



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-2
ОНФ

В.В.Аммосов, В.Б.Аникеев, А.А.Асеев, А.Г.Афонин, А.В.Базилевский,
С.В.Беликов, В.В.Брызгалов, А.Н.Галяев, В.А.Гапиенко,
Г.С.Гапиенко, Ю.В.Гилицкий, Ю.П.Горин, С.Н.Гуржиев,
А.Г.Денисов, С.П.Денисов, А.А.Дурум, В.Г.Заец, В.Н.Запольский,
В.Г.Заручейский, А.А.Иванилов, А.В.Козелов, В.М.Кораблев,
В.И.Корешев, В.И.Кочетков, В.И.Курбаков, В.В.Липаев,
Г.П.Макаров, А.В.Максимов, В.Н.Михайлин, В.Л.Михалев,
В.А.Онучин, А.В.Попов, А.М.Рыбин, Ю.М.Свиридов, В.К.Семенов,
В.А.Сенько, Д.А.Стойнова, А.Н.Сытин, В.В.Сытник, Г.В.Тишин,
Н.Н.Федякин, В.И.Шелихов

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

А.А.Бельков, В.В.Вицев, А.Н.Иванченко, А.В.Ланев, Г.И.Ланциков,
А.А.Мошкин, Ю.П.Петухов, И.А.Савин, С.Я.Сычков, Н.Ф.Фурманец
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Г.Бом, Ю.Бэр, А.Шаале, А.Швиндт

Институт физики высоких энергий, Цойтен, Германия

**ПОИСК CP-НАРУШЕНИЯ
И ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДОВ
ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ НА СТАНЦИИ МЕЧЕНИЯ
КОМПЛЕКСА МЕЧЕННЫХ НЕЙТРИНО
Предложение эксперимента**

Протвино 1998

Аннотация

Аммосов В.В. и др. Поиск CP -нарушения и исследование распадов заряженных каонов на станции мечения Комплекса меченых нейтрино: Препринт ИФВЭ 98-2. – Протвино, 1998. – 24 с., 11 рис., библиогр.: 37.

Предлагается использовать существующий детектор — станцию мечения Комплекса меченых нейтрино — для накопления большой статистики по распадам заряженных каонов $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$.

Предложение эксперимента утверждено на 36-й сессии Научно-координационного совета ИФВЭ 15 мая 1997 года.

Abstract

Ammosov V.V. et al. Search for CP Violation in Charged Kaon Decays Using Tagging Neutrino Facility (TNF): IHEP Preprint 98-2. – Protvino, 1998. – p. 24, figs. 11, refs.: 37.

We propose to use an existing detector — the tagging station of the Tagged Neutrino Facility at IHEP, Serpukhov — to obtain high statistics data in Charged Kaons Decay $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$.

The proposal of the experiment was approved by IHEP Science-coordination Council in 1997.

Введение

Нарушение CP -инвариантности является одним из наиболее загадочных явлений в физике слабых взаимодействий элементарных частиц. Со времени обнаружения в 1964 году [1] распады нейтральных долгоживущих каонов $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ до сих пор остаются единственным экспериментально наблюдаемым проявлением этого эффекта. Проявление CP -нарушения в распадах нейтральных каонов можно свести к малому эффекту, возникающему только в $(K^0 - \bar{K}^0)$ -смешивании,¹ — асимметрии по отношению к обращению времени $K^0 \rightarrow \bar{K}^0 \neq \bar{K}^0 \rightarrow K^0$, что эквивалентно CP -нарушению в силу CPT -теоремы. Это приводит к тому, что коротко- и долгоживущие K^0 -мезоны, являющиеся собственными массовыми состояниями, становятся смесью собственных состояний CP -оператора K_1 ($CP = +1$) и K_2 ($CP = -1$). Это смешивание описывается параметром ε :

$$K_S^0 \cong K_1 + \varepsilon K_2, \quad K_L^0 \cong K_2 + \varepsilon K_1, \quad (1)$$

хорошо измеренным в эксперименте

$$\varepsilon = 2,27 \cdot 10^{-3} e^{i \cdot 43,7^\circ}.$$

С феноменологической точки зрения, возможны два механизма нарушения CP -инвариантности. Один из них — специальное суперслабое взаимодействие Вольфенштейна [2], которое приводит к процессам с $|\Delta S| = 2$ в первом порядке по константе связи. Это взаимодействие может проявляться только в массовом смешивании нейтральных каонов. Другой механизм, связанный со Стандартной моделью с тремя поколениями кварков, может приводить не только к CP -нарушению в $(K^0 - \bar{K}^0)$ -смешивании во втором порядке по слабому взаимодействию, но также разрешает процессы с $|\Delta S| = 1$, нарушающие CP -инвариантность в первом порядке — “прямое” CP -нарушение. Последнее должно проявляться как в “прямых” переходах $K_2^0 \rightarrow 2\pi$, так и в асимметриях парциальных вероятностей распадов частиц и античастиц.

¹Само по себе смешивание не является проявлением CP -нарушения, а только следствием несохранения странности в слабых взаимодействиях.

Прямое CP -нарушение определяется мнимыми частями (“слабыми” фазами) соответствующих амплитуд и в случае распадов $K^0 \rightarrow 2\pi$ характеризуется феноменологическим параметром ε' . В шестикварковой модели прямое CP -нарушение связано с комплексной фазой $\exp(i\delta)$ в матрице смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, причем основной вклад в этот эффект дают диаграммы пингвинового типа для переходов с $|\Delta S| = 1$ в первом порядке по электрослабому взаимодействию.

Несмотря на значительные усилия, потраченные в последние годы экспериментаторами на поиск прямого CP -нарушения в распадах нейтральных каонов, результаты измерения отношения ε'/ε , по-прежнему, остаются весьма неудовлетворительными. Хотя существующие данные двух экспериментов

$$\operatorname{Re}\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) = \begin{cases} (2,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}, & \text{NA31, CERN [3]} \\ (0,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}, & \text{E731, FNAL [4]} \end{cases}$$

статистически не противоречат друг другу, а среднее значение находится в согласии с нулевым эффектом, результаты каждого эксперимента в отдельности приводят к противоположным выводам о существовании CP -нарушения. Эксперимент NA31 указывает на существование ненулевого эффекта на уровне трех стандартных отклонений, в то время как в данных E731 нет значимого эффекта.

В распадах заряженных каонов возможно только прямое CP -нарушение, которое должно проявляться в зарядовых асимметриях вероятностей и дифференциальных распределений для K^\pm -мезонов. Недавние теоретические оценки [5-7] в рамках киральной теории с учетом p^4 - и части p^6 -поправок предсказывают возможность значительного усиления (до уровня 10^{-3}) зарядовой асимметрии наклона Далитц-плота для распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$ по сравнению со старыми оценками в приближении мягких пионов [8]. Регистрация такого эффекта явилась бы проверкой не только современных представлений о механизме прямого CP -нарушения, но и эффективных киральных лагранжианов, основанных на бозонизации кварковых взаимодействий. В рамках настоящего проекта интересно исследовать структурные вклады в распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ и $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu$, которые также могут дать важную информацию для экспериментальной проверки современных киральных моделей [7].

1. Основные задачи

1.1. CP -инвариантность

Наклоны Далитц-плота для распада $K \rightarrow 3\pi$ определяются разложением квадрата матричного элемента по степеням инвариантных переменных X, Y :

$$|T_{K \rightarrow 3\pi}|^2 \sim 1 + gY + hY^2 + kX^2 + \dots$$

где $Y = (s_3 - s_0)/m_{\pi^+}^2$, $X = (s_2 - s_1)/m_{\pi^+}^2$, $s_i = (p_K - p_i)^2$, $s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3)$, p_K и p_i — 4-импульсы каона и i -ого пиона, 3 — индекс “нечетного” пиона. С экспериментальной точки зрения, измерение зарядовой асимметрии наклона Далитц-плота

$$\Delta g = \frac{g_{K^+} - g_{K^-}}{g_{K^+} + g_{K^-}} \quad (2)$$

менее подвержено систематическим ошибкам, чем асимметрия ширины распада. Кроме того, асимметрия ширины распада подавлена, так как асимметрия вероятности распада меняет знак в зависимости от переменной Y и, таким образом, исчезает в первом порядке при интегрировании по Y .

В отличие от распадов $K \rightarrow 2\pi$, где CP -нарушающий вклад связан с интерференцией амплитуд с изменением изотопического спина $|\Delta I| = 1/2, 3/2$, в распадах $K \rightarrow 3\pi$ существуют две амплитуды переходов с $|\Delta I| = 1/2$, различающиеся квантовыми числами. Детальный изотопический анализ амплитуд нелептонных распадов каонов, проведенный в работах [6,7], показал, что благодаря различному импульсному поведению мезонных матричных элементов глюонных пингвиновых и непингвиновых операторов, интерференция двух изотопических амплитуд с $|\Delta I| = 1/2$ становится существенной уже начиная с p^4 -порядка импульсного разложения киральной теории возмущений. Этот динамический эффект может приводить к значительному усилению зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$. В пределе мягких пионов, в котором были выполнены расчеты других групп [8,9], указанная интерференция стремится к нулю. Совместный анализ данных по нелептонным K -распадам в рамках киральных лагранжианов, полученных из бозонизации эффективных четырехкварковых слабых взаимодействий [6,7], позволяет связать зарядовую асимметрию параметра наклона $\Delta g(K^\pm \rightarrow 3\pi)$ с отношением ε'/ε :

$$\begin{aligned} |\Delta g(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm)| &= (0,23 \pm 0,09) \cdot |\varepsilon'/\varepsilon|, \\ |\Delta g(K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm)| &= (0,19 \pm 0,09) \cdot |\varepsilon'/\varepsilon|. \end{aligned}$$

Учет вклада электромагнитных пингвиновых операторов приводит к дополнительному относительному усилению зарядовых асимметрий при больших массах t -кварка (см. рис. 1).

При значении массы t -кварка $m_t = 175$ ГэВ асимметрия Δg линейных параметров наклона Далитцплота может достигать величины $0,5|\varepsilon'/\varepsilon|$.

Динамическое усиление зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$, возникающее за счет интерференции амплитуд с $|\Delta I| = 1/2$, зависит от многих специфических черт киральных моделей. Оно определяется такими тонкими эффектами, как различие в импульсном поведении мезонных матричных элементов пингвиновых и непингвиновых операторов, возникающих в высших порядках импульсного разложения киральной теории, соотношением между вкладом пингвиновых и непингвиновых операторов в переходы с $|\Delta I| = 1/2$, нарушением изотопической симметрии ($\pi^0 - \eta - \eta'$ -смешивание), эффектами перераспределения мезо-

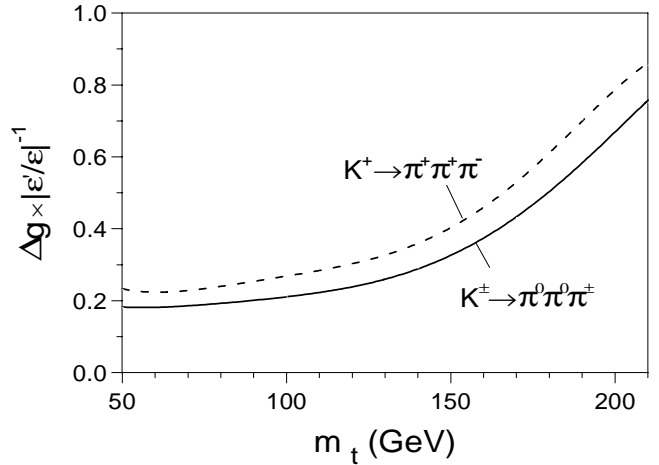


Рис. 1. Отношение зарядовой асимметрии Δg к параметру CP -нарушения ε'/ε как функция массы t -кварка.

нов, а также зависит от самого метода включения высших поправок и бозонизации токов и кварковых плотностей.

Модельная зависимость предсказаний зарядовой CP -асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ наглядно показана в проведенном в работе [7] сравнительном анализе расчетов в нелинейной реализации киральной симметрии и линейной σ -модели [10]. Поэтому поиск эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ является также одним из наиболее чувствительных методов проверки различных киральных моделей.

Существующие данные по линейному параметру наклона g противоречивы (см. ниже более подробное обсуждение) и точность их недостаточна для наблюдения зарядовой асимметрии параметров наклона. Если зарядовая асимметрия окажется на уровне 10^{-3} , что соответствует эффекту прямого CP -нарушения, наблюдаемого в эксперименте NA31, мы имеем уникальную возможность обнаружить впервые CP -нарушение вне K^0 -системы используя часть детекторов Комплекса меченых нейтрино (КМН) на серпуховском ускорителе. Это послужило бы однозначным опровержением суперслабой модели Вольфенштейна в пользу прямого CP -нарушения в рамках Стандартной модели. Мы ставим перед собой задачу тщательно учесть возможные систематические погрешности и набрать статистику, достаточную для достижения уровня эффекта, предсказываемого киральной теорией.

1.2. Квадратичные параметры наклонов

Для теоретических оценок наблюдаемых эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ необходимо фиксировать не только вильсоновские коэффициенты, определяющие структуру бозонизованного эффективного слабого лагранжиана, но также фазы сильного взаимодействия пионов в конечном состоянии, которые можно вычислить в киральной теории возмущений при учете мезонных петель. Поэтому экспериментальное определение этих фаз оказывается чрезвычайно важным для феноменологической проверки однопетлевых вычислений и уменьшения теоретических неопределенностей, возникающих при фиксации ультрафиолетовых расходимостей в мезонных петлях.

Другая проблема связана с тем, что эффекты сильного взаимодействия в распадах $K \rightarrow 3\pi$ (в отличие от распадов $K \rightarrow 2\pi$) не могут быть сведены к простому умножению на собственные 3π -состояния с постоянными фазовыми факторами. Мнимые части пионных петель зависят от динамических переменных, в свою очередь, реальные части также модифицируются петлевыми вкладками, в результате чего введение понятия фаз взаимодействий в конечном состоянии становится не вполне корректным и само по себе уже является некоторым приближением.

Экспериментальная информация о сильных фазах может быть получена из изотопического анализа данных по линейным и квадратичным параметрам наклонов, причем последние играют в таком анализе решающую роль. Наиболее детальный изотопический анализ распадов $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$ был проведен в работах [11,12]. Однако в работе [11] фазы 3π -состояний занулялись с самого начала, а в рабо-

те [12] искусственно предполагалось, что они не превышают 15° . Для постоянной части амплитуды распада $K \rightarrow 3\pi$ последнее предположение согласуется с общими соображениями, опирающимися на унитарность и уменьшение фазового объема при переходе от двухчастичного к трехчастичному конечным состояниям. Однако эти простые аргументы неприменимы к оценке фаз для зависящей от далитцевских переменных части амплитуды, которая исчезает в центре Далитц-плота.

Как показано в работах [7,13], существующие экспериментальные данные по квадратичным параметрам наклона не только не обеспечивают достаточной точности для определения фаз сильных взаимодействий в 3π -системе, но более того, внутренне противоречивы с точки зрения самых общих безмодельных изотопических соотношений. Неудовлетворительность экспериментальных данных стимулирует новые измерения параметров наклона Далитц-плота.

На рис. 2 показаны недавние результаты по параметру наклона g для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, полученные на установке ГИПЕРОН [14], а также в ходе пробных сеансов на КМН [15], в сравнении с предыдущими измерениями этого параметра в других экспериментах (см. ссылки в [16]). Из рисунка видно, что новые измерения на установках ГИПЕРОН и КМН сильно расходятся с последними измерениями параметра наклона g на установке ИСТРА [17], что уже само по себе является указанием на необходимость более точного определения параметров наклона.

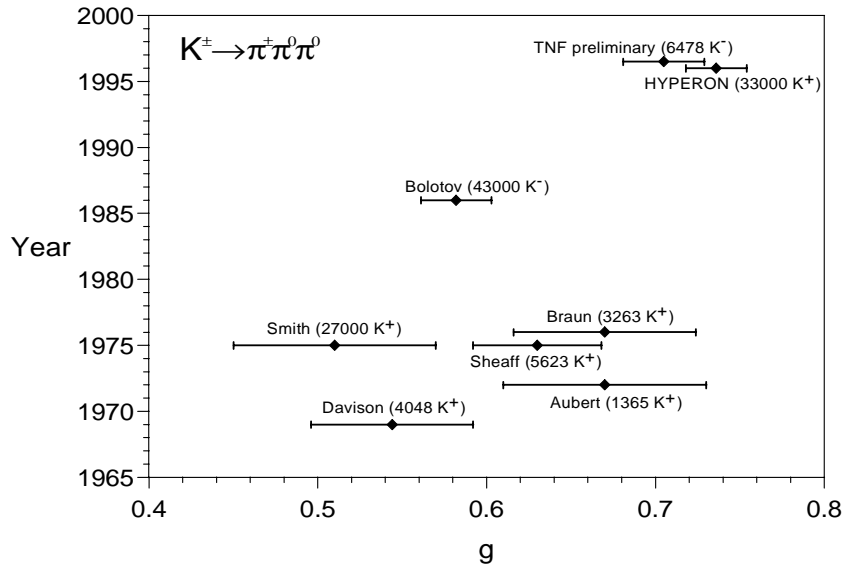


Рис. 2. Экспериментальные данные по линейному параметру наклона g для распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. В скобках указаны число событий и знак распадающегося каона.

Мы планируем провести прецизионные измерения линейных и квадратичных параметров наклонов в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, для которых радиационные поправки минимальны. Полученные экспериментальные данные будут использованы в новом феноменологическом анализе в p^6 -порядке киральной теории возмущений для уточнения теоретических оценок наблюдаемых эффектов прямого CP -нарушения.

1.3. Радиационные распады

Распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ не представляют реального интереса для поиска прямого CP -нарушения (см. работу [7]). Дело в том, что наблюдаемые эффекты прямого CP -нарушения в каонных распадах связаны с вкладами интерференционных членов в квадратах их матричных элементов. Однако дипольные электрические $E1$ -переходы в амплитуде структурного излучения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ оказываются сильно подавленными по сравнению с магнитными дипольными $M1$ -переходами. Хотя интерференция $E1$ -перехода с амплитудой тормозного излучения может оказаться достаточно большой для экспериментального выделения на фоне других доминирующих вкладов, предсказываемый теорией уровень зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ слишком мал для наблюдения на современных экспериментальных установках. Что же касается доминирующего $M1$ -перехода, то он не может давать интерференционных вкладов в случае, если в эксперименте не измеряется поляризация фотонов.

Как показывают расчеты [7], интерференция $E1$ -перехода с амплитудой тормозного излучения очень чувствительна к специфическим особенностям киральных моделей и наряду с нелептонными K -распадами распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ могут дать дополнительную информацию для феноменологической проверки теории. В частности, величина этой интерференции сильно зависит от соотношения между вкладами пингвиновых и непингвиновых операторов, которое, в свою очередь, определяет уровень наблюдаемых эффектов CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Интересной задачей является также измерение амплитуды структурного излучения γ -кванта в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu$. Она может быть рассчитана теоретически модельно-независимым образом [18]. Существующие экспериментальные данные устанавливают только верхний предел: $\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm (SD)) < 5,3 \cdot 10^{-5}$ [19]. В работе [20] показано, что нарушение T -инвариантности в электромагнитном взаимодействии должно проявляться в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu (IB+SD)$ как асимметрия тройного произведения моментов пиона, электрона и фотона $[\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\gamma] \mathbf{p}_\pi$. Текущее экспериментальное ограничение на эту величину равно $(0,03 \pm 0,08)$ [19] (зарегистрировано 192 распада).

2. Аппаратура

Особенностью предлагаемого эксперимента является то, что практически все детекторы, необходимые для его проведения, уже существуют в составе станции мечения Комплекса меченых нейтрино (КМН). В их состав входят (рис. 3):

- пучковые сцинтилляционные и черенковские счетчики для идентификации каона;
- пучковые годоскопы ВН1–ВН5 для измерения параметров трека K -мезона и для настройки адронного канала;
- вакуумированная распадная труба длиной 58,5 метров;

- три сцинтилляционных годоскопа Н1–Н3 (по две плоскости в каждом) для измерения траекторий заряженных продуктов распада;
- годоскопический электромагнитный спектрометр полного поглощения ГЕПАРД для регистрации электронов и γ -квантов;
- антисчетчик А для подавления событий, в которых каон проходит через всю установку не распадаясь;
- мюонный идентификатор, состоящий из стального фильтра толщиной 3 м и сцинтилляционного годоскопа Н4.

Вся перечисленная аппаратура уже проверена в ходе сеансов на КМН и доказала свою работоспособность.

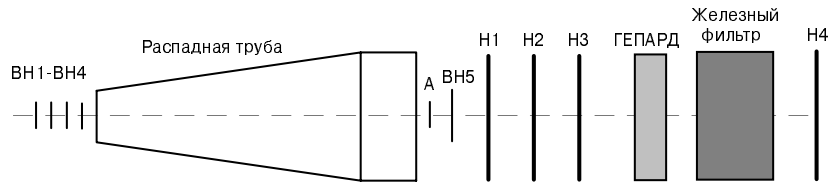


Рис. 3. Детекторы станции мечения КМН (не показаны пучковые сцинтилляционные и черенковские счетчики).

2.1. Адронный канал

Пучок протонов с энергией 70 ГэВ, медленно выведенный из ускорителя с помощью резонансной раскочки или дифракционного рассеяния на внутренних мишенях, транспортируется к мишени по каналу 8 [21]. Два дипольных магнита и семь квадруполей за мишенью составляют канал 23, позволяющий селективировать вторичные частицы с импульсом p от 10 до 35 ГэВ/с (σ_p/p может изменяться от 1,6 до 8% в зависимости от величины раскрытия коллиматоров) и формировать их в параллельный пучок. Длина канала 23 – 60 м, интенсивности вторичного пучка при $p = 35$ ГэВ/с составляют до 10^{10} положительных и до 10^9 отрицательных частиц при резонансном выводе. Для дифракционного вывода² соответствующие числа равны 10^7 и 10^6 . Преимущество дифракционного вывода состоит в том, что он может работать в “паразитном” режиме параллельно с установками, использующими внутренние мишени. Полярность пучка можно довольно быстро изменить (это пока делается вручную и занимает приблизительно 20 мин.).

Для идентификации частиц в канале 23 установлены 3 пороговых и 2 дифференциальных черенковских счетчика. Уровень фона под каонным пиком при энергии 35 ГэВ менее 1%. На место дифференциальных счетчиков могут устанавливаться два магнита, служащих для отклонения пучка электронов с $p = 10$ ГэВ/с при калибровке электромагнитного калориметра.

²В работе [22] показано, что интенсивность дифракционного вывода можно значительно увеличить.

Четыре сцинтилляционных счетчика, установленных в канале 23, используются для выработки триггера, измерения интенсивности вторичного пучка до 10^7 с^{-1} и определения его временной структуры с помощью оригинального устройства, позволяющего анализировать его частотный спектр до гармоник $\sim 100 \text{ КГц}$ [23].

Для настройки режима канала и определения траектории каона используются 4 пучковых сцинтилляционных годоскопа ВН1-ВН4, содержащих по две плоскости (X, Y) по 16 элементов в каждой. Элементы имеют ширину 15 мм и расположены с перекрытием на $1/3$, образуя 31 логический элемент шириной по 5 мм. База между годоскопами ВН3 и ВН4, расположенными за последним магнитным элементом и используемыми для восстановления треков каонов, составляет $\sim 10 \text{ м}$. Кроме того, для настройки пучка и более точного определения его угловой расходимости существует пятый пучковый годоскоп ВН5, расположенный за распадной трубой и имеющий вдвое большее количество элементов того же размера. Каждый из пучковых годоскопов может дистанционно вводиться и выводиться из пучка.

За каналом 23 расположена распадная труба длиной 58,5 м. Она находится под давлением 10^{-4} атм. Выходной фланец трубы диаметром 4 м изготовлен из 4 мм стали с внутренним фланцем диаметром 30 см, сделанным из майлара толщиной 0,7 мм.

2.2. Годоскопы станции мечения

Годоскопы станции мечения [24] имеют вид правильного восьмиугольника с размером чувствительной области 408 см. Каждый годоскоп состоит из двух плоскостей X и Y , каждая плоскость — из двух полуплоскостей, содержащих по 512 сцинтилляционных палочек с поперечным сечением $1,4 \times 1,2 \text{ см}$ и длиной 115-200 см. В центре годоскопа имеется отверстие диаметром 20 см. Общий вид годоскопа показан на рис. 4.

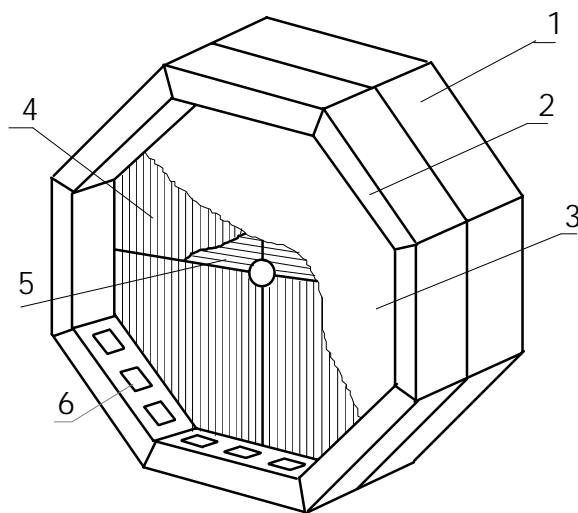


Рис. 4. Общий вид годоскопа: 1 – рама, 2 – светозащитный кожух, 3 – штора, 4 – сцинтилляторы X -плоскости, 5 – сцинтилляторы Y -плоскости, 6 – электроника светодиодной системы.

Сигналы сцинтилляционных счетчиков регистрируются фотоумножителями ФЭУ-84-3. Импульс с анода ФЭУ поступает на вход усилителя-ограничителя, реализованного на ИС К597СА1 и смонтированного на плате делителя. Величина порога чувствительности составляет 20 мВ. Выходной сигнал компаратора (ECL) передается в модуль регистрации (цифровую задержку) по скрученной паре телефонного кабеля длиной 70 м и поступает на дифференциальный приемник с линии. С приемника сигнал записывается в память цифровой задержки и подается на вход схемы ИЛИ, осуществляющей логическое суммирование сигналов с 16 соседних каналов. Счетчик адреса памяти глубиной 32 ячейки переключается с частотой 100 МГц, обеспечивая, таким образом, хранение сигналов в течении 320 нс. Запись сигнала в память гарантируется, если его длительность не менее 20 нс. По приходу триггерного сигнала переключение счетчика адреса прекращается, и данные считываются по адресу $A = A_0 - \Delta \bmod 32$, где A_0 — значение счетчика адреса в момент прихода триггерного импульса, Δ — величина, определяющая задержку между временами прихода сигналов от годоскопов и триггером: $T_{data} - T_{trig} = 10 \cdot \Delta$ (нс). Подробнее конструкция делителя ФЭУ и характеристики модуля цифровой задержки описаны в работах [25,26].

Для увеличения скорости обработки информации регистрирующая электроника разделена на две независимые подсистемы, обслуживающие X - и Y -плоскости годоскопов. В каждой из подсистем имеется устройство нахождения треков, работающее с “грубыми”, т.е. объединенными по 16, элементами годоскопа [27]. Устройство позволяет читать информацию только о тех элементах годоскопа, которые связываются в трек. Кроме того, подсчитывается количество треков, и при наличии хотя бы одного трека вырабатывается импульс, который может быть использован в триггере.

Имея трек первичной частицы, зарегистрированный пучковыми годоскопами, и траекторию вторичной частицы, измеренную большими годоскопами станции мечения, можно восстановить вершину взаимодействия. Получающиеся при этом точности изображены на рис. 5а-в. Разница в ошибках между координатами X и Y объясняется тем, что пучок наклонен относительно горизонтали (и оси Z). Кроме того, на рис. 5г приведен массовый спектр π^0 -мезона, возникающий из-за ошибки восстановления вершины.

2.3. Электромагнитный калориметр ГЕПАРД

Конструкция

Электромагнитный спектрометр полного поглощения ГЕПАРД размером 4×4 м² состоит из 2012 модулей [28]. Модули выполнены в виде сэндвичей свинец-сцинтиллятор со световодами-смещителями спектра, радиационная стойкость которых на три порядка выше, чем стойкость радиаторов из свинцового стекла. Модуль состоит из чередующихся пластин свинца размером $75 \times 73 \times 3$ мм³ (40 шт.) и сцинтиллятора $75 \times 73 \times 5$ мм³ (40 шт.). Толщина модуля по пучку составляет приблизительно 22 радиационные длины. Между свинцовыми и сцинтил-

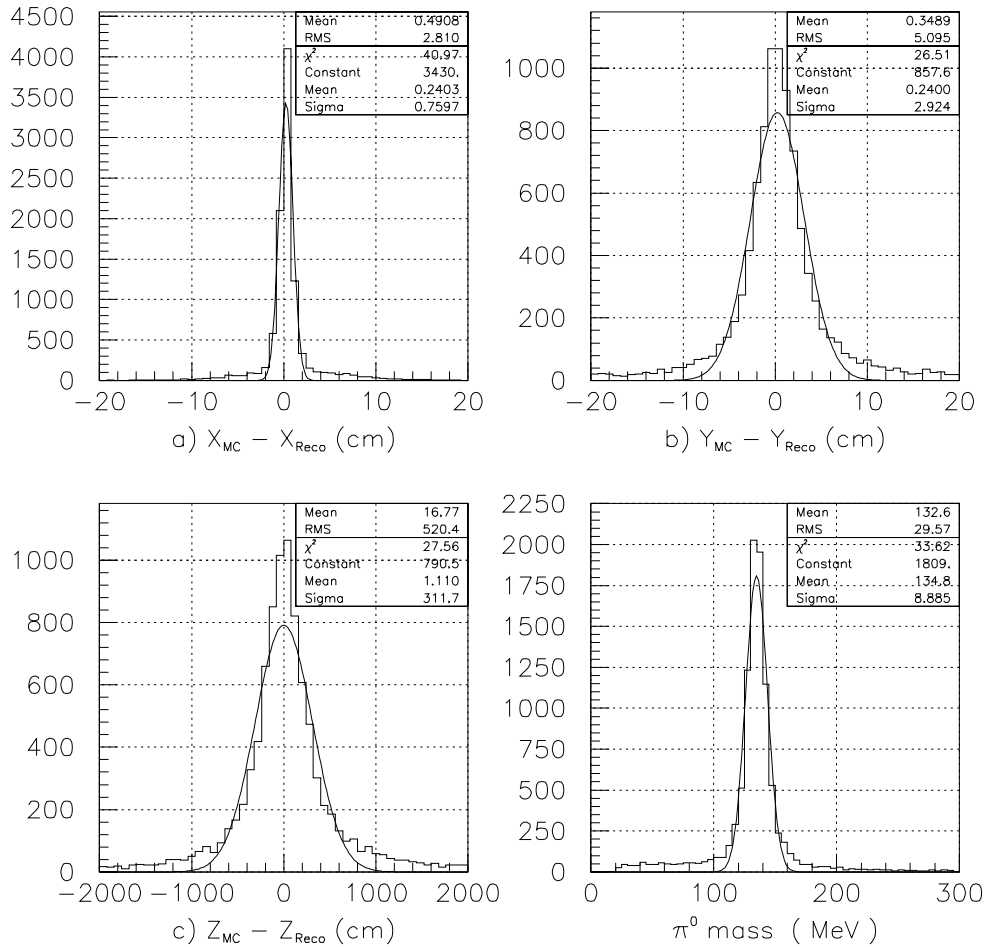


Рис. 5. Точность восстановления вершины годоскопами станции мечения (а-с) и обусловленный ею массовый спектр π^0 -мезонов.

ляционными пластинами для компенсации неоднородности светосбора проложены листы из черной бумаги и алюминизированного майлара. Сцинтилляционные пластины изготовлены методом литья под давлением из гранулированного полистирола ПСМ-117 и спектросмещающих добавок: РОРОР (0,025%) и паратерфинил (1,5%). Световод-сместитель изготовлен в виде пластины из ПММА марки СО-95 размером $1 \times 64 \times 486$ мм³ с поверхностным сместителем спектра. Сцинтилляционный свет собирается на фотокатод фотоумножителя ФЭУ-84-3.

Для регулировки коэффициентов усиления ФЭУ и выравнивания амплитуд для организации триггера на энерговыделение в калориметре существует возможность регулировки высокого напряжения на каждом из фотоумножителей. Изменение величины высокого напряжения осуществляется с помощью многооборотного потенциометра, расположенного на делителе ФЭУ, приводимого в действие микродвигателем. Для световой калибровки детектора и контроля за изменением величины коэффициента усиления при регулировке высокого напряжения перед каждым моду-

лем расположен светодиод, который может включаться индивидуально или вместе с группой выбранных светодиодов. Для улучшения энергетического разрешения в центральной, наиболее загруженной, части детектора осуществлялась сортировка световодов-смещителей спектра по прозрачности, а ФЭУ — по анодной чувствительности и стабильности коэффициента усиления [29].

К числу основных недостатков калориметров такого типа относится зависимость амплитуды сигнала и энергетического разрешения от координаты ливня. На рис. 6 показаны результаты, полученные на калибровочном электронном пучке с энергией 26 ГэВ [30]. Координатное разрешение детектора составляет 2 мм [31].

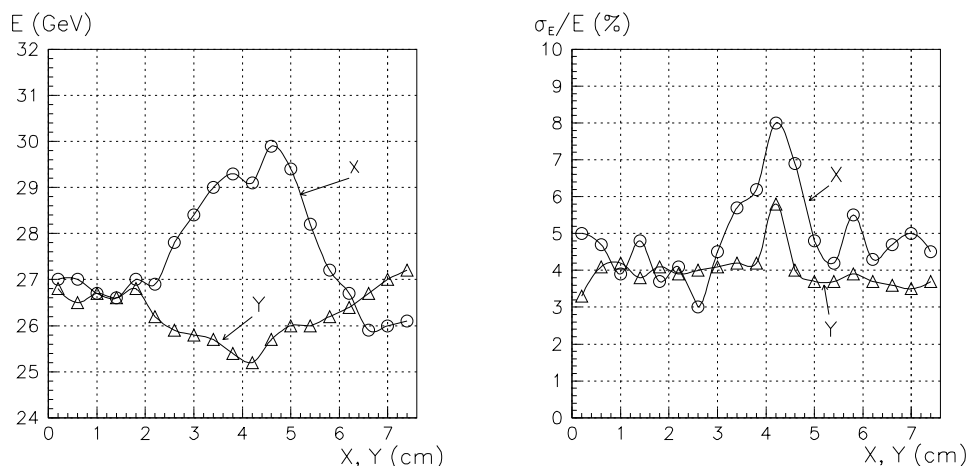


Рис. 6. Зависимость измеренной энергии и энергетического разрешения спектрометра ГЕПАРД от координаты ливня (для электронов с энергией 26 ГэВ).

Регистрирующая электроника

Система сбора данных с детектора состоит из трех подсистем [32]:

- амплитудного анализа,
- временной привязки,
- триггерной системы быстрого анализа энерговыделения.

Структурная схема всей системы показана на рис. 7. В систему амплитудного анализа входят преобразователи амплитуда-время АТС, преобразователи время-код SC, контроллеры чтения UNICON и некоторые другие вспомогательные блоки. В систему временной привязки входят модули аналоговых сумматоров (TSUM), модули дифференциальных дискриминаторов (DD) и модули стробируемых регистров (REG). Триггерная система осуществляет быстрый анализ величины и топологии энерговыделения в модулях детектора. В нее входят модули аналоговых сумматоров первой (TSUM) и второй (TSUM2) ступеней, модуль дискриминаторов с программируемым порогом (TH) и модуль выработки триггера по энерговыделению и количеству кластеров (TL).

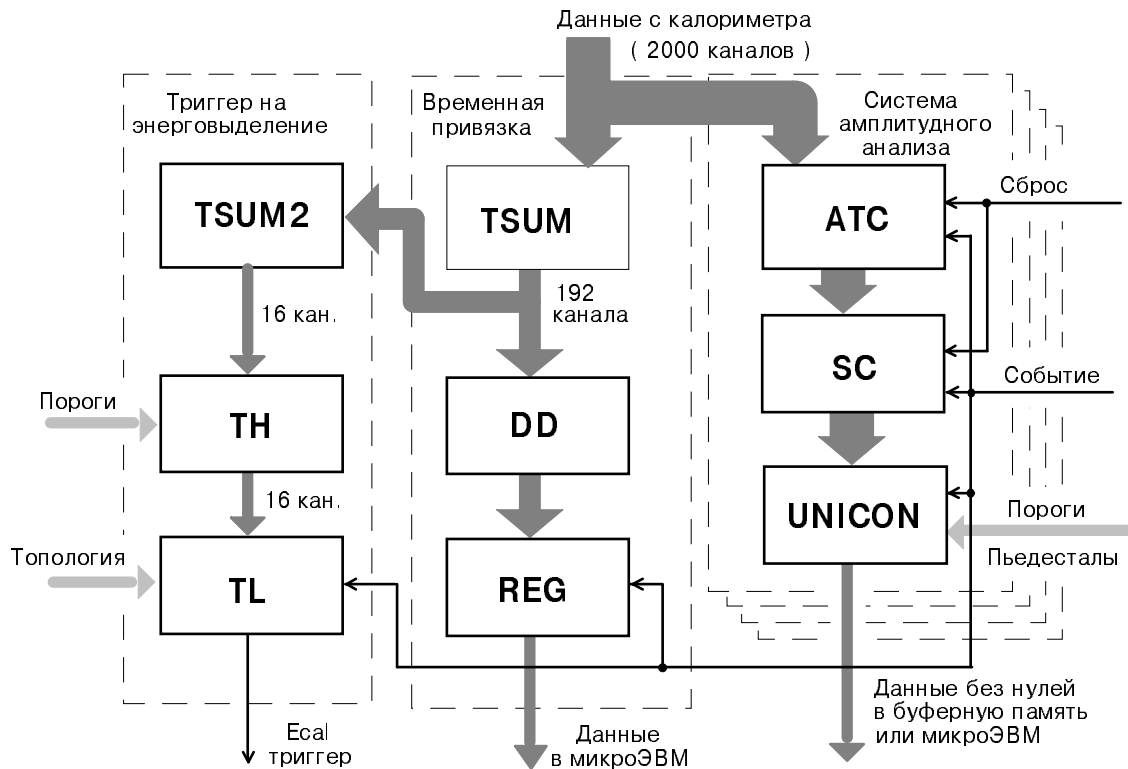


Рис. 7. Структура системы сбора данных с электромагнитного калориметра ГЕПАРД.

Сигналы с детектора по 30-метровым кабелям поступают на модули аналоговых сумматоров, имеющих большой входной импеданс (2,2 кОм) и подключенных параллельно кабельной линии. Далее по 100-метровым кабелям сигналы следуют на вход преобразователей амплитуда-время, а затем — в модули 24-канальных преобразователей время-код. Основные параметры системы амплитудного анализа:

- диапазон — 12 разрядов;
- полное время преобразования — 50 мкс;
- быстрый сброс — до 5 мкс;
- стабильность пьедестала — 1 отсчет;
- интегральная нелинейность — 0,2%.

Система временной привязки предназначена главным образом для работы при большой интенсивности пучка в режиме мечения. Временные измерения сигналов с детектора основаны на регистрации аналоговой суммы 12 сигналов. Дифференциальные дискриминаторы имеют смещение по входу 4,5 мВ и дают логический сигнал, передний фронт которого совпадает с положением максимума входного сигнала. Величина walk-effect составляет около 6 нс при изменении амплитуды от 15 мВ до 1 В, мертвое время дискриминаторов — примерно 50 нс. С выхода дискриминаторов логические сигналы передаются по 115-метровому витому проводу на вход регистров, где информация фиксируется внешним триггером.

Система быстрого анализа энерговыделения основана на аналоговом суммировании 4 сигналов со 144 ячеек, выполняемом в два этапа на однотипных модулях. Модуль ТЛ представляет собой 16-канальный дискриминатор с индивидуально программируемыми порогами. Информация о сработавших каналах поступает через 50-метровую задержку на вход модуля ТЛ, содержащего два каскада памяти, что позволяет выработать триггер на любое количество и положение кластеров энерговыделения в калориметре.

Калибровка детектора

Калибровка калориметра осуществляется с помощью пучка электронов с энергией 10 ГэВ, который может отклоняться магнитами, установленными перед распад-ной трубой. Процедура калибровки аналогична описанной в [33]. Предполагается, что каждый канал детектора описывается одним калибровочным коэффициентом α_i , равным амплитуде, соответствующей энерговыделению 10 ГэВ. Пусть A_{ij} — амплитуда, зарегистрированная в канале i в j -ом событии, $\alpha_i^{(j)}$ — значение калибровочного коэффициента, полученное после использования информации об этом событии. Начиная с некоторого начального значения $\alpha_i^{(0)}$, используем следующую итерационную формулу:

$$\alpha_i^{(j)} = \alpha_i^{(j-1)} \cdot \left[1 + \left(\sum_{k=1}^{Nchan} \frac{A_{kj}}{\alpha_k^{(j-1)}} - 1 \right) \cdot w_{ij} \right].$$

В качестве весов w_{ij} мы выбрали

$$w_{ij} = A_{ij}^2 / \sum_k A_{ik}^2.$$

Результаты этой процедуры практически не зависят от порядка событий. Веса необходимы для того, чтобы события с большой амплитудой оказывали большее влияние на изменение значения калибровочного коэффициента, чем события с малой амплитудой, снижая таким образом влияние адронного фона. Для событий на краю детектора накладывалось дополнительное условие, заключающееся в том, что центр тяжести ливня должен быть не ближе чем в 10 см от края. Сравнение с точной минимизацией и моделирование методом Монте-Карло показали, что процедура сходится к действительному значению калибровочного коэффициента с точностью $\sim 2\%$ при статистике 200-300 событий на канал.

2.4. Система сбора данных

Существующая система сбора данных основана на сети самодельных микроЭВМ на основе микропроцессора серии K1801, встроенных в электронику. Большинство из них выполнены в стандарте СУММА, кроме микроЭВМ, обслуживающих годоскопы, изготовленные в стандарте “Евроном”. Все микроЭВМ объединены локальной вычислительной сетью, арбитром которой является персональная ЭВМ типа IBM PC, связанная по сети Ethernet с центральной ЭВМ (типа MicroVAX 3300) и компьютерами вычислительного центра ИФВЭ. Хотя физически сеть организована

в виде моноканала, ее логическая структура является звездообразной, что вполне соответствует ее задачам — загрузке программ в бездисковые микроЭВМ и передаче данных из микроЭВМ в центральный компьютер.

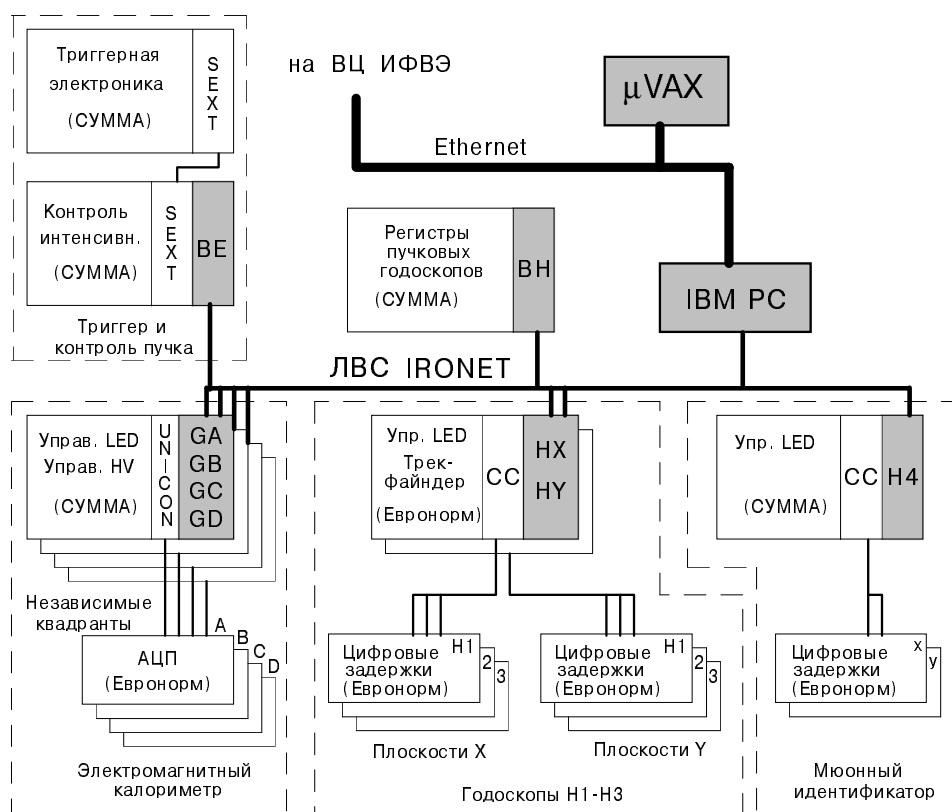


Рис. 8. Структура существующей системы сбора данных. SEXT — устройство управления двумя каркасами СУММА с помощью одного контроллера, UNICON — контроллер считывания данных из АЦП, CC — модуль управления цифровыми задержками.

В систему входят 10 микроЭВМ (рис. 8) (на рисунке не показаны машины ТМ и НС):

- BE — для обслуживания электроники отбора событий и системы измерения интенсивности и временной структуры пучка;
- BH — для считывания информации о траектории K -мезона с пучковых годоскопов и настройки пучка;
- HX, HY — 2 микроЭВМ годоскопов (отдельно для X и Y -плоскостей);
- GA, GB, GC, GD — 4 микроЭВМ (по одной для каждого квадранта), обслуживающие электромагнитный калориметр ГЕПАРД;
- H4 — микроЭВМ мюонного идентификатора;
- ТМ — микроЭВМ, обслуживающая систему временной привязки ГЕПАРДа;
- НС — микроЭВМ адронного калориметра.

По приходу сигнала “Событие” микроЭВМ считывают данные из электроники в свою оперативную память. Именно этот процесс, выполняемый на программном уровне, является главным ограничением на количество принимаемых за сброс событий (150-200 событий в зависимости от условий отбора при выводе пучка в течение 1 с). Здесь влияют два основных фактора: недостаточный объем оперативной памяти (56 Кбайт на программы и данные) и малое быстродействие микроЭВМ. В конце сброса микроЭВМ начинают поочередно передавать накопленные данные через локальную сеть в центральную ЭВМ.

Для того чтобы обеспечить выполнение поставленных физических задач, мы планируем увеличить количество принимаемых за сброс событий до 1000-1500, установив буферную память, в которую информация будет записываться аппаратным образом с помощью специальных контроллеров. Уже изготовлены и настроены модули буферной памяти, содержащие по 256 К 16-разрядных слов. В системе сбора данных планируется использовать 5 таких буферов (6 с учетом адронного калориметра): по одному на каждый квадрант электромагнитного калориметра и один для приема информации с годоскопов, пучковых годоскопов и мюонного идентификатора (рис. 9). Модули буферной памяти будут размещены в крейте КАМАК, связанном непосредственно с центральным компьютером MicroVAX.

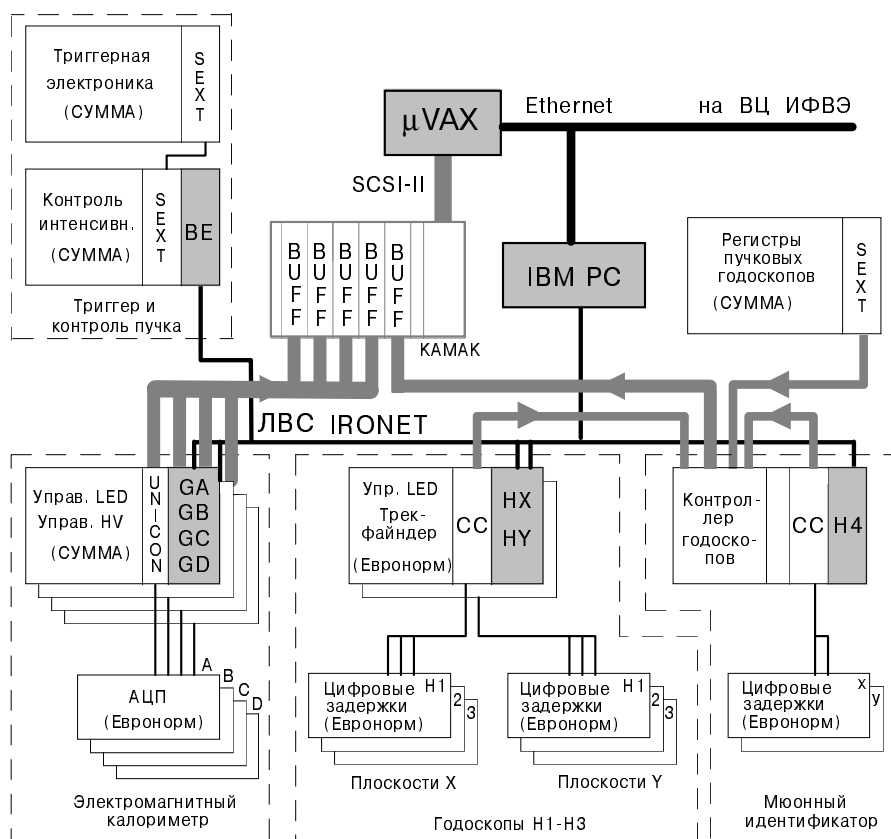


Рис. 9. Структура модернизированной системы сбора данных. BUFF – модули буферной памяти.

3. Триггер и обработка данных

3.1. Триггер

Отбор событий осуществляется с помощью двух триггерных уровней. Триггер первого уровня вырабатывается на основе сигналов от пучковых сцинтилляционных и черенковских счетчиков, а также антисчетчика, установленного в конце установки, и сигнализирует о прохождении заряженного K -мезона, распавшегося внутри установки [34]. Схема выработки триггера второго уровня анализирует энерговыделение в электромагнитном калориметре. Для этого каналы калориметра сгруппированы в 16 блоков, каждый по 12×12 каналов. Аналоговые сигналы с выходов ФЭУ суммируются в каждом блоке, образуя триггерный канал. Суммарный сигнал сравнивается с порогом, который может устанавливаться персонально для каждого триггерного канала. Результат сравнения поступает на вход таблицы решений, с помощью которой и вырабатывается триггерный сигнал.

Моделирование показывает, что установив пороги, равные 1 ГэВ, в каждом канале и потребовав, чтобы суммарная амплитуда превышала порог более чем в 2 каналах, мы можем увеличить долю распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ среди регистрируемых событий. Вероятности выполнения данного условия для некоторых наиболее вероятных распадов приведены в таблице:

Распад	Подавление, %
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	100
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	90
$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$	85
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	50

Для изучения распада $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu$ необходимо включение широкоапертурного черенковского счетчика. Он может быть либо включен в триггер, либо лишь выдавать “метку” о прохождении электрона. При этом основное триггерное условие (наличие не менее чем трех сработавших триггерных каналов) может оставаться неизменным. Для определения эффективности регистрации распада $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu$ с таким триггерным условием необходимо продолжение работ по моделированию.

3.2. Анализ данных

В этой части мы ограничимся лишь рассмотрением распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Используя данные о треках с пучковых и больших годоскопов, можно восстановить вершину и реконструировать событие. Используя измеренные калориметром энергии четырех γ -квантов, можно применить 5С фит. Моделирование показывает, что точность определения переменной Y составляет $\sigma_Y = 0,176$ (без фита $\sigma_Y = 0,189$).

Статистическая ошибка в определении асимметрии σ_{Δ_g} определяется по формуле

$$\sigma_{\Delta_g} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sigma_g}{g},$$

где

$$\frac{\sigma_g}{g} = \frac{\phi(\sigma_Y)}{\sqrt{N}}$$

есть ошибка определения наклона g по N событиям, а функция $\phi(\sigma_Y)$ выражает влияние ошибки вычисления переменной Y . Учитывая значение σ_Y , приведенное выше, получаем, что для того чтобы превзойти уровень чувствительности, достигнутый в экспериментах с K^0 -мезонами, по определению $|\varepsilon'/\varepsilon|$, необходимо набрать статистику $\sim 3 \cdot 10^7$ распадов в каждом из каналов K^+ , K^- .

Для точного определения параметров наклона диаграммы Далитца необходимо учитывать следующие вклады в систематическую погрешность:

- Дрейф положения и расходимости первичного пучка K -мезонов относительно антисчетчика А, сказывающийся на низкоэнергетической части спектра π^\pm . Этот эффект может быть учтен при отслеживании характеристик пучка с помощью пучкового годоскопа ВН5, расположенного в конце распадной трубы, и сравнении этих характеристик при включенном/отключенном антисчетчике.
- Изменение точности определения энергии γ -квантов со временем. Для контроля за стабильностью работы калориметра планируется использовать калибровку по распадам $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [35], используя для этого π^0 -мезоны как от распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$, так и от фонового распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$.
- Перепутывание γ -квантов от разных π^0 -мезонов при кинематическом анализе событий.
- Зависимость значений наклона g от условий отбора событий.
- Влияние вещества (прежде всего выходного фланца распадной трубы) из-за разницы в сечениях взаимодействия π^+ - и π^- -мезонов.
- Неопределенность, связанная с моделированием регистрирующей аппаратуры.

Моделирование установки и обработка экспериментальных данных осуществляется совместно сотрудниками ИФВЭ, ОИЯИ (Дубна) и DESY-IfH (Цойтен). Эти работы базируются в основном на использовании ЭВМ вычислительного центра в Цойтене как с помощью удаленного сетевого доступа из Дубны, так и непосредственно с X-терминалов в Цойтене во время пребывания в командировках по сотрудничеству. Это связано как с требованием быстрого действия ЭВМ, так и с необходимостью использования большого дискового пространства при моделировании и обработке эксперимента. Так, для обработки статистики, необходимой для восстановления 10^6 событий распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$, планируемых на первом этапе эксперимента, потребуется приблизительно 40 суток машинного времени на одном процессоре ЭВМ SGI Challenge, которая имеет всего 20 процессоров. Использование одновременно нескольких процессоров позволяет провести обработку данных за несколько суток. В то же время для выполнения того же объема работ, например на ЭВМ SUN в ЛСВЭ ОИЯИ, на это потребовалось бы около 100 суток машинного времени.

Для хранения уже восстановленных событий в формате Ntuple потребуется 1 Гбайт дискового пространства. Существенно больше места потребуют “сырые”

экспериментальные данные (общий объем ожидается до 40 Гбайт) и результаты моделирования методом Монте-Карло, а также хранение результатов работы различных версий программ. В настоящее время в Цойтене под хранение каонных данных коллаборации КМН выделено 2 диска по 2 Гбайт каждый, и при необходимости может быть выделено дополнительное дисковое пространство. Поскольку на втором этапе эксперимента планируется увеличение статистики более чем на порядок, использование ЭВМ вычислительного центра в Цойтене в качестве базового является в настоящее время единственно целесообразным решением.

3.3. Предварительные результаты

Нами набрана пробная статистика распадов K -мезонов в декабре 1994 года. В течение 5 дней работы на пучке на ленту было записано примерно 10^7 K^+ событий с не менее чем тремя сработавшими триггерными каналами. Привязка поперечных координат пучковых годоскопов к системе координат, связанной с большими годоскопами, осуществлялась с помощью минимизации пространственного расстояния между первичным и вторичным треками (координаты годоскопов вдоль пучка известны из геодезических измерений).

Для отбора событий $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ применялись следующие топологические критерии:

- восстановлена вершина — по крайней мере один трек есть как в пучковых, так и во вторичных годоскопах; пространственное расстояние между первичным и вторичным треками меньше 15 см; вершина лежит внутри распадной трубы;
- 4 или 5 кластеров в калориметре;
- должны выполняться следующие условия:

$$N_{track} = 1, N_{cluster} = 5, \text{ трек проходит через кластер};$$

$$N_{track} > 1, N_{cluster} = 4, \text{ по крайней мере один трек не проходит через кластер.}$$

После такого отбора событий осталось $\sim 182\,200$ кандидатов. Затем выполнялся кинематический фит, с помощью которого устранялось перепутывание фотонов от распадов различных π^0 -мезонов, а также определялись энергия заряженного пиона, далитцевские переменные и χ^2 -вероятность события.

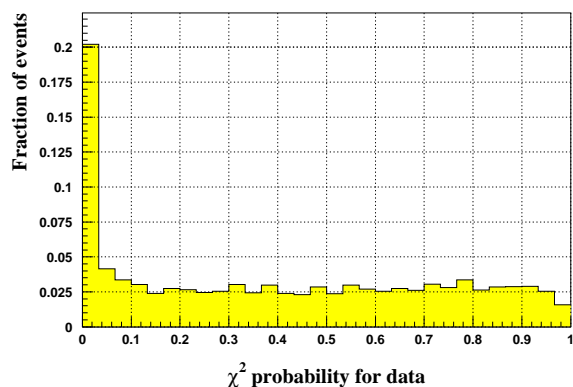


Рис. 10. Распределение отобранных событий по χ^2 -вероятностям.

На рис. 10 показано распределение по χ^2 -вероятностям для набора событий после некоторого дополнительного обрезания по положению вершины распада. Пик при малых вероятностях обусловлен каким-то до сих пор не полностью идентифицированным фоном. После дополнительного обрезания этого фона на уровне вероятности 10% для последующего анализа у нас осталось 6 748 событий.

Оценка параметров наклона осуществлялась на выборке Монте-Карло

(660 000 событий), в которой для каждого события были известны восстановленные и истинные значения переменных Далитц-плота. Восстановленная плотность смоделированного Далитц-плота фитировалась к наблюдаемой плотности. Наиболее существенным условием получения несмещенной оценки параметров наклона является корректное моделирование всех условий эксперимента в программе Монте-Карло — аксептанс, разрешение и фон.

Чтобы избежать тривиальных ошибок, мы использовали две независимые программы моделирования и разработали две независимые цепочки восстановления событий, позволяющие контролировать промежуточные и конечные результаты. В каждом случае данные моделирования и экспериментальные данные обрабатывались одинаковыми программами обработки. Распределения геометрических и кинематических величин для обоих выборок тщательно сравнивались. Они оказались в приемлемом согласии между собой, за одним существенным исключением: аксептанс как функция точки выхода заряженного пиона из распадной трубы оказался различным в области толстого фланца на радиусе 20 см.

Из-за этого при прямом фите двумерной плотности Далитц-плота возникают трудности, преодолеть которые нам пока не удалось. Результаты фита оказались нестабильными относительно изменения верхней границы по переменной Y , что приводило к большим значениям параметров наклона g и h и сильным корреляциям между ними. Причина заключается в зависимости аксептанса в области больших Y , соответствующей малым углам вылета заряженного пиона, от сложной формы и конструкции выходного фланца распадной трубы.

На рис. 11 приведен результат восстановления распределения по далитцевской переменной Y . Из рисунка видно, что фит прямой линией приемлем по крайней мере для малых значений Y , в то время как плохо измеряемые точки могут привести к заметной квадратичной зависимости. Устойчивый результат для параметров наклона g и k был получен при фиксации $h = 0$:

$$g = 0,705 \pm 0,018 \pm 0,020; \quad k = -0,048 \pm 0,006 \pm 0,010$$

(первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая, включающая ошибку статистики Монте-Карло). Коэффициенты корреляции (g, h) , (g, k) и (h, k) , полученные из трехпараметрического фита, соответственно были 0,92; 0,51 и 0,33.

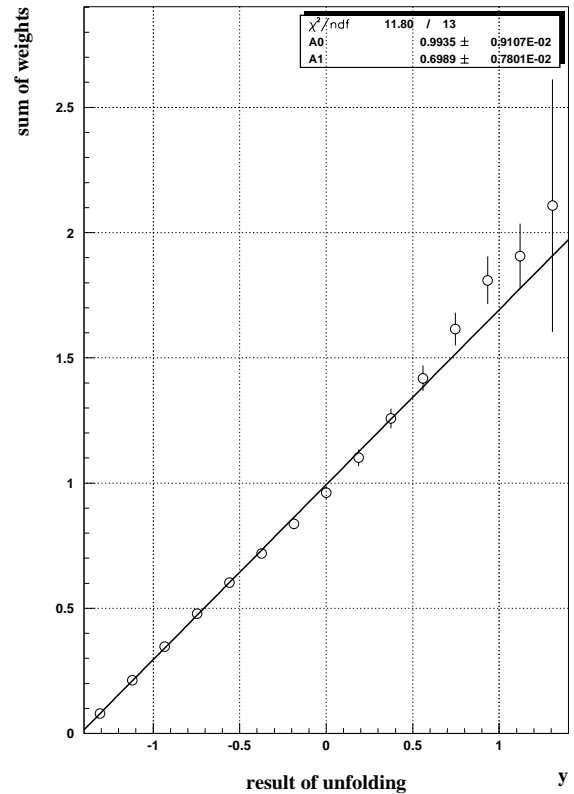


Рис. 11. Восстановленное распределение по Y .

Предварительные результаты, полученные в пробном сеансе декабря 1994, были представлены на 28-ой рочестерской конференции по физике высоких энергий [15]. Сравнение нашего результата для линейного параметра наклона g с другими экспериментальными измерениями приведено на рис. 2 (см. также обсуждение в разделе 2.2).

4. Этапы проведения эксперимента

Представляется целесообразным разбить проведение эксперимента на два этапа и обусловить проведение второго этапа успешным выполнением задач, намеченных на первый этап.

На первом этапе мы планируем решить две основные задачи. Во-первых, провести измерения линейного и квадратичных коэффициентов наклона диаграммы Далитца с точностью, превышающей мировую ($g = 0,594 \pm 0,019$, $h = 0,035 \pm 0,015$ для $\sim 4,3 \cdot 10^4$ событий [16]) как для K^+ -, так и для K^- -мезонов. Полученные значения наклонов будут использованы для уточнения теоретических оценок наблюдаемых эффектов прямого CP -нарушения. Во-вторых, на этом этапе мы должны убедиться в том, что понимаем основные источники систематических погрешностей и умеем их правильно учитывать или, по крайней мере, оценивать. Кроме того, на этом этапе планируется набрать пробную статистику распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$; $K^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma e^\pm \nu$; $K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 \gamma$.

Для выполнения этих задач мы планируем набрать статистику $5 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^6$ распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в каждом из каналов K^+ , K^- . По оценкам, для этого потребуется 10-15 суток чистого времени на пучке. При этом мы планируем существенно увеличить эффективность работы по сравнению с тестовым сеансом апреля 1993 года. Для этого необходимо выполнить следующие мероприятия:

- Перейти на новую систему сбора данных, позволяющую принимать 1 000-1 500 событий/с (увеличивает эффективность работы в 5-7 раз).
- Улучшить систему отбора событий по энергвыделению в электромагнитном калориметре. Для этого необходимо более тщательно выровнять амплитуды сигналов с ФЭУ, подаваемые на схему аналогового суммирования (ожидаемый эффект 1,3-1,5 раза)
- Модернизировать программу реконструкции событий:
 1. Для восстановления трека от заряженного π -мезона использовать информацию не только от годоскопов, но и от калориметра, требуя наличие по крайней мере 3 точек в каждой из проекций трека. При этом мы отчасти компенсируем неэффективность годоскопов и получаем выигрыш в 1,5 раза.
 2. Более аккуратно разделять электромагнитные ливни, слившиеся в один кластер энергвыделения, учитывая для этого профиль ливня; это еще фактор 3-4.

Таким образом, выполнение всех перечисленных работ позволит увеличить эффективность работы в 30-60 раз.

В случае успешной реализации первого этапа (т.е. если теоретические оценки эффектов прямого CP -нарушения, уточненные в результате измерения линейного и квадратичного наклонов Далитц-плота, подтвердят существования зарядовой асимметрии на уровне 10^{-3} , а мы убедимся в способности контролировать величину систематических ошибок) мы можем переходить ко второму этапу, заключающемуся в наборе большей статистики (по предварительным оценкам $\sim 2 \cdot 10^7$ в каждом из каналов K^+ , K^-) для измерения зарядовой асимметрии Δg . Оценка времени, необходимого для набора такой статистики, будет сделана на основе результатов первого этапа.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, гранты №96-02-16495 и №96-02-16855.

Список литературы

- [1] Christenson J.H., Cronin J.N., Fitch V.L. and Turlay R. // Phys.Rev.Lett. 1964, v. 13, p. 138.
- [2] Wolfenstein L. // Phys. Rev. Lett. 1964, v. 13, p. 562.
- [3] NA31 collab., presented by G. Barr. – In: Proc. Joint Intern. Lepton-Photon Symp. and Europhys. Conf. on High Energy Physics (Geneva, 1991), eds. S. Hegarty, K. Potter, E. Quercigh. Geneva, 1992, p.179.
- [4] Gibbons L.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993, v. 70, p. 1203.
- [5] Bel'kov A.A., Bohm G., Ebert D. and Lanyov A.V. // Phys. Lett. 1989, B232, p. 118.
- [6] Bel'kov A.A., Lanyov A.V., Bohm G. et al. // Phys. Lett. 1993, B300, p. 283.
- [7] Бельков А.А., Бом Г., Ланев А.В. и Шаале А. // ЭЧАЯ, 1995, 26, p. 562.
- [8] Grinstein B., Rey S.J. and Wise M.B.. // Phys. Rev. 1986, D33, p. 1495.
- [9] Cheng H.-Y. // Phys. Rev. 1991, D44, p. 919.
D'Ambrosio G., Isidori G. and Paver A. // Phys. Lett. 1991, B273, p. 497.
Shabalin E. – Preprint ИТЕР 6-92, Moscow, 1992.
- [10] Shabalin E. – Internal report ICTP IC/93/51, Trieste, 1993.
- [11] Devlin T.J. and Dickey J.O.. // Rev. Mod. Phys. 1979, v. 51, p. 237.
- [12] Kambor J., Missimer J. and Wyler D. // Phys. Lett. 1991, 261B, p. 496.
- [13] Bel'kov A.A., Bohm G., Mattäi F. et al. – Internal report DESY-Zeuthen 93-05, Hamburg, 1993.
- [14] Batusov V.Yu., Budagov J.A., Chirkov-Zorin I.E. et al. (Serpukhov-167 “Hyperon” collaboration) – Contributed paper to the 28th ICHEP'96 Conference, Warsaw, 1996.

- [15] Bähr J., Bazilevsky A., Bel'kov A. et al. (TNF collaboration) – Contributed paper to the 28th ICHEP'96 Conference, Warshaw, 1996.
- [16] Particle Data Group. // Phys. Rev. 1992, D45.
- [17] Болотов В.Н., Гниненко С.Н., Джилкибаев Р.М. и др. // ЯФ, 1986, т. 44, с. 117.
- [18] Holstein B.R. // Phys. Rev. 1990, D41, p. 2829.
- [19] Болотов В.Н., Гниненко С.Н., Джилкибаев Р.М. и др. // ЯФ, 1986, т. 44, с. 108.
- [20] Gevais J., Pliopoulos J. and Kaplan J. // Phys. Lett. 1966, 20, p. 432.
- [21] Акопян М.В., Баталов А.А., Бугорский А.П. и др. – Препринт ИФВЭ 86-129, Серпухов, 1986.
- [22] Асеев А.А., Горин М.Ю., Калайдов А.В. – Препринт ИФВЭ 96-17, Протвино, 1996.
- [23] Козелов А.В., Лебедев А.А., Медведь С.А., Михайлов Ю.В.. – Препринт ИФВЭ 92-125, Протвино, 1992.
- [24] Васильев А.В., Галяев А.Н., Котов В.И., Манджавидзе И.З. – Препринт ИФВЭ 92-42, Протвино, 1992
- [25] Котов И.В., Краснокутский Р.Н., Курбаков В.И., Шукин А.В. – Препринт ИФВЭ 92-41, Протвино, 1992.
- [26] Денисенко А.А., Котов И.В., Лебедев А.А. и др. // ПТЭ. 1987. № 1, с. 92.
- [27] Васильев А.В., Козелов А.В., Лебедев А.А. и др. – Препринт ИФВЭ 90-139. Протвино, 1990.
- [28] Буянов В.М., Дацко В.С., Пищальников Ю.М. и др. – Препринт ИФВЭ 89-45, Протвино, 1989.
- [29] Акопян М.В. и др. – Препринт ИФВЭ 88-217, Протвино, 1988.
- [30] Барков Б.П., Катинов Ю.В., Лисин В.И. и др. – Препринт ИФВЭ 92-174, Протвино, 1992.
- [31] Барков Б.П., Катинов Ю.В., Лисин В.И. и др. – Препринт ИФВЭ 93-15, Протвино, 1993.
- [32] Гилицкий Ю.В., Козелов А.В., Михайлов Ю.В. и др. – Препринт ИФВЭ 93-10, Протвино, 1993.
- [33] Кулик А.В. и др. – Препринт ИФВЭ 85-17, Серпухов, 1985.
- [34] Козелов А.В., Лебедев А.А., Манджавидзе И.З. и др. – Препринт ИФВЭ 92-124, Протвино, 1992.
- [35] Barber D.P. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1977, 145, p. 453.
Акименко С.А., Банников А.В., Белоусов В.И. и др. – Препринт ИФВЭ 82-149, Серпухов, 1982.

- [36] Алеев А.Н., Александров Л., Баландин В.П. и др. – Препринт ОИЯИ Р1-89-434, Дубна, 1989.
- [37] Анিকেев В.Б., Жигунов В.П., Спиридонов А.А. // ЭЧАЯ, 1993, т. 24, вып. 4, pp. 989-1055
Аникеев В.Б., Попов А.В., Жигунов В.П. – Доклад на международной конференции СМСР'96, Дубна 1996.

Рукопись поступила 12 января 1998 года.

Приложение

Широкоапертурный многоячеистый черенковский счетчик

Счетчик предназначен для идентификации электронов и представляет собой цилиндрический сосуд диаметром 4 м и длиной 20 м с оптической системой для сбора черенковского света на фотоумножители. Фактически это будет дальний по пучку отрезок распадной трубы, отделенный тонкой диафрагмой. В качестве рабочего газа целесообразно использовать водород, имеющий наименьшее отношение $\rho/n - 1 = 0,6$ (для других газов эта величина в 5-10 раз больше), что даст возможность иметь достаточно “тонкий” (по количеству г/см²) счетчик. Дополнительное преимущество водорода как рабочего газа — хорошая прозрачность в ультрафиолетовой области спектра вплоть до 100 нм. В случае дискриминации электронов от мюонов и более тяжелых частиц до импульса 35 ГэВ/с давление водорода составит 0,03 атм., плотность — $\sim 2,7 \cdot 10^{-6}$ г/см³. При этом электрон излучит 68 фотонов в интервале длин волн 100-600 нм (27 фотонов в интервале 200-600 нм).

Система зеркал с алюминиевым покрытием собирает черенковский свет на ФЭУ-30, входное окно которого покрыто преобразователем спектра (50-мкм пленка из *p*-терфинала).

Адронный калориметр

Модульный адронный калориметр [36] способен одновременно измерять координаты и энергии в диапазоне 20-60 ГэВ для большого числа адронов.

Отдельный модуль представляет собой сборку-сэндвич скинтиллятор-железо размером 150 × 150 мм, помещенную в светозащитный кожух из листового железа толщиной 1,5 мм. Железные пластины толщиной 20 мм каждая в количестве 40 штук образуют поглотитель толщиной 4,7 ядерные длины. Между пластинами поглотителя установлены скинтилляторы размером 142 × 146 мм², толщиной 5 мм каждый. Для повышения светосбора каждая пластина скинтиллятора обернута алюминизированным майларом, а для улучшения светосбора ее ближний к световоду край обертывался черной лентой.

Измерение характеристик калориметра было выполнено на пучке π^- -мезонов с импульсом 37,5 ГэВ/с на сборке из 16 модулей. Энергетическое разрешение калориметра при этой энергии составляет 14,5% и следует зависимости

$$\frac{dE}{E} = \frac{0,89}{\sqrt{E}}.$$

Однородность калориметра по амплитуде суммарного сигнала и по энергетическому разрешению была проверена с использованием сцинтилляционных годоскопов и путем перемещения сборки поперек пучка. За исключением точек вблизи световода, величина суммарного сигнала постоянна с точностью 2%. При приближении к световоду амплитуда сигнала полного энерговыделения снижается на 6%. Энергетическое разрешение практически не зависит от точки попадания π -мезона в калориметр, кроме области размером 2 см около световода, где величина dE/E возрастает на 25%.

Координатная точность, усредненная по модулю, равна 20 мм, при этом она изменяется от 10 мм на стыке модулей до 25 мм в центре. С ростом энергии адрона координатная точность калориметра увеличивается.

В.В.Аммосов и др.

Поиск CP -нарушения и исследование распадов заряженных каонов на станции
мечения Комплекса меченых нейтрино. Предложение эксперимента.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 14.01.1998. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 3. Уч.-изд.л. 2,3. Тираж 150. Заказ 56. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

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

