



И ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Ф ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2005–40

На правах рукописи

Клименко Александр Константинович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИННЫХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ
ДЛЯ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ**

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 2005

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино).

Научные руководители: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук С.П. Денисов, кандидат физико-математических наук В.Д. Самойленко.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук В.И. Рыкалин (ИФВЭ), кандидат физико-математических наук В.В. Борог (МИФИ).

Ведущая организация – Институт ядерных исследований РАН (г. Троицк).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2005 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 034.02.01 при Институте физики высоких энергий по адресу: 142284, г.Протвино Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 034.02.01

Ю.Г. Рябов

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2005

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Проблема идентификации (определения массы) стабильных частиц является одной из самых важных и сложных в экспериментах на ускорителях. Среди способов ее решения важное место занимает метод времени пролета (Time-of-Flight или TOF). Этот метод основан на измерении скорости частицы $\beta = v/c$ по времени t пролета фиксированной базы l и затем определении ее массы m по известным энергии или импульсу p . В релятивистской области энергий разность времен пролета для частиц с массами m_1 и m_2 и импульсом p равна

$$\Delta t = \frac{lc}{2p^2}(m_1^2 - m_2^2).$$

Например, для базы $l = 10$ м разность времени пролета π - и К-мезонов с импульсами 3 ГэВ/с составит всего 370 пс. Таким образом, для идентификации частиц методом TOF нужны детекторы с субнаносекундным временным разрешением.

Другой важной задачей в современных экспериментах на высокоинтенсивных пучках частиц на ускорителях или на коллайдерах с высокой светимостью является выделение частиц, принадлежащих к

данному взаимодействию или распаду. Это можно сделать, если каждую частицу обеспечить временной "меткой" с субнаносекундной точностью. Для решения указанных выше проблем часто используются сцинтилляционные счетчики. Поэтому исследование временных свойств сцинтилляционных счетчиков является важной и актуальной задачей в экспериментальной физике частиц.

Цель диссертационной работы. Основная цель диссертационной работы — исследование временных характеристик сцинтилляционных счетчиков со сцинтилляторами длиной 2 м, которые "просматривались" с двух сторон фотоэлектронными умножителями (ф.э.у.).

Изучалась зависимость временного разрешения счетчика от места прохождения частицы, толщины сцинтиллятора, типа ф.э.у., метода компенсации зависимости времени задержки сигнала в формирователе от амплитуды сигнала, а также других факторов.

Кроме того, исследовались временные свойства черенковских счетчиков с радиатором из полиметилметакрилата (органического стекла) и сцинтилляционных счетчиков с микроканальными фотоумножителями отечественного производства.

Создана программа моделирования процессов в сцинтилляционном счетчике методом Монте-Карло.

Автор защищает:

- Методику исследования временных свойств длинных сцинтилляционных счетчиков в пучках частиц и результаты ее применения для изучения характеристик счетчиков со сцинтилляторами длиной 2 м, просматриваемыми с торцов фотоумножителями ФЭУ-115М, ХР2020, R6427 и микроканальными ф.э.у., на ускорителе ИФВЭ.
- Пакет программ для моделирования процессов в сцинтилляционных счетчиках и результаты его использования для изучения зависимости временного разрешения от характеристик сцинтиллятора (время высвечивания, длина поглощения света, качество полировки поверхности и др.) и фотоумножителей.

Научная новизна и практическая ценность работы. Диссертационная работа посвящена исследованию сцинтилляционных счетчиков для временных измерений. В настоящее время для целого ряда экспериментов в области физики высоких энергий требуются детекторы с очень высоким временным разрешением, например, для идентификации частиц по времени пролета.

В частности, предполагается, что результаты работы будут использованы при создании системы для измерения времени пролета в эксперименте GlueX (лаборатория им. Джефферсона, США) и годоскопа сцинтилляционных счетчиков для формирования быстрой временной привязки событий на установке Комплекс Меченых Нейтрино (ИФВЭ). Все это определяет практическую ценность работы.

Новизна работы состоит в том, что впервые проведено комплексное исследование характеристик длинных сцинтилляционных счетчиков в зависимости от большого количества факторов, так или иначе влияющих на их временное разрешение. Полученные значения временного разрешения для различных счетчиков находятся на уровне лучших мировых достижений, а в некоторых случаях и превосходят их.

Создан пакет программ для моделирования сцинтилляционных счетчиков методом Монте-Карло. Результаты моделирования хорошо описывают экспериментальные данные. Моделирование позволило дополнительно исследовать влияние на временное разрешение ряда факторов, экспериментальное изучение которых затруднено. Программа может быть использована для моделирования счетчиков произвольных размеров.

Апробация работы, публикации. Основные результаты, использованные в диссертации, были представлены на международных конференциях Vienna Instrumentation Conference 2000, 2002; Colliding Beam Physics 2002; Imaging 2003, обсуждались на семинарах ОНФ ИФВЭ.

По результатам выполненных исследований имеются 4 публикации [1,2,3,4].

Структура диссертации. Работа изложена на 66 страницах, состоит из введения, трех глав и заключения, содержит 64 рисунка, 5 таблиц и список цитируемой литературы, включающий 42 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении показана актуальность выбранной темы диссертации, отмечена новизна и практическая ценность результатов, сформулированы защищаемые положения, кратко описана структура диссертации.

В первой главе рассмотрены основные неdestructивные методы идентификации заряженных частиц — детекторы черенковского излучения, детекторы переходного излучения, времяпролетные детекторы, идентификация частиц по ионизационным потерям.

Показано, что в области импульсов $0,4 \div 4$ ГэВ/с метод TOF является основным методом, позволяющим эффективно идентифицировать частицы (см. рис. 1).

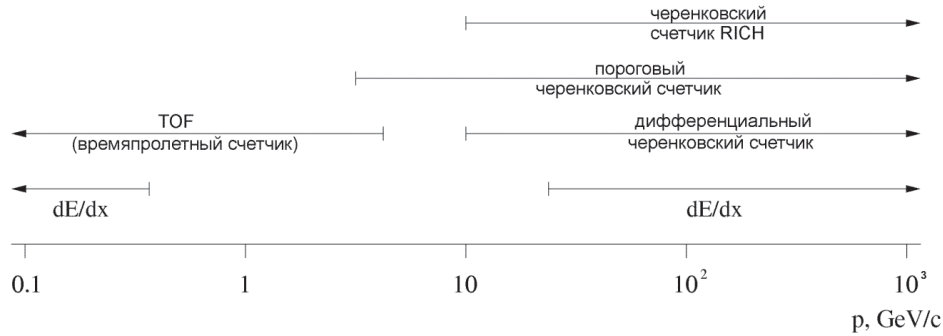


Рис. 1. Область применения различных методов идентификации частиц на примере разделения пионов и каонов.

Представлен также обзор современных работ, посвященных сцинтилляционным счетчикам с высоким временным разрешением и их применению во времяпролетных системах.

Во второй главе описана экспериментальная установка для изучения характеристик длинных сцинтилляционных счетчиков, изложены методы обработки данных, представлены также результаты измерений для ряда счетчиков. Приводятся результаты использования счетчиков для идентификации частиц в пучке с импульсом 6.2 ГэВ/с.

Измерения были проведены в период с 2000 по 2004 гг. на 18-м канале ускорителя У-70 (ИФВЭ) на пучке π^+ -мезонов с небольшой (около 10 %) примесью протонов. Импульс частиц в пучке регулировался в пределах 3–7 ГэВ/с.

Расположение счетчиков на пучке частиц показано на рис. 2.

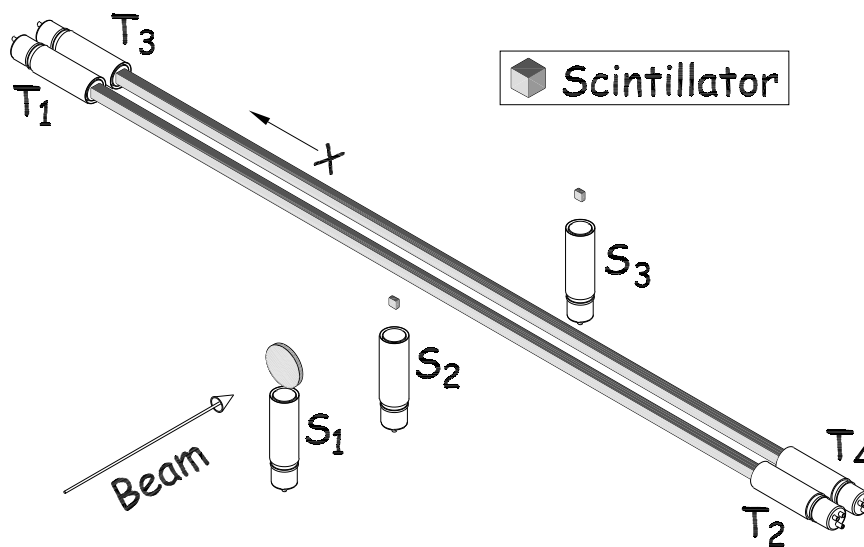


Рис. 2. Расположение счетчиков: S1–S3 — пучковые счетчики, T1, T2, T3, T4 — ф.э.у. исследуемых сцинтилляционных счетчиков.

Поток частиц мониторировался тремя пучковыми сцинтилляционными счетчиками S1 – S3. В них использовался сцинтиллятор BC-404A фирмы Bicron и быстрые ф.э.у. XP2020 фирмы Photonics. Сцинтиллятор счетчика S1 имел диаметр 100 мм и толщину 12,5 мм. Размер сцинтилляторов в счетчиках S2 и S3: 20×20×12,5 мм³.

Размеры сцинтилляторов, типы сцинтилляторов и ф.э.у., использованных в счетчиках, показаны в табл. 1. Применялись сцинтилляторы BC-404 фирмы Bicron, EJ-200 фирмы Eljen, а также фотоприемники XR2020 Photonics, R6427 Hamamatsu, ФЭУ-115М МЭЛЗ и МКП (микроканальные пластины) завода “Экран”.

Таблица 1. Размеры сцинтилляторов и типы фотоприемников в исследуемых счетчиках.

Размеры, см ³	Сцинтиллятор	Фотоприемник
2,5×2,5×200	EJ-200	XR2020, R6427, ФЭУ-115М, МКП
5×5×200	EJ-200	XR2020
6×6×200	EJ-200	XR2020
2,5×6×200	EJ-200	XR2020
1,25×6×200	BC-404	XR2020

Исследуемые счетчики располагались между $S2$ и $S3$ в светонепроницаемом кожухе, который мог перемещаться поперек пучка с шагом 10 см посредством электропривода с дистанционным управлением. Каждый из исследуемых счетчиков просматривался с двух сторон фотоумножителями Т1, Т2 и Т3, Т4.

На рис. 3 показана схема регистрирующей электроники.

Сигнал ф.э.у. подавался на формирователь постоянной части сигнала (ф.п.ч.с.) CFD, обеспечивающий независимость времени появления сформированного сигнала на выходе от его амплитуды на входе. Использовались ф.п.ч.с. фирмы ORTEC типа CF8000 с регулируемым порогом. Наилучшие результаты были достигнуты при следующих параметрах ф.п.ч.с. : задержка между внутренними входами 4 нс, коэффициент ослабления 0,2, порог срабатывания 30 мВ.

Сигналы с выходов CFD поступали на схему тройных совпадений TRG и 12-разрядный преобразователь время-код TDC с ценой отсчета 26,5 пс. Сигнал совпадений использовался в качестве триггера, строб-сигнала для преобразователя амплитуда-код ADC и сигнала START для TDC. Он также через задержку подавался на один из каналов TDC как сигнал STOP. Это позволило определить собственное временное разрешение электроники, которое оказалось равным $\sigma = 18$ пс.

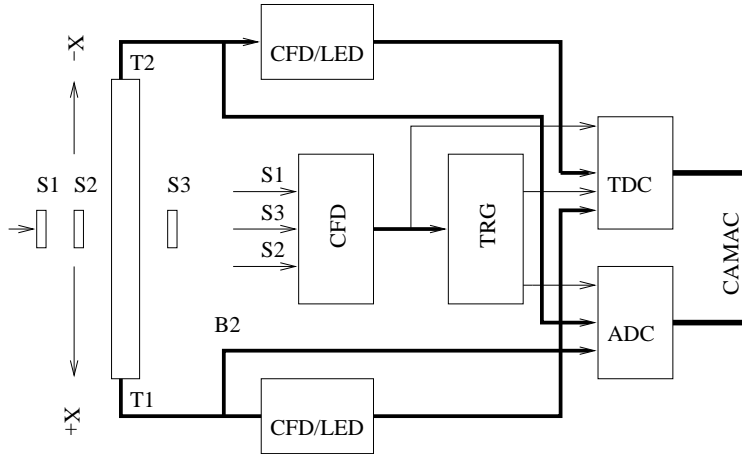


Рис. 3. Расположение счетчиков и схема электроники: S1, S2, S3 – триггерные счетчики; T1, T2 – ф.э.у. исследуемого счетчика; CFD – формирователь постоянной части сигнала; LED – пороговый формирователь; TRG – схема совпадений; TDC – преобразователь время-код; ADC – преобразователь амплитуда-код.

Счетчики S2 и S3 конструктивно совершенно одинаковы, и можно полагать, что они обладают одинаковыми временными свойствами. Это позволило измерить временное разрешение S2 и, следовательно, сигнала START, которое оказалось равным $\sigma_{tr} = (80 \pm 2)$ пс.

Для измерения амплитуд сигналы с T1 и T2 по коаксиальному кабелю РК50-3/12 длиной 40 м передавались через согласованный пассивный разветвитель на 12-разрядный преобразователь амплитуда-код ADC с чувствительностью 0,25 пК/отсчет.

После окончания цикла оцифровки данные о временах и амплитудах сигналов во всех каналах TDC и ADC по шине КАМАК передавались в ЭВМ, а триггерный модуль устанавливался в состояние ожидания нового события.

Собственное временное разрешение сигналов фотоумножителей σ_{T_i} вычислялось с вычитанием временного разрешения триггера σ_{tr} :

$$\sigma_{T_i}^2 = \sigma_{meas}^2 - \sigma_{tr}^2, \quad (1)$$

где σ_{meas} — значение среднеквадратичного отклонения для временной гистограммы сигнала T_i .

Помимо собственного временного разрешения для каждого фотоумножителя, определялось временное разрешение для счетчика с двумя ф.э.у., а также для системы двух счетчиков (для четырех сигналов ф.э.у.). Эти значения вычислялись как σ распределения средневзвешенного времени

$$T_{av} = \sum_{i=1}^n \frac{T_i}{\sigma_{T_i}^2} / \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{T_i}^2}, \quad n = 2(4), \quad (2)$$

где T_i — время, измеренное соответствующим фотоумножителем; σ_{T_i} — собственное временное разрешение этого фотоумножителя.

Исследования амплитудных характеристик счетчиков состояли в измерении амплитудных спектров сигналов с ф.э.у. при разных положениях исследуемого счетчика относительно пучка частиц от $x = 0$ (центр счетчика) до $x = \pm 90$ см.

На рис. 4 показаны амплитудные спектры сигналов с ф.э.у. $T1$ счетчика сечением $2,5 \times 2,5$ см² с фотоумножителями ФЭУ-115М. Они фитировались функцией Мойя, которая хорошо воспроизводит форму и положение максимума спектра A . Зависимость $A(x)$ для $T1$ представлена на рис. 5, где пунктирная и сплошная кривые рассчитаны по формулам

$$A(x) = A_o \exp(x/\lambda_a), \quad (3)$$

$$A(x) = A_o \exp(x/\lambda'_a + \alpha x^2/\lambda_a'^2) \quad (4)$$

с параметрами $\lambda_a = (68 \pm 1)$ см для (3) и $\lambda'_a = (65 \pm 1)$ см, $\alpha = 0,17 \pm 0,01$ для (4), определенными методом наименьших квадратов.

Видно, что функция (4) лучше описывает экспериментальные данные. Отклонения экспериментальных точек при крайних значениях x от закона Бугера–Ламберта–Бера (3) может быть связано с отражением света от удаленного торца сцинтиллятора (малые x) и увеличением доли прямого света, попадающего на фотокатод без отражений (большие x). Близкие результаты получены и для ф.э.у. $T2$.

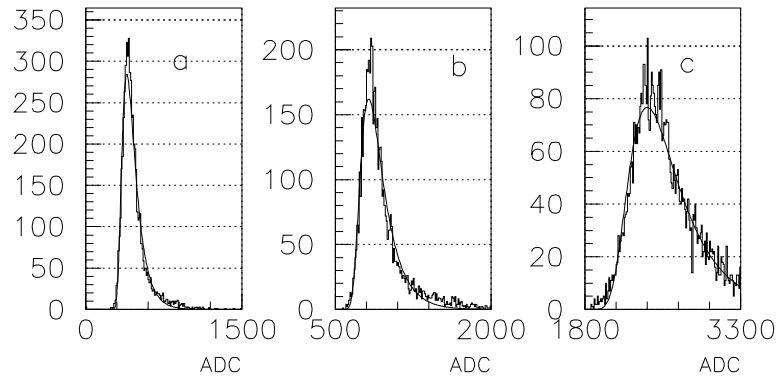


Рис. 4. Амплитудные спектры ф.э.у. Т1 для $x = -60$ (а); $x = 0$ (b) и $x = +60$ (с) см. Счетчик сечением $2,5 \times 2,5$ см² с фотоумножителями ФЭУ-115М.

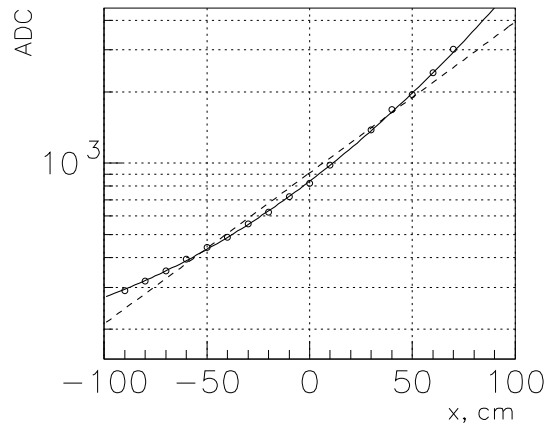


Рис. 5. Зависимость $A(x)$ для ф.э.у. Т1. Пунктирная и сплошная линии представляют уравнения (4) и (5). Счетчик сечением $2,5 \times 2,5$ см² с фотоумножителями ФЭУ-115М.

Найденные значения длины поглощения заметно меньше величины, ожидаемой для сцинтиллятора с объемной длиной поглощения $\lambda_b = 4,0$ м и средним углом $\bar{\theta} = 33,7^\circ$ между направлением распространения света и осью x , который можно получить из зависимости среднего времени прихода сигнала от координаты. Причина состоит в том, что полировка граней сцинтиллятора не является идеальной, и свет, падающий на боковые грани под углом, большим угла полного внутреннего отражения (ПВО), при каждом переотражении частично теряется. Кроме того, практически полностью теряется свет, падающий на боковые грани под углом, меньшим угла ПВО.

Как показывает моделирование распространения света в исследуемом счетчике (см. рис. 22), $\lambda_a = 68$ см соответствует средней величине потерь света при одном отражении $\Delta \approx 0.03$.

Чтобы установить связь между амплитудой в отсчетах ADC и числом фотоэлектронов N_{ph} , выбитых из фотоатода ф.э.у., были построены распределения A_1/A_2 и $(A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ амплитуд сигналов с $T1$ и $T2$. Ширины этих распределений определяются в основном статистикой фотоэлектронов и, в меньшей степени, сцинтилляционных фотонов, и не связаны с флуктуациями Ландау ионизационных потерь энергии частицы в сцинтилляторе, которые дают одинаковый вклад в A_1 и A_2 . Анализ этих распределений дал согласующиеся оценки числа фотоэлектронов: для счетчика сечением $2,5 \times 2,5$ см² с фотоумножителями ФЭУ-115М $N_{ph} \approx 280$ при $x = 0$, или один отсчет ADC соответствует 0,3 фотоэлектрона. При этом предполагалось, что равным амплитудам соответствует одинаковое число фотоэлектронов в $T1$ и $T2$ и квантовые выходы ф.э.у. одинаковы.

Временные спектры сигналов $T1$ счетчика сечением $2,5 \times 2,5$ см² с фотоумножителями ФЭУ-115М для различных значений x показаны на рис. 6. Они хорошо аппроксимируются функцией Гаусса.

Фитирование методом наименьших квадратов позволяет определить среднее время прихода сигнала T и временное разрешение σ_m .

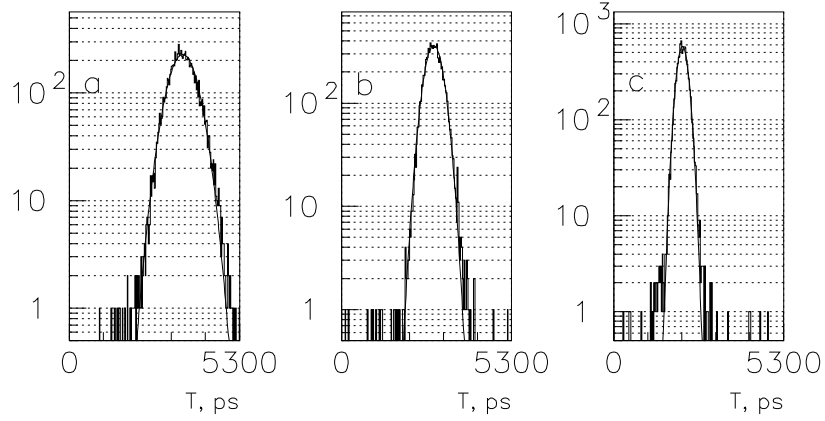


Рис. 6. Временные спектры сигналов ф.э.у. Т1, а – расстояние до ф.э.у. 190 см; б – расстояние до ф.э.у. 100 см; в – расстояние до ф.э.у. 10 см. Счетчик сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М.

Зависимость измеренного временного разрешения от расстояния s между треком частицы и ф.э.у. можно представить в виде

$$\sigma_m(s) = \sqrt{(\sigma^2(0) + (\sigma_s s)^2) \exp(2s/\lambda_t) + \sigma_{trm}^2}, \quad (5)$$

где $s = (100 \pm x)$ см (знак „-“ относится к Т1, знак „+“ к Т2); $\sigma(0)$ – собственное временное разрешение счетчика при $s = 0$. Параметр σ_s связан с неизохронностью путей фотонов в сцинтилляторе, которая приводит к размытию светового сигнала во времени. λ_t играет роль длины деградации временного разрешения, которая, как и λ_a , зависит от потерь света в сцинтилляторе. Последнее слагаемое в (5) – временное разрешение триггера – определяется флуктуациями сигнала START. Фитирование экспериментальных данных формулой (5) показало, что значение параметра σ_s мало ($\approx 10^{-3}$ пс/см), и при дальнейшем анализе этот параметр полагается равным нулю. Величина $\sigma_{trm} = (82 \pm 6)$ пс согласуется с измеренным значением $\sigma_{tr} = (80 \pm 2)$ пс, но имеет большую погрешность. Поэтому в качестве временного разрешения триггера использовалась последняя

величина, а значения собственного временного разрешения одного канала (Т1 или Т2) определялись по формуле (1).

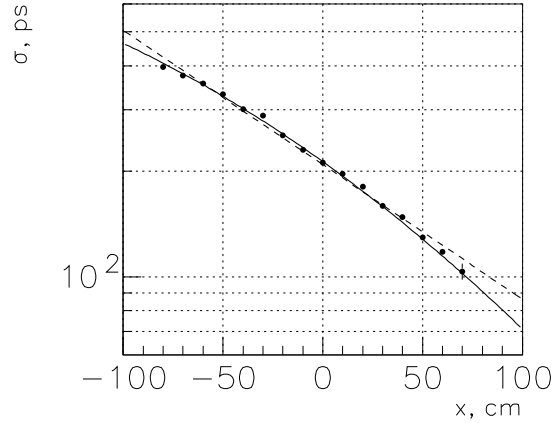


Рис. 7. Зависимость временного разрешения $\sigma(x)$ ф.э.у. Т1. Счетчик сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М. Сплошная и пунктирная линии рассчитаны по уравнениям (7) и (6) соответственно.

Зависимость $\sigma(x)$ для сигналов Т1 счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М показана на рис. 7. Она фитировалась функциями

$$\sigma(x) = \sigma_0 \exp(\pm x/\lambda_t), \quad (6)$$

$$\sigma(x) = \sigma'_0 \exp(\pm x/\lambda'_t + \alpha_t x^2/\lambda_t'^2), \quad (7)$$

где знаки „-“ и „+“ относятся к Т1 и Т2 соответственно. Параметры в уравнениях (6) и (7), найденные для этого ф.э.у. методом наименьших квадратов, оказались равными: $\sigma_0 = (209 \pm 1) \text{ пс}$, $\lambda_t = (113 \pm 2) \text{ см}$, $\sigma'_0 = (213 \pm 1) \text{ пс}$, $\lambda'_t = (106 \pm 1) \text{ см}$, $\alpha_t = (-0,18 \pm 0,02)$.

На рис. 8 показана зависимость временного разрешения $\sigma_c(x)$ для счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М, которое определялось, как σ взвешенного времени (2). Она фитировалась зависимостью

$$\sigma_c(x) = \sqrt{\frac{\sigma_1^2(x) \cdot \sigma_2^2(x)}{\sigma_1^2(x) + \sigma_2^2(x)}}, \quad (8)$$

где индексы 1 и 2 относятся к T1 и T2 соответственно. Сплошная кривая на рис. 8 представляет расчеты по формуле (8) с σ_1 и σ_2 в виде (6).

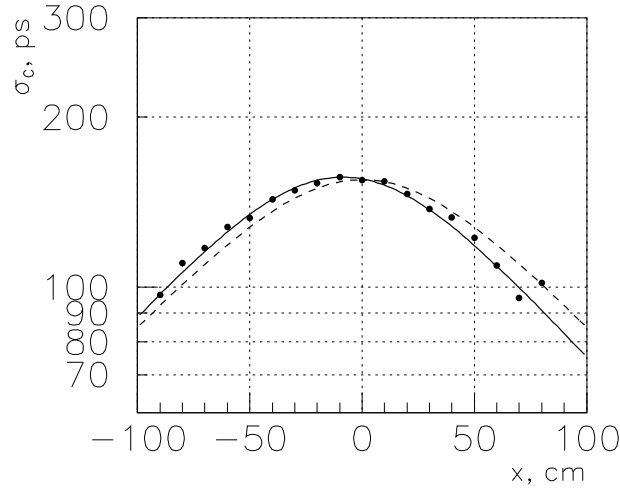


Рис. 8. Зависимость временного разрешения $\sigma_c(x)$ для счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М. Сплошная и пунктирная линии рассчитаны по уравнениям (8) и (9) соответственно.

Если пренебречь небольшим различием во временном разрешении T1 и T2 и считать их параметры в формуле (6) одинаковыми и равными $\bar{\sigma}_o$ и $\bar{\lambda}_t$, то для $\sigma_c(x)$ можно получить выражение

$$\sigma_c(x) = \frac{\bar{\sigma}_o}{\sqrt{2}} ch^{-1/2} \left(\frac{2x}{\bar{\lambda}_t} \right). \quad (9)$$

Зависимость (9) с параметрами $\bar{\sigma}_o = 214 \text{ пс}$ и $\bar{\lambda}_t = 107 \text{ см}$ показана на рис. 8 пунктирной линией. При этом в области центра временное разрешение счетчика не превышает 150 пс.

Аналогичным образом при использовании CFD были получены зависимости $\sigma(x)$ для счетчиков других сечений. Они представле-

ны на рис. 9–13. Значения временного разрешения вычислялись по формуле (2) и фитировались зависимостью (9).

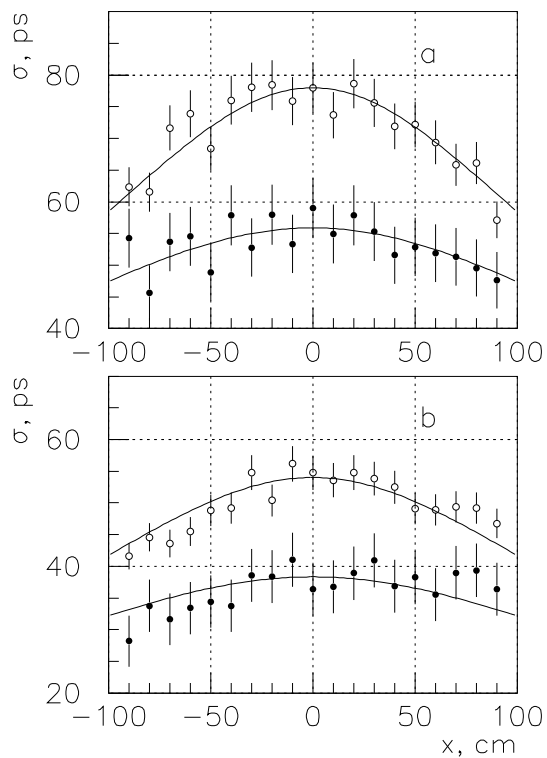


Рис. 9. Зависимость временного разрешения от положения пучка x для одного (\circ) и для двух (\bullet) счетчиков сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020. Диаграмма (а) соответствует перпендикулярному положению сцинтиллятора, диаграмма (b) — параллельному.

Значения временного разрешения и длин деградации временного разрешения для исследованных счетчиков представлены в табл. 2 (см. стр. 25).

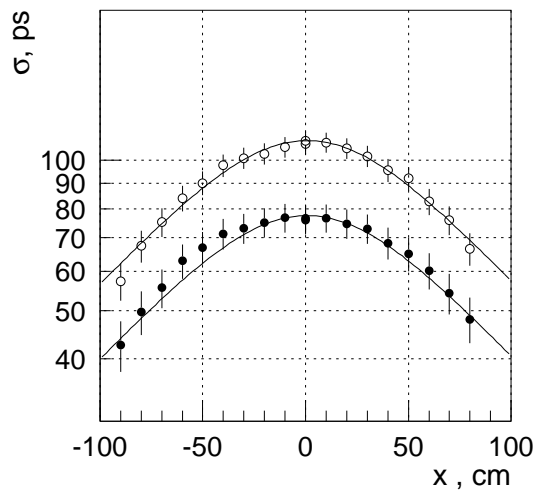


Рис. 10. Зависимости $\sigma(x)$ для одного (\circ) и для двух (\bullet) счетчиков сечением $6 \times 1,25 \text{ см}^2$ с ф.э.у. XR2020.

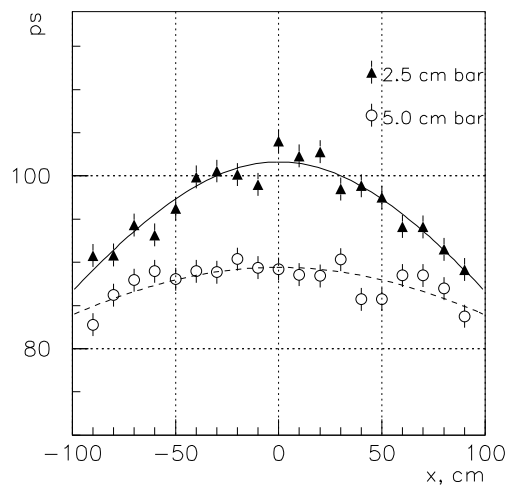


Рис. 11. Зависимость временного разрешения от x для счетчиков сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ (\blacktriangle) и $5 \times 5 \text{ см}^2$ (\circ) с фотоумножителями Philips XR2020.

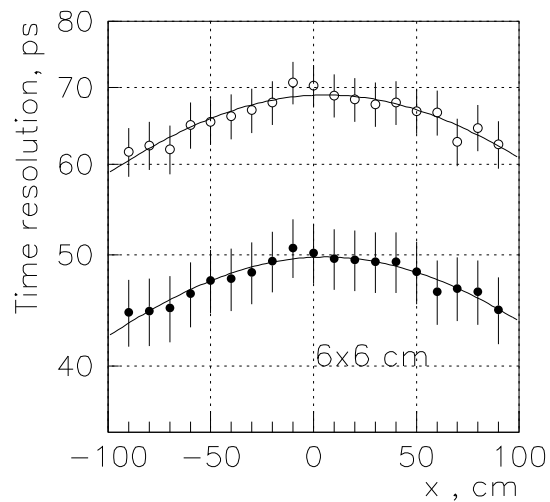


Рис. 12. Зависимость временного разрешения от x для одного (○) и для двух (●) счетчиков сечением $6 \times 6 \text{ см}^2$ с фотоумножителями Philips XR2020.

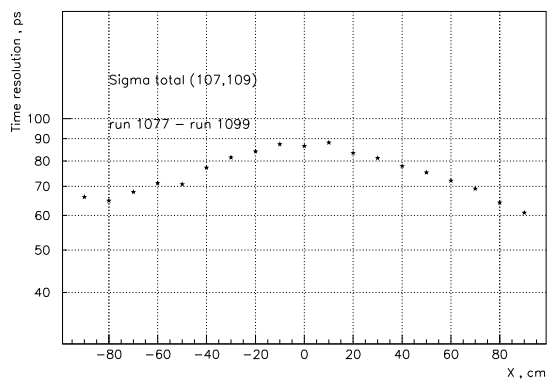


Рис. 13. Зависимость временного разрешения от x для счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями Hamamatsu R6427.

Для получения высокого временного разрешения с формирователем постоянной части сигнала (CFD) необходима аккуратная настройка его параметров, которая зависит от формы сигнала. Поэтому применение ф.п.ч.с. оправдано, если высокое временное разрешение необходимо иметь на уровне триггера и/или число каналов невелико. Если хотя бы одно из этих условий не выполнено, то может оказаться, что удобнее будет использовать обычный пороговый формирователь (п.ф.) и одновременно измерять амплитуду сигнала, вводя поправку на зависимость времени срабатывания п.ф. от амплитуды (walk-эффект) при off-line обработке данных.

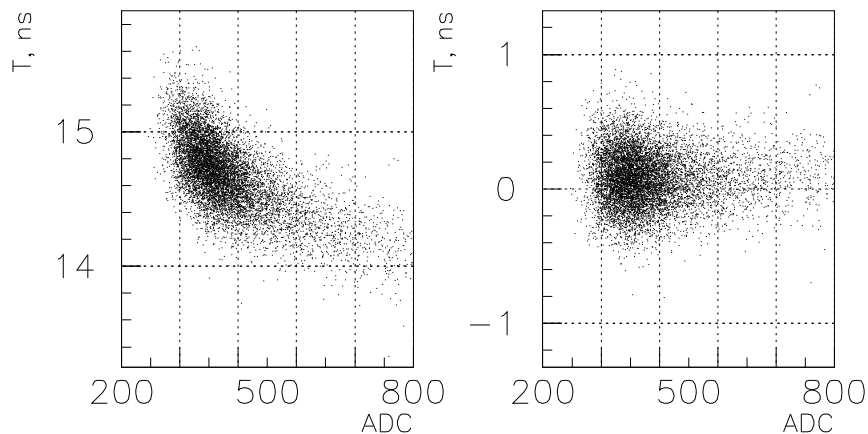


Рис. 14. Зависимость временного разброса сигналов ф.э.у. T2 от их амплитуды в отсчетах преобразователя амплитуда-код для $x = 0$ без поправки (a) и с поправкой (b) walk-эффекта. Счетчик сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с ФЭУ-115М.

Были проведены специальные исследования с целью сравнения обоих методов. Параметры ф.п.ч.с. были тщательно настроены, чтобы получить наилучшее временное разрешение. В качестве п.ф. использовался формирователь на быстром компараторе КР597СА1 с порогом 30 мВ, что составляло 10% от средней амплитуды в центре счетчика. На рис. 14а показан временной разброс сигналов с T2 после п.ф. как функция их амплитуды для $x = 0$ при использовании

счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с ФЭУ-115М. Из рисунка видно, что имеется явная зависимость измеренного времени T_m от амплитуды. Для коррекции T_m использовалась формула

$$T(A) = T_m - b \left(\frac{1}{\sqrt{A}} - \frac{1}{\sqrt{A_o}} \right), \quad (10)$$

где A — измеренная амплитуда сигнала; A_o — значение амплитуды сигнала, для которой поправка равна нулю; b — параметр, определяемый методом наименьших квадратов, и, как было показано в нашей работе [2], зависящий от x . Зависимость $b(x)$ показана на рис. 15.

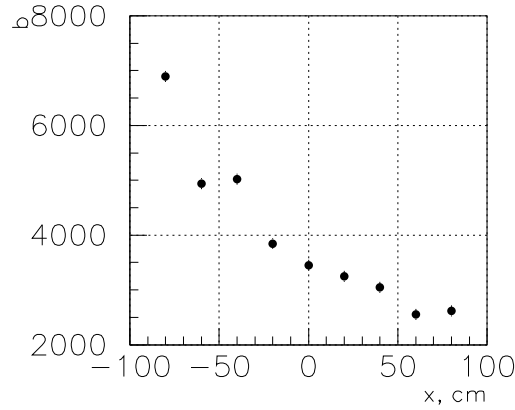


Рис. 15. Зависимость $b(x)$ для Т2. Амплитуда сигнала измеряется в отсчетах ADC, время — в пикосекундах.

На рис. 16 показана зависимость временного разрешения $\sigma(x)$ ф.э.у. Т2 при использовании ф.п.ч.с. и п.ф. Видно, что при введении поправки на walk-эффект для п.ф. временное разрешение уменьшается в 1,5 раза и становится лучше, чем у ф.п.ч.с., за исключением, может быть, самых больших расстояний между ф.э.у. и траекторией частицы, для которых временной разброс сигналов почти полностью определяется флуктуациями числа фотоэлектронов.

Отметим также, что поправка на walk-эффект делает временной спектр сигналов после п.ф. более симметричным и близким по форме к распределению Гаусса (рис. 17). Без такой коррекции спектр

имеет “прилив” на левом склоне, связанный с “хвостом” амплитудного распределения сигналов в области больших амплитуд (см. рис. 4).

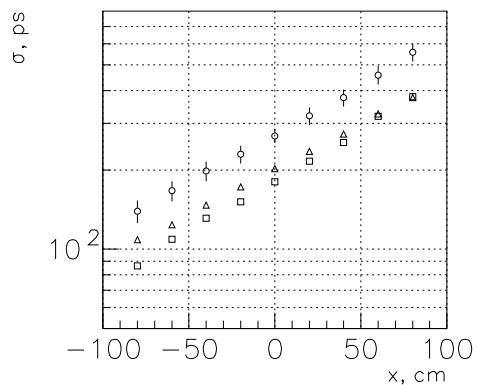


Рис. 16. Зависимость временного разрешения $\sigma(x)$ ф.э.у. T2 для п.ф. без поправки (○) и с поправкой (□) на walk-эффект и для ф.п.ч.с. (△) при $x = 0$.

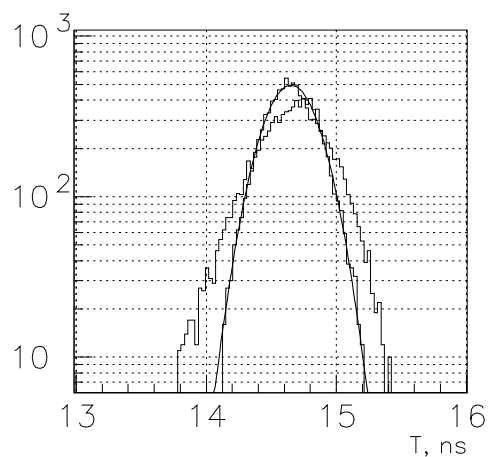


Рис. 17. Временной спектр сигналов ф.э.у. T2 для п.ф. без поправки (гистограмма) и с поправкой (гистограмма, фитированная распределением Гаусса) на walk-эффект при $x = 0$.

Измерения с использованием пороговых формирователей (LED) были проведены также для счетчиков сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ с ф.э.у. XR2020 и для счетчиков сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с ф.э.у. R6427. Полученные результаты приведены в табл. 2. Во всех случаях временное разрешение при использовании LED+ADC и коррекции walk-эффекта сравнимо с разрешением, которое получено с формирователями CFD. Зависимость параметра коррекции $b(x)$ для различных счетчиков имела один и тот же вид (рис. 15).

Были проведены измерения временного разрешения длинного черенковского счетчика. Он представлял собой отполированный брусок из полиметилметакрилата, изготовленный по специальному заказу с уменьшенным содержанием добавок, поглощающих ультрафиолетовую часть спектра. Сечение бруска $2,4 \times 2,4 \text{ см}^2$, длина 150 см. Фотоумножители R6427 были установлены с использованием оптической замазки с двух сторон счетчика — так же, как на сцинтилляционных счетчиках.

На рис. 18 показана зависимость временного разрешения черенковского счетчика с фотоумножителями Hamamatsu R6427 от x . Значения временного разрешения вычислялись по формуле (2). Длина деградации временного разрешения для этого счетчика составляет 83 см.

В центре счетчика временное разрешение составляет 210 пс. Оно может быть улучшено при использовании фотоумножителей с повышенной эффективностью в ультрафиолетовой области спектра.

Были проведены исследования временного разрешения сцинтилляционного счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$, у которого в качестве фотоприемников использовались микроканальные пластины (МКП) производства завода “Экран”. Окно МКП имеет диаметр 14 мм, поэтому для передачи света со сцинтиллятора на МКП были использованы световоды длиной 40 мм с выходным диаметром 14 мм.

На рис. 19 показана зависимость $\sigma(x)$ для счетчика с МКП, рассчитанная по формуле (2). Временное разрешение в центре счетчика составляет 195 пс.

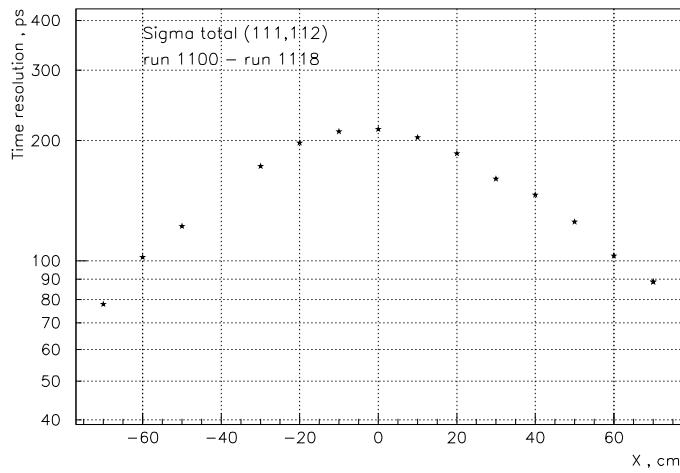


Рис. 18. Зависимость временного разрешения от x для черенковского счетчика из оргстекла длиной 150 см и сечением $2,4 \times 2,4$ см² с фотомножителями Hamamatsu R6427.

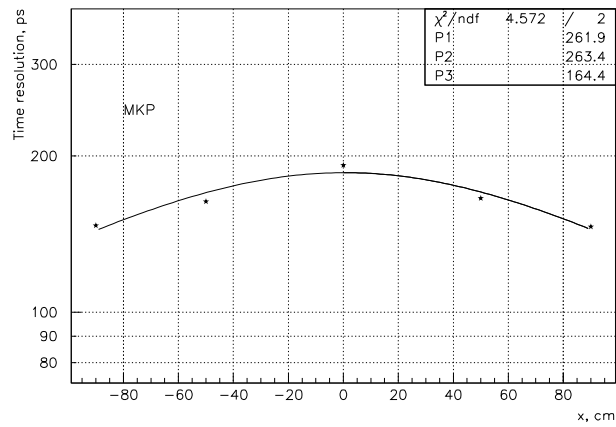


Рис. 19. Зависимость $\sigma(x)$ для сигналов Т1 счетчика сечением $2,5 \times 2,5$ см² со световодами при использовании МКП (а) и ФЭУ-115М (б).

Временные характеристики счетчиков с МКП уступают характеристикам счетчиков с обычными ф.э.у. Несмотря на это, фотоумножители МКП обладают некоторыми преимуществами по сравнению с фотоумножителями. Одним из преимуществ является малый размер МКП. Другое существенное преимущество МКП — слабая чувствительность к магнитным полям. Поэтому применение счетчиков с МКП для временных измерений в ряде случаев может быть оправдано.

Для счетчиков сечением $6 \times 1,25 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020 были проведены исследования зависимости временного разрешения от интенсивности пучка частиц, проходящего через счетчик. При этом использовались формирователи CFD.

На рис. 20 показана зависимость собственного временного разрешения для отдельного фотоумножителя. Видно, что временное разрешение счетчика начинает ухудшаться при нагрузках порядка 10^6 частиц в секунду. Это демонстрирует возможность применения таких счетчиков при больших значениях интенсивности пучков.

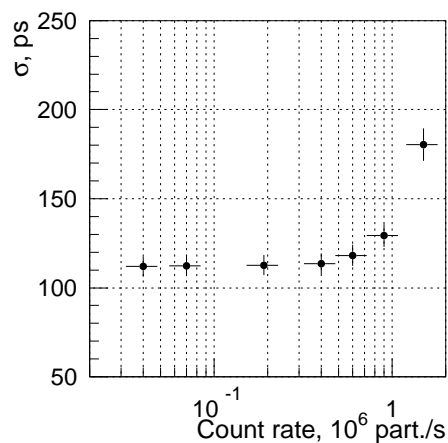


Рис. 20. Зависимость временного разрешения для отдельного фотоумножителя Philips XR2020 для счетчика сечением $6 \times 1,25 \text{ см}^2$ от интенсивности пучка частиц, проходящего через счетчик.

Был проведен эксперимент по идентификации заряженных частиц по времени пролета с использованием счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020.

Сигнал START при этом вырабатывался счетчиком S3, который был перемещен на расстояние 16.68 м от длинного счетчика T1–T2. Измерения проведены с использованием формирователей CFD. При импульсе частиц в пучке $\sim 6.2 \text{ ГэВ/с}$ успешно осуществлено разделение π -мезонов и протонов.

На рис. 21а показан временной спектр сигналов с одного из ф.э.у. длинного счетчика при измерении времени пролета, на рис. 21b — спектр взвешенного времени, которое рассчитывалось для сигналов с T1 и T2 по формуле (2).

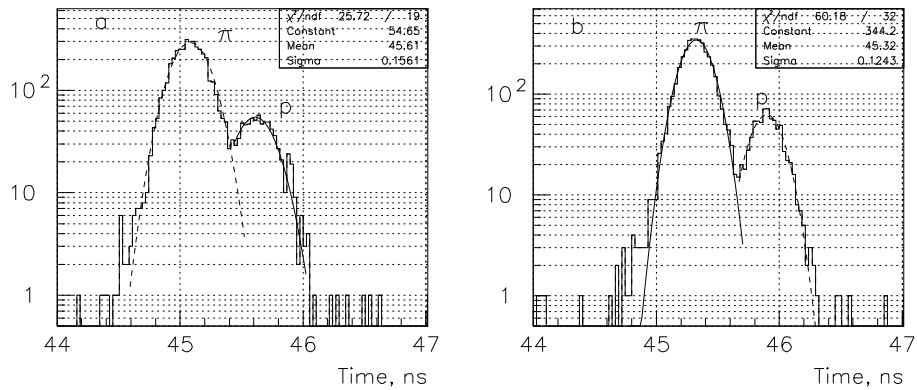


Рис. 21. Идентификация заряженных частиц по времени пролета с использованием счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020: (a) — временной спектр сигналов с ф.э.у. T1; (b) — спектр взвешенного времени для сигналов T1 и T2. Первый пик соответствует π -мезонам, второй — протонам.

Разность времен пролета пионов и протонов составляет 570 пс. В первом случае, при использовании сигналов с ф.э.у. T1, σ для обоих пиков составляет $\approx 155 \text{ пс}$, что позволяет разделить пионы и протоны на уровне 3.5σ . Несмотря на то, что количество π -мезонов

в пучке на порядок превосходит количество протонов, пионный фон под протонным пиком составляет $\approx 1\%$.

В случае, когда для идентификации частиц используются взвешенные сигналы с обоих ф.э.у. длинного счетчика, временное разрешение системы составляет 125 пс. Этот результат согласуется с ранее измеренными характеристиками счетчиков, работающих в составе времяпролетной системы: $\sigma_{S3} = 80$ пс, $\sigma_{bar} = 100$ пс, $\sqrt{\sigma_{bar}^2 + \sigma_{S3}^2} = 128$ пс. При этом разделение π -мезонов и протонов осуществляется уже на уровне $> 4\sigma$.

В табл. 2 приведены основные результаты, полученные при изменении временного разрешения различных счетчиков с различными способами коррекции walk-эффекта (CFD или LED+ADC).

В **третьей главе** описана программа моделирования процессов в длинных сцинтилляционных счетчиках в форме параллелепипеда с двумя фотоприемниками на концах методом Монте-Карло, а также представлены результаты исследований, проведенных с ее помощью.

Метод Монте-Карло применялся для:

- моделирования процесса возникновения фотона в произвольной точке трека заряженной частицы, прошедшей через сцинтиллятор, с учетом произвольного направления распространения этого фотона;
- учета временной задержки между моментом прохождения частицы и моментом возникновения фотона;
- моделирования процесса объемного поглощения света в веществе сцинтиллятора;
- моделирования процесса поглощения света при его отражении от граней сцинтилляционного бруска;
- учета джиттера ф.э.у., т.е. непостоянства промежутка времени между попаданием света в фотоумножитель и моментом формирования электрического импульса на выходе ф.э.у.;
- учета квантовой эффективности ф.э.у. (лишь некоторая доля фотонов, попадающих на окно фотоумножителя, вызывает появление фотоэлектрона и, соответственно, фототока на выходе ф.э.у.).

Таблица 2. Результаты измерений временного разрешения при $x=0$ для различных счетчиков при использовании различных формирователей сигналов (σ_1 — временное разрешение одного счетчика, σ_2 — разрешение двух одновременно работающих счетчиков).

Размеры счетчика, см ³	Фотоприемник	Формирователь	λ_{TD} (см)	σ_1 (пс)	σ_2 (пс)
2,5×2,5×200	ФЭУ-115М	CFD	105±10	150	
2,5×2,5×200	ФЭУ-115М	LED+ADC	100±10	150	
2,5×2,5×200	XP2020	CFD	140±15	102	
2,5×2,5×200	R6427	CFD	145±15	90	
2,5×2,5×200	R6427	LED+ADC	125±15	90	
5×5×200	XP2020	CFD	250±20	87	
6×6×200	XP2020	CFD	250±20	71	51
6×1,25×200 ⁽¹⁾	XP2020	CFD	120±9	113	80
6×2,5×200 ⁽¹⁾	XP2020	CFD	180±15	78	59
6×2,5×200 ⁽¹⁾	XP2020	LED+ADC	200±20	78	
6×2,5×200 ⁽²⁾	XP2020	CFD	185±15	56	35
2,5×2,5×200 ⁽³⁾	МКП	CFD	160±15	195	
2,5×2,5×200 ⁽³⁾	ФЭУ-115М	CFD	150±15	180	
2,4×2,4×150 ⁽⁴⁾	R6427	CFD	83±10	210	

(1) — перпендикулярное расположение сцинтиллятора в пучке;

(2) — параллельное расположение сцинтиллятора в пучке;

(3) — использовались дополнительные световоды: длина 40 мм, выходной диаметр 14 мм;

(4) — использовался черенковский радиатор из полиметилметакрилата.

При моделировании сцинтилляционных счетчиков параметрами модели, доступными для варьирования, являлись

- геометрические размеры сцинтиллятора;
- время высвечивания сцинтиллятора;
- объемная длина затухания, показатель преломления, доля света, поглощаемая при одном переотражении, характеризующая качество полировки поверхности сцинтилляционного бруска;
- координаты трека заряженной частицы, проходящей через сцинтиллятор;
- геометрические и оптические параметры световодов;

- параметры фотоумножителя (джиттер, квантовая эффективность, время нарастания сигнала).

Ряд параметров, таких как время высвечивания, показатель преломления и объемная длина затухания, задавались в соответствии с документацией на сцинтиллятор. Параметр, характеризующий потери света при переотражении внутри сцинтиллятора (Δ), существенно влияет на длину затухания света и является неизвестной величиной. Поэтому его значение было получено путем сравнения экспериментальных зависимостей амплитуды сигнала от x с результатами моделирования для разных значений параметра.

На рис. 22 показана зависимость длины затухания от величины потерь при переотражении, полученная при моделировании сцинтиллятора сечением $2.5 \times 2.5 \text{ см}^2$. Экспериментально определенное значение длины затухания для этого счетчика $\lambda_a = 68 \text{ см}$ соответствует значению $\Delta = 0.03$. Это значение используется при дальнейшем моделировании данного счетчика.

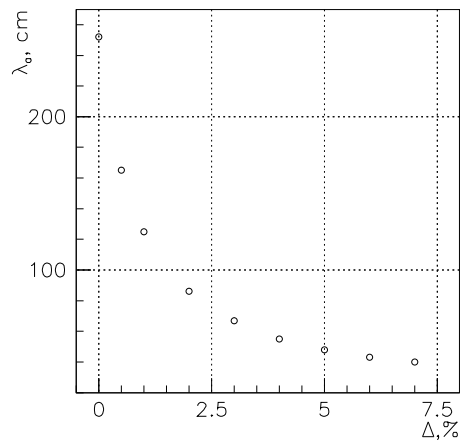


Рис. 22. Зависимость длины затухания света λ_a в сцинтилляционном бруске сечением $2.5 \times 2.5 \text{ см}^2$ от величины потерь света при одном переотражении Δ . Результаты моделирования.

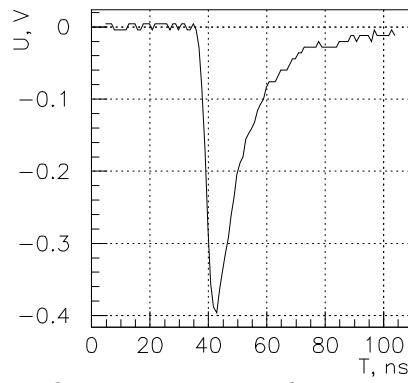


Рис. 23. Типичная форма сигнала от фотоумножителя длинного счетчика (счетчик сечением $6 \times 2.5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020). Изображение получено с использованием цифрового осциллографа Tektronix 724D.

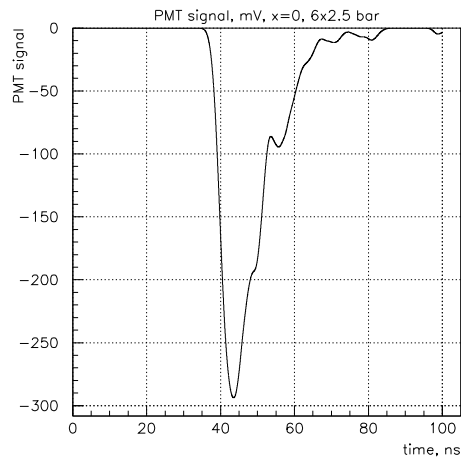


Рис. 24. Моделирование формы сигнала от ф.э.у. длинного счетчика сечением $6 \times 2.5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020.

В случаях, когда значения параметров модели соответствуют реальным характеристикам счетчика (размеры, параметры сцинтиллятора, параметры ф.э.у.), результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Например, на рис. 23 и 24 приведено сравнение формы электрических сигналов с одного из фотоумножителей (XP2020) длинного счетчика сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ при $X=0$, снятой с помощью цифрового осциллографа Tektronix 724D, с результатами моделирования типичного электрического сигнала для такого счетчика.

Временное разрешение, полученное при моделировании счетчиков, отличается от измеренных значений не более чем на 10%.

Программа моделирования позволила исследовать зависимости временного разрешения сцинтилляционных счетчиков от различных параметров.

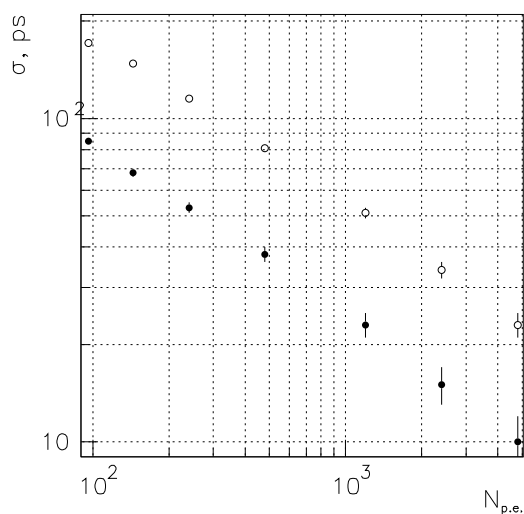


Рис. 25. Зависимость временного разрешения для счетчика сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ от количества фотоэлектронов. Фотоумножитель Philips XP2020. Ориентация счетчика — перпендикулярно пучку. Результаты моделирования для $x=0$ (○) и $x=80 \text{ см}$ (●). Учитывался только вклад статистических флуктуаций фотоэлектронов.

На рис. 25 показано моделирование зависимости временного разрешения счетчика сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020 от количества фотоэлектронов. Количество фотоэлектронов, наблюдаемое при прохождении частицы через центр этого счетчика, обычно составляет около 250.

При проведении измерений наблюдалась связь временного разрешения с количеством фотоэлектронов: $\sigma \sim 1/\sqrt{N_{pe}}$. Моделирование подтверждает этот вывод.

На рис. 26 представлена зависимость временного разрешения для этого счетчика от параметра Δ . Для реальных счетчиков этот параметр принимает значения в диапазоне 2,5–3% (этот вывод можно сделать при сравнении амплитудных характеристик исследованных счетчиков с результатами моделирования).

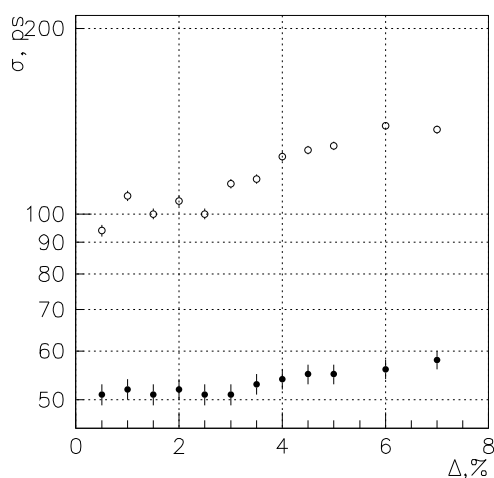


Рис. 26. Зависимость временного разрешения для счетчика сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ от параметра Δ , характеризующего количество света, которое поглощается при одном переотражении. Фотоумножитель Philips XR2020. Ориентация счетчика — перпендикулярно пучку. Результаты моделирования для $x=0$ (○) и $x=80 \text{ см}$ (●).

Видно, что временное разрешение счетчика практически не зависит от Δ в области значений $< 2,5\%$. Дальнейшая полировка

поверхности сцинтиллятора с точки зрения улучшения временного разрешения малоэффективна.

На рис. 27 показана зависимость временного разрешения этого же счетчика от объемной длины затухания света в сцинтилляторе λ_{bulk} . Для сцинтиллятора EJ-200 эта длина составляет $\lambda_{bulk} = 400$ см. При моделировании параметр Δ полагался равным 2,5%.

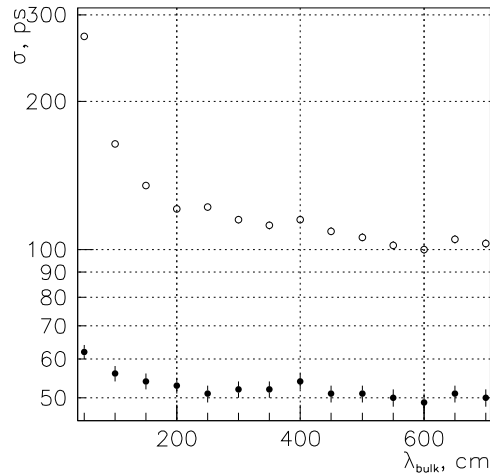


Рис. 27. Зависимость временного разрешения для счетчика сечением $6 \times 2,5$ см² от объемной длины затухания λ_{bulk} . Фотоумножитель Philips XP2020. Результаты моделирования для $x=0$ (○) и $x=80$ см (●).

Видно, что при $\lambda_{bulk} > 200$ см временное разрешение практически не зависит от этого параметра.

Наконец, на рис. 28 показана зависимость временного разрешения данного счетчика от времени высвечивания сцинтиллятора τ . Для сцинтиллятора EJ-200 время высвечивания составляет по техническим условиям 2.1 нс.

Видно, что при уменьшении значения τ временное разрешение счетчика улучшается. Поэтому имеет смысл использовать сцинтиллятор с меньшим значением времени высвечивания.

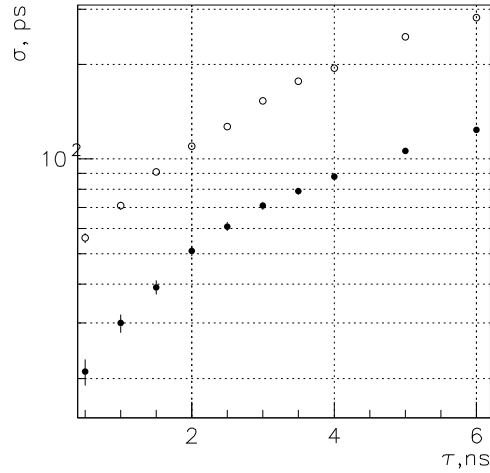


Рис. 28. Зависимость временного разрешения для счетчика сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ от времени высвечивания сцинтиллятора τ . Фотоумножитель Philips XP2020. Результаты моделирования для $x=0$ (\circ) и $x=80$ см (\bullet). Учитывался только вклад статистических флуктуаций фотоэлектронов.

Программа может быть использована для моделирования и изучения характеристик счетчиков произвольных размеров.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты диссертации:

1. Показано, что при использовании формирователя постоянной части сигнала (CFD) временное разрешение счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М составляет 150 пс в центре счетчика и 80 пс вблизи фотоумножителя. При использовании фотоумножителей Philips XP2020 временное разрешение этого счетчика составляет 90 пс в центре и 55 пс на краях счетчика. Близкие значения временного разрешения для указанного счетчика получены при использовании ф.э.у. Hamamatsu R6427: 90 пс — в центре и 60 пс — на краях счетчика.

2. Для сцинтиллятора сечением $6 \times 1,25 \text{ см}^2$, просматриваемого ф.э.у. XR2020, временное разрешение составляет 113 пс в центре счетчика и 87 пс вблизи фотоумножителей.

3. Для сцинтилляторов сечением $6 \times 2,5 \text{ см}^2$ и ф.э.у. XR2020 при расположении сцинтиллятора перпендикулярно пучку (пучок проходит в сцинтилляторе 2,5 см), достигнуто временное разрешение 75 пс в центре счетчика и 60 пс на краях. Если же грань сцинтиллятора шириной 6 см располагается параллельно пучку, то временное разрешение составляет 55 пс в центре счетчика и 40 пс вблизи фотоумножителя. В этом случае для X,Y годоскопа временное разрешение составит 35 пс. Этот результат является рекордным для годоскопов из длинных сцинтилляционных счетчиков.

4. Для счетчиков с сечениями сцинтилляторов $6 \times 6 \text{ см}^2$ и $5 \times 5 \text{ см}^2$ и фотоумножителями XR2020 получено временное разрешение 71 и 87 пс в центрах счетчиков и 60 и 83 пс на их краях.

5. Показано, что при использовании пороговых формирователей и при последующей off-line коррекции walk-эффекта временное разрешение счетчиков не уступает разрешению, полученному с использованием формирователей CFD.

6. Проведены исследования временного разрешения сцинтилляционного счетчика с фотоприемниками МКП и черенковского счетчика с радиатором из органического стекла и фотоумножителями Hamamatsu R6427. Для счетчика с размерами $2,5 \times 2,5 \times 200 \text{ см}^3$ со световодами и фотоприемниками МКП достигнуто временное разрешение 190 пс в центре и 160 пс вблизи фотоприемников. Для черенковского счетчика из полиметилметакрилата с размерами $2,4 \times 2,4 \times 150 \text{ см}^3$ и ф.э.у. R6427 получено временное разрешение 210 пс в центре и 80 пс на краях счетчика.

7. Показано, что для исследованных счетчиков основной вклад во временное разрешение вплоть до 35 пс дает статистика фотоэлектронов.

8. Показано, что при импульсе частиц до 6.2 ГэВ/с может быть осуществлено разделение π -мезонов и протонов методом измерения времени пролета на базе 16,7 м с использованием счетчика сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями XR2020.

9. Исследованные счетчики сечением $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ с фотоумножителями ФЭУ-115М соответствуют требованиям, предъявляемым к детекторам для точной временной "привязки" частиц в эксперименте по изучению редких распадов заряженных каонов на ускорителе ИФВЭ. Счетчики сечением $6 \times 1,25 \text{ см}^2$ с ф.э.у. ХР2020 удовлетворяют условиям эксперимента GlueX по поиску "экзотических" мезонных состояний в Лаборатории им. Джефферсона (США), в котором они будут использоваться для разделения π - и K -мезонов методом измерения времени пролета.

10. Создана программа для расчета временного разрешения длинных сцинтилляционных счетчиков, которая хорошо описывает полученные экспериментальные данные и может быть использована для моделирования и исследования счетчиков любых размеров.

При помощи этой программы исследована зависимость длины затухания света в длинном сцинтилляционном счетчике от величины потерь света при отражении от боковых граней (данный параметр характеризует качество полировки поверхности сцинтиллятора), а также зависимости временного разрешения от количества фотоэлектронов, объемной длины затухания света в сцинтилляторе, времени высвечивания сцинтиллятора и других параметров.

Список литературы

- [1] S.Denisov, A. Dzierba, R. Heinz, **A. Klimenko**, V. Samoylenko, E. Scott, A. Shchukin, P. Smith, C. Steffen, S. Teige. Timing characteristics of scintillator bars, NIM A 478 (2002) 440.
- [2] S.Denisov, A. Dzierba, R. Heinz, **A. Klimenko**, V. Samoylenko, E. Scott, A. Shchukin, P. Smith, C. Steffen, S. Teige, S. Volodina. Characteristics of the TOF counters for GlueX experiment. NIM A 494 (2002) 495.
- [3] S.Denisov, A. Dzierba, R. Heinz, **A. Klimenko**, V. Samoylenko, E. Scott, A. Shchukin, P. Smith, C. Steffen, S. Teige. Systematic studies of timing characteristics for 2 m long scintillator counters. NIM A 525 (2004) 183.
- [4] S.P. Denisov, A. Dzierba, R. Heintz, **A.K.Klimenko**, R.Mitchell, V.D.Samoylenko, E.Scott, P. Smith, S. Teige. Studies of timing and amplitude properties for 2 m long scintillation counter with FEU-115M PMT's. IHEP Preprint 2005-35.

Рукопись поступила 8 ноября 2005 г.

А.К. Клименко.

Исследование длинных сцинтилляционных счетчиков для временных измерений.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **ИТ_РХ**.

Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати 10.11.2005. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 2,2. Уч.-изд.л. 1,85. Тираж 100. Заказ 117.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т 2005–40, И Ф В Э, 2005
