

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Никулин Максим Александрович

Система идентификации заряженных каонов
для детектора КМД-3

Квалификационная работа
на соискание степени магистра

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., снс

Федотович Геннадий Васильевич

Новосибирск
2003

Содержание

1 Введение	3
2 Обзор методов идентификации	5
3 Измерение временного разрешения ФЭУ с МКП	7
3.1 Методика измерений	7
3.2 Схема установки	8
3.3 Форма сигналов от ФЭУ с МКП	9
3.4 Измерения со сцинтиллятором	12
3.5 12 мм сцинтиллятора и 20 мм кварца	14
3.6 Измерения на черенковском свете	16
3.7 Амплитуда одноэлектронного импульса	18
3.8 Анализ результатов	19
4 Моделирование времяпролетного счетчика	20
4.1 Постановка задачи	20
4.2 Методика моделирования	21
4.3 Текущие результаты	22
4.4 Выводы	22
5 Заключение	25

1 Введение

Сечения процессов электрон-позитронной аннигиляции в области энергий от 1,4 до 2 ГэВ в системе центра масс измерены с недостаточной точностью. Требуются более тщательные исследования динамики адронных процессов и основных каналов распадов резонансов. Для изучения физики адронов при данных энергиях в ИЯФ ведется подготовка экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000. Для регистрации рождающихся частиц на ускорителе будут установлены детекторы КМД-3 [1] и СНД [2]. Прецизионное измерение сечений реакций с образованием адронов позволит увеличить точность расчета аномального магнитного момента мюона. Для проверки справедливости стандартной модели физики элементарных частиц эта величина измерена в Брукхейвенской национальной лаборатории в США. Относительная погрешность экспериментального значения составляет $0,7 \cdot 10^{-6}$.

КМД-3 — это универсальный магнитный детектор (рис. 1). Он включает дрейфовую камеру, z-камеру, сверхпроводящий соленоид, торцевой калориметр на основе кристаллов BGO, цилиндрические жидкоксеноновый и CsI калориметры, а также пробежкную систему.

Примерно в половине процессов электрон-позитронной аннигиляции в адроны в области энергий ВЭПП-2000 в конечном состоянии содержатся каоны. Чтобы различить подобные реакции и те, в которых K -мезоны отсутствуют, при анализе экспериментальных данных необходимо будет определять тип родившихся частиц. Для коллинеарных событий это можно сделать по измерению импульсов пары образовавшихся адронов в дрейфовой камере. Частицы с импульсами менее 450 МэВ/с будут идентифицироваться, главным образом, по ионизационным потерям в дрейфовой камере. Некоторую информацию могут дать ионизационные потери в жидкоксеноновом калориметре. В случае, когда

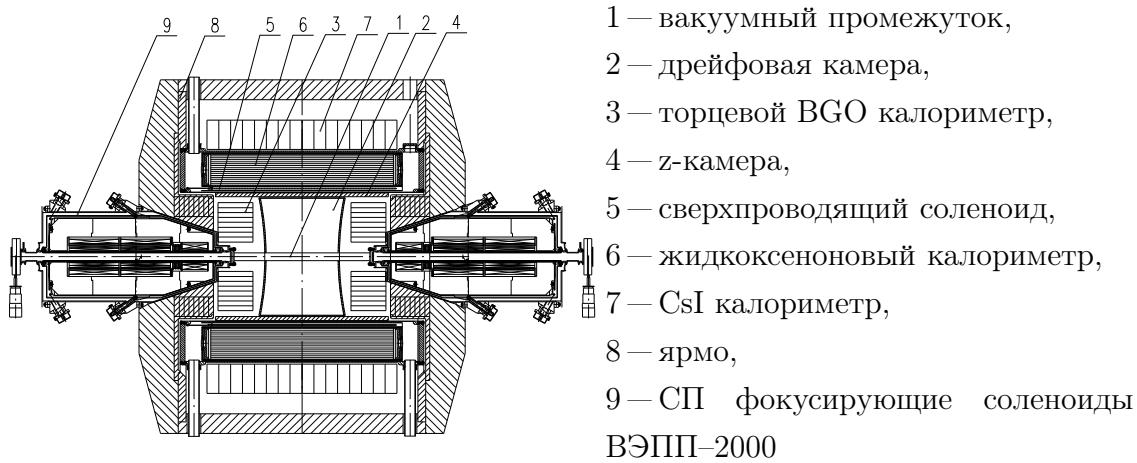


Рис. 1. Схема детектора КМД-3.

импульс π или K -мезонов превышает 450 МэВ/ c , разделить эти частицы можно только при кинематической реконструкции событий, а это вносит существенную неопределенность и приводит к появлению комбинаторного фона. Так, например, кинематический предел импульсов каонов в процессе

$$e^+e^- \rightarrow \phi(1680) \rightarrow K^{*+}\bar{K}^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$$

при энергии в системе центра масс 2 ГэВ превышает 820 МэВ/ c . Каоны с импульсами 800 МэВ/ c могут рождаться и в других процессах, в том числе нерезонансных.

Запланировано, что детектор КМД-3 начнет свою работу без отдельной системы идентификации. На первом этапе высокое разрешение z-камеры позволит провести калибровку измерения угла между направлением пучков и рождающимися частицами в дрейфовой камере и жидкоксеноновом калориметре. Затем z-камеру сменит система идентификации каонов, соответственно геометрические размеры последней заданы очень жестко. Она должна иметь форму цилиндра радиусом 300 мм, длиной не более 900 мм и толщиной 25 мм. Эта система будет расположена внутри сверхпроводящего магнита, следовательно должна функционировать в магнитном поле 15 кГс.

В квалификационной работе бакалавра [3] описан начальный этап разработки системы идентификации каонов. Рассматриваются 3 ее варианта: сцинтилляционные времяпролетные счетчики, пороговые аэрогелевые черенковские счетчики с переизлучателями спектра и черенковские счетчики с кварцевыми пластинами. Далее об этих методиках и их применении в других детекторах будет рассказано подробнее. Для последних двух систем было проведено моделирование, которое показало, что ни один вариант не обладает явными преимуществами. Оценки, проделанные для времяпролетной системы, говорят о том, что эту методику надо рассматривать наравне с остальными.

Для всех трех вариантов системы идентификации требуются чувствительные фотоприемники, способные работать в сильном магнитном поле. Приемлемым кандидатом выглядят фотоумножители с микроканальными пластинами. В двух методиках необходимо временнб разрешение порядка 50 пс. Проверке, можно ли его достичь на ФЭУ с МКП, посвящена значительная часть этой работы.

Разрешение на уровне 50 пс является уникальным для систем сцинтилляционных времяпролетных счетчиков. Подобрать оптимальный вариант их конструкции невозможно без моделирования. Оно описано во второй части работы.

2 Обзор методов идентификации

В этом разделе описаны методы идентификации, которые могут быть применены в детекторе КМД-3.

Для детектора КЕДР была разработана система пороговых черенковских счетчиков, отличающаяся компактностью и относительно небольшим числом фотоприемников [4, 5]. Объем, заполненный аэрогелем, разделен на отдельные счетчики, обернутые отражающим материалом. Когда заряженная частица пересекает аэрогель, испускаются черенковские фотоны. Некоторые из них поглощаются в проходящей по всей длине счетчика пластине сместителя спектра, а затем переизлучаются с увеличением длины волны. Часть новых фотонов попадает в условия полного внутреннего отражения и по пластине приходит на фотоумножитель. Пример, иллюстрирующий данную методику, приведен на рис. 2, где изображен предполагаемый вид счетчиков КМД-3. Показатель преломления аэрогеля (1,05 для детектора КЕДР) подбирается таким образом, чтобы скорость каонов была ниже порога черенковского излучения, а у пионов — выше, чтобы детектор регистрировал только пионы. Амплитуда сигнала при этом составляет около 10 фотоэлектронов. Недостатком подобной системы является то, что частицы, пролетевшие сквозь переизлучатель, как пионы, так и каоны, дают более яркую вспышку черенковского света. Чтобы это не приводило к снижению эффективности идентификации, в детекторе установлено два слоя счетчиков.

Аналогичная система проектируется для детектора СНД [6]. Поскольку ускоритель ВЭПП-2000 будет работать при меньшей энергии, для системы идентификации необходим плотный аэрогель с показателем преломления 1,13. Счетчики будут расположены очень близко к пучку — на радиусе 100 мм, что исключает применение других методик идентификации. Хотя в детекторе будет только один слой счетчиков, вероятность пролета частицы сквозь переизлучатель относительно мала, так как детектор СНД работает без магнитного поля и треки частиц прямые.

Времяпролетные счетчики есть в очень многих детекторах, но разрешение 100 пс и лучше является уникальным. В детекторе Belle для этого используются пластины сцинтиллятора BC-408 толщиной 40 мм [7]. Разрешение 50 пс при толщине счетчиков 20 мм достигнуто в установке по изучению космических лучей BESS [8]. Для эксперимента по поиску распада $\mu \rightarrow e\gamma$ разрабатывается детектор, который будет включать и времяпролетную систему. В тестах прототипа счетчика получена точность измерения времени пролета 65 пс на 10 мм пластинах [9, 10]. Здесь, как и в предыдущем случае, применен более быстрый сцинтиллятор BC-404.

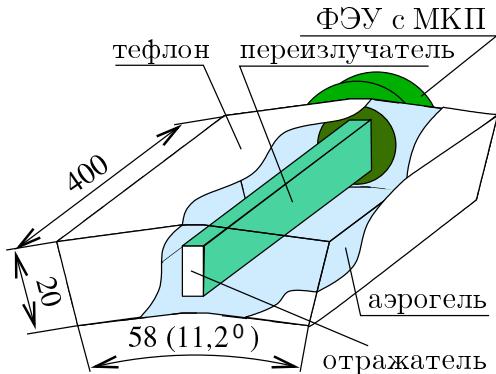


Рис. 2. Пример аэрогелевого счетчика

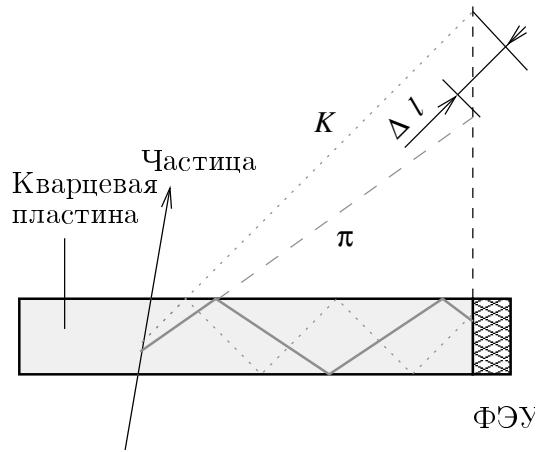


Рис. 3. Принцип работы счетчиков с кварцевыми пластинами

В сцинтилляторах после пролета заряженной частицы образуется порядка 20000 фотонов на сантиметр пути, но минимальное время высвечивания равно 2–3 нс. Чтобы получить хорошее разрешение, необходимо собрать на фотоприемник как можно больше фотонов. Вспышка черенковского света, наоборот, имеет очень малую длительность, однако в ней всего несколько сотен фотонов. Угол конуса, в котором идет излучение, зависит от скорости частицы, соответственно меняется и время распространения света внутри пластины (рис. 3). Этот эффект складывается с разницей времени пролета, в результате к счетчику предъявляются более мягкие временные требования, хотя и при малом числе фотоэлектронов. Этот метод был предложен в работе [11] и назван Čerenkov Correlated Timing technique (CCT). Результаты тестов счетчиков, основанных на этом принципе, представлены в статьях [12] и [13].

Сейчас активно развивается несолько иной тип черенковских счетчиков на кварцевых пластинах. Для детектора Belle предложена методика Time Of Propagation (TOP) [14, 15]. Благодаря использованию многоанодных фотоумножителей регистрируется не только время прихода фотона на ФЭУ, но и направление в плоскости, касательной к цилиндру, который образует система. В результате получается аналог изображения черенковского кольца, но вместо второй координаты измеряется время. Рассматриваются два варианта системы: в одном свет фокусируется на фотоумножители зеркалами, в другом кварцевые пластины имеют большую ширину, а фотоприемники ставятся непосредственно на торцы пластин. Стоимость этой системы высока из-за жестких требований, предъявляемых к точности изготовления пластин, и использования позиционно чувствительных фотоумножителей.

3 Измерение временного разрешения ФЭУ с МКП

Для двух систем счетчиков: сцинтилляционных времяпролетных и кварцевых черенковских, которые рассматриваются как возможные кандидаты для системы идентификации КМД-3, необходимы фотодетекторы с времененным разрешением около 50 пс. Моделирование кварцевых счетчиков показало, что минимальная амплитуда сигнала составит порядка 7 фотоэлектронов. Для времяпролетной системы ожидается 200–300 фотоэлектронов на каждом фотоумножителе. Чтобы убедиться, что ФЭУ с МКП обеспечат требуемое разрешение при импульсах такой амплитуды, был проделан ряд тестов.

3.1 Методика измерений

Для измерений требуются короткие световые импульсы. Простой способ их получить — использовать черенковский свет от космических частиц, пересекающих тонкую прозрачную пластину. Ее толщиной определяются длительность вспышки и амплитуда импульса. Стеклянное окно фотоумножителя имеет толщину 1,1 мм, от быстрой частицы сигнал в нем эквивалентен примерно 7 фотоэлектронам, испущенным за время менее 5 пс. Амплитуда соответствует сигналу в черенковском счетчике с кварцевыми пластинами, поэтому такие измерения представляют особый интерес.

Если частица зарегистрирована двумя фотоумножителями, то по ширине распределения разницы времени срабатывания ФЭУ можно определить их временное разрешение. Этот метод и использовался в данной работе. К его недостаткам следует отнести очень медленный набор статистики — несколько частиц в минуту, ведь фотокатод имеет площадь $2,5 \text{ см}^2$.

Амплитуда сигналов от черенковского света на окне ФЭУ мала, и вести измерения без усилителя невозможно. Усилитель с приемлемыми временными характеристиками появился не сразу, поэтому, чтобы проверить работоспособность установки на больших сигналах, было сделано несколько серий измерений со сцинтилляционными и кварцевыми пластинами, которые помещались перед фотоумножителями (рис. 4). В первых тестах, чтобы увеличить частоту событий и получить сотни фотоэлектронов в импульсе, использовался радиоактивный источник Со-60, а между ФЭУ была установлена пластина органического сцинтиллятора. Затем были проделаны измерения со сцинтиллятором на космических лучах. Сигнал

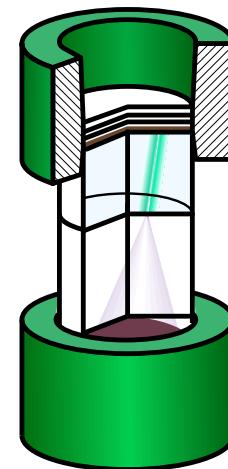


Рис. 4. Пример расположения пластин и ФЭУ при измерениях

в кварцевой пластине толщиной 10 мм соответствует 75 фотоэлектронам и его тоже хватает для запуска дискриминатора. Очередными этапами стали измерения в комбинированном варианте со сцинтилляционной 12 мм пластиной и 20 мм кварцевой, а также двумя кварцевыми пластинами толщиной 10 и 20 мм. На следующем шаге был установлен усилитель, после чего были повторены измерения с двумя кварцевыми пластинами, и только потом было определено разрешение от черенковского света на окнах ФЭУ.

3.2 Схема установки

Для проведения измерений был собран и отложен стенд. Общая схема установки следующая (рис. 5). На дискриминаторы поступают сигналы с фотоумножителей, при их совпадении с импульсом от дополнительного сцинтилляционного счетчика происходит запуск ВЦП и ЗЦП. На входы ВЦП «старт» и «стоп» приходят задержанные сигналы с дискриминаторов. Амплитуда импульсов с ФЭУ измеряется ЗЦП, что позволяет вводить время-амплитудную коррекцию. Чтобы следить за загрузками фотоумножителей и их шумами, в схеме установлен счетчик C0301.

Эволюция установки в процессе измерений не ограничилась появлением усилителей. ВЦП Ц0305 был заменен на более стабильный LeCroy 2228A, ЗЦП

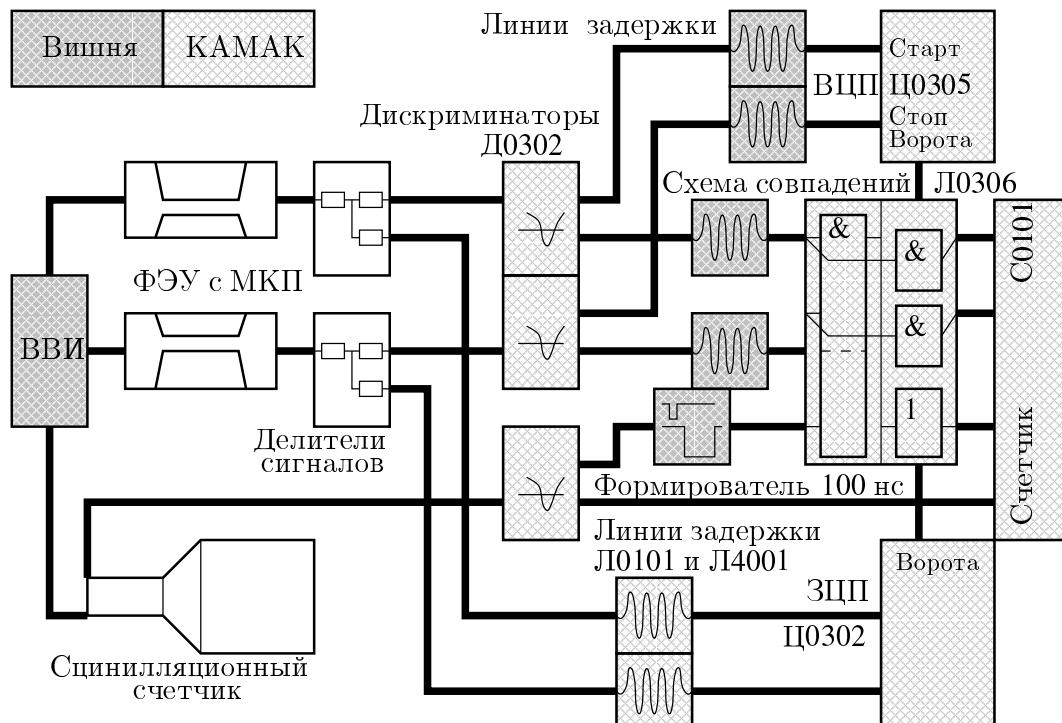


Рис. 5. Первоначальная схема установки

Ц0302, с которым начиналась работа, вышел из строя, в результате потребовался переход на менее чувствительный Ц0312. Вместе с усилителями появилась возможность по калибровочным сигналам отслеживать в установке медленный дрейф. Финальный вариант установки приведен на рис. 6.

3.3 Форма сигналов от ФЭУ с МКП

Перед тем как перейти к подробному описанию экспериментов и их результатов необходимо сделать некоторые замечания о сигналах с фотоумножителями. Характерные осциллограммы, записанные цифровым осциллографом Tektronix с полосой пропускания 350 МГц, приведены на рис. 7. Форма сигнала от генератора показана на рис. 7(а). На генераторе задавалась длительность импульса 1 нс и фронт 0,5 нс. Разделить вклад переходных характеристик генератора и осциллографа в искажение сигнала затруднительно, но можно точно сказать, что сигнал от ФЭУ имеет большую длительность.

Из сравнения рис. 7(б) — черенковский свет в кварцевой пластине — и импульса от сцинтиляционного света (рис. 7(в)), видно, что во втором случае длительность определяется временем высвечивания сцинтилятора.

Как показывает сопоставление осциллограмм 7(г) и 7(б), заметного удлинения импульсов при включении усилителя не произошло. Ту же длительность имеют и одноэлектронные шумы фотоумножителя 7(д).

Надо заметить, что длительность сигналов заметно меньше рекомендуемой для дискриминатора величины 10 нс. Непосредственная проверка показывает, что при длительности импульса 1 нс реальный порог в 4 раза выше задаваемого на дискриминаторе — 40 мВ вместо 10. В подобных условиях затруднительно строить предположения о связи амплитуды сигнала и времени срабатывания дискриминатора, а значит нет предпочтительной функции для времязамплифидной коррекции. Удовлетворительные результаты были получены для поправки вида

$$t(c_1, c_2) = a_0 + a_1 e^{-b_1 c_1} + a_2 e^{-b_2 c_2}, \quad (1)$$

где c_1 и c_2 — амплитуды сигналов с ФЭУ. Коэффициенты a_0, a_1, a_2, b_1, b_2 определялись аппроксимацией двумерного профиля зависимости времени от зарядов.

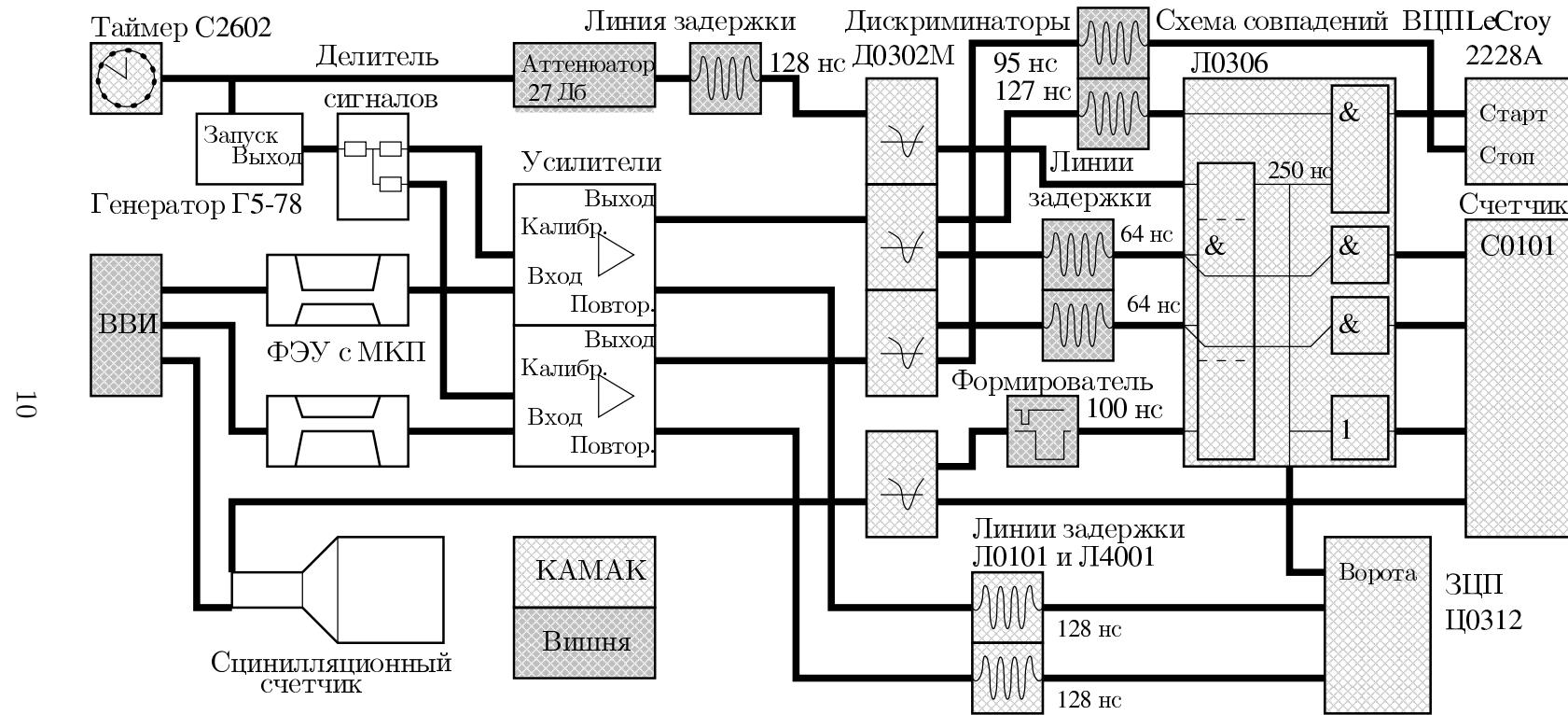
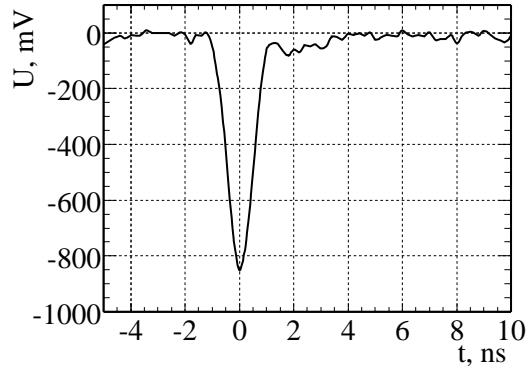
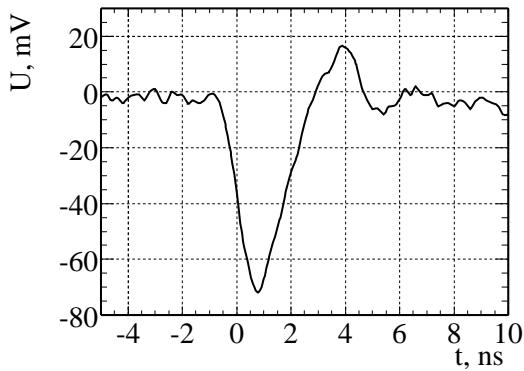


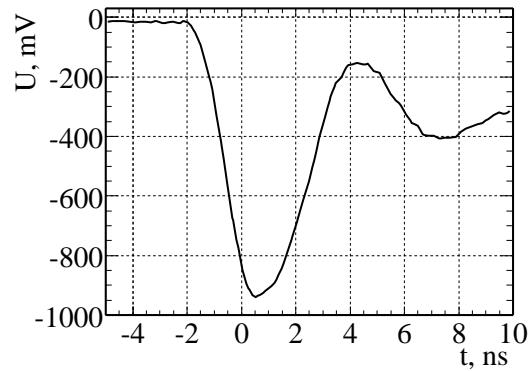
Рис. 6. Окончательный вариант схемы установки



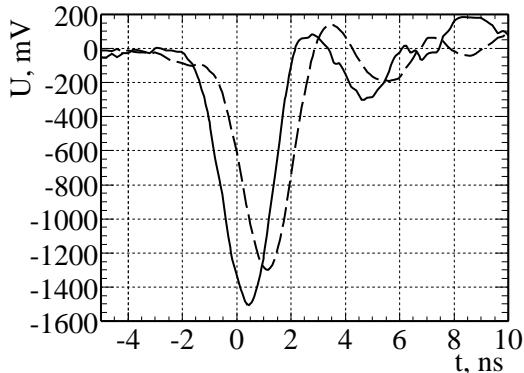
(а) Генратор: фронт 0,5 нс, длительность импульса 1 нс



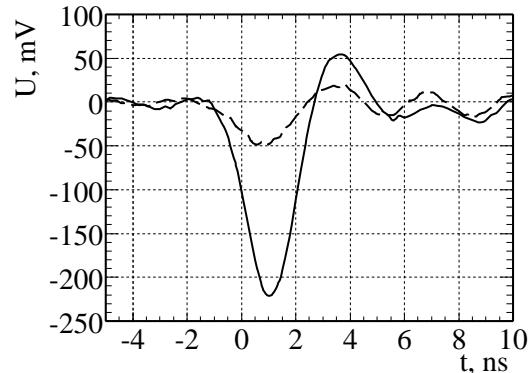
(б) Сигнал без усилителя в кварцевой пластине толщиной 20 мм



(в) Сигнал без усилителя от 12 мм сцинтиллятора



(г) Черенковский свет в кварце. Усиленный сигнал



(д) Шумы ФЭУ

Рис. 7. Форма сигналов

3.4 Измерения со сцинтиллятором

Как уже упоминалось, первые измерения были проведены с радиоактивным источником Со-60. Между фотокатодами была помещена пластина сцинтиллятора NE-110 толщиной 12 мм, а дополнительный сцинтилляционный счетчик не использовался. Кобальт испускает гамма-кванты, которые в результате комптон-эффекта в сцинтилляторе дают электроны с кинетической энергией до 1 МэВ. Такое энерговыделение соответствует сигналу 260 фотоэлектронов на каждом фотоумножителе. Взяв за основу эту оценку, по положению края амплитудного спектра (рис. 8(а)) можно поставить примерное соответствие между показаниями ЗЦП и числом фотоэлектронов. Это позволяет получить связь разрешением и числом фотоэлектронов (рис. 10). Видно, что соблюдается зависимость $\sigma_t = \tau / \sqrt{N_{\phi.e.}}$, а значит разрешение определяется временем высвечивания сцинтиллятора. Для событий с амплитудой, близкой к максимальной, можно получить величину $\sigma_t = 3,3\sqrt{2/260} = 0,29$ нс или 5,8 канала ВЦП. Множитель 2 под корнем возникает из-за того, что измеряется разность времен. В измерениях получено значение 4,5 канала (рис. 8(б)).

Измерения проводились с ВЦП Ц0305, цена канала у него равна 50 пс. На следующих стадиях уже использовался ВЦП LeCroy 2228A, который стабильнее, чем Ц0305. У него дискретность отсчетов времени составляет 62 пс.

Сигналы большей амплитуды наблюдались в серии измерений на космических частицах, когда между фотоумножителями располагалось 24 мм сцинтиллятора (рис. 9). Оценки числа фотоэлектронов дают для каждого фотоумножителя величину порядка 3300 (максимум на амплитудном распределении), что соответствует 80 пс или 1,3 канала. Несколько большее экспериментальное значение вызвано отсутствием мониторинга дрейфа среднего значения времени в течение измерений.

Поскольку на фотоумножители попадает примерно одинаковое количество фотонов, амплитуды сигналов близки, что затрудняет определение параметров для время-амплитудной коррекции (1). По этой причине измерения ЗЦП использовались только для отбора сигналов с большой амплитудой. В то же время для сигналов от источника Со-60 ввести поправки удалось, благодаря тому, что диапазон амплитуд меньше, а из-за высокой частоты событий легко получить большой большой статистики. Отсутствием время-амплитудной коррекции в тестах на космических частицах может быть объяснено и то, что разрешение приближается к функции $\tau_{\text{сп.}} \sqrt{2/N}$ только при большом числе фотоэлектронов (рис. 10).

Тесты со сцинтилляционными пластинами велись с ЗЦП Ц0302, цена канала составляет 10^{-13} Кл/канал. Чтобы избежать переполнения, набор статистики

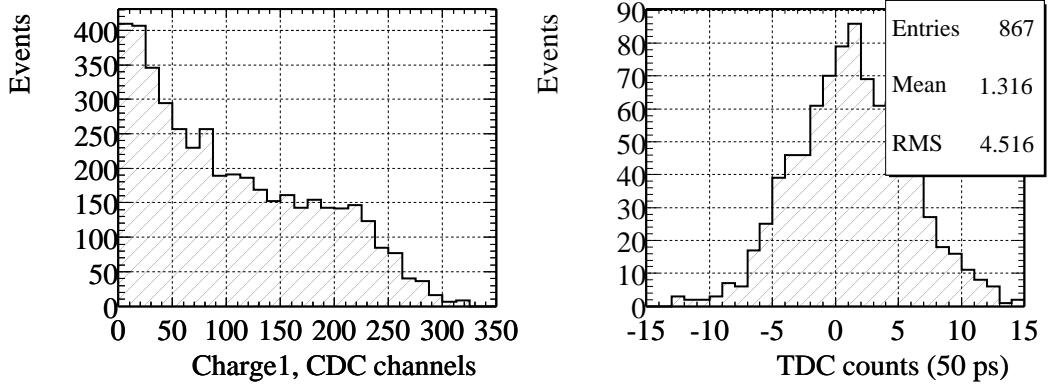


Рис. 8. Результаты измерений с источником Co-60

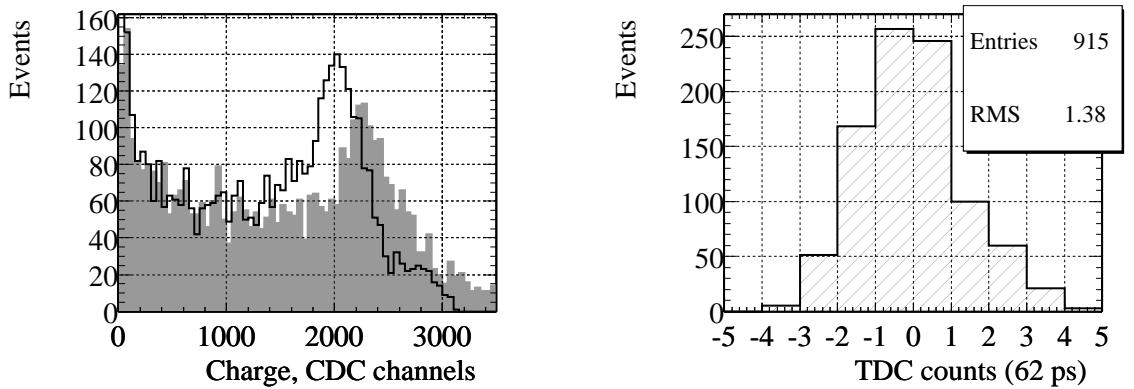


Рис. 9. Результаты измерений с 24 мм сцинтиллятора

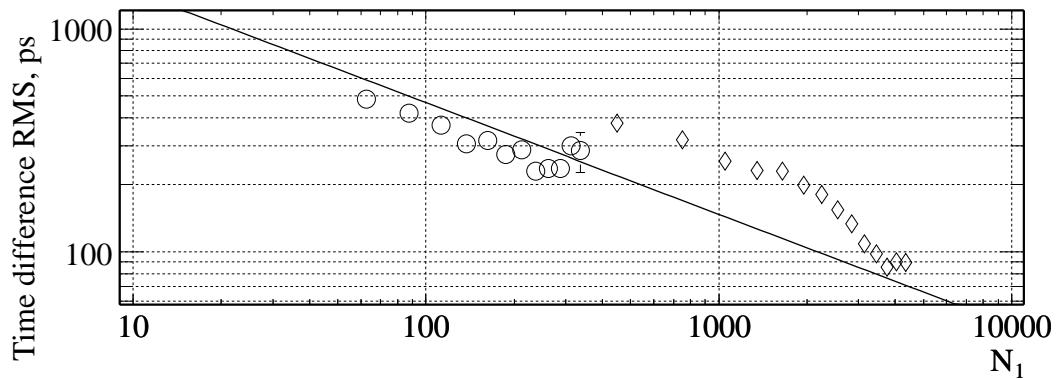


Рис. 10. Зависимость разрешения от числа фотоэлектронов в сцинтилляторе. Окружности — измерения с Co-60, ромбы — на космических частицах. Для сравнения приведена функция $3300 \text{ ps} \sqrt{2/N}$

3.5 Результаты измерений с 12 мм сцинтилляционной и 20 мм кварцевой шайбами

Разрешение 70 пс (рис. 11(б)) было получено для событий с большой амплитудой в комбинированном варианте — кварцевая шайба толщиной 20 мм и 12 мм сцинтилляционная пластина, светоизолированные друг от друга. Область, из которой отбирались события, закрашена на амплитудном распределении рис. 11(а). На этом же рисунке показаны коридоры, по которым строились зависимости разрешения от числа фотоэлектронов на каждом ФЭУ (рис. 11(в) и 11(г)). Первому каналу соответствуют сигналы с кварцевой пластины, а второму — со сцинтилляционной. Как видно из этого рисунка, события распределены по значительной площади, и это позволяет ввести время-амплитудную коррекцию. Распределения по времени до и после внесения поправки приведены на рис. 11(б).

Чтобы получить зависимость разрешения от числа фотоэлектронов, фактор для пересчета амплитуды определялся по максимумам в зарядовых распределениях и оценкам 150 ф.э. от кварца и 3300 ф.э. от сцинтиллятора.

При не слишком малых амплитудах сигналов в кварце разрешение примерно постоянно и составляет около 60 пс. Для сцинтиллятора прослеживается зависимость $\tau / \sqrt{N_{\text{ф.э.}}}$. Поскольку кварц вносит меньший вклад в разрешение, то множитель τ в данном варианте определяется временем высвечивания сцинтиллятора (3,3 нс).

Рисунок 11(г) можно дополнить результатом еще одной серии измерений. На 1 мм пластине сцинтиллятора (около 350 фотонов) и 20 мм кварцевой было получено разрешение 2,49 канала или 154 пс. Объем статистики — 200 событий.

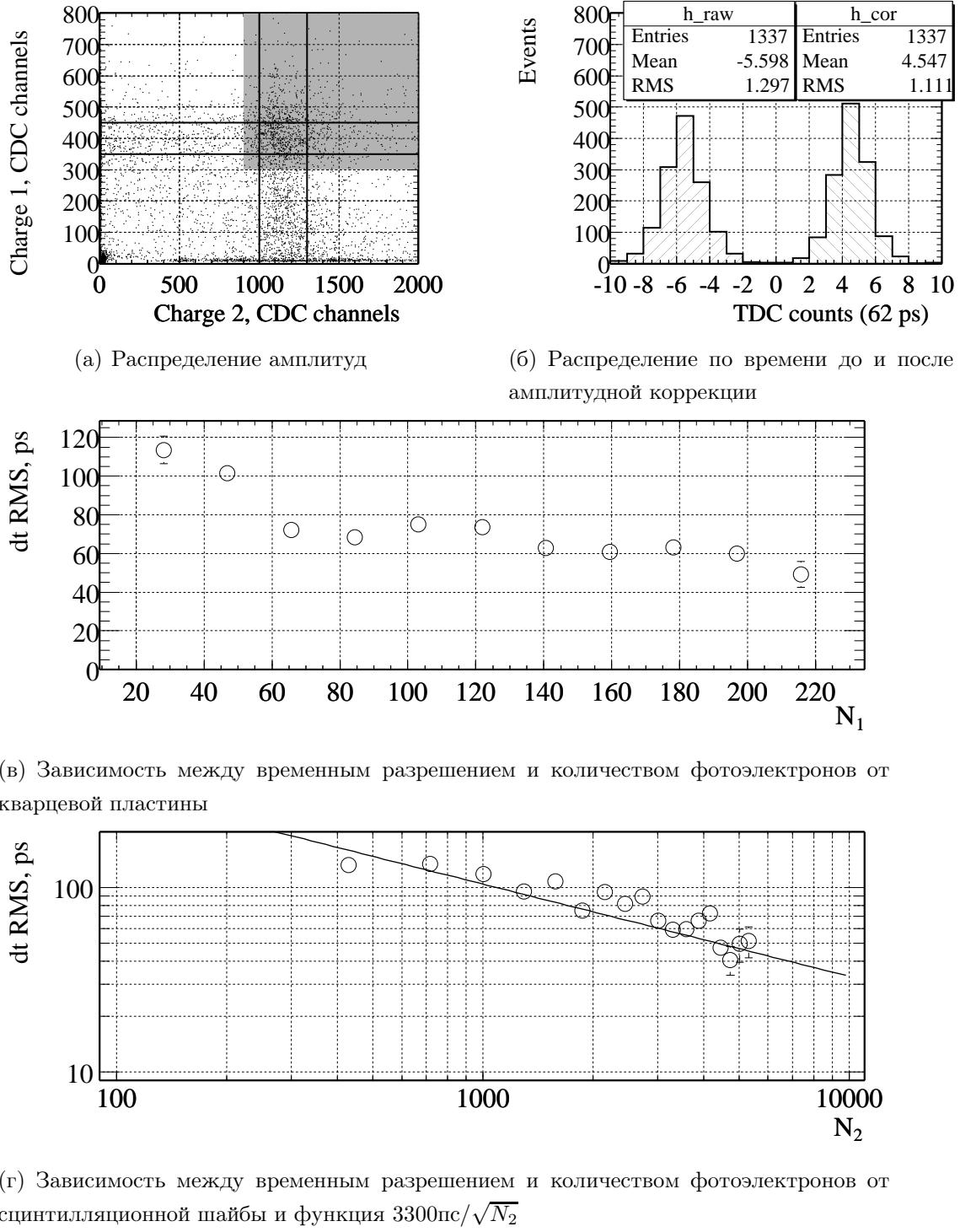


Рис. 11. Результаты измерений с кварцевой и сцинтилляционной пластинами

3.6 Измерения на черенковском свете

Результаты измерений с кварцевыми пластинами толщиной 10 и 20 мм, проведенных до установки усилителей, приведены на рис. 12. Коэффициент усиления первого фотоумножителя примерно в два раза больше, чем у второго, поэтому амплитудные спектры примерно одинаковые.

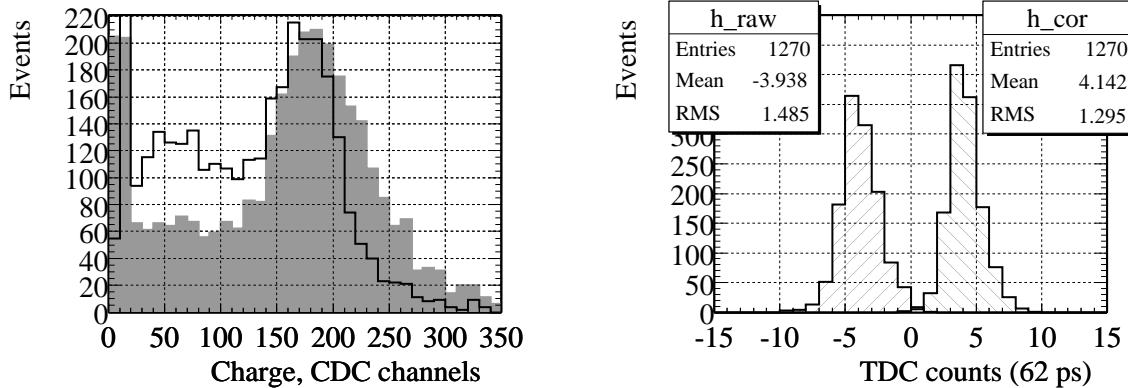
Временное разрешение составило 80 пс (рис. 12(б)). Для его определения были отобраны события с амплитудами более 120 каналов, то есть когда треки частиц пересекали пластины по всей толщине. Время-амплитудная коррекция позволила заметно сузить распределение. Эти измерения проводились с ЗЦП Ц0302 и ВЦП LeCroy 2228A.

Для измерений при амплитуде сигнала в несколько фотоэлектронов в схему был включен усилитель. Заметного ухудшения разрешения на сигналах от генератора замечено не было, но для дополнительной проверки были повторены измерения с кварцевыми пластинами. Результаты представлены на рис. 13.

Кроме установки усилителей в схеме измерений было сделано и еще одно важное усовершенствование — появилась возможность подачи калибровочных сигналов в течение измерений, что позволило на этапе обработки данных убирать медленный дрейф среднего значения времени. Этим можно объяснить улучшение разрешения до 64 пс при вкладе электроники порядка 45 пс (рис. 13(б)). На данном этапе установка все же отличалась от финального варианта, приведенного на рис. 6. У каждого усилителя стабильно работал только один выход из двух, поэтому импульсы на ЗЦП и дискриминаторы подавались с пассивных делителей сигналов.

Усиление сигналов привело к более стабильной работе дискриминаторов и позволило расширить область в распределении по зарядам (рис. 13(а)), из которой отбирались события для временного спектра. Если построить зависимость разрешения от амплитуды импульсов на одном ФЭУ при условии большого сигнала на другом фотоумножителе (рис. 14), то можно увидеть, что после установки усилителей произошло улучшение разрешения на сигналах с малым числом фотоэлектронов.

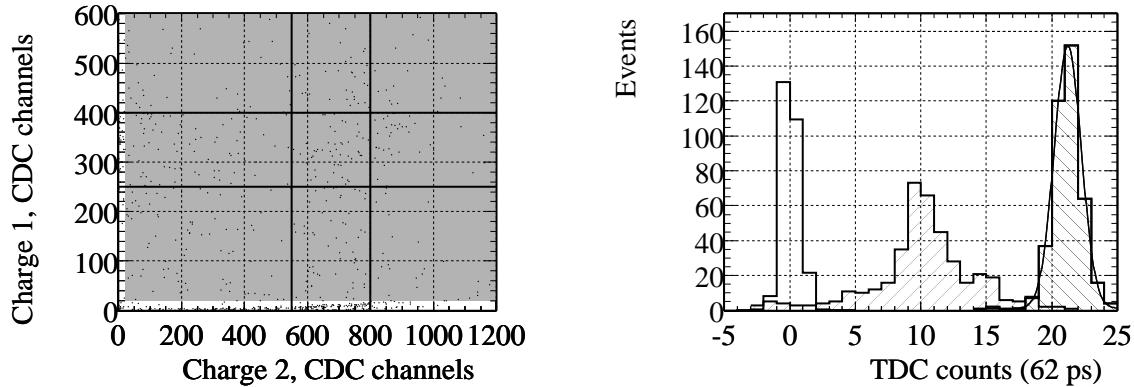
Последним шагом стало измерение временного разрешения на черенковском свете, излучаемом космическими частицами в окнах ФЭУ. Каждый фотоумножитель регистрировал около 7 фотоэлектронов, а разрешение составило 1,52 канала или 94 пс. Эта величина определена по 140 событиям. Измерения выполнены в финальном варианте установки, характерная амплитуда сигнала с первого ФЭУ была около 60 каналов (то есть около 9 каналов на один фотоэлектрон), на втором — 40, поскольку коэффициент усиления второго фотоумножителя был несколько меньше.



(а) Распределение зарядов. Гистограмма с заливкой — первый канал, контурная — второй

(б) Распределения по времени до и после амплитудной коррекции. Отбор событий в которых оба заряда больше 120 каналов ЗЦП

Рис. 12. Измерение с кварцевыми пластинами без усилителей



(а) Распределение амплитуд. Показаны коридоры, по которым построена зависимость разрешения от числа фотоэлектронов

(б) Временные распределения. Калибривочный сигнал — контур, до коррекций — штриховка с наклоном влево, после коррекций — штриховка с наклоном вправо, аппроксимация гауссом (ширина 1,03 канала) с равномерной подложкой

Рис. 13. Результаты измерений с кварцевыми пластинами и усилителем

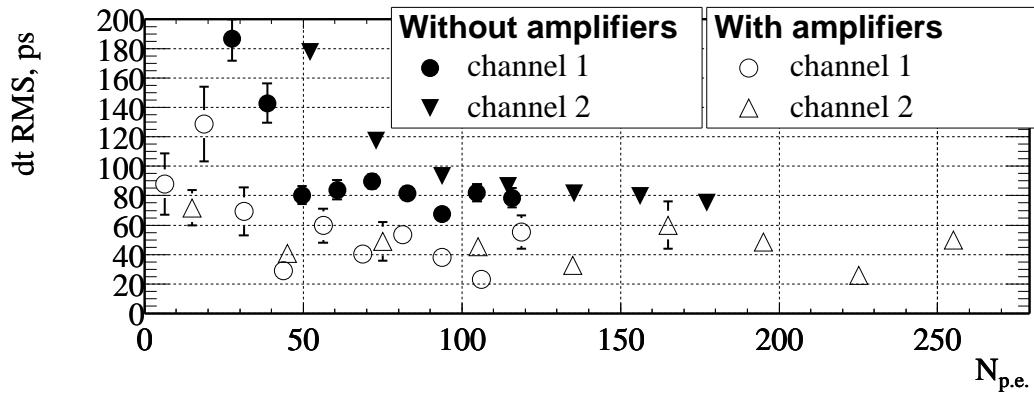


Рис. 14. Связь разрешения и количества фотоэлектронов от вспышки черенковского света

3.7 Амплитуда одноэлектронного импульса

Количество фотоэлектронов на графиках, приведенных выше, было получено из оценок числа излучаемых фотонов. Хотя нет явного противоречия с амплитудой в единицах заряда, интересно проверить оценки прямым способом. Для ФЭУ с МКП характерный коэффициент усиления составляет 10^6 , то есть амплитуда одноэлектронного сигнала равна примерно $1,6 \cdot 10^{-13}$ Кл. При цене канала ЗЦП $1 \cdot 10^{-13}$ Кл (Ц0302) или $2.5 \cdot 10^{-13}$ Кл (Ц0312) измерять подобные сигналы имеет смысл только в схеме с усилителями.

Определить амплитуду одноэлектронных импульсов можно с помощью слабых световых вспышек, но в данном случае применим более простой способ, поскольку ЗЦП все равно имеет слишком грубый шаг для подобных измерений. Сравним распределения зарядов, полученные при запуске ЗЦП от генератора — пьедесталы ЗЦП с примесью шумов — и от дискриминатора, то есть спектр шума фотоумножителя (рис. 15). Перемножив частоту шумов фотоумножителя 10 кГц и длительность ворот ЗЦП 250 нс, получим долю одноэлектронных событий в первом спектре — $2,5 \cdot 10^{-3}$. Вкладом двухэлектронных импульсов можно пренебречь в обоих случаях, поскольку отношение их числа к количеству одноэлектронных сигналов имеет тот же порядок величины. Если бы из-за недостаточно низкого порога дискриминатора во втором спектре недоставало бы значительного количества одноэлектронных событий с малой амплитудой, то правый склон распределения, полученного при запуске от генератора, был бы более крутым. Следовательно амплитудный спектр шума фотоумножителя близок к спектру, набранному при запуске ЗЦП от дискриминатора.

Сопоставив положение максимума первого спектра и среднюю амплитуду во втором, получим, что в финальном варианте установки одноэлектронный

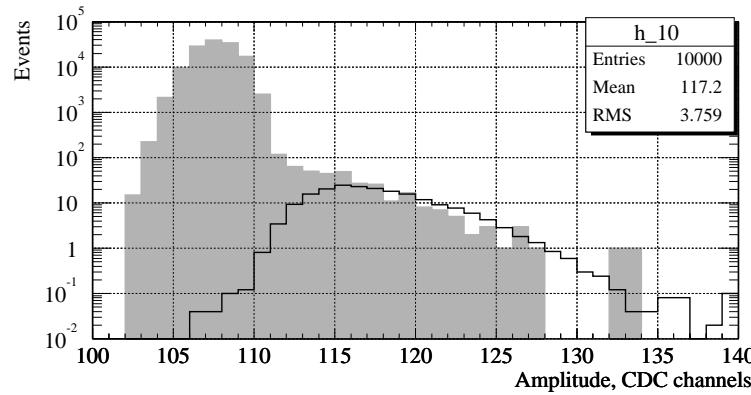


Рис. 15. Распределения шумов фотоумножителя, полученные при запуске ЗЦП от генератора (гистограмма со сплошной заливкой) и от дискриминатора с минимальным порогом 10 мВ (контура)

сигнал соответствует 7–10 каналам ЗЦП. Для сравнения с измерениями, выполненными в других конфигурациях установки, нужные коэффициенты определяются по амплитуде калибровочного сигнала от генератора.

3.8 Анализ результатов

Предельное разрешение, полученное в разных вариантах при больших амплитудах сигналов, лежит в пределах 1,0–1,3 канала ВЦП. Здесь надо учесть, что набор статистики из-за малой частоты событий занимал значительное время, а компенсация медленного дрейфа по калибровочному сигналу появилась только в тестах с усилителями. В остальных измерениях достигнуть максимального разрешения мешали колебания среднего значения в течение дня.

Амплитуда сигналов с кварцевых пластин меньшее, чем ожидается от сцинтиллятора во времязпролетных счетчиках. Полученное разрешение составляет порядка 60 пс при заметном вкладе электронного тракта (45 пс). В счетчике измерения двумя фотоумножителями будут объединяться, тогда как в тестах фиксировалась разница времени их срабатывания, что дает ухудшение разрешения в два раза. Из вышесказанного можно сделать вывод, что во времязпролетной системе разрешение будет определяться не фотоумножителями с микроканальными пластинами, а сцинтиллятором.

В измерениях со сцинтилляционными пластинами четко видна связь разрешения и количества фотоэлектронов $\tau / \sqrt{N_{\text{Ф.Э.}}}$. Обозначим $\tau_{\text{сп.}}$ время высвечивания сцинтиллятора. В комбинированном варианте — сцинтиллятор и кварцевая пластина — разрешение определяется сцинтиллятором, значит $\tau = \tau_{\text{сп.}}$. В тестах только со сцинтиллятором измеряется разница времени, поэтому $\tau = \sqrt{2}\tau_{\text{сп.}}$. Во времязпролетном счетчике измерения двух ФЭУ будут объединяться, и можно ожидать $\tau = \tau_{\text{сп.}}/\sqrt{2}$ плюс вклад от разброса времени распространения фотонов.

Для черенковского света в окнах фотоумножителя также предполагалось получить разрешение на уровне 50 пс. Достигнуто в этих тестах было 100 пс, но этого также достаточно для черенковских счетчиков с кварцевыми пластинами, где амплитуда сигнала будет примерно такой же. В детекторе фотонны будут собираться большей частью только на один ФЭУ, поэтому можно ожидать улучшения разрешения только в $\sqrt{2}$ раз.

4 Моделирование времяпролетного счетчика

4.1 Постановка задачи

В детекторе КМД–3 база для измерения времени пролета очень мала — радиус системы идентификации должен быть равен 30 см. Для каонов и пионов, вылетевших перпендикулярным пучкам, зависимость разницы времени пролета от импульса приведена на рис. 16. При 800 МэВ/с она составляет 160 пс, значит разрешение счетчиков должно быть заведомо лучше 100 пс.

Для систем времяпролетных счетчиков на основе органического сцинтиллятора разрешение лучше 100 пс является уникальным. Определяется оно временем высвечивания сцинтиллятора и количеством зарегистрированных фотонов. Среди быстрых сцинтилляторов следует отметить BC–408 (аналоги EJ–200, Pilot-F) с $\tau = 2,1$ нс и BC–404 (EJ–204 и NE–104) с $\tau = 1,8$ нс. К сожалению, длина поглощения света во втором пластике в два раза меньше — 180 см против 360.

При проектировании счетчиков для КМД–3 следует учесть ограничение на толщину пластин — 20 мм. Это ставит предел на количество излученных фотонов. Практически определен и тип фотоприемников — ФЭУ с МКП, площадь фотокатода у них равна $2,5 \text{ см}^2$, а внешний диаметр корпуса — 31 мм, соответственно возникает ограничение на отношение площадей фотокатода и попечечного сечения пластины, а значит и на коэффициент светосбора. Исходя из этого рассматривается система, состоящая из 48 счетчиков шириной около 4 см и длиной 80.

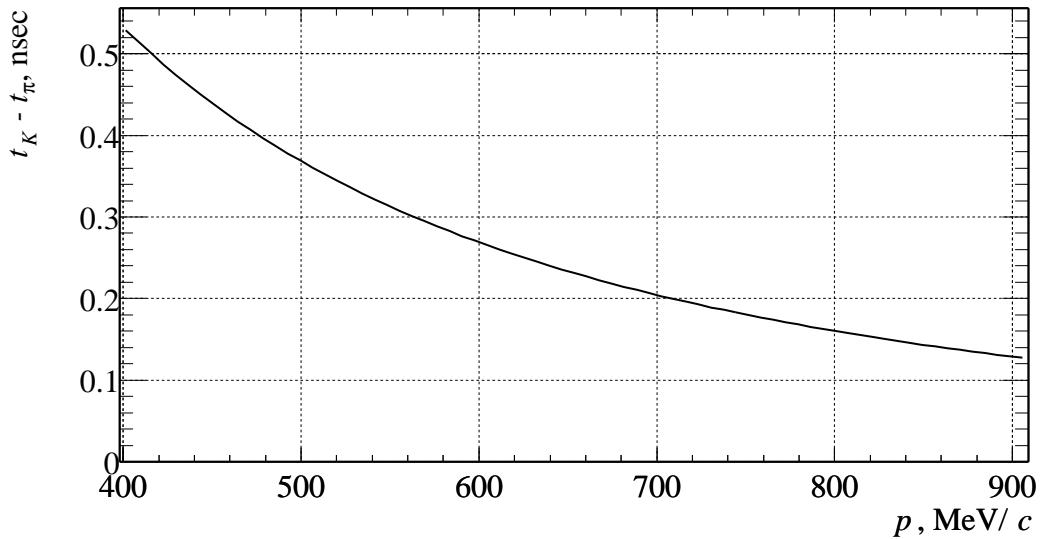


Рис. 16. Разница времени пролета π и K -мезонов в зависимости от импульса

При моделировании ставились следующие задачи. Прежде всего, проверить, достижимо ли вообще разрешение 50–100 пс. При положительном результате необходимо определить, можно ли получить выигрыш благодаря использованию сцинтиллятора BC–404. Требуется выбрать оптимальную толщину пластины: хотя в 2 см счетчике излучается больше фотонов, даже при толщине 1 см поперечное сечение пластин превосходит площадь фотокатода ФЭУ с МКП. Тонкие пластины предпочтительнее, так как уменьшается вклад системы идентификации в пассивное вещество перед калориметром: 1 см сцинтиллятора соответствует 2,4 % радиационной длины. С помощью световодов, или даже придав специальную форму торцам сцинтилляционных пластин, можно увеличить коэффициент светосбора. Следует подобрать профиль световодов и проверить, как их применение может сказаться на временном разрешении.

4.2 Методика моделирования

Хотя моделирование черенковских кварцевых и аэрогелевых счетчиков [3] было проделано в программе LCE (Light Collection Efficiency) [16], было решено от нее отказаться в пользу программного пакета Geant4. Вызвано это было несколькими причинами. LCE работает только под операционной системой VAX/VMS, в то время как Geant4 — под Linux, что упрощает интеграцию со средой обработки данных ROOT и запись событий моделирования. Язык программирования C++ обладает большей гибкостью, чем OPAL, интерпретатор которого встроен в LCE. Очень важный момент — наличие визуализации детектора, поскольку это сильно упрощает проверку правильности описания геометрии.

В каждом событии моделирования через счетчик проводилась заряженная частица. Пропорционально потерянной вдоль трека энергии происходило излучение сцинтилляционных фотонов. Для них задавался спектр и время вы辉чивания. Если фотон достигал фотоумножителя, он считался зарегистрированным, и ему приписывался вес равный квантовой эффективности фотокатода при соответствующей длине волны. Для каждого события записывались все зарегистрированные электроны и количество излученных, то есть определялся как коэффициент светосбора, так и распределение фотонов по времени. После более тщательного описания взаимодействия частиц с веществом можно будет получить и амплитудные распределения для сигналов от π и K -мезонов.

Было рассмотрено, соединение сцинтиллятора и ФЭУ через короткий цилиндрический световод и через фокусирующие конусообразный и параболический для толщины пластин 10 и 20 мм.

4.3 Текущие результаты

Полученные распределения фотонов по времени регистрации представлены на рис. 17. Ширина бина гистограмм равна 50 пс.

При соединении ФЭУ и сцинтиллятора с помощью цилиндрического световода фотон может отразиться от свободной части торца пластины, а затем попасть на противоположный фотоумножитель. Поскольку этот эффект не подавлялся каким либо образом, на рис. 17(а) и 17(б) виден второй максимум, а количество фотонов заметно больше. Распределения, полученные с параболическим и коническим световодами практически не различаются между собой, и у них главный максимум имеет большую высоту, чем в случае простого цилиндрического световода.

При толщине пластин 10 мм и цилиндрическом световоде эффективно используется только 2/3 площади фотокатода ФЭУ, значит с 20 мм пластины будет собираться в 1,5 раза больше фотонов, что подтверждается моделированием (рис. 17(а)). Для фокусирующих световодов столь же простые оценки сделать невозможно. Наблюдается же еще более заметный выигрыш 20 мм пластин — порядка 580 фотонов против 340 (рис. 17(в) и 17(д)).

Ширина на полувысоте временных распределений во всех рассмотренных случаях, кроме дальнего фотоумножителя для частиц, вылетевших под углом 45° к направлению пучков, примерно одинакова и равна 2 нс. Это больше, чем для исходного распределения (1,5 нс при времени высвечивания 2,2 нс), но особой тревоги не вызывает. Можно также отметить, что фокусирующие подавляют фотоны, распространяющиеся под большим углом к оси пластины, в результате хвосты временных распределений становятся короче.

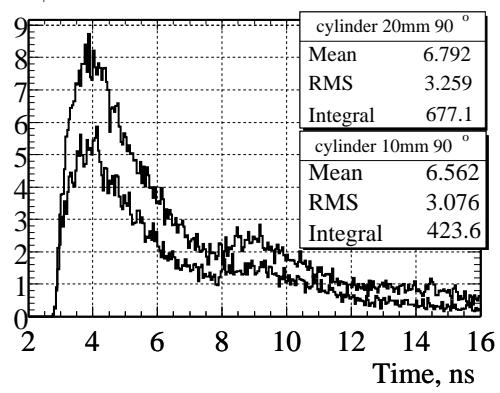
4.4 Выводы

Хотя моделирование сцинтилляционных времяпролетных счетчиков не закончено, в нем сделано несколько важных шагов. Написана и отлажена начальная версия программы, которая далее будет развиваться, получены первые результаты.

Выяснено, что с пластин толщиной 20 мм собирается заметно больше света, по сравнению с 10 мм, даже при фокусирующих световодах. Ситуация, быть может, изменится только при использовании адиабатических световодов.

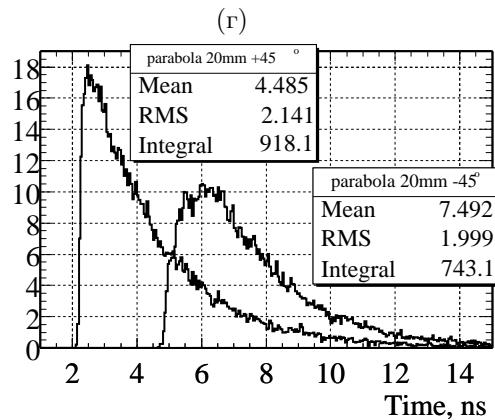
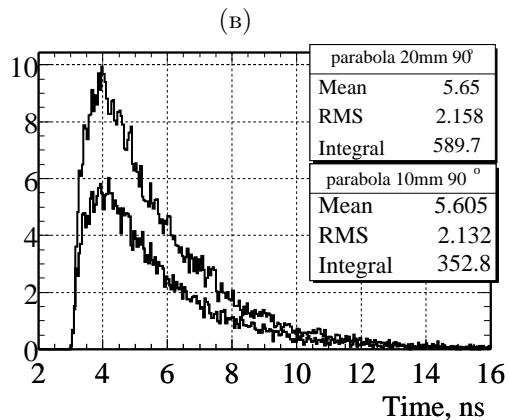
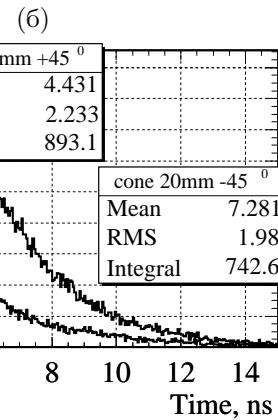
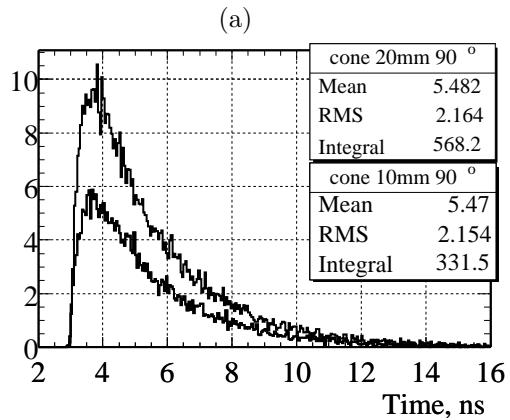
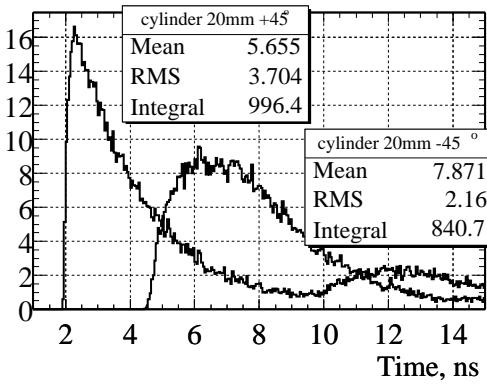
В каждом ФЭУ при толщине пластин 20 мм образуется порядка 500 фотоэлектронов для частиц, вылетевших перпендикулярно направлению пучков. Фокусирующие световоды, не приводя к заметному уширению временного распределения, позволяют несколько увеличить светосбор, подавив «медленные» фотонами, то есть испущенные под большим углом к оси пластины.

Угол между направлением пучков и
родившейся частицей $\theta = 90^\circ$.
Толщина пластин 10 и 20 мм.



$$\theta = 45^\circ$$

Распределения для ближнего и даль-
него ФЭУ



(д)

(е)

Рис. 17. Распределения времени прихода фотонов на ФЭУ во времязпролетном счетчике. Форма световода: (а) и (б) — цилиндрическая, (в) и (г) — коническая, (д) и (е) — параболическая.

В дальнейшем планируется пройти еще несколько этапов. Будет совершенствоваться программа моделирования. Например, требуется более аккуратное описание процесса сцинтилляций, включающее время нарастания для вероятности испускания фотона. Необходимо сравнить сцинтилляторы BC–408 и BC–404, продолжить работу над выбором оптимального варианта сопряжения сцинтиллятора и ФЭУ.

Если удастся реалистично описать отклик дискриминатора на быстрые сигналы, то станет возможным определение времени его срабатывания по суперпозиции сигналов от фотонов. Этот метод дает хорошее согласие для реальных данных и моделирования детектора Belle [17].

Подводя итог, можно сказать, что моделирование не опровергло возможность изготовления сцинтилляционных времяпролетных счетчиков с разрешением лучше 100 пс, но прежде чем начинать изготовление прототипа, необходимо сравнить еще несколько вариантов конструкции.

5 Заключение

В рамках разработки системы идентификации заряженных каонов для детектора КМД–3 были рассмотрены следующие варианты: пороговые аэрогелевые черенковские счетчики, черенковские счетчики с кварцевыми пластинами и сцинтилляционные времяпролетные счетчики.

Для системы аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков со сместителями спектра проведено моделирование, из которого определено ожидаемое число фотоэлектронов в импульсе от пиона и выбрана конструкция. Макет схожих счетчиков изготавливается для СНД, и результаты тестирования можно будет использовать при принятии окончательного решения по системе идентификации для КМД–3.

Из моделирования черенковских счетчиков с кварцевыми пластинами известны амплитуда сигналов и распределение зарегистрированных фотонов по времени. Тестирование ФЭУ с МКП показало, что их временного разрешения достаточно для применения в подобной системе.

Измерение временного разрешения ФЭУ с МКП показало, что определяющим фактором при амплитуде сигнала более ста фотоэлектронов является время высвечивания сцинтиллятора. Для оптимизации конструкции счетчиков и коэффициента светосбора начато их моделирование.

Далее планируется изготовить макет времяпролетного счетчика, выбрать для системы идентификации наиболее перспективную методику, детально разработать конструкцию и начать изготовление счетчиков.

Благодарности

Прежде всего хочется выразить признательность научному руководителю Г. В. Федотовичу за внимательное и терпеливое отношение к работе. Его вопросы и советы помогали находить и устранять в ней пробелы, направляли дальнейшие исследования.

С готовностью делился опытом работы с photoумножителями с микроканальными пластинами М. Ю. Барняков. Разработка быстрого усилителя, использовавшегося при тестировании ФЭУ с МКП, — заслуга И. Г. Снопкова. Полезными оказались консультации с А. А. Рубаном и Ю. В. Юдиным.

Данная работа выполнена при поддержке УНЦ «Фундаментальные свойства материи», ФЦП «Интеграция», проект А0100.

Список литературы

- [1] *Аулъченко В. М. и др.* Проект детектора КМД-2М. — Новосибирск, 2001. — (Препринт/ ИЯФ им. Г. И. Будкера; ИЯФ 2001-45).
- [2] *Абрамов Г. Н. и др.* Проект модернизации детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000. — Новосибирск, 2001. — (Препринт/ ИЯФ им. Г. И. Будкера; ИЯФ 2001-29).
- [3] *Никулин М. А.* Проект системы идентификации каонов в детекторе КМД-2М. — Квалификационная работа ... бакалавра. — Новосибирск, 2001.
- [4] *Barnyakov M. Yu. et al.* Development of aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes // Nucl. Instrum. Meth. — 1998. — V. A419. — P. 584–589.
- [5] *Barnyakov A. Yu. et al.* ASHIPH counters for the KEDR detector // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — V. A494. — P. 424–429.
- [6] *Beloborodov K. I. et al.* Development of threshold aerogel Cherenkov counters ASHIPH for the SND detector // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — V. A494. — P. 487–490.
- [7] *Kichimi H. et al.* The BELLE TOF system // Nucl. Instrum. Meth. — 2000. — V. A453. — P. 315–320.
- [8] *Shikaze Y. et al.* Large-area scintillator hodoscope with 50-ps timing resolution onboard BESS // Nucl. Instrum. Meth. — 2000. — V. A455. — P. 596–606. — ArXiv: hep-ex/0002047.
- [9] Timing counter test page. — 2001. —
<http://meg.web.psi.ch/subprojects/tcount/index.html>. —
<http://meg.web.psi.ch/docs/annual/2001/timingcnt/muegamma.ps>.
- [10] *Baldini A.* Timing counters. — 2002. —
http://meg.web.psi.ch/docs/talks/review_july02/Alessandro/meg.pdf.
- [11] *Honscheid K., Selen M., Sivertz M.* Particle identification via Cerenkov correlated timing // Nucl. Instrum. Meth. — 1994. — V. A343. — P. 306–310.
- [12] *Kichimi K. et al.* The Cerenkov correlated timing detector: Beam test results from quartz and acrylic bars // Nucl. Instrum. Meth. — 1996. — V. A371. — P. 91–95. — ArXiv: hep-ex/9508007.

- [13] Aronstein D. *et al.* The Cerenkov correlated timing detector: Materials, geometry and timing constraints // Nucl. Instrum. Meth. — 1996. — V. A371. — P. 87–90. — arXiv: hep-ex/9508008.
- [14] Akatsu M. *et al.* Time-of-propagation Cherenkov counter for particle identification // Nucl. Instrum. Meth. — 2000. — V. A440. — P. 124–135. — ArXiv: physics/9904009.
- [15] Enari Y. *et al.* Progress report on Time-Of-Propagation counter—a new type of ring imaging Cherenkov detector // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — V. A494. — P. 430–435.
- [16] Shamov A., Buzykaev A. R. LCE, light collection efficiency simulation tool. — <http://www.ifh.de/CHEP97/paper/212.ps>
- [17] Nam J. W. *et al.* A detailed Monte-Carlo simulation for the Belle TOF system. // Nucl. Instrum. Meth. — 2002. — V. A491. — P. 54–68. — ArXiv: hep-ex/0204030.