

УДК 539.1.074

ДЕТЕКТОР ВРЕМЕНИ ПРОЛЁТА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА WA98, ЦЕРН

*В.В.Авдейчиков, В.А.Будилов, А.С.Водопьянов,
А.П.Ларичева, В.В.Мялковский, В.А.Никитин,
П.В.Номоконов, А.В.Павлюк, И.А.Руфанов*
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

М.Мартин, Х.Калешовский, Л.Росле
Женевский университет, Женева, Швейцария

Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пушке, Ю.Я.Ли
ГСИ, Дармштадт, Германия

Описан времяпролетный детектор (TOF # 1), являющийся одним из детекторов установки WA98 (ЦЕРН), предназначенной для изучения ядро-ядерных взаимодействий на пучке SPS. Вместе с трековой системой MSAC детектор TOF позволяет идентифицировать частицы по массе в интервале импульсов $1 + 5$ ГэВ/с. Детектор состоит из 480 пластиковых сцинтилляторов размерами $480 \times 32 \times 24$ мм³, каждый из которых просматривается фотоумножителями с обоих торцов. Размеры времяпролетной системы 4×2 м². Измеряются как время, так и амплитуды сигналов. Временное разрешение $\sigma = 120$ пс. Описана конструкция детектора, система лазерного контроля, процедуры калибровки и введения коррекций. Приведены иллюстрации идентификации частиц из данных, полученных в 1995, 1996 гг. в сеансах по изучению взаимодействия ядер свинца с энергией $158 \times A$ ГэВ со свинцовой мишенью.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Time-of-Flight Detector for WA98 CERN Experiment

V.V.Avdeichikov et al.

The Time-of-Flight detector (TOF # 1) used in WA98 CERN experiment is described. The goal of the experiment is to study Pb-Pb collisions at $160 \times A$ GeV beam of SPS for investigation of highly excited compressed nuclear matter. The MSAC tracking system is backed by TOF wall in order to allow particle identification, i.e., π , K , p separation in the momentum range $1.0 + 5.0$ GeV/c. The TOF wall consists of 480 plastic scintillators. The size of each scintillator is $480 \times 32 \times 24$ mm³. The PMTs are fixed at both ends of scintillators. Full size of TOF wall is 4×2 m². The time resolution is $\sigma = 120$ ps. Both time and amplitude of signals of scintillators are measured. There are described the design of the TOF wall, the laser control system, the algorithm of the calibration and finding of time corrections. There are presented the examples of particle identification taken in experiments of Pb-Pb interactions in 1995, 1996.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

частиц определить класс событий с аномальным выходом фотонов. Два плеча трековых детекторов и детекторов времени пролета с меньшим акцептансом служат для измерения импульсов и идентификации заряженных частиц обоих знаков. Сравнением отношения сечений и импульсных распределений хорошо идентифицированных частиц (π^+ , K^+ , p , \bar{p}) можно изучать степень термализации и химического равновесия возбужденной системы. Измеряя корреляционные функции тождественных адронов, можно определить размер источника испускания частиц. Сигналы калориметров MIRAC и ZDC вместе с сигналами пучковых и вето-счетчиков служат для выработки триггерных сигналов с различными величинами параметра соударения ядер. Для определения импульса заряженных адронов в эксперименте WA98 используется магнит «Goliath» с зазором 1600 мм по вертикали. Величина $B \times L = 2$ Тл·м сообщает заряженным частицам поперечный импульс около 0,6 ГэВ/с. В сеансах 1994 и 1995 работало одно трековое плечо MSAC (MultiStep Avalanche Chambers), в конце которого находилась времяпролетная система. Основная статистика получена при направлении магнитного поля, когда на MSAC отклонялись отрицательные частицы. В 1996 установка WA98 была дополнена еще одной трековой и времяпролетной системой для регистрации положительных частиц. Новая трековая система состоит из двух камер с ячеистой структурой и двух плоскостей дрейфовых трубок. Времяпролетная система в правом плече, расположенная в конце трековой системы MSAC, изготовлена в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне. В коллаборации WA98 эта система называется TOF # 1 (Time-of-Flight). Времяпролетная система, расположенная в левом плече, изготовлена в Японии и называется TOF # 2. В данной работе описывается времяпролетная система, которая работает с трековой системой MSAC, то есть TOF # 1. MSAC состоит из 6-ти многоступенчатых лавинных камер, расположенных вне магнитного поля. Первая камера находится на расстоянии 6 м от мишени. Расстояние между камерами 1,4 м. Размеры камер $1,2 \times 1,6$ м. Около 10% всех заряженных частиц от центральных столкновений проходят через апертуру камер. Измерение импульса производится с разрешением $\Delta P/P = 0,003 \times P$ (где P — в ГэВ/с). Подробное описание детекторов установки можно найти в работе [1], а описание трековой системы в работе [2]. В конце трековой системы MSAC на расстоянии около 17,6 м от мишени расположен детектор TOF # 1. Измерение времени пролета вместе с измерением импульса частиц трековой системой позволяет идентифицировать заряженные частицы по массе (π^+ , K^+ , p , \bar{p} и легкие ядра).

В 1994–1996 гг. проведены три сеанса по исследованию столкновений ядер свинца с энергией $158 \times A$ ГэВ с ядерными мишенями. Наибольшая статистика набрана на свинцовой мишени. Иллюстрации идентификации частиц, приведенные в этой работе, получены на основе экспериментальных данных сеансов 1995 и 1996 гг. на пучке Pb $158 \times A$ ГэВ.

Конструкция и характеристики времяпролетной системы WA98

Общий вид времяпролетной системы показан на рис.2. Это стенка, размером 4×2 м², состоящая из 480 пластмассовых скинтилляторов, расположенная на расстоянии 17,6 м от мишени. Она полностью перекрывает апертуру трековой системы MSAC.

Анодные сигналы используются для измерения амплитуды импульсов, а диодные сигналы — для запуска дискриминаторов, сигналы от которых являются стартовыми сигналами для измерения времени пролета. Для удобства механического крепления сцинтилляторы собраны в 20 модулей. Каждый модуль состоит из 24 сцинтилляторов, к торцам которых приклеены фотоумножители. Компактные делители высокого напряжения для питания диодов с помощью сварки соединены с ножками фотоумножителей. Фотоумножители обернуты магнитным экраном. Для уменьшения шумов на магнитные экраны подается высокое напряжение, близкое по величине к напряжению фотокатода. Сцинтилляторы с фотоумножителями закреплены на листе из оргстекла толщиной 6 мм. На этом же листе закреплены разъемы для высоковольтного питания фотоумножителей и разъемы, на которые выведены анодные и диодные сигналы. Всего на каждом модуле находятся 3 разъема для высоковольтного питания (16 каналов на каждом), 8 разъемов типа BURNDY для диодных сигналов (по 6 на каждом) и 4 разъема для анодных сигналов типа AMP (по 12 на каждом). Для высоковольтного питания фотоумножителей использовалась многоканальная система LeCroy 1440.

Дискриминаторы и схемы перекрытия выполнены в стандарте NIM. Они применялись ранее в эксперименте WA70 и подробно описаны в работе [3]. Крейты с дискриминаторами располагаются рядом с времяпролетной системой. В каждом модуле NIM находится 18 дискриминаторов. На передней панели блока дискриминаторов расположены коаксиальные разъемы NIM для выходных импульсов. Входные кабели длиной около 4-х метров подпаиваются непосредственно внутри блока. Они выходят через отверстия в задней панели блока и объединены в 3 группы по 6 кабелей. Каждая группа заканчивается разъемом BURNDY. Дискриминаторы имеют регулируемый порог от 1 до 10 мВ. В эксперименте WA98 устанавливались максимально возможные значения порогов — 10 мВ. Высокое напряжение на фотоумножителях подбиралось таким образом, чтобы сигналы от релятивистской частицы, прошедшей через середину сцинтиллятора, имели на 50 Ом анодной нагрузке амплитуду около 150 мВ. Величины высокого напряжения на фотоумножителях варьируются в диапазоне 1500 + 1800 В. Сигналы с выходов дискриминаторов и анодные сигналы по коаксиальным кабелям длиной 108 м приходят в помещение, где располагаются крейты NIM со схемами перекрытия (конверторы время — заряд) и разветвителями сигналов «общий стоп», крейты КАМАК с АЦП для измерения зарядов анодных сигналов и зарядов сигналов от схем перекрытия. Схема перекрытия («overlap units») вырабатывает сигнал постоянной стабильной амплитуды с длительно-

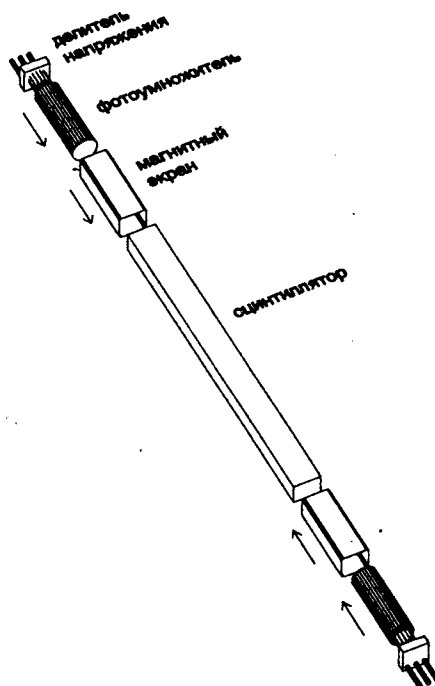


Рис.3. Один из элементов детектора времени пролета: сцинтиллятор, фотоумножители, магнитные экраны

точностью, поскольку длины кварцевых световодов не имеют строго одинаковой длины. Иногда для группы облучений наблюдается смещение на большую постоянную величину. Этот эффект проще всего объяснить неправильной записью пьедесталов в систему 2280. Процедура обновления пьедесталов обычно проводилась один раз в несколько дней.

Внутреннее временное разрешение системы времени пролета

Внутренним временным разрешением назовем временное разрешение, которое определяется фотоумножителями и электроникой при световом импульсе лазера таком же, как от частиц в сцинтиляторе. Средняя величина временного разрешения каждого канала от лазера — около 90 пс. Вклад в ухудшение разрешения вносят как фотоумножители, так и электроника (в основном, схема перекрытия). Схемы перекрытия обладают внутренним шумом, и в некоторых каналах наблюдались осцилляции, сильно ухудшающие временное разрешение. Для устранения эффекта осцилляций нами была проведена небольшая модификация схем перекрытия. Тем не менее проверка от генератора схем перекрытия показала широкий разброс их собственного временного разрешения (от 25 до 80 пс). Вклад от стартового счетчика — около 40 пс, и он может быть учтен вычитанием измеренных времен от любой пары фотоумножителей (удобно сравнить сумму и разность).

Определение временной цены канала АЦП пс/канал с помощью лазера

Для определения цены каждого канала АЦП в единицах времени (пс/канал) во всем динамическом диапазоне проводилась калибровка с помощью лазерных сигналов. В тракте сигнала «общий стоп» автоматически изменялась задержка с шагом 1 нс. Эта процедура проводилась в течение нескольких часов один или два раза за сеанс. Временные спектры от одного из фотоумножителей со сдвигом 1 нс показаны на рис.4. Для каждого канала был сделан линейный фит зависимости показаний АЦП от переменной величины задержки в динамическом диапазоне около 80 нс. Таким образом для каждого тракта определяются два параметра: сдвиг и ширина канала. Средняя ширина канала всех трактов — около 20 пс/канал. Разброс средних значений по 960 каналам $RMS \approx 1,1$ пс.

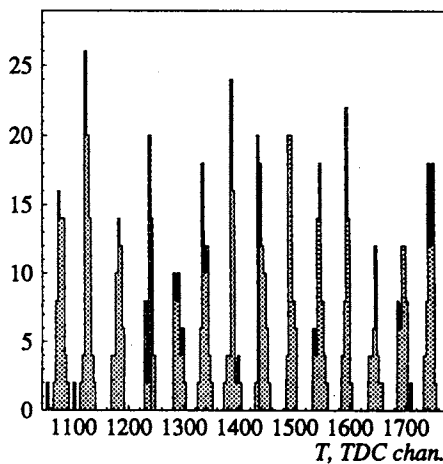


Рис.4. Временной спектр, полученный от одного из фотоумножителей при сканировании TOF лазером с шагом задержки в тракте сигнала «общий стоп» 1 нс

Как выглядят амплитуды сигналов от заряженных частиц в сцинтилляторе

Были использованы сцинтилляторы без световодов длиной 480 мм. Длина затухания в нашем случае определяется в основном качеством полировки и в меньшей степени прозрачностью сцинтиллятора. Ее величина варьируется от 500 мм до 250 мм. Амплитуда почти экспоненциально изменяется в зависимости от расстояния до фото-

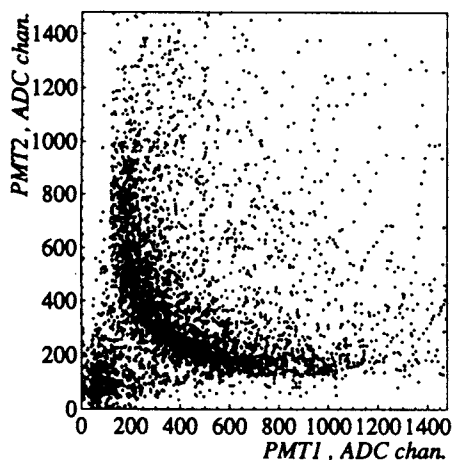


Рис.5. Распределение амплитуд сигналов от двух концов сцинтиллятора

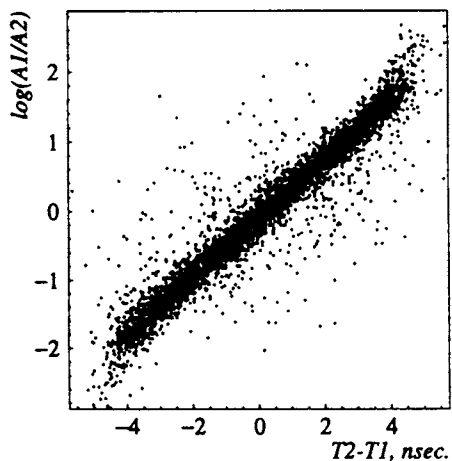


Рис.6. Двумерная гистограмма разности времен и логарифма отношения амплитуд от двух концов сцинтиллятора

катода. Распределение амплитуд сигналов от двух концов сцинтиллятора показано на рис.5. Между величиной логарифма отношения амплитуд и разностью времен прихода сигналов к противоположным концам пластика существует линейная зависимость. На рис.6 показана двумерная гистограмма этих величин для одного из пластиков, полученная во время экспозиции на пучке свинца. Из этого распределения можно оценить внутреннее разрешение системы времени пролета без учета стартового счетчика. Типичная величина разрешения — около 120 пс. Помимо сигналов от заряженных адронов в спектрах присутствуют сигналы малых амплитуд. Возможно, что это — смесь сигналов от нейтронов, гамма-квантов и дельта-электронов.

Определение Y-координаты

X-координата определяется позицией сцинтиллятора. Y-координату можно определить как по разности временных сигналов, так и из отношения амплитуд с двух концов сцинтиллятора. Распределение разности временных сигналов показано на рис.7. Длина пластика — 480 мм. На этой длине распределение по Y должно быть однородным, т.е. плоским. Для каждого пластика были набраны аналогичные спектры и получены параметры левой и правой границы распределения на уровне 1/3 от плоской вершины распределения. Y-координата вычисляется как

$y = y_0 + (t_1 - t_2) \times K$, где параметры y_0 и K — индивидуальные для каждого сцинтиллятора. Эффективная скорость распространения светового сигнала в сцинтилляторе в нашем случае — около 112 мм/нс. Она определяется как коэффициентом преломления, так и эффективным углом полного внутреннего отражения и приблизительно равна $v \approx c \times \cos(a)/n \approx c/n^2$. Поскольку не были использованы световоды, то для событий, когда частица прошла через сцинтиллятор вблизи фотокатода, эффективная скорость распространения светового сигнала до него несколько увеличивается. Эта небольшая нелинейность находится из экспериментальных спектров и корректируется при дальнейшей обработке.

Заметим, что при одновременном попадании двух частиц в сцинтиллятор, сохраняется линейная зависимость между разностью времен прихода сигналов к концам сцинтиллятора и логарифмом отношения амплитуд. При этом полученная Y -координата соответствует середине между точками попадания.

Стыковка трековой системы MSAC и системы времени пролета

На рис.8 показано двумерное распределение величин разностей между координатами проекций трека MSAC на TOF и координатами попадания частицы в TOF, определяемыми из позиции сработавшего пластика и разности времен сигналов с двух его противоположных торцов. Пространственное разрешение $\sigma_x = 17$ мм определяется размерами пластика по X -координате (33 мм). Разрешение $\sigma_y = 20$ мм определяется временным разрешением TOF и координатным разрешением трековой системы MSAC. Считаем, что трек в MSAC и сцинтилляция в TOF порождены одной частицей, если расстояние между точкой, полученной из экстраполяции трека MSAC на TOF, и точкой попадания частицы, найденной из данных TOF, меньше некоторой заданной величины (25 + 35 мм). Пространственная стыковка геометрии TOF и MSAC проводилась для каждого из 20 модулей TOF отдельно. Это позволило найти отклонения в позиции каждого модуля и внести их в описание геометрии. Величины этих отклонений не превышают нескольких мм.

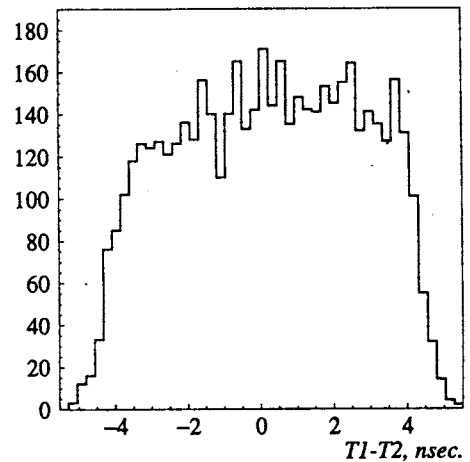


Рис.7. Распределение разности времен от двух концов сцинтиллятора

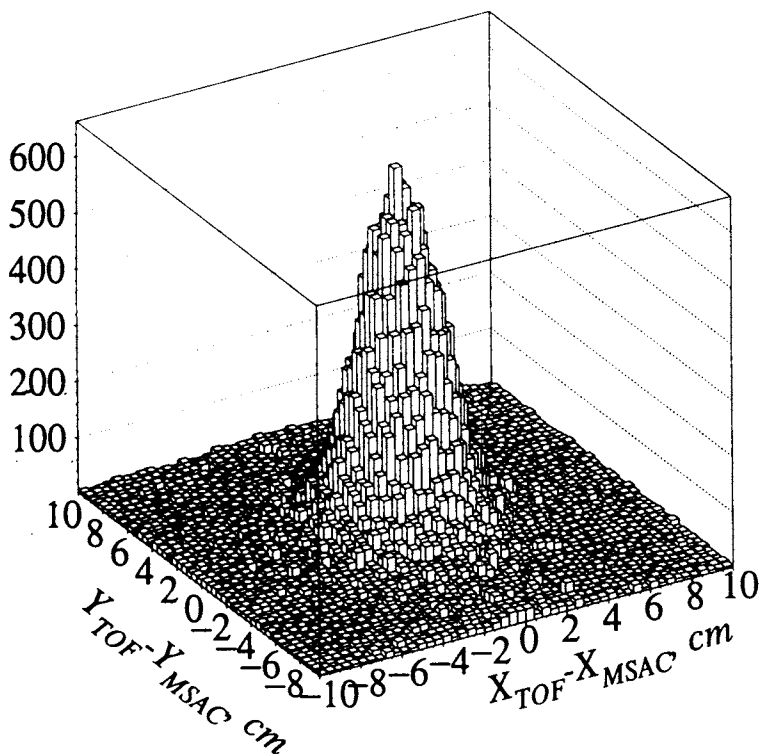


Рис.8. Распределение для разностей $X_{\text{TOF}} - X_{\text{MSAC}}$ и $Y_{\text{TOF}} - Y_{\text{MSAC}}$ координат, определенных по данным MSAC и TOF

Коррекция, связанная с величиной амплитуды сигнала

Поправка на зависимость времени срабатывания дискриминатора от амплитуды импульса существенна для малых амплитуд. Мы использовали амплитудную коррекцию, одинаковую для всех измерительных трактов

$$\Delta t = K / \text{номер канала ADC.}$$

Коэффициент «K» в этой формуле находится экспериментально так, чтобы не было зависимости от амплитуд на двумерных гистограммах

$$\{(t_{\text{up}} + t_{\text{down}}), A_{\text{up}}\} \text{ и } \{(t_{\text{up}} + t_{\text{down}}), A_{\text{down}}\}.$$

В этом выражении t_{up} , t_{down} , A_{up} , A_{down} — времена и амплитуды сигналов на верхних и нижних торцах сцинтилляторов.

Если предположить, что величина напряжения на входе дискриминатора линейно нарастает во времени, то момент срабатывания дискриминатора

$$t = t_0 + t_{\text{front}} \times \text{threshold} / \text{amplituda}.$$

Эмпирически находится параметр $K = t_{\text{front}} \times \text{threshold}$. В нашем случае получается, что для оптимальной величины параметра K и порога дискриминатора 10 мВ длительность переднего фронта импульса — около 2,5 нс, что близко к его действительному значению.

Коррекция времени, связанная с Y -координатой сцинтиллятора

Как уже упоминалось выше, мы не использовали световоды, а сцинтиллятор приклеивался оптическим эпоксидным клеем непосредственно к фотоумножителю. При прохождении частицы через сцинтиллятор ближе 3–4 см от края возрастает вклад света, распространяющегося под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения. Таким образом, у краев в направлении ближайшего фотокатода эффективная скорость распространения светового сигнала увеличивается. Чтобы ввести коррекцию на этот эффект, набираются двумерные гистограммы разности времен T_{TOF} (время, измеренное TOF) и T_{MSAC} (время пролета, вычисленное из данных MSAC в предположении, что частица — пион) $\{(T_{\text{TOF}} - T_{\text{MSAC}}), Y\}$. Y -координата берется из данных MSAC. На основании этих спектров делается коррекция времени пролета в зависимости от Y -координаты. Вес этой поправки невелик в силу того, что она имеет значимую величину не более чем для 10% попаданий в пластик.

Коррекция на медленный дрейф

Поскольку лазерный контроль охватывает как фотоумножитель пучкового стартового счетчика, генерирующего сигнал «общий стоп», так и все индивидуальные каналы, то он является эффективным средством наблюдения за медленным временным дрейфом, связанным с измерением температуры или деградацией фотоумножителей и электроники. После каждого цикла ускорения во все каналы записывается один или несколько лазерных импульсов. Таким образом можно контролировать каждый канал. В основном поправки невелики, но иногда в некоторых каналах что-то случается, чему трудно найти объяснение. В частности, большие отклонения в некоторых трактах можно объяснить сбоями при записи пьедесталов в контроллер ADC 2280. Запись пьедесталов проводится во время сеанса один раз в несколько дней. Величины дрейфа, измеренные с помощью лазера и по спектрам частиц (отслеживается дрейф центра распределения $T_{\text{TOF}} - T_{\text{MSAC}}$), показывают согласие, но, конечно, по лазерным данным дисперсия намного меньше. Для внесения коррекций на медленный дрейф для каждого канала распределения времен от лазерного сигнала в зависимости от номера облучения сглаживаются, и полученные значения заносятся в базу данных.

Абсолютная временная калибровка системы времени пролета

Окончательная калибровка каждого временного канала проводится по экспериментальной информации, полученной на основе анализа треков MSAC. На основе анализа длины трека и величины импульса вычисляем время пролета в предположении, что частица — пион и гистограммируем разности между вычисленным значением времени пролета и временем, измеренным в TOF после введения лазерной калибровки и всех вышеупомянутых поправок. Поскольку больше 90% частиц являются отрицательными пионами, то такая калибровка вполне корректна. Находим центр каждого распределения. Найденные значения помещаем в базу данных и используем в дальнейшем для нахождения времени пролета частицы для каждого трека. Итак, теперь время вычисляется как

$$t = t_{\text{las calib}} + \Delta t_{\text{slow drift}} + \Delta t_{\text{MSAC}}$$

где $t_{\text{las calib}}$ — величина, полученная из показаний ADC и приведенная по результатам лазерной калибровки к реальной временной шкале;

$\Delta t_{\text{slow drift}}$ — поправка на медленный дрейф электроники. Эта поправка определяется для каждого номера облучения;

Δt_{MSAC} — основная калибровочная поправка, полученная из сравнения времени пролета пионов по данным трековой системы MSAC и времени, измеренного в TOF.

Эта процедура требует достаточно большой статистики и несколько осложняется из-за наличия фона.

Проблема фона для абсолютной калибровки TOF

Одной из причин, ухудшающих идентификацию частиц, является неточная калибровка каналов, связанная с фоном частиц, которые дают временную отметку раньше, чем пионы, вылетевшие из мишени. Это могут быть вторичные частицы, как электроны, так и пионы, вылетающие из вещества, расположенного на пути летящих из мишени частиц. Поскольку при восстановлении трека производится экстраполяция че-

рез магнитное поле в мишень, то для частиц, вылетающих не из мишени, длина траектории и величина импульса определяются неверно. В сеансе 1995 года одним из источников такого фона была вакуумная труба для проводки непроизваимодействовавшего пучка, которая начиналась примерно в центре магнита. При выключенном магнитном поле, когда треки прямые, изображение этой трубы

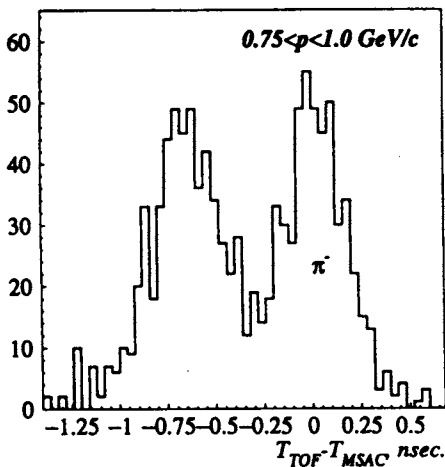


Рис.9. Разность времен, измеренных TOF и вычисленных из данных MSAC в предположении, что частица является пионом. Правый максимум относится к пионам, вылетевшим из мишени, левый — к фоновым частицам

хорошо видно. Чтобы избежать ошибок, связанных с фоном, процедура калибровки на пионы делается следующим образом. Для каждого сцинтиллятора набирается гистограмма разности между временем, измеренным TOF, и временем, вычисленным по данным MSAC, в предположении, что все частицы — пионы и вылетают из мишени. Пример такого распределения показан на рис.9. Полученное распределение фитируется суммой двух гауссовских распределений. Величины центров пика, которые относятся к пионам, вылетевшим из мишени, заносятся в базу данных и используются в дальнейшем анализе.

Описание процедуры вычисления времени пролета

Суммируя все вышесказанное, перечислим кратко, как из показаний ADC вычисляется время пролета.

1) Переводим показания ADC в реальную временную шкалу, используя параметры, полученные при сканировании всех трактов лазерным сигналом с шагом 1 нс.

2) Вводим коррекцию, связанную с зависимостью от амплитуды сигнала.

3) Добавляем поправку, связанную с макровременем. Для каждого тракта и каждого номера облучения эти величины находятся как сдвиг временной позиции лазерного репера, усредненный в каждом облучении.

4) Вычисляем полусумму времен с обоих концов сцинтиллятора и вводим коррекцию, связанную с изменением скорости распространения сигнала у концов сцинтиллятора.

5) Добавляем поправку, найденную из калибровки на пионы при сравнении времен, вычисленных из данных MSAC и измеренных TOF.

Иллюстрации идентификации частиц

Приведем иллюстрации идентификации частиц на основе экспериментального материала, полученного при взаимодействии ядер свинца с энергией $158 \times A$ ГэВ со свинцовой мишенью в сеансах 1995, 1996 гг. После нахождения соответствия трека в MSAC и сцинтилляции в TOF для каждого трека известны величина импульса, длина траектории от мишени до попадания в TOF и время пролета. Из этих величин определяется масса частицы. На рис.10 показаны двумерные гистограммы времени пролета в зависимости от величины импульса, определяемого трековой системой. Приведены данные как для положительных, так и для отрицательных частиц, полученные при противоположных знаках магнитного поля. Время пролета для всех треков приведено к одной длине траектории 17,6 м.

Недостатки, замеченные в работе TOF

Основным обнаруженным дефектом работы TOF являются перекрестные наводки канала на канал. Они вызваны неудачным выбором разъемов (BURNDY) для соединения диодных выходов с входами дискриминаторов. В разъеме проходит несколько см незэкранированного тракта, и этого оказалось достаточным для того, чтобы вызвать срабатывание дискриминатора в соседнем канале, начиная с какой-то величины амплитуды. При этом величина амплитуды, измеряемая в анодном тракте, остается нулевой.

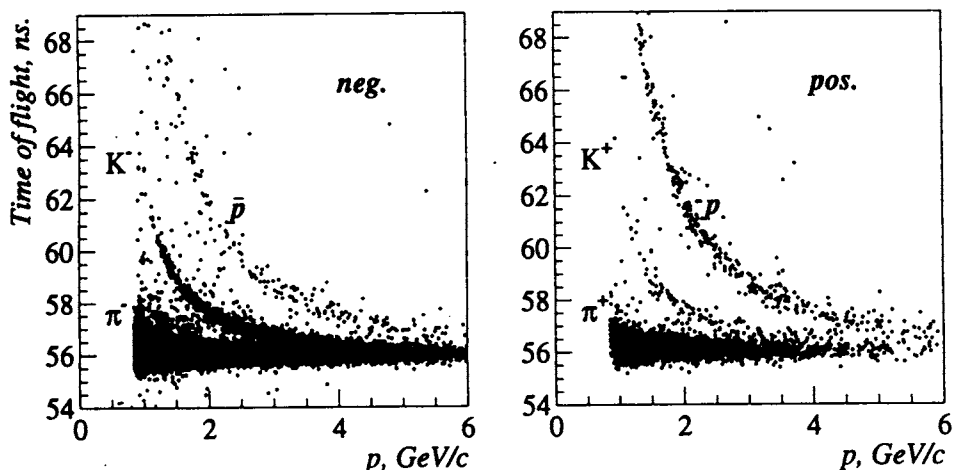


Рис.10. Распределение времени пролета в зависимости от импульса. Распределения для отрицательных и положительных частиц получены при противоположных знаках магнитного поля магнита «Goliath»

Низкие пороги 10 мВ (которые максимальны для данной системы) фактически были еще ниже из-за шумов, смещающих базовую линию на входе дискриминаторов. Особенностью этой наводки является то, что она вызывает срабатывание соседнего дискриминатора с задержкой примерно на 8 нс. Таким образом, мы имеем искажение информации для медленных частиц, если в соседний канал попала какая-то частица. Этот эффект довольно легко учесть, но он приводит к потере статистики около 15%.

Заключение

Авторы выражают благодарность академику А.М.Балдину за поддержку работы, коллективам химиков Лаборатории высоких энергий и Лаборатории ядерных проблем за варку сцинтиллятора, коллективу экспериментальных мастерских Лаборатории высоких энергий за большую работу по механической обработке сцинтиллятора, П.К.Маньякову за консультации по модификации электроники, а также всему коллективу эксперимента WA98, и прежде всего А.Прзыбыла за большую помощь в монтаже и эксплуатации системы времени пролета.

Литература

1. CERN/SPSLC 91-17, SPLC/P260, May, 1991; Peitzmann T. et al. — Nucl. Phys., 1996, v.A610, p.200.
2. Angelis A.L.S. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.A566, p.605.
3. Bonesini M. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1988, v.A263, p.325; 1988, v.A264, p.205.

Рукопись поступила 5 марта 1997 года.