



44  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, С.Е. Бару,  
А.Е. Бондарь, В.Н. Жилич, А.А. Жоленц,  
Г.Я. Кезерашвили, Г.М. Колачев, А.М. Милов,  
Т.А. Пурлац, Л.В. Романов, Н.И. Роот,  
Г.А. Савинов, В.В. Сербо, В.М. Титов,  
А.Е. Ундрус, А.П. Усов, Г.С. Филимонов,  
А.Г. Чилингаров, Б.А. Шварц

**СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ  
РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ  
ДЕТЕКТОРА КЕДР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ  
ДВУХФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ**

ПРЕПРИНТ 91-49



НОВОСИБИРСК

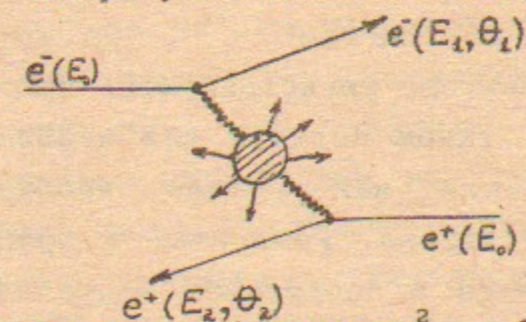
## I . В В Е Д Е Н И Е .

В экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках центральное место занимают исследования процесса аннигиляции электрон-позитронной пары с последующим рождением нового состояния лептонов или адронов.

В то же время наряду с аннигиляционными процессами существуют процессы двухфотонного образования частиц. Сечения этих процессов имеют более высокий порядок по константе электромагнитного взаимодействия  $\alpha=1/137$ , чем сечения однофотонного рождения. Однако с ростом энергии ускорителей двухфотонные процессы начинают доминировать над однофотонными, так как сечения аннигиляционного рождения падают по крайней мере как  $1/E^2$ , а двухфотонного — логарифмически растут с энергией. Кроме того, двухфотонные процессы часто открывают подходы к объектам исследования, недоступным для изучения в однофотонном канале, например, переходы  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны.

Возможность изучения  $\gamma\gamma$ -взаимодействий на встречных электрон-позитронных пучках основана на том, что поле быстрой заряженной частицы весьма сходно с излучением, которое можно трактовать как поток фотонов. Таким образом,  $e^+e^-$  пучки являются как бы источниками "фотонных пучков". Это утверждение, составляющее существо метода эквивалентных фотонов (МЭФ), можно строго обосновать с помощью диаграммной техники Фейнмана.

На рисунке показана диаграмма процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ .



Электрон и позитрон излучают виртуальные фотоны, которые рожают С-чётное состояние X. Из-за фотонных пропагаторов диаграммы сечение определяется областью малых поперечных импульсов фотонов  $q_1^2 = -Q_1^2 = (p_1 - p'_1)^2$ . Иными словами, большинство фотонов излучается вблизи массовой поверхности под малыми углами и являются квази-реальными.

Кинематика реакции полностью определяется 4-импульсами

начальных и рассеянных электронов и позитронов  $P_1, P_2, P'_1, P'_2$ . Для описания  $\gamma\gamma$ -системы при данной энергии пучка  $E_0$  необходимо 5 переменных:

$E_1, E_2$  - энергии рассеянных электронов (РЭ);  
 $\theta_1, \theta_2$  - углы РЭ к оси пучка;  
 $\Phi$  - угол между плоскостями РЭ.

Кинематические переменные  $\gamma\gamma$ -системы можно выразить через параметры РЭ (пренебрегая членами порядка  $m_e$ ):

$$\omega_{1,2} = E_0 - E_{1,2}; \quad (1)$$

$$q_{1,2}^2 = (P_{1,2} - P'_{1,2})^2 = -2E_0 E_{1,2} (1 - \cos\theta_{1,2}).$$

Инвариантная масса  $\gamma\gamma$ -системы

$$W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1 + q_2)^2 = 4\omega_1\omega_2 - 2E_1E_2(1 - \cos\theta_1\cos\theta_2 - \sin\theta_1\sin\theta_2\cos\Phi),$$

что при малых  $Q_1^2, Q_2^2$  принимает вид  $W_{\gamma\gamma}^2 = 4\omega_1\omega_2$ .

Расчеты по МЭФ дают следующие распределения для энергии и угла фотонов:

$$N(\omega) \cdot (d\omega/E_0) \cdot d\theta_\gamma^2 = \frac{\alpha}{\pi} \frac{d\omega}{\omega} (1 - \omega/E_0 + \omega^2/2E_0^2) \cdot \frac{d\theta_\gamma^2}{\theta_\gamma^2 + m_e^2/E_0^2} \quad (2)$$

Из этой формулы видно, что энергетический спектр фотонов близок к тормозному  $\sim 1/\omega$ , а вылетают они преимущественно под малыми углами, порядка  $m_e/E_0$ .

Углы РЭ связаны с углами фотонов из закона сохранения импульса  $\theta_1 = \theta_{\gamma 1} \cdot \frac{\omega}{E_1}$  и тоже малы.

При изучении  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны на встречных пучках возможны разные подходы: с регистрацией обоих рассеянных электронов (**double-tag**), с регистрацией одного из электронов (**single-tag**) и без регистрации РЭ (**no-tag**).

В постановке **no-tag** в детекторе регистрируются продукты распада адронной системы  $X$ . В таком подходе для извлечения полной информации о  $\gamma\gamma$ -кинематике, как правило, необходимо регистрировать все родившиеся адроны. Рожденная в процессе  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  система  $X$  движется в продольном направлении, поэтому в лабораторной системе продукты распада  $X$  летят, в основном, под малыми углами к оси встречных пучков, т.е. в ту область телесного угла, где у всех детекторов имеется зона нечувствительности.

Информацию о переходе  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны можно извлекать с помощью регистрации рассеянных электронов. Как видно из формул (1), все кинематические переменные  $\gamma\gamma$ -системы выражаются через параметры РЭ: энергия фотона связана с энергией рассеянного электрона из закона сохранения  $\omega = E_0 - E_1$ , а угол является мерой  $Q^2$ , т.е. "степени виртуальности". В принципе, постановка **double-tag** полностью определяет  $\gamma\gamma$ -кинематику в пределах разрешения регистрирующей системы.

Трудности регистрации РЭ связаны с тем, что они вылетают, в основном, под малыми углами, т.е. регистрирующая система должна располагаться близко к пучку (особенно, если мы хотим продвинуться в область низких инвариантных масс, когда электроны теряют малую часть энергии). Важным этапом в методах регистрации двухфотонных процессов стало оснащение детекторов специальной системой регистрации рассеянных электронов (СРРЭ). В обзоре [1] содержится краткое описание таких систем, созданных на различных детекторах. СРРЭ должна обладать следующими качествами - иметь высокую эффективность регистрации и максимально возможную точность измерения энергии РЭ.

В ИЯФ уже имеется опыт создания и эксплуатации СРРЭ. В институте был создан детектор МД-1 с поперечным магнитным полем, специально ориентированный на изучение двухфотонных процессов [2]. Точность измерения энергии РЭ была  $\sim 1.5\%$ , что позволяло восстанавливать инвариантную массу с точностью  $\sim 100$  Мэв. Эффективность регистрации одновременно двух РЭ в области масс от 1.5 до 3.5 Гэв составляла 10 - 20 %.

В настоящей работе описывается СРРЭ, изготавливаемая сейчас для работы на накопителе ВЭПП-4М с детектором КЕДР [3]. Ее параметры приблизительно на порядок превосходят систему МД-1 по точности измерения инвариантной массы  $\gamma\gamma$ -системы. Еще одним достоинством СРРЭ является то, что, обладая высокой эффективностью регистрации, она не мешает решению задачи получения максимальной светимости, естественно вписываясь в оптику экспериментального промежутка.

## II . Ф И З И Ч Е С К А Я П Р О Г Р А М М А .

Рассмотрим основные задачи двухфотонной физики, на которые можно ориентироваться, имея СРРЭ с достаточно хорошей эффективностью регистрации в области инвариантных масс 0.5 - 4 Гэв и высокой точностью измерения инвариантной массы.

### 1. Изучение полного сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны при низких $Q^2$ .

Полное сечение  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны})$  является фундаментальной величиной в физике мягких адронов. Исследование двухфотонного перехода в адронное конечное состояние даёт возможность изучить динамику адронов с простым начальным состоянием.

Трудность измерения полного сечения  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны})$  по сравнению с сечением однофотонной аннигиляции состоит в том, что энергия центра масс  $W_{\gamma\gamma}$  неизвестна заранее, т.к. фотоны обеспечивают непрерывный спектр величин  $W_{\gamma\gamma}$ . Значит, необходимо измерять с хорошей точностью  $W_{\gamma\gamma}$ . Именно постановка double-tag позволяет сделать это модельно независимым способом, восстанавливая инвариантную массу по энергиям рассеянных электронов  $W_{\gamma\gamma}^2 = 4(E_0 - E_1)(E_0 - E_2)$ . Хорошее разрешение по инвариантной массе особенно важно в области низких масс, где требуется разрешение тонкой структуры сечения.

Очевидно, при измерении сечения  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны необходимо подавлять чисто электро-магнитные процессы. Для этого достаточно наряду с РЭ зарегистрировать в центральной части детектора появление хотя бы одного адрона. Достоинством рассматриваемой СРРЭ является также то, что регистрируются РЭ с углами вылета вплоть до нулевого. Это позволяет измерять сечение для реальных фотонов, не прибегая к экстраполяции к  $Q^2=0$ .

### 2. Изучение С-чётных резонансов с массой до 4 Гэв.

Двухфотонная физика предоставляет дополнительные возможности для проверки КХД на малых энергиях. Измерение  $\gamma\gamma$ -ширин С-чётных резонансов даёт важную информацию об их физической природе, кварковой структуре. Малая величина двухфотонной ширины ожидается для глюонных резонансов, как, например, для кандидата в глоболы  $\eta(1440)$  [раньше  $i(1460)$ ]. Малые ширины  $a_0(980)$  и  $f_0(975)$  [раньше  $\delta$  и  $S^*$ ] указывают, что эти резонансы, возможно, являются четырехкварковыми или молекулами псевдоскаляр-псевдоскаляр [4,5]. С другой стороны, связанные состояния пар векторных мезонов должны иметь большую двухфотонную ширину [6,7].

Параметры СРРЭ в принципе позволяют получить дополнительную информацию об уже известных резонансах (например, измерить их ширины), а также вести поиск новых возможных резонансов в области масс 0.5 - 4 Гэв. Достоинство подхода double-tag опять-таки в том, что  $\gamma\gamma$ -ширина измеряется непосредственно по сечению, независимо от знания конкретных бранчингов. Например, для упомянутого резонанса  $a_0(980)$  известна не собственно двухфотонная ширина, а её произведение на бранчинг в  $\eta\pi$ . Непосредственное измерение двухфотонной ширины позволит не только лучше понять физическую природу резонанса, но и получить величину бранчинга.

Традиционно предметом особого интереса для нас являются С-чётные состояния чармония. Дело в том, что с-кварк представляет переходную область в КХД, и двухфотонные ширины состояний чармония очень чувствительны к непертурбативным поправкам. Поэтому важной задачей СРРЭ представляется прямое измерение (по сечению) двухфотонных ширин  $\eta_c(2980)$ ,  $\chi_0(3415)$ ,  $\chi_2(3555)$ . Теоретически двухфотонную ширину  $\eta_c$  ( $^1S_0$ -состояние) можно связать с лептонной шириной  $J/\psi$  ( $^3S_1$ ), т.к. обе эти величины определяются значением кварковой волновой функции в нуле  $\Psi(0)$ . Если считать, что  $\Psi(0)$  совпадает для синглетного и триплетного состояний, то

$$\frac{\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow 1^+1^-)} = \frac{3e_q^4 |\Psi(0)|^2 / m_q^2}{e_q^2 |\Psi(0)|^2 / m_q^2} = 3e_q^2.$$

Используя измеренную лептонную ширину  $J/\psi$ , получим, что  $\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma) \approx 6.2$  кэв. Близкую оценку дают правила сумм КХД ( $\approx 4$  кэв). С другой стороны,  $\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c)$  тесно связана в рамках КХД с двухфотонной шириной  $\eta_c$ . Однако, экспериментальное значение вероятности перехода  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$  намного меньше, чем полученное теоретически с учетом этой связи. Этот вопрос достаточно серьезный. Точности имеющихся на сегодня экспериментальных результатов по измерению двухфотонной ширины  $\eta_c$  (PLUTO [8], MARK II [9], МД-1 [10]) пока не достаточно для прояснения этого вопроса.

Хотелось бы также измерить двухфотонные ширины р-волновых состояний чармония  $\chi_0$  и  $\chi_2$ . Результаты Crystal Ball [11] в пределах своих больших ошибок не противоречат двухглюонной модели адронных распадов и соотношению  $\Gamma_{\chi_0\gamma\gamma} / \Gamma_{\chi_2\gamma\gamma} = 15/4$ , ожидаемому из спиновых множителей.

При полном интеграле светимости  $100 \text{ пб}^{-1}$  количество зарегистрированных СРРЭ событий рождения  $\eta_c, \chi_0, \chi_2$  должно быть порядка сотни штук каждого, что обеспечит 10% статистическую точность.

### 3. Поиск экзотических состояний.

При наблюдении очередного С-четного резонанса первым этапом должно быть определение его места в SU(3)-классификации. Резонансы, не укладывающиеся в эту классификацию, относятся к экзотическим состояниям. Это могут быть глюон-глюонные состояния (глюболы), четырехкварковые состояния, кварк-глюонные резонансы (миктоны). Существуют различные модели, связывающие двухфотонную ширину с физической природой резонанса. Попытки наблюдения экзотических состояний в постановке с рассеянными электронами и измерения двухфотонных ширин помогут как-то прояснить ситуацию, по крайней мере, поставить какие-то

ограничения. Так, например, до сих пор не наблюдалось двухфотонное рождение кандидатов в глюболы  $\eta(1440), f_2(1720)$  и  $\xi(2220)$ . Это качественно подтверждает гипотезу о малости двухфотонной ширины глюбола, по крайней мере в случае с  $\eta(1440)$  и  $f_2(1720)$ , которые в большом количестве рождаются в радиационных распадах  $J/\psi$ .

Наблюдение экзотических состояний может выявить четырехкварковые или смешанные кварк-глюонные резонансы.

### III. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СРРЭ.

Как уже было отмечено во введении, основными параметрами, характеризующими СРРЭ и определяющими её возможности, являются разрешение по энергии РЭ (и связанное с ним разрешение по инвариантной массе), а также эффективность регистрации рассеянных электронов в зависимости от инвариантной массы.

Кинематика двухфотонных процессов такова, что для достижения высокой эффективности необходимо регистрировать электроны, вылетевшие из места встречи под нулевым углом. Это можно сделать, выводя из пучка электроны, потерявшие часть начальной энергии, поворотным магнитом. Этот же магнит, а также дублет квадрупольных линз, необходимых для создания малой  $\beta$ -функции в месте встречи пучков, естественно использовать в качестве жесткофокусирующего магнитного спектрометра для измерения энергии РЭ.

Схема такой СРРЭ показана на Рис.1. Рассеянный электрон, вылетая из места встречи, проходит основной магнит детектора с продольным полем, компенсирующий соленоид, квадрупольные линзы  $L_1$  и  $L_2$ , анализирующие магниты  $M_1$  и  $M_2$ . РЭ регистрируется одной из четырех систем регистрации  $CR_1, CR_2, CR_3$  и  $CR_4$ , основные параметры которых представлены в таблице. Энергией фокусировки называется энергия, при которой благодаря фокусирующим свойствам квадрупольных линз, координата попадания РЭ в систему не зависит от угла вылета из места встречи.

номер СР	регистрируемая область энергий (в долях энергии пучка)	энергия фокусировки	размер чувствительной обл. СР, см
1	0.39 - 0.59	0.58	7.7
2	0.60 - 0.72	0.66	4.3
3	0.73 - 0.85	0.80	8.9
4	0.85 - 0.98	0.91	15.8

Таким образом, дублет линз, необходимый для создания малой  $\beta$ -функции в месте встречи пучков, является одновременно частью жесткофокусирующего магнитного спектрометра. Такое решение позволило, во-первых, приблизить линзы к месту встречи для получения высокой светимости, а, во-вторых, улучшить разрешение по энергиям РЭ по сравнению с обычным магнитным спектрометром (как в СРРЭ детектора МД-1).

Для частиц, вылетевших из места встречи под нулевым углом, координата в СР однозначно связана с энергией. Угловое распределение РЭ, хотя и резко пикованное, разрушает эту однозначность. Таким образом, отличный от нуля угол вылета РЭ приводит к ошибке в измерении энергии. Но для электронов с энергией фокусировки связь координаты с энергией опять-таки однозначна. Чем больше энергия РЭ отличается от фокусирующей, тем больше будет ошибка в измерении энергии за счет отсутствия информации об угле. Именно поэтому СРРЭ разбита на четыре системы регистрации, что позволяет иметь небольшую ошибку измерения в широком диапазоне энергий РЭ. На Рис.2 показан результат моделирования методом Монте-Карло точности измерения энергии  $\sigma_E/E_0$  в зависимости от значения энергии РЭ с учетом различных факторов:

- а) энергетический разброс в пучке  $\delta = 8 \cdot 10^{-4}$ ;
- б) угол вылета РЭ из места встречи за счет углового распределения процесса двухфотонного рождения (разыгрывается по формулам МЭФ, см. (2) во введении );
- в) угловой разброс в пучке  $\sigma_{\theta_y} = 5 \cdot 10^{-4}$ ;

- д) размер пучка в месте встречи  $\sigma_y = 0.05$  см;
- е) координатное разрешение камер  $\sigma = 300$  мкм;
- ф) наличие нелинейных элементов (секступоли экспериментального промежутка для компенсации хроматизма фокусировки).

Эффективность регистрации одновременно двух РЭ показана на Рис.3. При расчете эффективности регистрации для того, чтобы считать РЭ "зарегистрированным" требовалось, чтобы он не только прошел по апертурам и попал в одну из СР, но и чтобы восстановленная энергия РЭ отличалась от истинной не более, чем на 40 Мэв. Тем самым отбрасываются события с большими углами вылета (далекие "хвосты" углового распределения) и учитывается только "полезная" эффективность.

На Рис.4 приведено разрешение по восстановленной инвариантной массе двухфотонной системы.

#### IV . КООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДСКОП .

Произведенное с помощью моделирования изучение энергетического разрешения, эффективности регистрации и фоновых условий позволяет сформулировать требования к регистрирующей части системы:

1) Из анализа различных вкладов в энергетическое разрешение (Рис. 2) следует, что требуемая пространственная точность составляет 0.3 - 0.6 мм.

2) Необходимо измерять угол влета РЭ в систему с точностью  $\sigma_{\theta} \leq 2 \cdot 10^{-3}$ . Эта информация не используется напрямую для восстановления энергии. Тем не менее, отбрасывая события с большими углами, можно существенно подавить далекие хвосты в распределении по инвариантной массе (при большом начальном угле энергия восстанавливается неправильно - за пределами принятых  $\pm 40$  Мэв). Кроме того, существуют физические задачи, не упомянутые в разделе II, где необходимо знание углов вылета РЭ из места встречи. Имеется в виду изучение угловых корреляций в процессах

двухфотонного рождения. Правда тогда нам нужна информация не только об угле в плоскости орбиты, но и о вертикальном угле вылета. Знание угла можно будет учитывать при подавлении фона различной природы. При пространственном разрешении 0.6 мм и полной базе СР 30 см, точность измерения угла влета в СР  $2 \cdot 10^{-3}$ . Многократное рассеяние на входном окне (0.1 радиационных длин) дает вклад того же порядка.

3) Регистрирующая система должна работать в условиях больших загрузок  $2 \cdot 10^6$  Гц.

4) Должно быть разделение нескольких одновременно зарегистрированных частиц.

5) Системы регистрации должны иметь малую область нечувствительности на краю (не больше 5 мм).

6) Необходимо предусмотреть возможность "выключения" области в СР, соответствующей вертикальному углу вылета из места встречи меньше некоторого ( $\sim 0.2$  млрд) для отстройки от фона.

### 1. Конструкция.

Наилучшим образом большинству указанных требований удовлетворяет годоскопическая система из дрейфовых трубок (ДТ). Каждая СР оборудуется таким годоскопом, выполненным в виде единого независимого модуля из шести регистрирующих плоскостей (Рис. 5). Плоскость набирается из ДТ диаметром 6 мм, толщиной стенки 90 мкм и состоит из двух рядов. Шаг между трубочками в ряду 8 мм, ряды смещены относительно друг друга на 4 мм. Анодные проволочки натянуты со смещением относительно центра трубочки 0.3 мм, причем знак смещения в соседних слоях разный. Это позволяет устранить неопределенность "лево-право" при восстановлении трека в системе. В модулях для СР<sub>1</sub>, СР<sub>2</sub>, СР<sub>3</sub> каждый ряд содержит 12 ДТ. Модуль для СР<sub>4</sub> имеет ряд из 24 трубок. Всего в СРЭ 1440 трубок.

### 2. Электроника.

Каждая ДТ снабжена предусилителем и усилителем-формирователем, расположенными непосредственно на годоскопе. Передний фронт выходного сигнала 5-7 нсек, задний - около 25 нсек. Электроника выполнена в виде независимых блоков по 12 каналов, снабженных разъемом, который надевается прямо на пины, фиксирующие проволочку. Логические сигналы с этих блоков подаются на промежуточный блок, служащий для согласования камерной и цифровой электроники. Преобразование сигнала из аналогового вида в цифровой осуществляется блоками, выполненными в специальном стандарте [12]. Временные интервалы измеряются методом прямого счета импульсов тактового генератора, при этом цена деления канала 2 нсек. Порог чувствительности электроники  $7 \cdot 10^{-15}$  Кулон.

Среднее пространственное разрешение в ДТ, измеренное на прототипе из 11 ДТ, оказалось при коэффициенте газового усиления  $5 \cdot 10^5$  около 300 мкм. Увеличивая усиление до  $2 - 4 \cdot 10^6$ , нетрудно получить разрешение  $\sigma \sim 200$  мкм.

### 3. Радиационная стойкость и газовая система.

Важнейшей задачей, которую необходимо разрешить при конструировании СРЭ, является обеспечение длительной работы системы в условиях высоких загрузок. Так, например, поток электронов ОТИ в плоскости орбиты пучка в слое толщиной 5 мм достигает 200 кГц. Для решения этой проблемы планируется работать при как можно более низком коэффициенте газового усиления. Предусмотрена возможность перемещения годоскопа, что позволит уменьшить плотность дозы облучения примерно в 10 раз.

Для изучения радиационной стойкости было изготовлено несколько модулей, состоящих из одной трубки, с использованием материалов, из которых будет изготовлены модули для СРЭ. Они облучались при помощи изотопа  $Sr^{90}$  и рентгеновской трубки.

При облучении ДТ, продуваемой газовой смесью на основе

Ag и  $\text{CO}_2$  наблюдается падение амплитуды в три раза при интеграле 1 Кл/см, что делает невозможным использование этой газовой смеси. В настоящий момент удовлетворительной представляется смесь  $90\% \text{CF}_4 + 10\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ . В этом случае доза 5 Кулон/см практически не сказывается на коэффициенте усиления. Недостаточно изучены пока воспроизводимость результатов облучения и влияние скорости облучения на радиостойкость системы.

#### 4. Сцинтилляционный годоскоп.

Для реализации возможности "выбрасывания" узкой области по вертикали вблизи горизонта, каждая СР оснащается годоскопом из сцинтилляционных полосок. Элементом годоскопа является счетчик на основе ФЭУ-60. Каждый годоскоп представляет собой конструкцию из 10 счетчиков, по 5 с противоположных сторон. Регулируемый зазор между противоположными счетчиками определяет выбрасываемую область.

Кроме того, измеряется время прохождения частицы через счетчик. Эта информация может использоваться для отстройки от пучкового фона.

#### В. СТАБИЛИЗАЦИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ОРБИТЫ.

Система пикап-электродов накопителя ВЭПП-4 контролирует положение орбиты в режиме, когда присутствует лишь один пучок, с относительной точностью около 0.1 мм. Для стабилизации орбиты в районе места встречи во время экспериментов со сталкивающимися пучками используется синхротронное излучение из доворотных магнитов.

Узкий пучок СИ, получаемый с помощью коллиматора шириной 1 мм, проходит между электродами двух плоских ионизационных камер. Они регистрируют его смещение по вертикали и в плоскости орбиты. Сигнальный электрод камер разделен на две части. Линия разреза образует с направлением СИ угол  $45^\circ$ . При изменении положения орбиты пучок СИ смещается, что

влияет на отношение сигналов с электродов камеры. Оно измеряется с помощью интегрирующего вольтметра с относительной точностью  $10^{-4}$ . Поддержание этого отношения неизменным позволит стабилизировать положение пучка с точностью 50 мкм (в точке излучения). Планируется контролировать положение орбиты таким способом в 4 точках. Расстояния между точкой излучения и коллиматором и между коллиматором и ионизационными камерами составляют 4+7 м.

Ионизационные камеры находятся в объеме, заполненном ксеноном, под давлением 1 атм. Их работа контролируется путем измерения тока с дополнительных прямоугольных электродов. Сигнальные электроды окружены охранными кольцами. Интенсивность СИ регулируется толщиной охлаждаемого поглотителя, расположенного сразу после коллиматора, так чтобы ток в камерах был примерно 1 мкА.

#### VI. ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КАЛИБРОВКИ ДЛЯ СРРЭ.

Поскольку СРРЭ обеспечивает довольно высокую точность измерения энергии рассеянных электронов, на уровне  $2 \cdot 10^{-3}$  (Рис. 2), становится актуальным вопрос об абсолютной калибровке шкалы системы регистрации. Для решения этой задачи идеальной была бы возможность получать электроны в области энергий  $(0.4 - 0.98) \cdot E_0$ , с абсолютной точностью не хуже 0.1%. Реально осуществимым вариантом, предоставляющим такие возможности, является процесс обратного комптоновского рассеяния фотонов, в котором электроны теряют часть импульса, передавая его электромагнитной волне. Энергетический спектр провзаимодействовавших электронов имеет резкий край, зависящий от параметров светового пучка и пучка заряженных частиц. В последние годы в ИЯФ интенсивно развивается метод обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронных пучках в накопителях. [13, 14] Поскольку при таком подходе используется высококогерентный источник светового излучения, ограничение точности абсолютной калибровки связано в первую очередь с



параметрами электронного пучка, его угловым и энергетическим разбросом на участке взаимодействия с лазерными фотонами. Данный метод позволяет провести калибровку СРРЭ с абсолютной точностью не хуже  $10^{-3}$  в достаточно широком диапазоне потерь импульсов частиц за счет использования нескольких гармоник лазерного излучения. Лазерно-оптическая система калибровки (ЛОСК) позволит обеспечить необходимые потери импульсов электронов в середине экспериментального промежутка. Кроме того, использование данного метода даст возможность калибровать СРРЭ оперативно, не изменяя режима работы накопителя.

#### 1. Выбор основных параметров.

Выбор параметров установки обусловлен наличием в СРРЭ четырех регистрирующих систем ( $СР_1$ ,  $СР_2$ ,  $СР_3$ ,  $СР_4$ ), каждую из которых желательно калибровать независимо. Диапазон импульсов частиц, регистрируемых каждой из СР, приведен в таблице в гл. III. Для того чтобы получить в комптоновском взаимодействии рассеянные электроны и позитроны с резкими нижними границами импульсов в областях регистрации каждой из СР, требуется использовать широкий набор длин волн лазерного излучения от инфракрасной до ультрафиолетовой областей спектра.

На Рис. 6 показаны кривые относительного импульса электронов после электрон-фотонного взаимодействия в зависимости от номера гармоники лазерного излучения. Видно, что электроны, взаимодействуя с первой гармоникой лазерного излучения с энергией 1.17 эВ сохраняют до 90% первоначального импульса. Таким образом, нижний край спектрального распределения электронов будет находиться в области регистрации  $СР_4$ . Фотоны второй гармоники предоставят возможность калибровать как  $СР_4$  так и  $СР_3$  в зависимости от энергии пучка в накопителе.  $СР_3$  и  $СР_2$  калибруются фотонами третьей и четвертой гармоник лазерного излучения. Калибровка ближайшей к месту встречи  $СР_1$  по границе спектра сталкивается со значительными трудностями, связанными с

получением высоких гармоник излучения и границей пропускания кварцевого стекла, из которого изготовлены элементы оптической схемы установки. Однако за счет того, что системы регистрации  $СР_1$  и  $СР_2$  расположены за одним и тем же магнитом  $M_1$  (Рис. 1), достаточной является калибровка только системы  $СР_2$ .

Ограничения накладываются так же и на длину пучка лазерных фотонов. Поскольку необходимо иметь область взаимодействия света с частицами внутри межэлектродного промежутка, длительность светового импульса не должна превышать 30 нс при нулевом угле встречи фотонов с электронами. Для обеспечения данного условия система оснащается акусто-оптическим модулятором добротности, помещаемым в лазерный резонатор (Рис. 7), синхронизированным с частотой обращения пучка в накопителе. Кроме того, в установке предусматривается возможность организации встречи лазерного излучения с пучком частиц под углом 15 мрад, что позволит обеспечить вылет рассеянных электронов из нужного места прямолинейного промежутка накопителя при длине электрон-фотонного взаимодействия ~10 см. Это дает возможность калибровать СРРЭ электронами, вылетающими непосредственно из места встречи накопителя ВЭПП-4М.

Оптическая схема должна обеспечить прецизионное перемещение и диаметр пучка фотонов 1 мм в области взаимодействия с электронным пучком. Это позволит получать 0.01-0.1 гамма-квант за один акт взаимодействия, в зависимости от используемой гармоники лазерного излучения. При таком режиме работы мала вероятность вылета двух фотонов за один акт взаимодействия, а кроме того, при работе с частотой повторения 1 КГц и синхронизацией по импульсу лазерных фотонов есть возможность уменьшить фон от тормозного излучения на атомах остаточного газа почти в 1000 раз.

#### 2. Описание оптической схемы.

В качестве источников светового излучения

предполагается использовать три импульсных твердотельных лазера, генерирующих фотоны с частотой повторения 1 КГц, длительностью импульса 70 нс и энергией фотона 1.17 эВ (Рис. 7). Специальные устройства формируют гармоники основного лазерного излучения с энергиями 2.34 эВ, 3.51 эВ, 4.68 эВ. Выбор режима работы осуществляется поворотным зеркалом ММ. Возможность управления и измерения поляризации лазерного пучка (ячейка Поппеля и поляризатор) предусматривается для экспериментов с поляризованными электрон-позитронными пучками на накопителе ВЭП-4М. Фотоумножитель РМТ служит для синхронизации регистрирующей аппаратуры по световому импульсу лазера.

Система линз и зеркал направляет лазерное излучение в вакуумную камеру накопителя и формирует необходимый размер перетяжки светового луча в месте взаимодействия фотонов с частицами (Рис. 1). Переход на калибровку СРРЭ с позитронного направления осуществляется в режиме, когда зеркало СЗ убрано. Для организации встречи фотонов с электронами или позитронами под углом 15 мрад зеркала С4, С7 могут быть так же убраны внутри вакуумной камеры.

Высокоэнергетичные гамма-кванты выводятся из вакуумной камеры сквозь бериллиевые окна и попадают в регистрирующую аппаратуру, измеряющую их энергетическое и координатное распределения.

### 3. Возможности оптической системы.

Как отмечалось в пункте 1, ЛОСК должна обеспечивать интенсивность вылета рассеянных электронов для калибровки СРРЭ на уровне 0.01 - 0.1 электрон за один акт взаимодействия. Вместе с тем ограничение на размер области взаимодействия налагается из соображений, что вылет рассеянных электронов должен происходить из пространства внутри межлинзового промежутка накопителя. Выполнение этого требования в первую очередь зависит от возможности создания короткого высокоэнергетичного лазерного импульса и помещения его точно в место встречи в накопителе, совместив центры

электронного и фотонного пучков. Случай, когда эти условия выполнены, можно считать идеальным. На основе расчетов видно, как меняется полная интенсивность вылета рассеянных электронов при изменении длительности лазерного импульса в идеальном случае (кривая 1 на Рис. 8). Выполнить эти условия можно только с определенной точностью, которую позволяет оптическая система. Предполагается, что мы сможем управлять местоположением пучка в месте встречи с точностью 30 мкм и помещать перетяжку фотонного луча в нужное место с точностью  $\pm 0.5$  м, при этом мы должны получить более 90% максимально возможной интенсивности вылета электронов при заданной длительности лазерного импульса (Рис 8, кривая 2). Кривая 3 показывает, какая часть электронов будет вылетать из межлинзового промежутка. Как видно из рисунка, основная часть электронов, более 50% вылетает из интересующей нас области, кривая стремится к постоянному значению, когда длина лазерного импульса становится больше длины прямолинейного промежутка накопителя. Однако, для точной калибровки СРРЭ, электроны должны терять энергию до попадания в магнитное поле линз, поэтому предусматривается возможность организации электрон-фотонной встречи под углом 15 мрад.

## VII . Ф О Н О В Ы Е У С Л О В И Я .

### 1. Фон от синхротронного излучения.

Поворотные магниты спектрометра с большим магнитным полем являются источниками синхротронного излучения (СИ). Фотоны СИ попадают в центральную часть детектора и в камеры системы рассеянных электронов. Для снижения фона СИ до допустимого уровня были приняты специальные меры: конечный участок поворотного магнита изготавливается с ослабленным в несколько раз полем, разработана система приемников СИ и диафрагм такая, что для попадания в детектор фотону необходимо по крайней мере два раза рассеяться. Для защиты от СИ систем регистрации на входном окне устанавливается

дополнительный фильтр толщиной 0.1 радиационной длины. Оценки, сделанные с учетом отражения фотонов от приемников излучения, толщины свинцовой защиты и вероятности взаимодействия в газе, дают фоновую загрузку в  $CP_1$  (в этой системе фон СИ максимальный)  $\sim 0.02$  фотонов/оборот при токе 10 мА.

### 2. Фон от однократного тормозного излучения и кулоновского рассеяния на остаточном газе.

Электроны пучка, теряющие энергию за счет этих процессов в прямолинейной секции перед поворотными магнитами СРРЭ, заворачиваются магнитным полем, и часть из них попадает в системы регистрации  $CP_1$  и  $CP_2$ . При давлении газа  $p=2 \cdot 10^{-9}$  тор и токе в пучке  $I=10$  мА фоновая загрузка двух ближайших к месту встречи систем регистрации будет  $\sim 5$  кГц.

### 3. Фон от однократного тормозного излучения из места встречи.

Основным источником фоновых частиц в СРРЭ является процесс однократного тормозного излучения (ОТИ). При регистрации РЭ с углами вылета из места встречи вплоть до нулевого, эта проблема становится очень серьезной.

Сечение этого процесса (на одну сторону от места встречи)

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{16}{3} \alpha \cdot r_0^2 \ln \gamma \cdot \frac{1}{\omega} = 6.0 \cdot 10^{-26} \cdot \frac{1}{\omega} \text{ см}^2.$$

Чтобы попасть в СРРЭ, электрон должен потерять энергию в интервале от  $\omega_{\min} = 0.02E_0$  до  $\omega_{\max} = 0.60E_0$ , где  $E_0$  — энергия пучка. Тогда полное сечение регистрации РЭ от ОТИ в СРРЭ на одну сторону

$$\sigma = 2.0 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

При светимости  $L=10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  скорость счета фоновых РЭ  $dN/dt = 2.0 \cdot 10^6$  Гц, т.е.  $\sim 2$  шт. на столкновение при частоте обращения пучка 1 МГц. Итак, в режиме работы ускорителя  $2 \times 2$  ступка, при светимости  $2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  СРРЭ будет регистрировать с каждой стороны РЭ от ОТИ в среднем по

$$\bar{n} = 2.0.$$

Предположим, что информация в центральной части детектора позволяет выделять события двухфотонного рождения адронов. Но на каждое такое событие помимо рассеянных электронов с большой вероятностью будут зарегистрированы электроны ОТИ. Если у нас нет способа определять, какие электроны произошли от двухфотонного события, то при восстановлении инвариантной массы мы вынуждены рассматривать все возможные комбинации пар рассеянный электрон — рассеянный позитрон. При этом будет большой фон случайных совпадений.

Средняя эффективность регистрации двух РЭ  $\hat{\epsilon} = 0.22$ . Грубо можно оценить эффективность регистрации РЭ с одной стороны как  $\sqrt{\hat{\epsilon}}$ . Соотношение фона и эффекта можно качественно понять на простой модели.

На одно  $\gamma\gamma$ -событие с каждой стороны от места встречи будет регистрироваться  $\sqrt{\hat{\epsilon}}$  РЭ и  $\bar{n}$  фоновых электронов. Количество всевозможных комбинаций РЭ для восстановления инвариантной массы равно

$$(\bar{n} + \sqrt{\hat{\epsilon}})^2 = \underbrace{\hat{\epsilon}}_{\text{эффект}} + \underbrace{\bar{n}^2 + 2\bar{n}\sqrt{\hat{\epsilon}}}_{\text{фон}}.$$

Значит, соотношение числа событий эффекта и фона

$$\frac{\text{фон}}{\text{эффект}} = \frac{\bar{n}^2 + 2\bar{n}\sqrt{\hat{\epsilon}}}{\hat{\epsilon}} \approx 30.$$

при  $\bar{n} = 2.0$ . Таким образом, при характерной светимости  $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  ОТИ дает комбинаторный фон, в 30 раз превышающий число полезных событий, причём это отношение квадратично растёт с увеличением светимости.

Одной из основных задач СРРЭ является поиск и измерение ширины узких С-чётных резонансов в области инвариантных масс 1 — 4 Гэв. Сечение реакции  $\gamma\gamma \rightarrow$  адроны в зависимости от инвариантной массы представляет собой нерезонансную подложку, на фоне которой имеются узкие пики. Ориентируясь на задачи поиска резонансов, слабо выделяющихся над уровнем подложки, был выбран параметр для качественного сравнения различных способов подавления фона. Этот параметр

представляет собой время, необходимое для набора статистики для выделения гипотетического резонанса на каком-то заданном уровне достоверности. Рассмотрим, как определяется это время.

Пусть  $\sigma_{\text{res}}$  - сечение резонансного рождения при инвариантной массе  $\mu_{\text{res}}$ , а  $\alpha\sigma_{\text{res}}$  - сечение нерезонансного двухфотонного рождения адронов с массой  $\mu_{\text{res}}$  ( $\alpha \gg 1$ );  $\sigma_0$  - полное нерезонансное сечение рождения адронов. Тогда при отсутствии фона ОТИ число зарегистрированных событий в резонансе будет  $N_R = \sigma_{\text{res}} L t \epsilon$ , в подложке -  $N_{NR} = \alpha \sigma_{\text{res}} L t \epsilon$ , где  $\epsilon$  - эффективность регистрации при  $W_{\gamma\gamma} = \mu_{\text{res}}$ . Введем

$p_0 = N_R / \sqrt{N_{NR}} = \frac{\sqrt{\sigma_{\text{res}} L t \epsilon}}{\alpha}$ , показывающий, во сколько раз число событий в резонансе превышает флуктуации подложки  $\sqrt{N_{NR}}$  для "чистых" двухфотонных событий. При наличии фона вводится еще аналогичный параметр  $p$ , характеризующий превышение числа событий в резонансе над флуктуациями подложки с учетом фона и задающий уровень достоверности обнаружения резонанса. Нам интересует время работы, необходимое для получения фиксированного  $p$ . Из определения  $p_0$   $t = \frac{p_0^2 \cdot \alpha}{\sigma_{\text{res}} \epsilon L}$ , значит,

$t/t_0 = \frac{1}{(L/L_0)(p/p_0)^2}$ , где  $t_0 = \frac{p_0^2 \cdot \alpha}{\sigma_{\text{res}} \epsilon L_0}$ . При отсутствии фона  $p/p_0 = 1$ ,  $t/t_0 = L_0/L$ . Эта идеальная зависимость времени (в единицах  $t_0$ ) от светимости в случае, если бы не было вообще фона, показана на Рис.9 пунктирной линией. Необходимое время, очевидно, уменьшается с ростом светимости.

Учтём теперь наличие фона случайных совпадений с событиями ОТИ. Количество всех зарегистрированных нерезонансных событий  $N_{NR} = \sigma_0 L t \hat{\epsilon}$ , комбинаторный фон от ОТИ  $N_{\text{comb}} = \sigma_0 L t \cdot (\bar{n}^2 + 2\bar{n}\sqrt{\hat{\epsilon}})$ .

$$N_{\text{tot}} = N_{NR} + N_{\text{comb}} = \sigma_0 L t \cdot (\bar{n}^2 + \sqrt{\hat{\epsilon}})^2$$

Так как спектры фона и нерезонансного двухфотонного рождения приблизительно одинаковые, фон под резонансом  $N_{BR} = N_{\text{tot}} \cdot (N_{NR}/N_{NR}) = \alpha \cdot (\epsilon/\hat{\epsilon}) \cdot \sigma_{\text{res}} L t (\bar{n} + \sqrt{\hat{\epsilon}})^2$ .  $\bar{n}=2.0$  при  $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \Rightarrow \bar{n} = L/L_0$ , где  $L_0 = 1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

$$p = N_R / \sqrt{N_{BR}} = \frac{\sigma_{\text{res}} L t \epsilon}{\sqrt{\alpha \sigma_{\text{res}} L} (1 + \bar{n}/\sqrt{\hat{\epsilon}})} = \frac{p_0}{(1 + \bar{n}/\sqrt{\hat{\epsilon}})}$$

$$t/t_0 = \frac{1}{(L/L_0) \cdot (p/p_0)^2} = \frac{(1 + \bar{n}/\sqrt{\hat{\epsilon}})^2}{\bar{n}}$$

При наличии фона ОТИ получаем уже другой характер зависимости времени от светимости (эта кривая также показана на Рис.9). Здесь имеется минимум при  $L_{\text{opt}} = 0.5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . При  $L > L_{\text{opt}}$  необходимое время работы растет со светимостью, т.к. резко нарастает комбинаторный фон. Работа на ВЭПП-4М предполагается при светимостях  $\sim (2 - 4) \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . По рисунку видно, что если фон ОТИ никак не подавляется, то иметь такую светимость с точки зрения обсуждаемой задачи просто бессмысленно: время набора статистики придется только увеличивать.

Рассмотрим имеющиеся у нас возможности подавления фона от однократного тормозного излучения и сравним их с точки зрения введенного параметра  $t/t_0$ .

### 3.1. "Вырезание горизонта".

Угол вылета РЭ из места встречи однозначно связан из закона сохранения импульса с углом соответствующего  $\gamma$ -кванта. Угловое распределение фотонов ОТИ  $\frac{d\theta_\gamma^2}{(\theta_\gamma^2 + \frac{1}{\gamma^2})^2}$  еще более узкое, чем у фотонов в двухфотонных процессах  $\frac{d\theta_\gamma^2}{\theta_\gamma^2 + \frac{1}{\gamma^2}}$ . Это обстоятельство можно использовать для подавления фона. Выбрасывая события с вертикальными углами вылета  $|\theta_{x0}| < \theta_0$ , можно улучшить соотношение эффект/фон, потеряв при этом в эффективности регистрации РЭ. Выбор  $\theta_0$  определяется угловым разбросом по вертикали в месте встречи. Для каждой светимости существует свой  $\theta_0$ , оптимальный с точки зрения времени набора. На Рис.9 изображена зависимость времени от светимости для такого способа подавления.

Основной недостаток этого метода - большие потери полезных событий.

### 3.2. Определение точки взаимодействия по времени регистрации рассеянных электронов.

Возможный способ подавления фона ОТИ - определение времени попадания электрона в СРРЭ. Используется тот факт, что сгусток имеет некоторую длину ( $\sigma_1 \sim 5$  см), а РЭ от двухфотонных процессов, зарегистрированные с противоположных сторон, должны вылетать из той же точки сгустка, из которой вылетают адроны в центральный детектор. Необходимо знать вершину взаимодействия по измерениям в детекторе. Тогда фон можно подавлять, определяя по времени регистрации РЭ точку, из которой они вылетели и сравнивая ее с вершиной взаимодействия. Если хотя бы один из двух РЭ фоновый, то найденная точка вылета РЭ, вообще говоря, не совпадает с вершиной взаимодействия, измеренной в центральной части. Очевидно, качество отбраковки фона таким методом определяется временным разрешением счетчиков, устанавливаемых для этой цели за системами регистрации. В этом направлении ведется работа, на прототипе времен-пролётного счетчика уже получено разрешение 30 пикосекунд.

На Рис.9 нанесена зависимость времени набора от светимости при использовании системы регистрации времени прилета с таким разрешением.

### 3.3. Определение энерговыделения и направления импульса в центральной части детектора.

Какую-то часть фона можно подавить, используя информацию о продуктах распада в центральной части. Для получения конкретных цифр требуется подробное моделирование, которое не проводилось. Тем не менее, можно сказать, что здесь речь не идет о радикальном подавлении фона, т.к. в центральной части из-за особенностей кинематики  $\gamma\gamma$ -процессов регистрируются, как правило, не все продукты распада двухфотонной системы.

### 3.3. Регистрация фотонов ОТИ.

Наиболее прямым и надежным способом отстройки от фона была бы регистрация фотонов однократного тормозного излучения с измерением их энергии. В процессе ОТИ сумма энергий РЭ и  $\gamma$ -кванта равняется энергии начального пучка. Тогда из числа зарегистрированных РЭ выбрасываются те, для которых зарегистрированы фотоны с соответствующими энергиями.

Однако, измерение энергий отдельно каждого фотона ОТИ довольно затруднительно: на каждое  $e^+e^-$  столкновение из места встречи вылетает в обе стороны несколько  $\gamma$ -квантов в соответствии с сечением ОТИ, приведенным выше, и все они летят под практически нулевыми углами к оси пучков. Таким образом, применение впрямую калориметрических способов регистрации позволяет определить только сумму энергий всех  $\gamma$ -квантов ОТИ, в том числе и тех, которые не соответствуют акцептансу СРРЭ. Эту информацию можно использовать для отбраковки фоновых РЭ, подбирая среди зарегистрированных РЭ набор таких, что сумма их потерянных энергий соответствует энерговыделению в калориметре.

#### 3.4.1. Калориметр под нулевым углом - сцинтилляционный сэндвич.

Для подавления фона ОТИ планируется установить сцинтилляционные сэндвичи по обе стороны от места встречи, регистрирующие фотоны, вылетающие из точки взаимодействия под малыми углами. Общий вид сэндвича показан на Рис.10. Он представляет собой 4 блока, в каждом из которых 25 слоев (слой содержит 1 мм свинца и 5 мм сцинтилляционной пластмассы). Таким образом, полная толщина калориметра составляет 18 радиационных длин. Светосбор осуществляется с двух сторон с помощью прямоугольных световодов из оргстекла и ФЭУ-110 (4 штуки на блок).

На Рис.9 показана зависимость  $t/t_0$  от светимости, когда фон подавляется только с помощью калориметра. Кривая получена с помощью моделирования. Энергетическое разрешение

калориметра предполагалось  $8.0\%/\sqrt{E}$ .

Видно, что это дает существенное продвижение по сравнению с исходной ситуацией без подавления. Оптимальная светимость находится уже около  $1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , а время набора при оптимальной светимости уменьшилось в  $\sim 5$  раз.

### 3.4.2. Парный спектрометр на основе полупроводниковых детекторов.

Для более качественного подавления фона необходимо измерять энергию каждого фотона в отдельности. Это можно сделать с помощью парного спектрометра, представляющего собой набор тонких конверторов в магнитном поле и систему координатных детекторов. Тогда фотоны, попадая в такой спектрометр, будут рожать  $e^+e^-$ -пару (вообще говоря, в разных конверторах). Энергия фотона определяется из радиусов кривизны траектории в магнитном поле электрона и позитрона.

Толщина одного конвертора определяется из следующих условий. С одной стороны, полная длина спектрометра ограничена ( $\sim 3$  м), а для того, чтобы хотя бы 90% фотонов дало пару в одном из конверторов, полная толщина вещества должна быть  $3X_0$  ( $X_0$  - радиационная длина). С другой стороны, очевидно, нельзя делать конверторы слишком толстыми, иначе родившиеся  $e^+$  и  $e^-$  будут терять в конверторе энергию на тормозное излучение. Стремление удовлетворить обоим условиям приводит к выводу, что толщина конвертора должна быть  $\approx 0.10X_0$ . Значит, спектрометр должен состоять из 30-40 конверторов, которые находятся на расстоянии  $\sim 10$  см друг от друга. Поперечные размеры конверторов определяются угловым разбросом пучка и расстоянием от места встречи до спектрометра ( $\sim 20$  м). Минимальный поперечный размер конверторов  $\pm 1.5$  см. На расстоянии между конверторами 10 см частицы с энергиями 1 ГэВ в магнитном поле  $B = 20$  кГс не успеют завернуться на 1.5 см, т.е. они будут задевать и за следующий конвертор, теряя энергию и засоряя спектрометр новыми частицами. Поэтому необходимо измерять радиус поворота частиц на базе между двумя конверторами.

Ограниченная база приводит к необходимости использовать детекторы с высоким координатным разрешением ( $10 - 15$  мкм), а именно - полупроводниковые стриповые детекторы размером  $50 \times 50$  мм и шагом полосок 50 мкм. Тогда парный спектрометр выглядит достаточно компактно (см. Рис.11): детекторы располагаются за каждым конвертором и в середине между ними. Таким образом, получается по три точки для определения радиуса поворота частицы в магнитном поле. За парным спектрометром, на расстоянии 2 м располагается калориметр (сцинтилляционный сэндвич), регистрирующий фотоны, не давшие пару.

Энергетическое разрешение для родившихся в конверторе  $e^+$  или  $e^-$  определяется многократным рассеянием в кремниевом детекторе и собственно координатным разрешением. Кроме того, ошибка в измерении энергии фотона появляется за счет радиационных потерь  $e^+$ ,  $e^-$  в веществе конвертора.

Для изучения разрешения парного спектрометра и выбора оптимальных толщин конверторов (с точки зрения разрешения, выгодно делать конверторы различной толщины, возрастающей с номером конвертора), проводилось моделирование. С помощью программы моделирования прохождения частиц через вещество GEANT [15], была получена кривая, иллюстрирующая качество подавления фона ОТИ парным спектрометром (Рис. 9). При этом учитывались и ошибки алгоритма восстановления (перепутывание треков и др.). На Рис.12 показано разрешение парного спектрометра для одиночного фотона.

Таким образом, использование парного спектрометра для регистрации фотонов ОТИ было бы вполне адекватно задаче подавления фона в событиях двухфотонного рождения при планируемых параметрах ускорителя ВЭПП-4М. Используя наряду с этим методом регистрацию времени прилета РЭ, информацию из центральной части, можно еще продвинуться в сторону идеальной бесфоновой кривой (пунктир на Рис.9).

## VII . ЗАКЛЮЧЕНИЕ .

В настоящее время состояние системы следующее.

Изготовлена вакуумная камера, линзы и магниты экспериментального промежутка, являющиеся одновременно элементами СРРЭ. Полностью спроектирована координатная система, сцинтилляционный годоскоп. Сделано несколько прототипов. Закончилось проектирование сцинтилляционного сэндвича. Разработаны и получены первые образцы электроники. Лазерная система для калибровки СРРЭ спроектирована и сдана в производство. Производство основных элементов систем регистрации планируется закончить в начале 1991 года. Первые работы с пучком должны начаться в середине 1991 года.

Парный спектрометр пока находится в стадии обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА :

1. H. Kolanoski. Two-Photon Physics at  $e^+e^-$  Storage Rings. Springer Tracts in Modern Physics 105. Berlin-Heidelberg-New-York-Tokyo 1984.
2. А.Е. Бондарь и др. Препринт ИЯФ 82-17, Новосибирск 1982.
3. В.В. Анашин и др. Труды Международного симпозиума по координатным детекторам, Дубна, 1987.
4. N.N. Achasov, S.A. Devyanin and G.N. Shestakov. Phys.Lett. 108B (1982) 134, Z.Phys. C16 (1982) 55.
5. J. Weinshtein and M. Isgur, Phys.Rev. D27 (1983) 588.
6. N.N. Achasov, S.A. Devyanin and G.N. Shestakov. Z.Phys. C27 (1985) 99.
7. B.A. Li and K.F. Liu, Phys.Rev Lett. 57 (1986) 3245.
8. PLUTO Coll., Ch. Berger et al., Phys. Lett. 167B (1986) 120.
9. S. Cooper, Proceedings of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1986.
10. А.Е. Blinov et al., Novosibirsk preprint 86-107, 1986.
11. R.A. Lee, Thesis Stanford University SLAC-282 UC-34D, 1985.
12. В.М. Аульченко, С.Е. Бару, Г.А. Савинов. Препринт ИЯФ 88-29, Новосибирск 1982.
13. А.А. Казаков, Г.Я. Кезерашвили, Л.Е. Лазарева и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. т. II, стр. 268, Дубна, 1985. Второй международный семинар по спиновым явлениям в физике высоких энергий. стр. 140, Серпухов, 1985.
14. С.А. Беломестных и др. Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. т. II, стр. 410, Дубна, 1989г.
15. R. Brun et al., GEANT3, DD/EE/84-1, 1987.

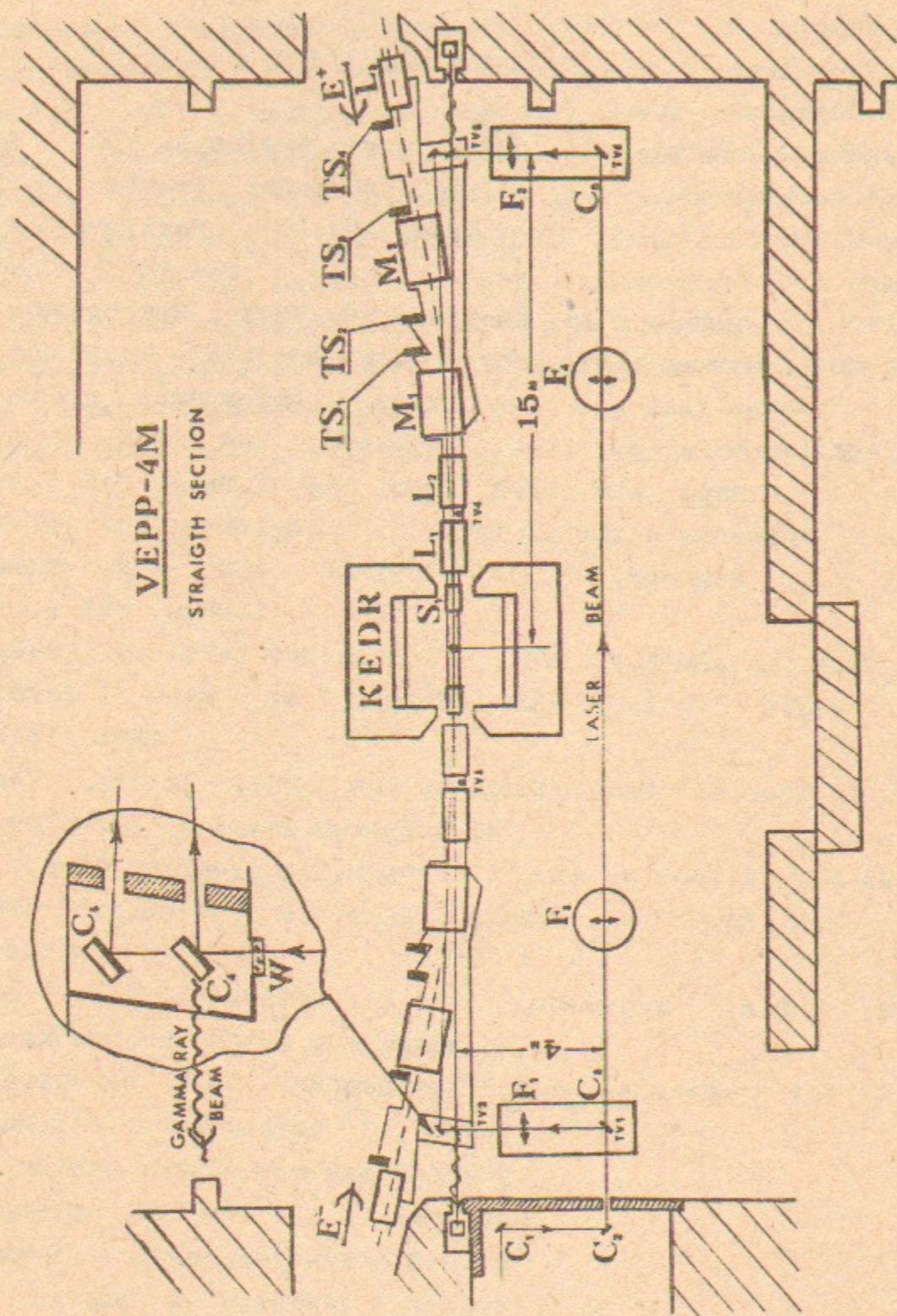


Рис. 1.

Экспериментальный промежуток накопителя ВЭПП-4М.

S - соленоид, L - квадрупольные линзы, M - поворотные магниты, TS - системы регистрации рассеянных электронов, C - оптические зеркала, F - оптические линзы.

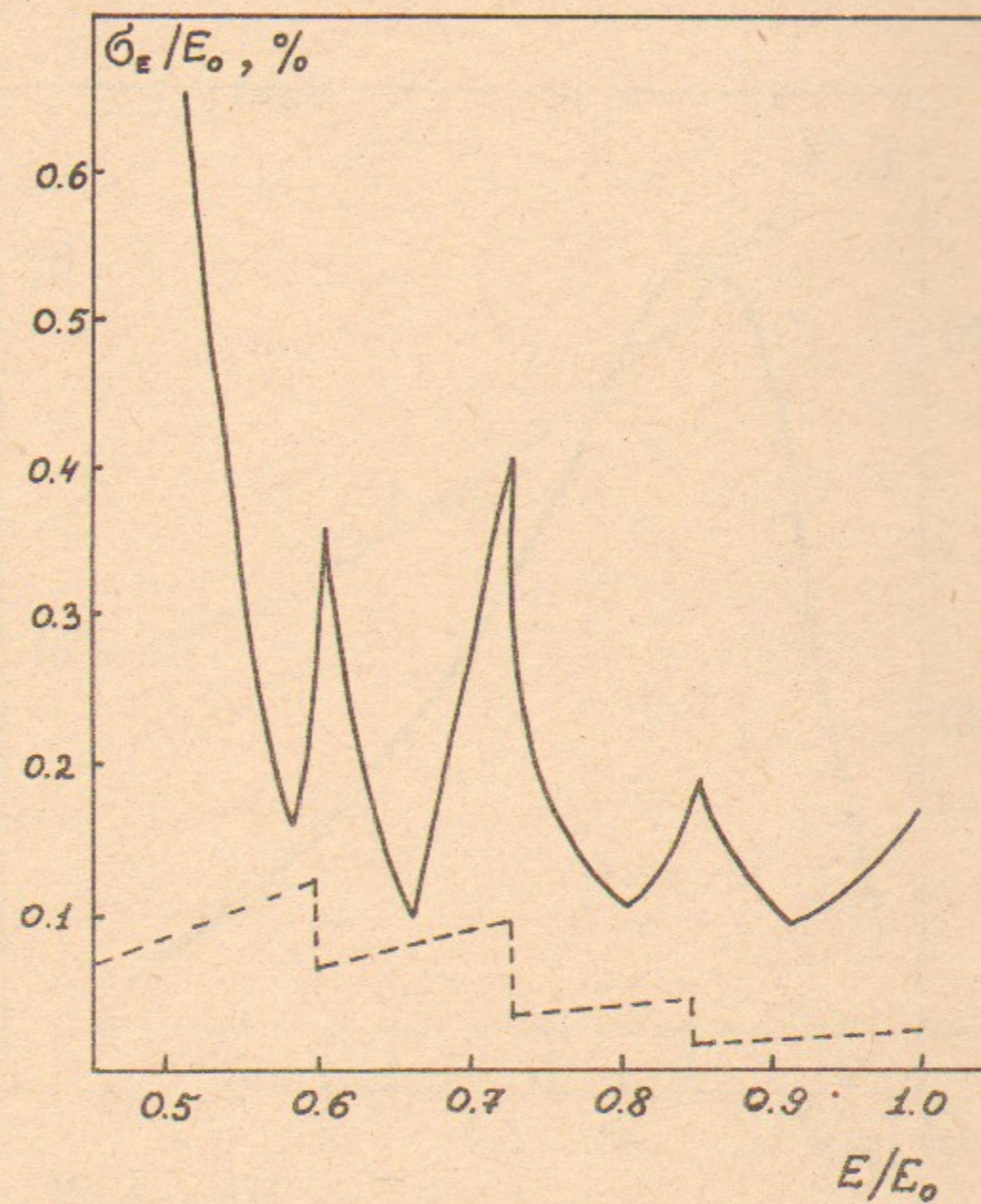


Рис. 2.

Энергетическое разрешение для рассеянного электрона. Пунктиром показан вклад только от координатного разрешения камер  $\sigma = 300$  мкм.



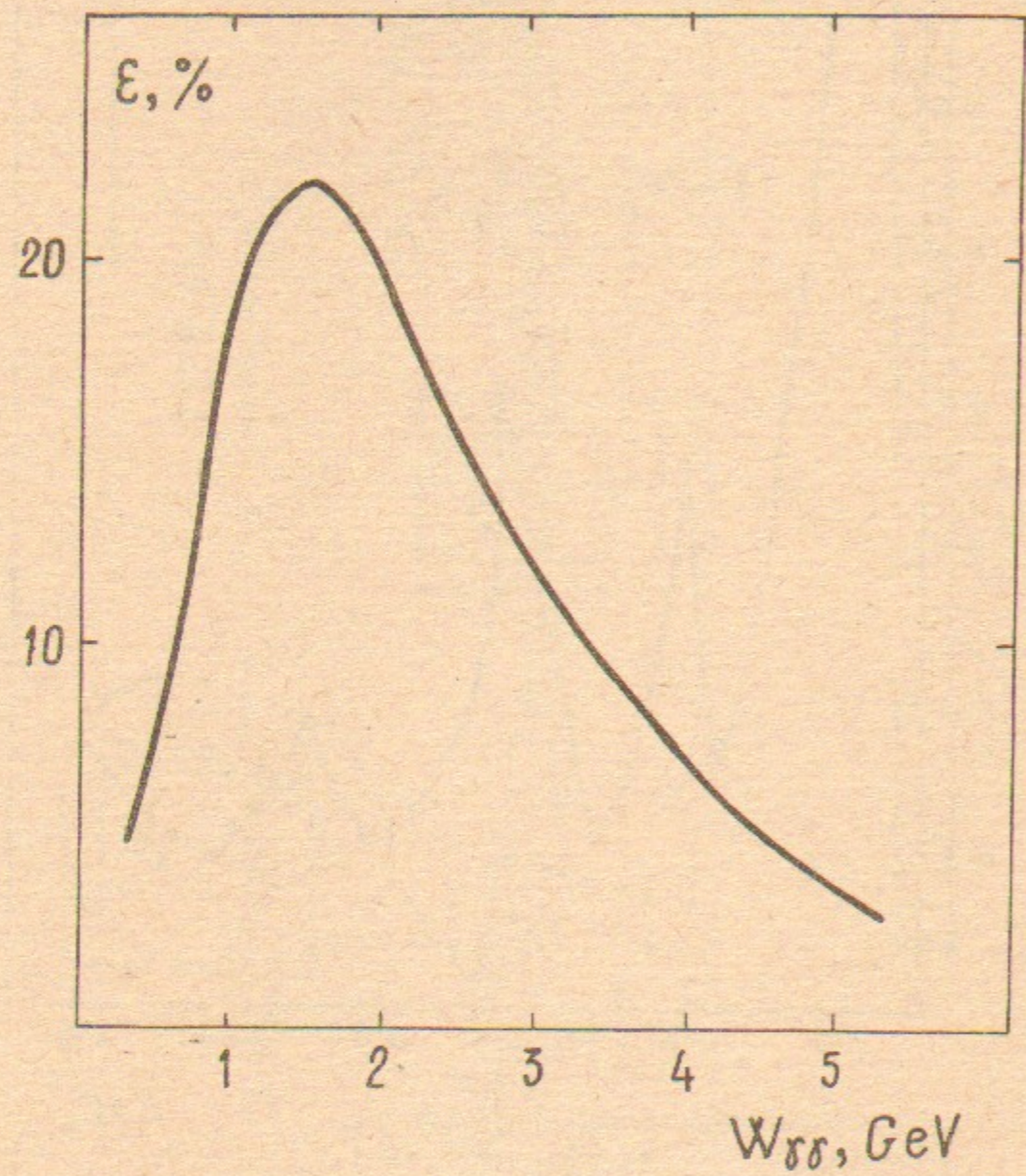


Рис. 3.  
Эффективность регистрации одновременно двух рассеянных электронов в зависимости от инвариантной массы.

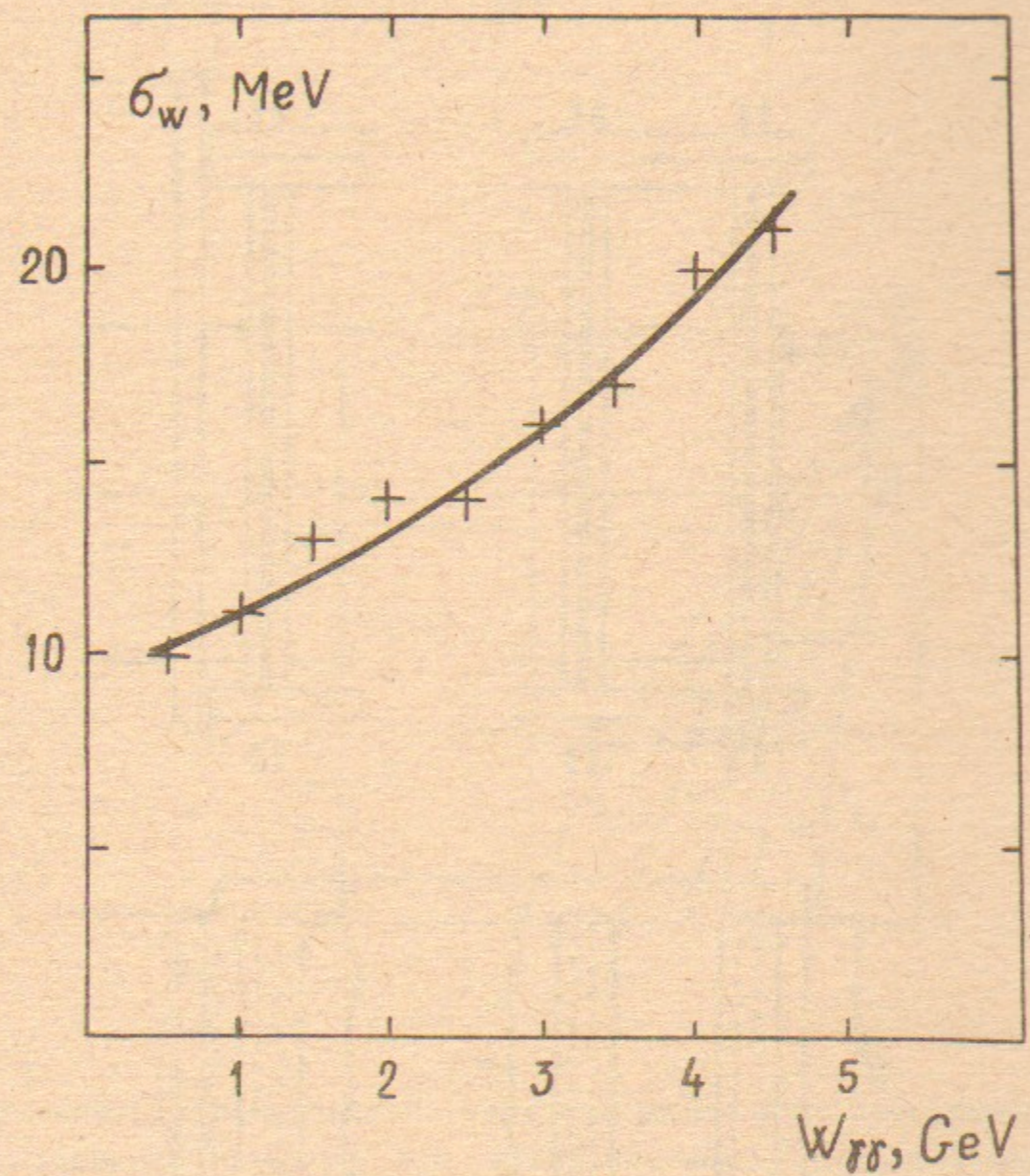


Рис. 4.  
Разрешение по инвариантной массе двухфотонной системы.

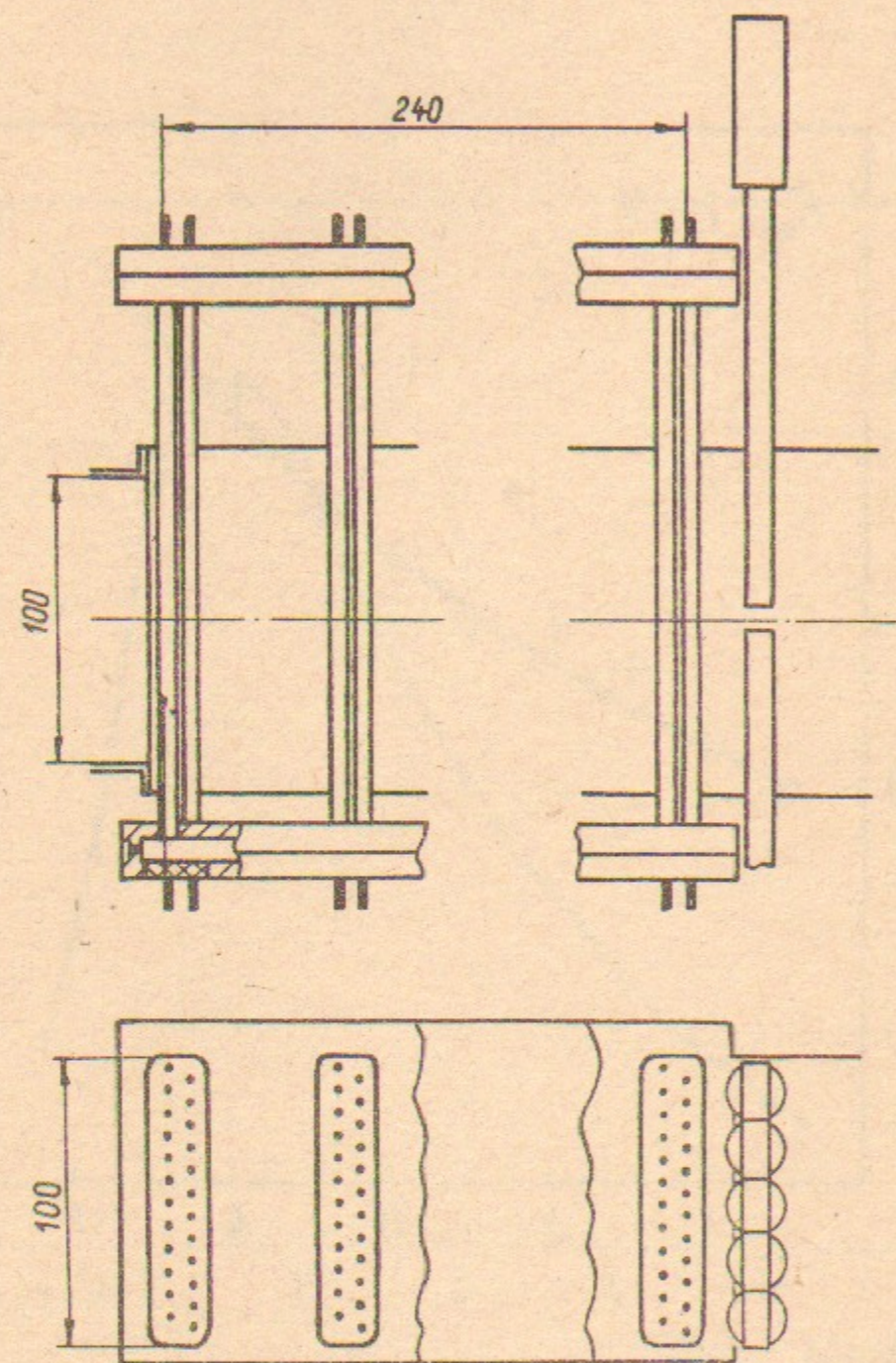


Рис. 5.  
Годоскопическая система дрейфовых трубок.

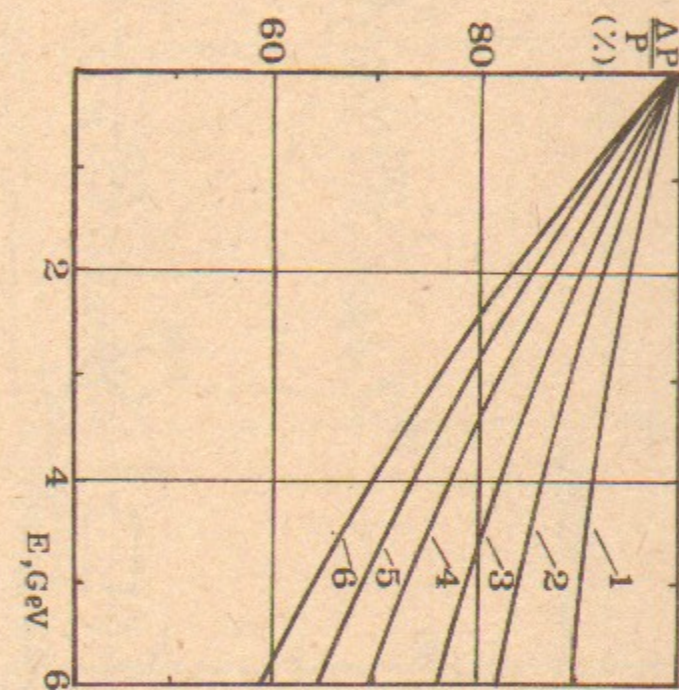


Рис. 6.  
Зависимость относительного импульса рассеянных электронов от их начальной энергии при комптоновском взаимодействии с фотонами гармоник лазерного излучения. Энергия первой гармоники излучения 1.17 эВ.

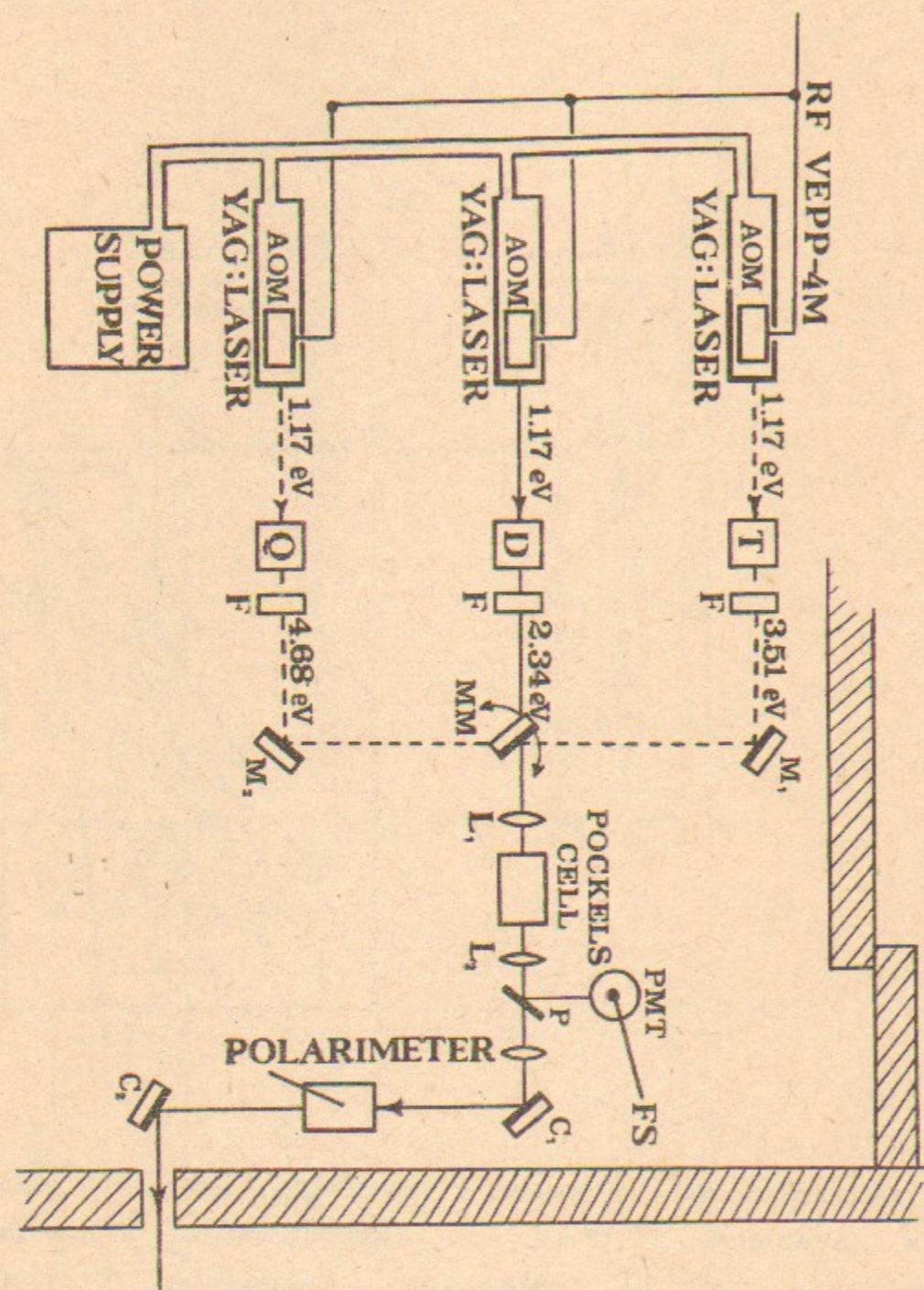


Рис. 7.

Элементы оптической системы ЛОСК.

АОМ - акусто-оптический модулятор добротности, D, T, Q - преобразователи во вторую, третью и четвертую гармоники соответственно. Подробное описание в тексте.

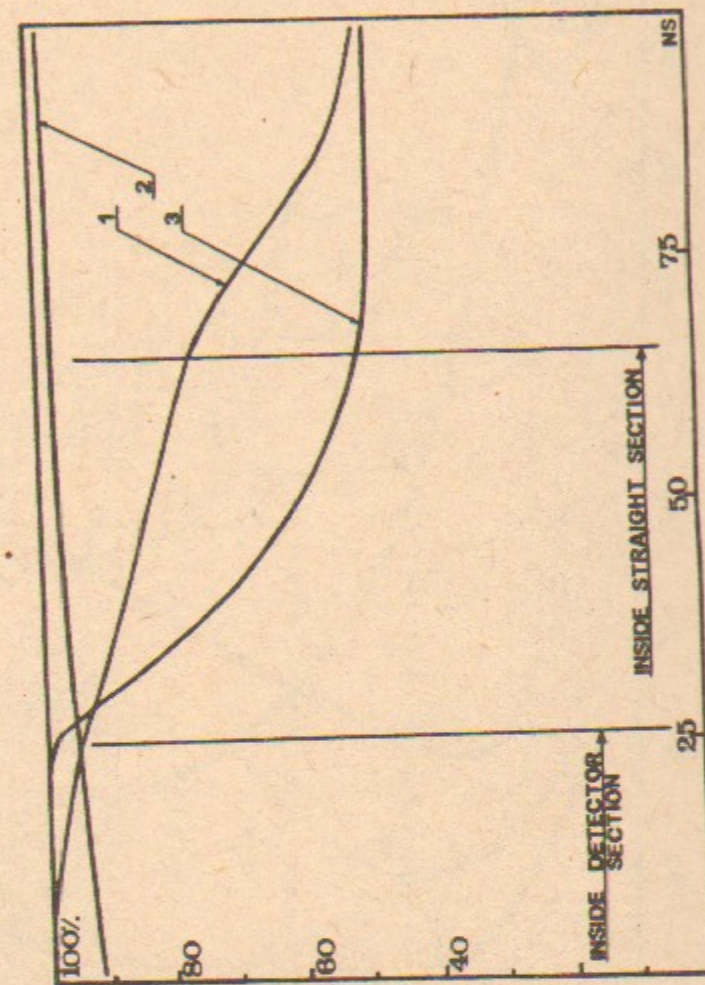


Рис. 8.

Зависимость относительной интенсивности вылета рассеянных электронов от длительности лазерного импульса. Кривая 1 - интенсивность в идеальном случае. Кривая 2 показывает, какая часть от идеальной интенсивности достижима в реальном случае. Кривая 3 - часть рассеянных электронов, вылетающих из межлинзового промежутка.

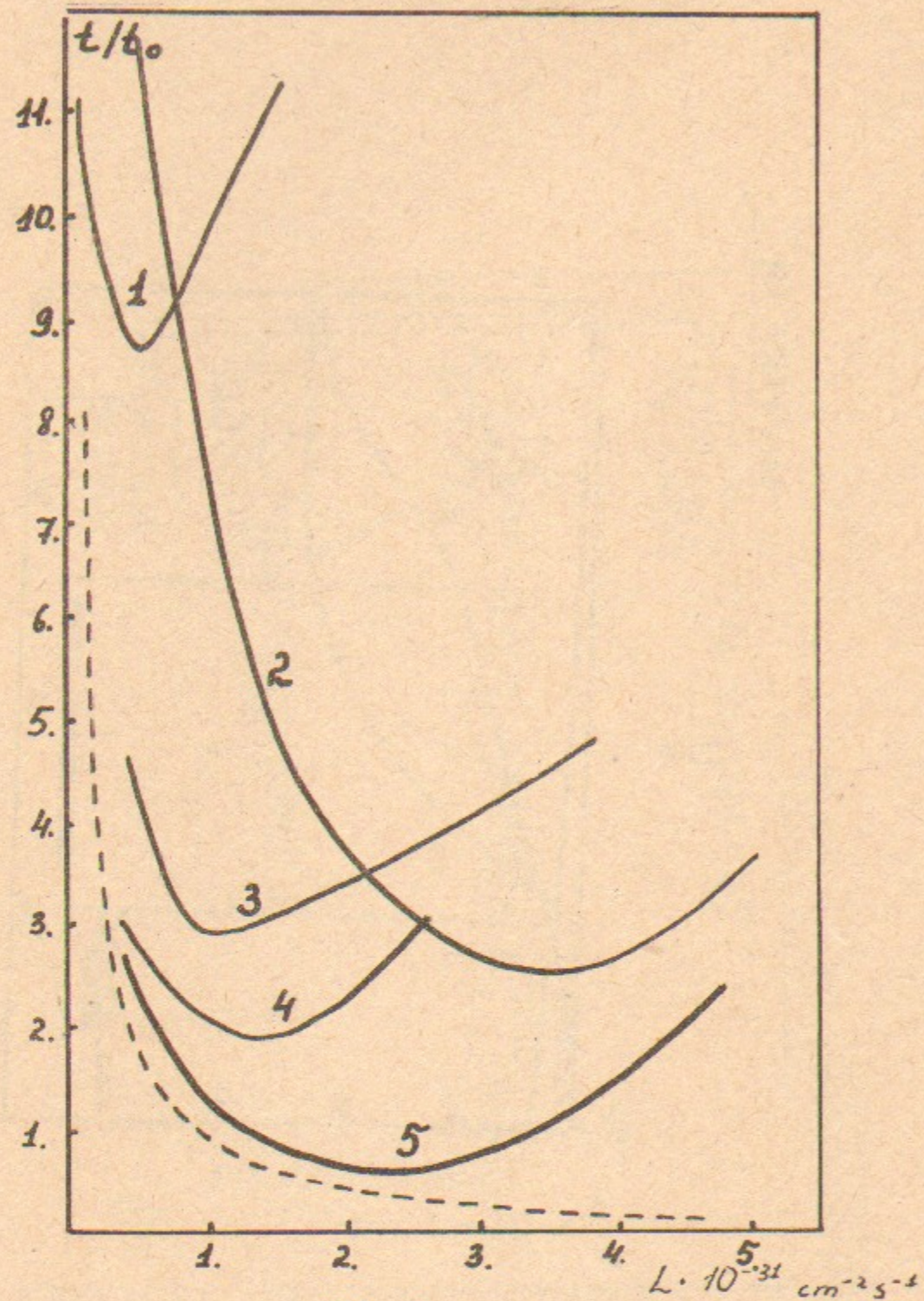


Рис. 9.

Необходимое время набора статистики (в условных единицах)  
в зависимости от светимости.

- Кривая 1 - без подавления фона ОТИ;
- Кривая 2 - «вырезание горизонта»;
- Кривая 3 - измерение времени прилета рассеянного  
электрона (30 пикосекунд);
- Кривая 4 - сцинтилляционный сэндвич;
- Кривая 5 - парный спектрометр;
- Пунктир - идеальный случай в отсутствие фона.

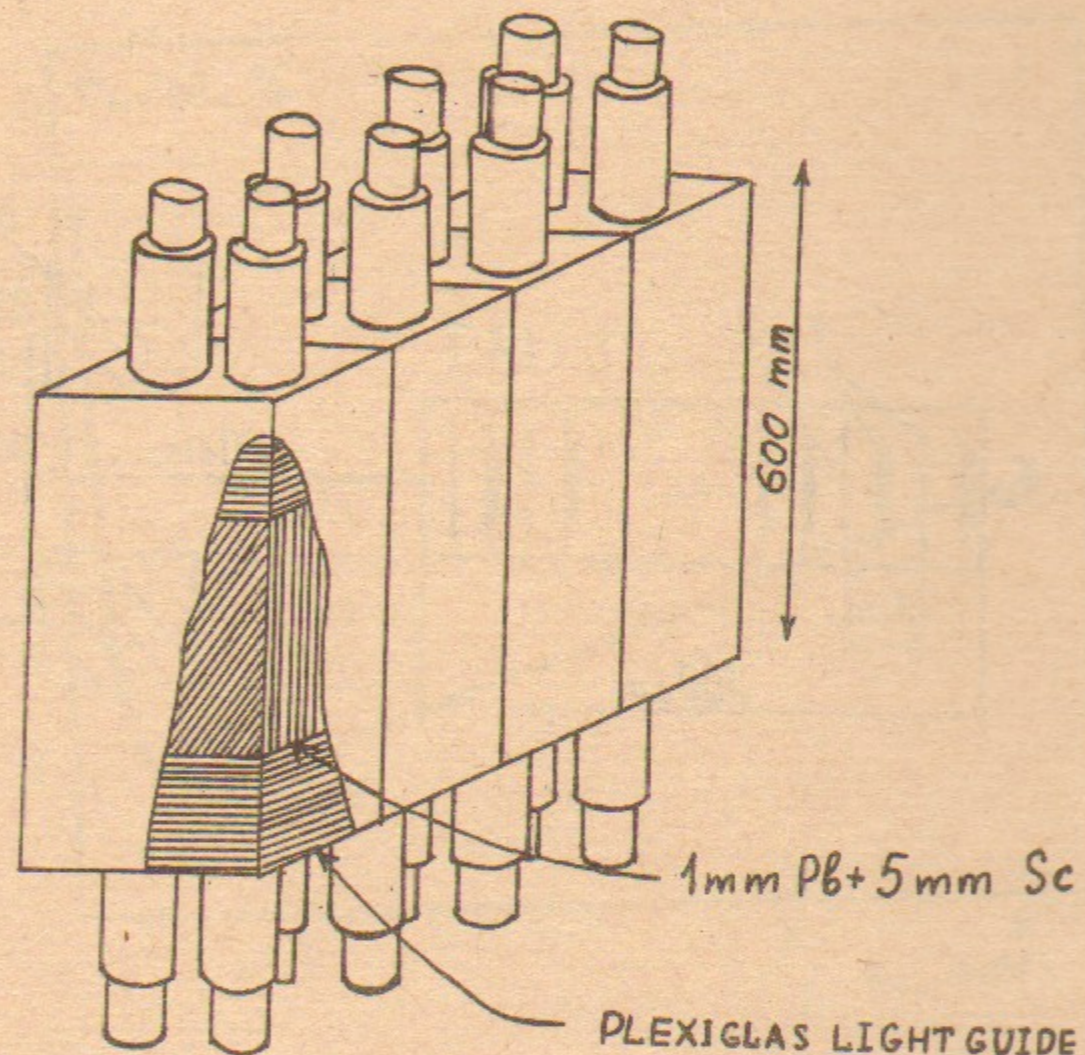


Рис. 10.

Сцинтилляционный сэндвич.

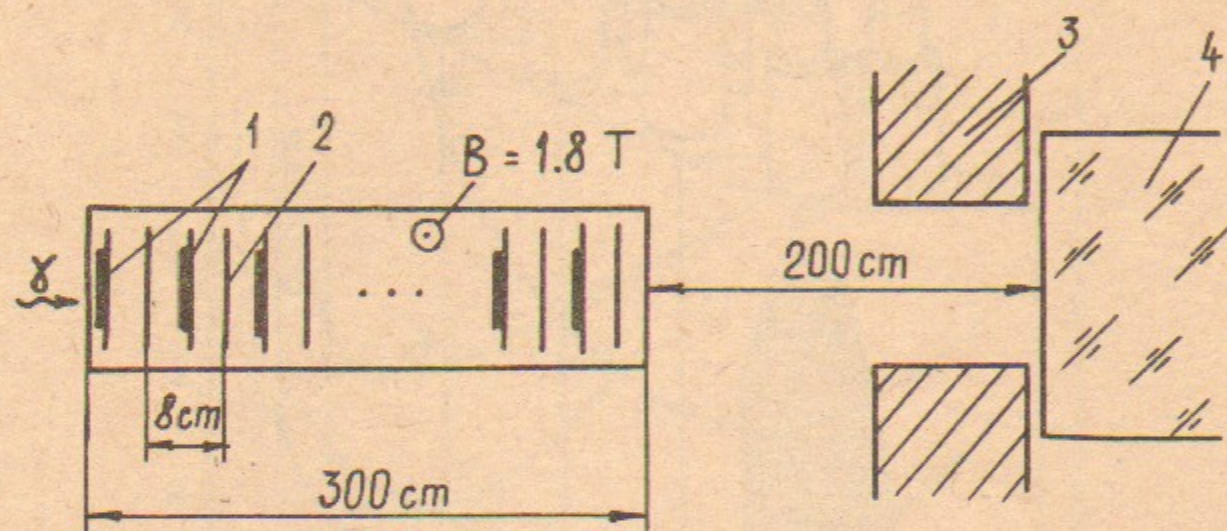


Рис. 11.  
Схема парного спектрометра на полупроводниковых детекторах.

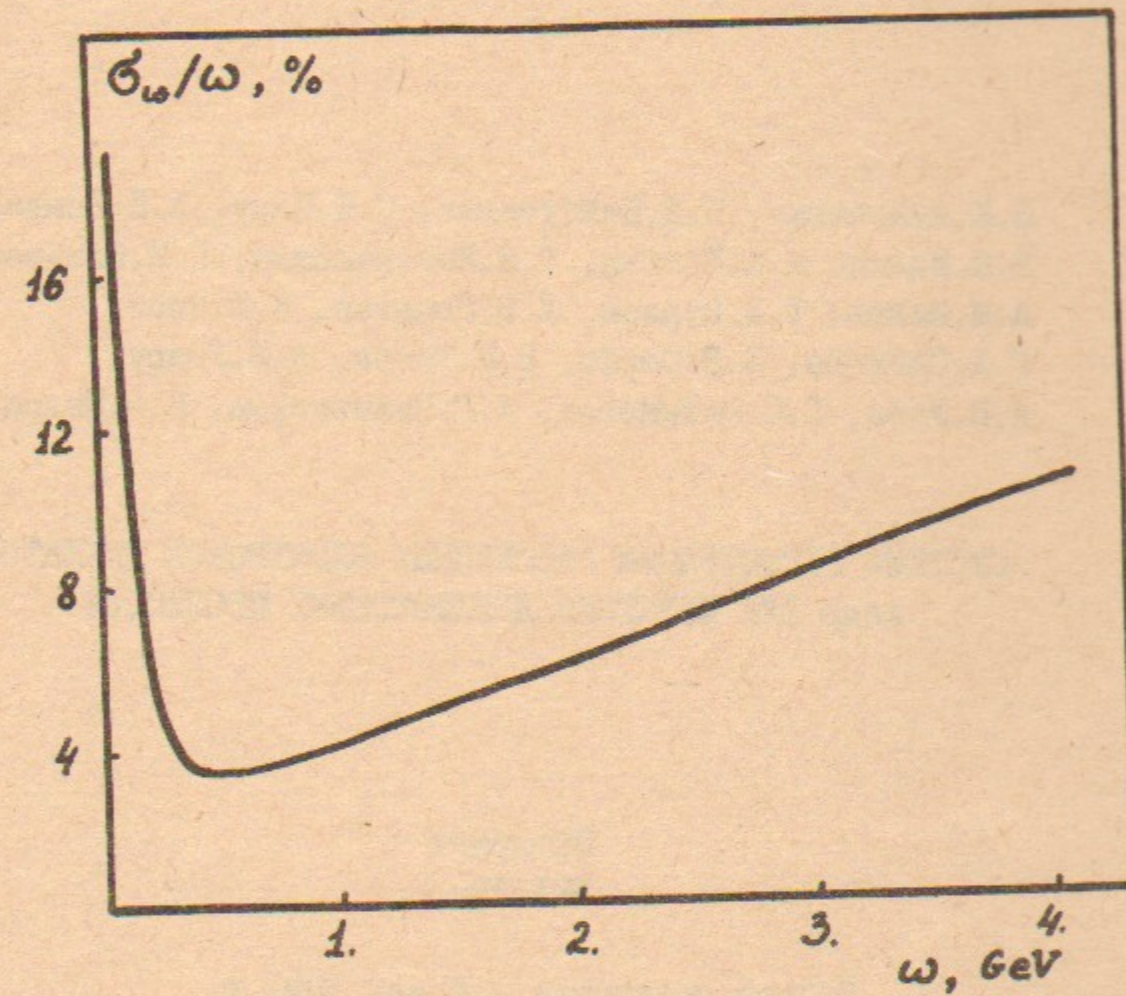


Рис. 12.  
Энергетическое разрешение для фотона, давшего пару в спектрометре.

В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, С.Е.Бару, А.Е.Бондарь,  
В.Н.Жилич, А.А.Жоленц, Г.Я.Кезерашвили, Г.М.Колачев,  
А.М.Милов, Т.А.Пурлац, Л.В.Романов, Н.И.Роот,  
Г.А.Савинов, В.В.Сербо, В.М.Титов, А.Е.Ундрус,  
А.П.Усов, Г.С.Филимонов, А.Г.Чилингаров, Б.А.Шварц,

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЕТЕКТОРА  
кедр ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДВУХФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Препринт  
№91-49

Работа поступила - 6 мая 1991 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати - 6.05.1991 г.

Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 2,8 печ.л., 2,3 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 49.

---

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90