом стриповом слое выделялись кластеры - группы соседних стрипов с амплитудой больше $2.5\sigma_{\text{шума}}$ ($\sigma_{\text{шума}} \approx 0.2$ МэВ для центральных стрипов) и суммарным энерговыделением больше 3 МэВ - и определялись их координаты с помощью обобщённого метода центра тяжести [13].
2. Кластеры группировались в треки, если расстояние между ними не превышало 15 мм для соседних слоёв и 30 мм для слоёв, расположенных через один. При наличии энерговыделения в первом зазоре жидкокриптонового калориметра больше 2.4 МэВ (ранней конверсии фотона) допуск расширялся до 25 и 35 мм соответственно.

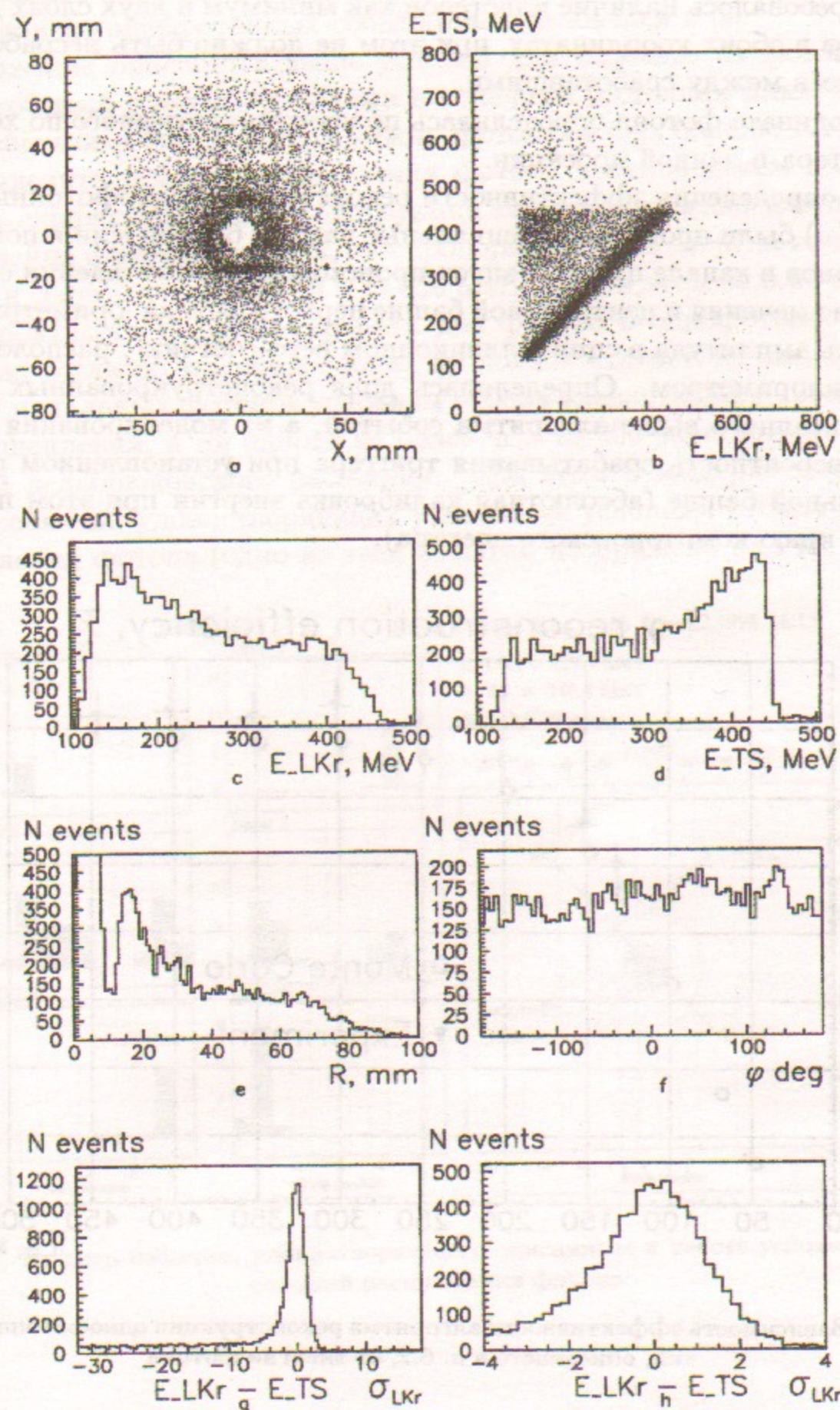


Рис. 20: Параметры рассеянных γ -квантов

3. Требовалось наличие кластеров как минимум в двух слоях для треков в обеих координатах, при этом не должно быть несработавших слоёв между сработавшими.

Координата фотона определялась по координате первого по ходу пучка кластера в данной проекции.

Для определения эффективности реконструкции однофотонных событий $\epsilon_{1\gamma}(\omega)$ были проведены специальные заходы без мишени и поглотителя фотонов в канале пучка. Запуск происходил при совпадении сигналов в системе мечения и центральной башне первого слоя калориметра. Записывалась амплитуда в сцинтилляционном вето-счётчике, расположенном перед калориметром. Определялась доля реконструированных с помощью описанного выше алгоритма событий, а из моделирования определялась вероятность срабатывания триггера при установленном пороге в центральной башне (абсолютная калибровка энергии при этом проводилась по краю комптоновского спектра).

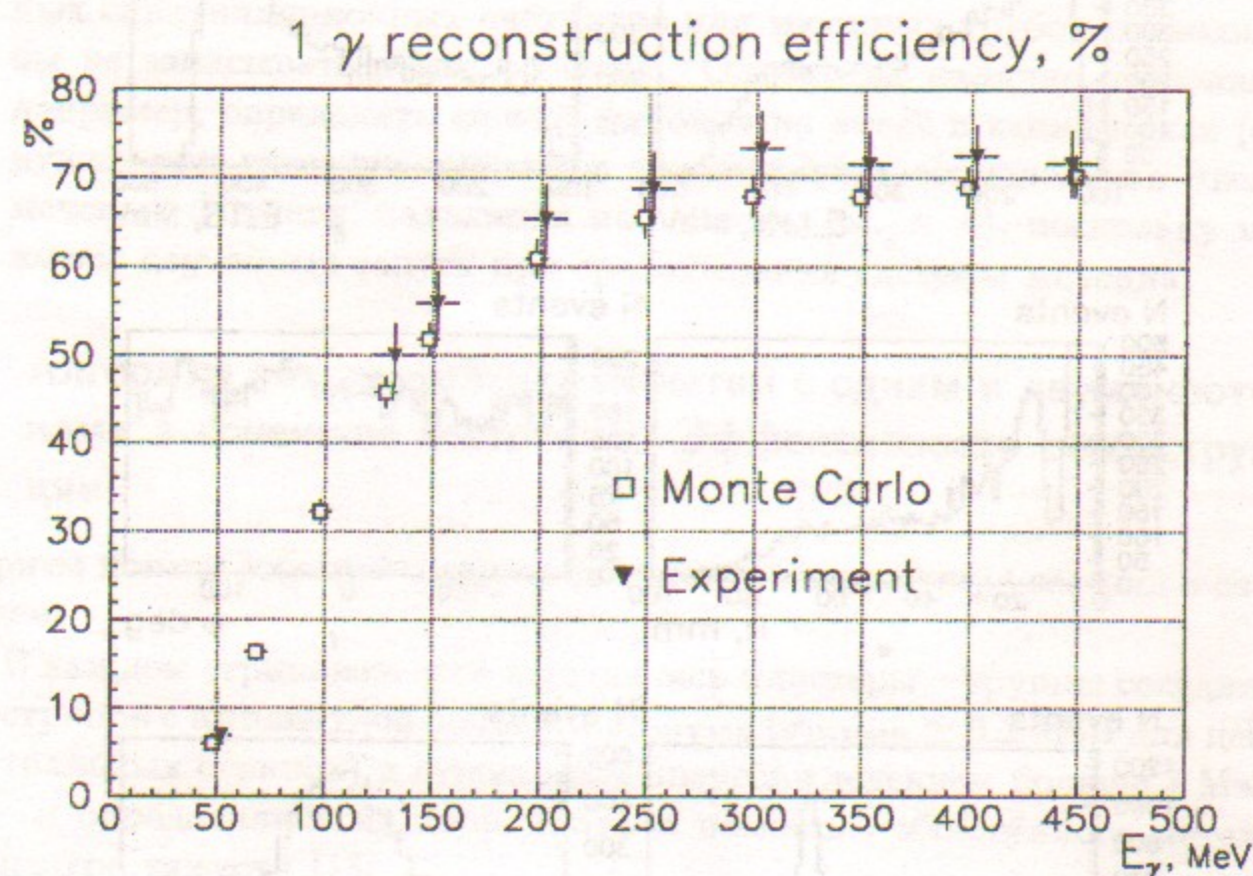


Рис. 21. Зависимость эффективности алгоритма реконструкции однофотонных событий, описанного в п. 6.2, от энергии фотона

На Рис. 21 изображена измеренная таким образом эффективность реконструкции. Она хорошо согласуется с результатами моделирования и

почти не зависит от координат фотона в калориметре. Аналогичный алгоритм поиска однофотонных событий использовался в [9].

Наложение описанных выше условий для каждого из фотонов при поиске событий с двумя фотонами в конечном состоянии плюс требование, чтобы азимутальный угол между фотонами был больше 150° позволило выделить процесс расщепления фотона в кулоновском поле ядра [15],[16]. Эффективность реконструкции такого алгоритма для процесса расщепления фотона невелика, она пропорциональна энергии начального фотона и составляет 10% при $\omega = 450$ МэВ, но при этом сильно подавлена и вероятность реконструировать два фотона в однофотонном событии. Так, согласно моделированию, на полной статистике эксперимента $1.63 \cdot 10^9$ начальных фотонов условиям отбора удовлетворяет 107 ± 6 событий расщепления, и ни одного из более чем 10 000 зарегистрированных событий дельбрюкковского рассеяния. При этом в эксперименте найдено 120 событий, удовлетворяющих указанным условиям отбора событий расщепления фотона (одно из этих событий изображено на Рис. 22).

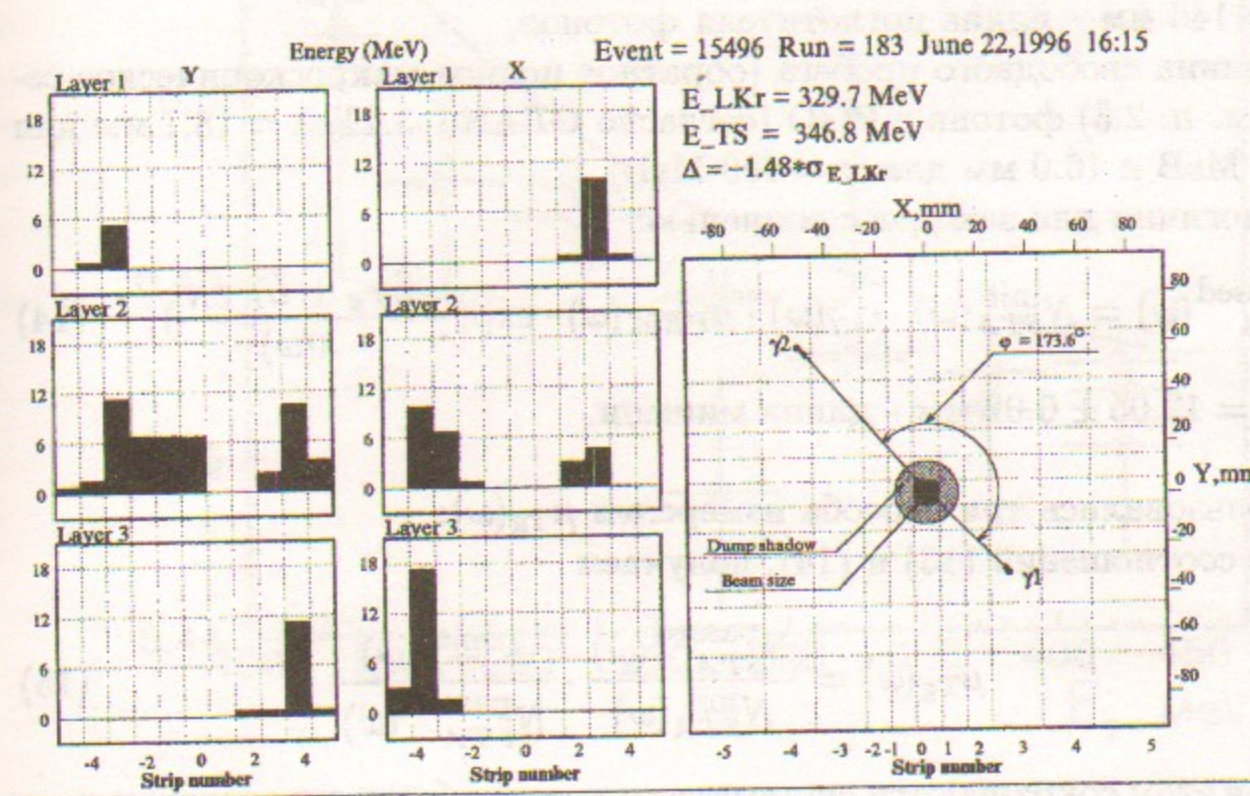


Рис. 22. Пример события, удовлетворяющего описанным в тексте условиям отбора событий расщепления фотона

6.3. Измерение ослабления пучка фотонов мишенью.

Ослабление пучка фотонов мишенью $\mu_{Tg}(\omega) = \exp(-\frac{L_{Tg}}{\lambda(\omega)})$ входит множителем при вычислении видимых сечений дельбрюкковского рассеяния и расщепления фотона (формулы 8 и 11), поэтому важно измерить $\mu_{Tg}(\omega)$ в эксперименте и сравнить с заложенным в моделирование GEANT.

Число событий, в которых в калориметре был зарегистрирован фотон, пролетевший без взаимодействия сквозь поглотитель, фотонов в заходах без мишени, даётся соотношением:

$$N_{FTA}^{passed}(\omega) = N_{FTA}^{init}(\omega) \cdot \epsilon_{1\gamma}(\omega) \cdot \mu_{PEM}(\omega) \cdot \exp(-\frac{L_{KLN}}{\lambda(\omega)}), \quad (13)$$

где $N_{FTA}^{init}(\omega)$ – число начальных фотонов,
 $\epsilon_{1\gamma}(\omega)$ – эффективность реконструкции однофотонных событий,
 $\mu_{PEM}(\omega) \simeq 0.83$ – ослабление фотонного пучка материалом ФЭУ, находящегося за поглотителем фотонов,
 $L_{KLN} = 146$ мм – длина поглотителя фотонов,
 $\lambda(\omega)$ – длина свободного пробега (обратное полное макроскопическое сечение, см. п. 2.3) фотона в BGO (согласно GEANT 3.21, $\lambda = 18.1$ мм для $\omega = 150$ МэВ и 16.0 мм для $\omega = 450$ МэВ).

Аналогично для заходов с мишенью:

$$N_{STA}^{passed}(\omega) = N_{STA}^{init}(\omega) \cdot \epsilon_{1\gamma}(\omega) \cdot \mu_{PEM}(\omega) \cdot \exp(-\frac{L_{Tg} + L_{KLN}}{\lambda(\omega)}), \quad (14)$$

где $L_{Tg} = 12.05 \pm 0.02$ мм – длина мишени.

Использовались три способа измерения $\mu_{Tg}(\omega)$:

1. Из соотношений (13) и (14), получаем

$$\mu_{Tg}(\omega) = \frac{N_{STA}^{passed}(\omega)}{N_{STA}^{init}(\omega)} \cdot \frac{N_{FTA}^{init}(\omega)}{N_{FTA}^{passed}(\omega)} \quad (15)$$

При этом сокращаются систематические ошибки в определении $\mu_{PEM}(\omega)$ и $\epsilon_{1\gamma}(\omega)$, но точность ($\simeq 2.5\%$) ограничена статистикой, в основном, в заходах без мишени (FTA).

2. Если в специальных заходах независимо измерить $\mu_{PEM}(\omega)$ и $\epsilon_{1\gamma}(\omega)$, то $\mu_{Tg}(\omega)$ можно извлечь из (13) или (14).

Относительная ошибка при использовании (13)

$$\frac{\delta\mu_{Tg}(\omega)}{\mu_{Tg}(\omega)} = \frac{L_{Tg}}{L_{KLN}} \cdot \frac{\delta p}{p}, \quad (16)$$

Probability to pass through BGO target (t=1.2 cm)

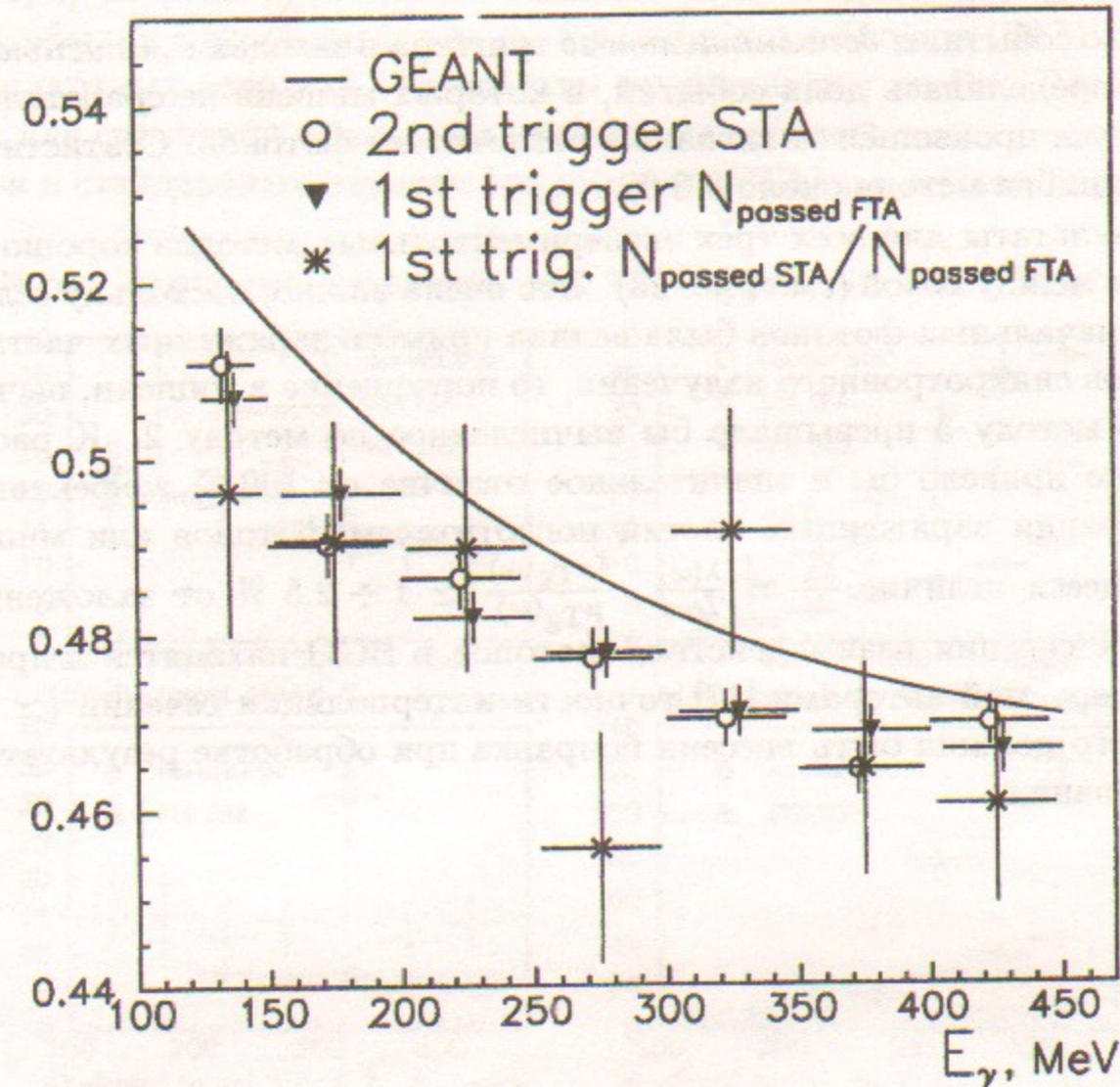


Рис. 23: Зависимость ослабления пучка γ -квантов в мишени от энергии

где

$$p = \frac{N_{FTA}^{passed}(\omega)}{N_{FTA}^{init}(\omega)\mu_{PEM}(\omega)\epsilon_{1\gamma}(\omega)} \quad (17)$$

При этом хотя в p присутствуют несколько факторов, (определяющей является ошибка в измерении $\mu_{PEM}(\omega)$, составляющая $\sim 10\%$, остальные ошибки около 2%), наличие множителя $\frac{L_{Tg}}{L_{KLN}} \simeq 0.08$ в (16) делает этот метод измерения $\mu_{Tg}(\omega)$ более точным, чем предыдущий.

- По событиям *дополнительного* триггера в заходах с мишенью (STA) определялась доля событий, в которых мишень не сработала и запуск произошёл от сигнала в поглотителе фотонов. Статистическая ошибка метода около 0.8% .

Результаты для всех трёх экспериментальных методов хорошо согласуются между собой (см. Рис. 23). Это очень важно, поскольку если бы в пучке начальных фотонов была велика примесь заряженных частиц или фотонов синхротронного излучения, то поглощение в мишени, вычисленное по методу 3 превышало бы вычисленное по методу 2. К рассогласованию привело бы и значительное отличие от 100% эффективности регистрации заряженных частиц поглотителем фотонов или мишенью. Имеющееся отличие $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda(\omega)}{L_{Tg}} \cdot \frac{\delta\mu_{Tg}(\omega)}{\mu_{Tg}(\omega)} \simeq 1 \div 2.5\%$ от заложенного в GEANT сечения взаимодействия фотонов в BGO находится в пределах декларируемой авторами [17] точности интерполяции сечений ($\simeq 2.2\%$) и на него должна быть внесена поправка при обработке результатов моделирования.

6.4. Влияние неэффективности элементов аппаратуры на число событий с фотонами, рассеянными вне поглотителя фотонов

Были проведены специальные заходы для исследования влияния неэффективности элементов аппаратуры на число событий с фотонами, рассеянными вне поглотителя фотонов. Отдельно проводился анализ для событий рассеяния с сохранением (с точностью до 3σ разрешения калориметра) энергии и без него. Записывались на диск и учитывались только события с энерговыделением в калориметре больше 100 МэВ (как и в стандартных заходах). Результаты представлены на Рис. 24, 25, 26. Там же для сравнения приведены кривые для среднего числа рассеянных фотонов в стандартных заходах без мишени (FTA) и с мишенью (STA).

N rec. scattered 1γ events per 10^6 tagged γ ; COL 4 is off

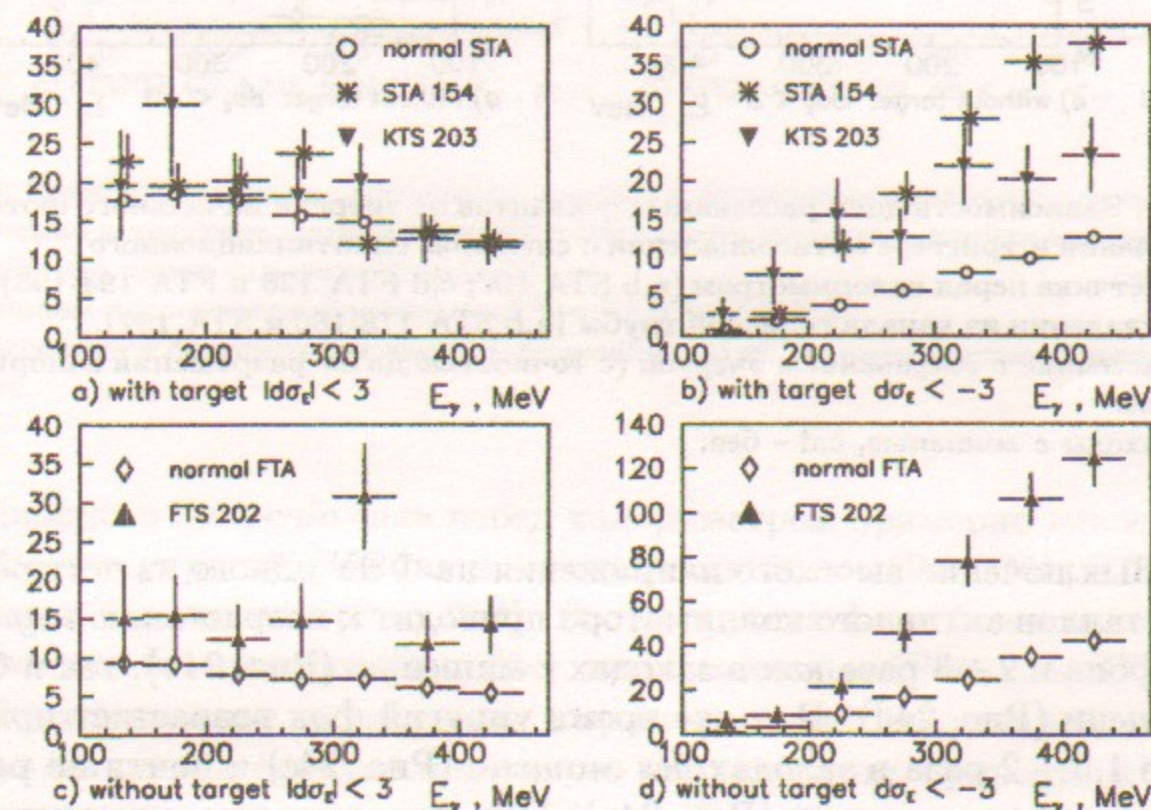


Рис. 24. Зависимость доли рассеянных γ -квантов от энергии начального фотона при выключении в триггере антисовпадений с сигналом одного из четырёх кристаллов активного коллиматора (COL 4).

a, c – рассеяние с сохранением энергии (с точностью до 3σ разрешения калориметра), b, d – без.
 a, b – заходы с мишенью, c, d – без.

Анализ данных позволяет сделать следующие выводы:

N rec. scattered 1 γ events per 10⁶ tagged γ ; no He or SLK

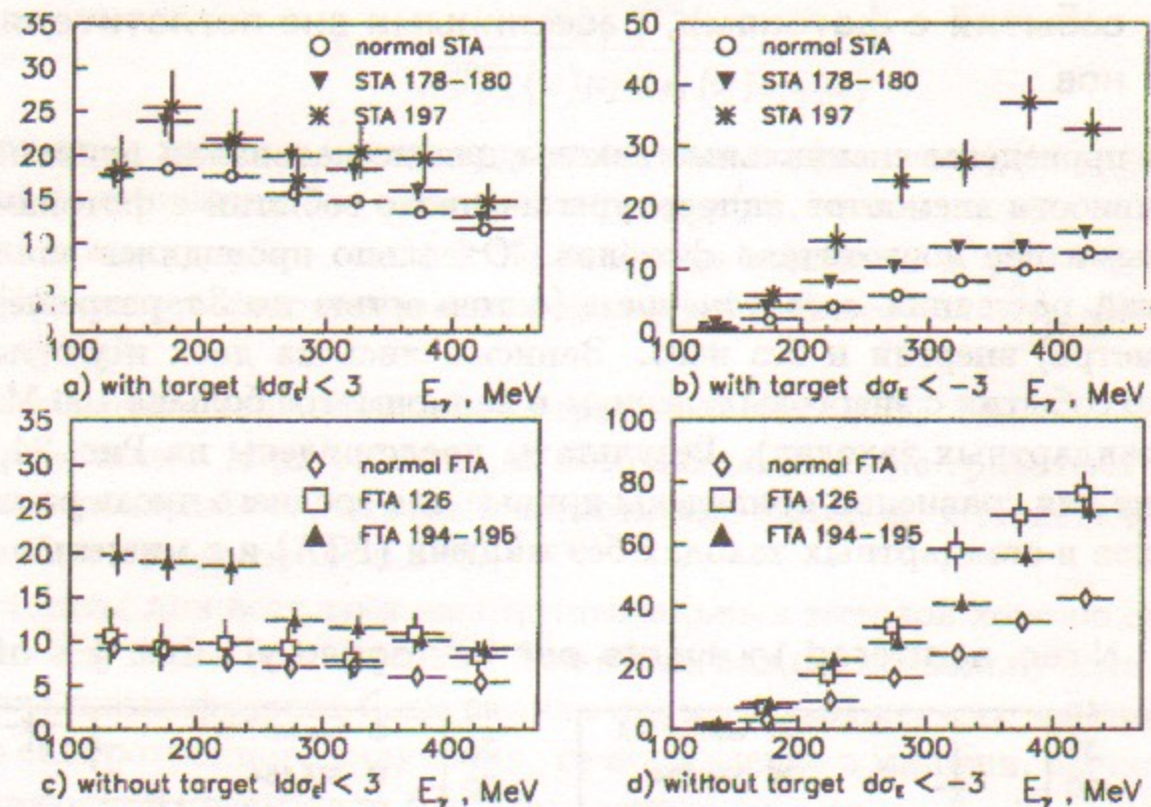


Рис. 25. Зависимость доли рассеянных γ -квантов от энергии начального фотона при выключении в триггере антисовпадений с сигналом сцинтилляционного вето-счётчика перед калориметром (a,b STA 197; c,d FTA 126 и FTA 194-195) и при удалении из канала гелиевой трубы (a,b STA 178-180 и STA 197). a,c – рассеяние с сохранением энергии (с точностью до 3σ разрешения калориметра), b,d – без. a,b – заходы с мишенью, c,d – без.

1. Выключение высокого напряжения на ФЭУ одного из четырёх кристаллов активного коллиматора приводит к возрастанию неупругого фона в $2 \div 3$ раза как в заходах с мишенью (Рис. 24b), так и без мишени (Рис. 24d). В то же время упругий фон возрастает примерно в $1.5 \div 2$ раза в заходах без мишени (Рис. 24c) и почти не растёт в заходах с мишенью (Рис. 24a). Это связано с тем, что при рассеянии или образовании ливней в коллиматоре заряженные частицы в части событий попадают в мишень и вызывают появление сигнала, блокирующего срабатывание триггера.
2. В заходах без гелиевой трубы между мишенью и поглотителем фотонов упругий фон возрастает примерно на 20% (Рис. 25a, STA 178-180), неупругий – несколько больше (Рис. 25b).
3. При выключении в триггере антисовпадений с сигналом сцинтилля-

N rec. scattered 1 γ events per 10⁶ tagged γ (special runs)

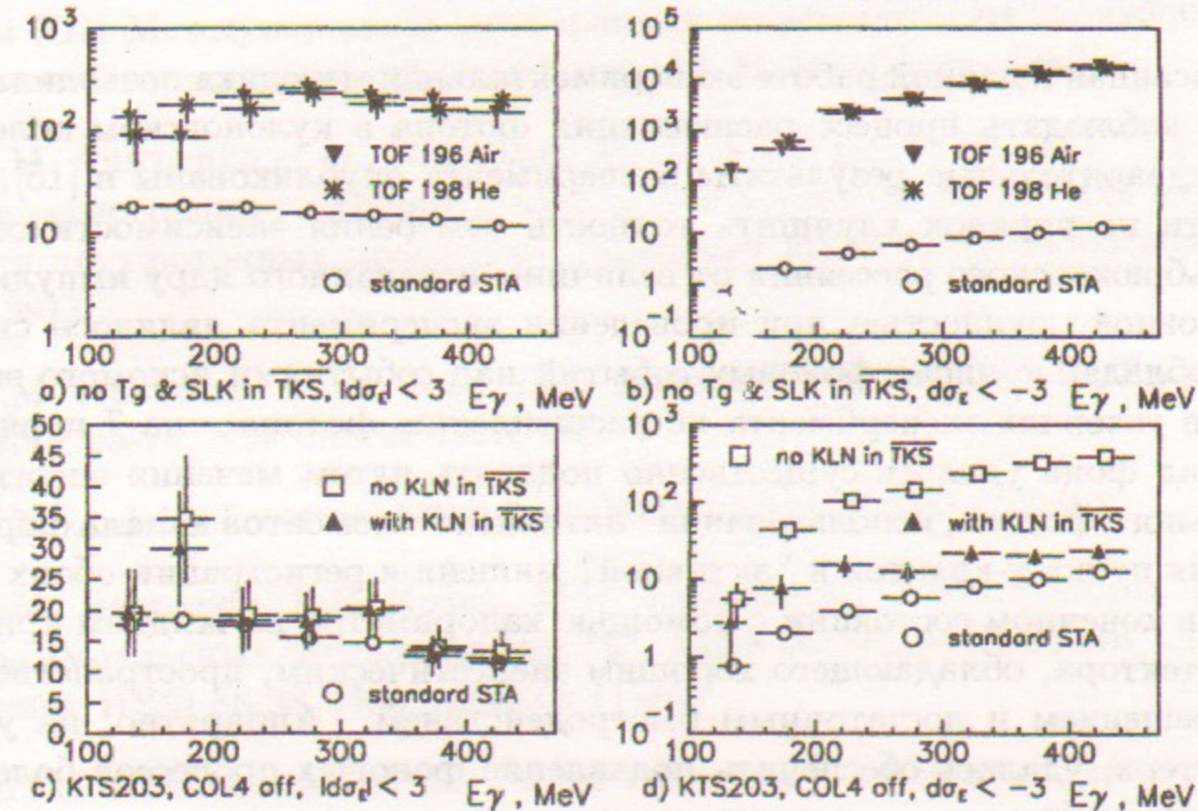


Рис. 26. Зависимость доли рассеянных γ -квантов от энергии начального фотона при выключении в триггере антисовпадений с сигналами мишени и сцинтилляционного вето-счётчика перед калориметром (a,b) и с сигналом поглотителя фотонов (c,d "no KLN in TKS"). a,c – рассеяние с сохранением энергии (с точностью до 3σ разрешения калориметра), b,d – без.

- ционного вето-счётчика перед калориметром примерно вдвое вырастает неупругий фон как в заходах с мишенью (Рис. 25b, STA 197), так и без мишени (Рис. 25d). Рост упругого фона более выражен в заходах без мишени (Рис. 25c), чем с мишенью (Рис. 25a, STA 197).
4. Одновременное выключение в триггере антисовпадений с сигналами мишени и сцинтилляционного вето-счётчика приводит к возрастанию на порядок упругого фона (Рис. 26a) и на три порядка – неупругого (Рис. 26b) (доля заряженных частиц не превышает при этом 10%).
5. Выключение в триггере антисовпадений с сигналами поглотителя фотонов почти не приводит к росту упругого фона (Рис. 26c). Однако неупругий фон вырастает в $10 \div 30$ раз (Рис. 26d).

7. Заключение

Описанная в данной работе экспериментальная методика позволила впервые наблюдать процесс расщепления фотона в кулоновском поле ядра (предварительные результаты эксперимента опубликованы в [15],[16]) и почти на порядок улучшить точность измерения зависимости сечения дельбрюкковского рассеяния от величины переданного ядру импульса [9]. Основной трудностью при проведении эксперимента являлось сильное преобладание числа фоновых событий над событиями искомого эффекта (в условиях эксперимента по расщеплению фотона – на 7 порядков). Вклад фона удалось существенно подавить путем мечения энергии начального фотона, использования "активных" элементов канала формирования пучка γ -квантов и "активной" мишени и регистрации обоих фотонов в конечном состоянии с помощью калориметра на жидком криптоне – детектора, обладающего хорошим энергетическим, пространственным разрешением и достаточным быстродействием. Аппаратно, на уровне триггера, удалось обеспечить подавление фоновых процессов более чем на 3 порядка.

Литература

- [1] E.J. Williams, Kgl.Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys.Medd.XIII, n.4 (1935)
- [2] A.W. Adler, S.G. Cohen, Phys. Rev. v.146 (1966) p.1001
- [3] G. Jarlskog *et al.*, Phys. Rev. **D8** (1973) 3813-3823
- [4] A.I. Milstein, B.B. Voitsekhovski. "It is possible to observe photon splitting in a strong Coulomb field". Препринт ИЯФ 91-14 (1991)
- [5] A.M. Johannesssen *et al.*, Phys. Rev. D v.22, n.5 (1980) p.1051
- [6] V.N. Baier *et al.*, Phys. Lett. **49B** (1974) p.385. Препринт ИЯФ 58-73 (1973)
- [7] Р.М. Джилкибаев и др., Письма в ЖЭТФ т.19, стр.1 (1974)
- [8] G.Ya. Kezerashvili *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **B145** (1998) 40-48
- [9] Sh.Zh. Akhmadaliev *et al.*, Phys. Reports **C58 N5** (1998) 2844-2850 "Дельбрюкковское рассеяние фотонов в кулоновском поле при энергиях 140–450МэВ". Препринт ИЯФ 98-51, Новосибирск (1998).

- [10] И.Я. Протопопов. " $e^+ e^-$ встречные пучки в Новосибирске." Труды XIII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. том.1, стр. 63, Новосибирск, 1987.
- [11] V.M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A355** (1995) 261-267. "Система регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР для изучения двухфотонных процессов". Препринт ИЯФ 91-49, Новосибирск (1991).
- [12] V.M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A394** (1997) 35-45. Preprint BINP 95-96, Novosibirsk 1995, 40p.
- [13] V.M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A419** (1998) 602-608
- [14] А.М. Батраков, В.Р. Козак, М.Э. Кругляков. "Регистраторы формы импульсных сигналов серии "S". АЦП-101SK, АЦП-850SK". Препринт ИЯФ 88-98, Новосибирск (1988).
- [15] Sh.Zh. Akhmadaliev *et al.*, "First Observation of Photon Splitting in a Strong Coulomb Field" PHOTON'97 Workshop proceedings, World Scientific, 1997, 246-250
- [16] A.L. Maslennikov "Photon physics in Novosibirsk" Workshop on photon interactions and the photon structure, Lund, 10- September 1998, 347-365
- [17] R. Brun *et al.*, GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup, W5013, edition October 1994, p.205

Ш.Ж. Ахмадалиев, Г.Я. Кезерашвили, С.Г. Клименко,
В.М. Малышев, А.Л. Масленников, А.М. Милов,
Н.Ю. Мучной, В.С. Панин, С.В. Пелеганчук,
Г.Э. Пospelов, Л.В. Романов,
Ю.А. Тихонов, А.Г. Шамо

Методика проведения эксперимента
по исследованию нелинейных процессов
квантовой электродинамики
в кулоновском поле ядра

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 21.11.2001 г.

Сдано в набор 23.11.2001 г.

Подписано в печать 23.11.2001 г.

Формат бумаги 60x90 1/8 Объем 3.1 печ.л., 2.5 уч.-изд.л.

Тираж 95 экз. Бесплатно. Заказ № 81

Обработано на IBM PC и отпечатано на

ротапринте "ИЯФ им. Г.И. Будкера" СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.