

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Физико-механический факультет

Кафедра экспериментальной ядерной физики

Диссертация допущена к защите
Зав. кафедрой

_____ Я.А. Бердников

«___» _____ 2009 г.

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
МАГИСТРА

Тема: **Исследование рождения Σ^- -гиперонов
в реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ на спектрометре АНКЕ**

Направление:

553100 – Техническая физика

Магистерская программа:

553113 – Прикладная ядерная физика

Выполнил студент гр. 6051/1

Е.Н. Шиков

Руководитель, к.ф.-м.н.

В.П. Коптев

Консультант:

по вопросам охраны труда, к.т.н., доц.

В.В. Монашков

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Page
ГЛАВА 1. Введение.	6
ГЛАВА 2. Рождение странных барионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях вблизи порога их образования.	8
ГЛАВА 3. Постановка эксперимента.	10
3.1 Ускоритель COSY.	10
3.2 Спектрометр ANKE.	12
3.3 Пробежные телескопы.	17
3.4 Передняя детекторная система ANKE	19
3.5 Пропорциональные камеры	22
3.6 Спектаторный полупроводниковый детектор	24
ГЛАВА 4. Обработка экспериментальных данных	26
4.1 Критерии отбора K^+ -мезонов в боковом детекторе	26
4.2 Критерии отбора частиц в переднем детекторе	30
4.2.1 Полиномиальный метод.	31
4.2.2 Трассировка методом Рунге-Кутты.	32
4.2.3 Критерии подавления фона.	33
4.3 Критерии отбора $K^+ - p$ корреляций	37
4.4 Критерии отбора протонов в спектаторном полупроводниковом детекторе	41
4.5 Алгоритм отбора событий и идентификация реакций.	44
ГЛАВА 5. Охрана труда	50
ГЛАВА 6. Заключение.	55

СПИСОК ИЛЛЮСТРАЦИЙ

3.1	Ускоритель COSY.	11
3.2	Спектрометр ANKE.	14
3.3	Структурная схема считывания одного канала.	16
3.4	Схема пробежного телескопа.	18
3.5	Схема регистрации частиц в переднем детекторе ANKE.	20
3.6	Схематический вид годоскопа сверху. Числа под счётчиками обозначают ширину в мм.	21
3.7	Структура модуля MWPC. 1 – дрейфовый электрод; 2 – стержни; 3 – анодные проволоки; 4 – лавсановая катодная плёнка со полосами; 5 – плёнка с высоким сопротивлением.	23
3.8	Структура спектрометрического телескопа.	25
4.1	Индивидуальные распределения по времени пролета между стоповым счётчиком в составе телескопа 15 и стартовыми счётчиками. Спектры измерены при импульсе пучка 2915 МэВ/с.	29
4.2	Времяпролетный спектр, просуммированный по всем старт-стоповым комбинациям.	30
4.3	Распределение по вертикальному углу, суммированное по всем телескопам.	31
4.4	Подавление фона с помощью параметров вертикальной проекции трека.	34
4.5	Координаты трека на выходном окне D2. Вертикальные прямые показывают границы выходного окна D2. Накладываемые ограничения выходят на 2 см за эти границы.	35
4.6	Корреляция Y-координаты трека в районе мишени и X-координаты на выходном окне D2.	35
4.7	Импульсный спектр частиц, зарегистрированных в переднем детекторе.	36

4.8	Зависимость разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер(по вертикальной оси) и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков(по горизонтальной оси) для комбинации 10-го счетчика в боковом детекторе и 5-го счетчика в переднем детекторе для энергии пучка 2915 МэВ/с	38
4.9	Зависимость разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер(по вертикальной оси) и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков(по горизонтальной оси), просуммированная по всем комбинациям.	40
4.10	Проекция на K^+p -дорожку зависимости разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков, просуммированная по всем комбинациям счетчиков бокового детектора и счетчиков первой плоскости в переднем детекторе.	41
4.11	Зависимость энерговыделения в первом детекторе от энерговыделения во втором детекторе.	42
4.12	Импульсный спектр частиц, зарегистрированных в спектаторном детекторе.	43
4.13	Изменение распределения по времени пролета в процессе применения резок.	45
4.14	Распределение по недостающей массе в процессе $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$, суммированное по двум импульсам пучка, 2915 МэВ/с и 3015 МэВ/с. . .	46
4.15	Энергия возбуждения для событий после резки, указанной стрелками на рис. 4.14 для каждой энергии возбуждения.	47
4.16	Распределение по недостающей массе для событий, имеющих энергию возбуждения в определенном диапазоне.	48

СПИСОК ТАБЛИЦ

2.1	Данные по сечениям нуклон-нуклонных взаимодействий с рождением лёгких гиперонов.	8
3.1	Параметры MWPC	24
5.1	Оптимальные параметры микроклимата	51

ГЛАВА 1 ВВЕДЕНИЕ.

В данной работе рассматриваются протон-нейтронные взаимодействия. Характерной сложностью для наблюдения таких процессов является проблема создания нейтронной мишени или пучка. Нейтронную мишень создать весьма затруднительно, а нейтронные пучки обладают слишком большим энергетическим разбросом и малой интенсивностью. Типичным решением этой проблемы является использование дейтронной мишени либо дейтронного пучка. В данной работе используется дейтронная кластерная мишень и протонный пучок.

Объясняется это вот какими соображениями. Энергия связи дейтона составляет примерно 2,2 МэВ. Если сравнить ее с массами нуклонов, из которых он состоит (порядка 939 МэВ), можно сделать вывод, что дейтон является очень слабо связанным объектом. Такой вывод можно сделать также из того, что, хотя диаметры протона и нейтрона примерно равны 1 фм, диаметр дейтона составляет 4,3 фм. То есть нуклон в дейтоне можно с хорошей точностью считать эквивалентным свободным нуклону. Такое приближение называется "спектаторной моделью".

Таким образом, ситуация сводится к следующему: пучковый протон налетает на дейтрон и взаимодействует только с нейтроном внутри него. Оставшийся протон вылетает с импульсом, равным по величине и противоположным по направлению импульсу нейтрона (если рассматривать в лабораторной системе отсчета, где мишень покоится).

Дальше встает задача регистрации конечных частиц и определения четырехимпульса начального состояния системы. В реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ одна из частиц, Σ^- , не регистрируется в спектрометре. Т.е, чтобы полностью определить начальное состояние системы и определить наличие канала $pK^+\Sigma^-$, необходимо детектировать описанный выше "спектаторный" протон и измерить его импульс. Выделение Σ^- производят с помо-

пью распределения по потерянной массе. Затем вычисляется четырехимпульс начального состояния по формуле:

$$P^{\text{нач}} = P^{\text{cosy}} + P^{\text{мишень}} - P^{\text{спектатор}}$$

где P^{cosy} , $P^{\text{мишень}}$ и $P^{\text{спектатор}}$ – четырехимпульсы, соответственно, ускорителя, мишени и частицы, зарегистрированной в спектаторном детекторе.

Отсутствие экспериментальных данных по данной реакции объясняется тем, что раньше на подобных установках не было инструментов для регистрации "спектатора". Эта задача была успешно решена на спектрометре ANKE путем введения дополнительного спектаторного полупроводникового детектора, расположенного в камере мишени.

Цель работы.

Целью работы являлась оценка возможности исследования реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ при малых энергиях возбуждения на спектрометре ANKE на ускорителе COSY.

Научная новизна

Данная работа представляет собой фундамент для измерения в будущем сечения реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$, данных о котором в настоящий момент не существует.

ГЛАВА 2

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ БАРИОНОВ В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ВБЛИЗИ ПОРОГА ИХ ОБРАЗОВАНИЯ.

Рождение странных барионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях изучалось многие годы на различных экспериментальных установках. За это время были исследованы реакции $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$, $pp \rightarrow pK^+\Lambda$, $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$, $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$. В таблице 2.1 приведены сечения, полученные для этих реакций, а также статьи, в которых они приводятся.

Таблица 2.1: Данные по сечениям нуклон-нуклонных взаимодействий с рождением лёгких гиперонов.

Реакция	Q, МэВ	σ , нб	Установка	Публикация
$pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$	$13,8 \pm 0,5$	$34,9 \pm 6,5$	COSY-11	[15]
	$15,9 \pm 0,9$	$46,8 \pm 6,4$	COSY-11	[15]
	$20,3 \pm 0,7$	78 ± 14	COSY-11	[15]
	$29,9 \pm 0,5$	125 ± 32	COSY-11	[15]
	$39,7 \pm 1,0$	196 ± 33	COSY-11	[15]
	$59,1 \pm 0,5$	482 ± 144	COSY-11	[15]
	$2,8 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,5$	COSY-11	[21]
	$5,5 \pm 0,4$	$5,7 \pm 0,8$	COSY-11	[21]
	$7,5 \pm 0,4$	$8,6 \pm 2,1$	COSY-11	[21]
	$8,0 \pm 0,4$	$9,7 \pm 2,0$	COSY-11	[21]
	$11,1 \pm 0,4$	$17,5 \pm 3,8$	COSY-11	[21]
	$10,3 \pm 0,4$	$12,8 \pm 2,4$	COSY-11	[21]
$13,0 \pm 0,4$	$20,1 \pm 3,0$	COSY-11	[21]	

Рождение странных барионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях
вблизи порога их образования.

Реакция	Q, МэВ	σ , нб	Установка	Публикация
$pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$	161	$(6,9 \pm 0,2) 10^3$	COSY-TOF	[14]
$pp \rightarrow pK^+\Lambda$	$13,9 \pm 0,5$	630 ± 79	COSY-11	[15]
	$13,9 \pm 0,5$	630 ± 79	COSY-11	[15]
	$16,9 \pm 0,7$	727 ± 57	COSY-11	[15]
	$20,2 \pm 0,7$	1011 ± 99	COSY-11	[15]
	$30,1 \pm 0,7$	1366 ± 247	COSY-11	[15]
	$39,7 \pm 1,1$	2118 ± 266	COSY-11	[15]
	$59,3 \pm 0,5$	3838 ± 624	COSY-11	[15]
	$8,6 \pm 0,4$	344 ± 41	COSY-11	[21]
	$10,9 \pm 0,4$	385 ± 27	COSY-11	[21]
	$13,2 \pm 0,4$	505 ± 33	COSY-11	[21]
	2	$8,2 \pm 1,8$	COSY-TOF	[16]
	55	$(2,7 \pm 0,3) 10^3$	COSY-TOF	[17]
	138	$(12,0 \pm 0,4) 10^3$	COSY-TOF	[17]
	85	$(7,4 \pm 0,5) 10^3$	COSY-TOF	[18]
	115	$(8,6 \pm 0,6) 10^3$	COSY-TOF	[18]
171	$(16,5 \pm 0,4) 10^3$	COSY-TOF	[18]	
$pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$	13	$(4,56 \pm 0,94 \pm 2,7) 10^3$	COSY-11	[19]
	60	$(44,8 \pm 10,7 \pm 15,2) 10^3$	COSY-11	[19]
	129	$(2,5 \pm 0,6 \pm 0,4) 10^3$	COSY-ANKE	[20]

Г

Однако, как и упоминалось выше, сечение реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ до сих пор не было измерено. Поэтому было бы интересно определить его с точностью хотя бы 20 %.

ГЛАВА 3

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Исследование реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ проводилось на спектрометре ANKE, расположенном в одной из прямых секций ускорительно-накопительного кольца COSY-Jülich (Германия). Непрерывно циркулирующий в кольце ускорителя высокоинтенсивный пучек протонов взаимодействовал с водородной или дейтеривой кластерной мишенью. Продукты реакции отклонялись полем спектрометрического магнита и регистрировались детекторными системами установки, состоящими из сцинтилляционных счетчиков и многопроволочных камер. Использование быстрого корреляционного времяпролетного триггера позволило подавить фоновые процессы, сократить поток записываемой информации и тем самым существенно уменьшить мертвое время системы. Дальнейшая обработка информации о зарегистрированных событиях проводилась при помощи программы RootSorter, позволяющий с помощью различных критериев идентифицировать частицы, выделять события из интересующих реакций, восстанавливать энергетические, импульсные и угловые спектры частиц, а также распределения по недостающим и инвариантным массам систем частиц.

3.1 Ускоритель COSY.

Схема ускорителя COSY (**Cooler Synchrotron**) [1] представлена на рисунке 3.1. Ускоритель является протонным синхротроном с накоплением ускоренного пучка вакуумной камере ионно-оптического кольца. В качестве инжектора и предускорителя используется циклотрон JULIC.

В настоящее время на синхротроне могут быть получены внутренние и выведенные пучки как неполяризованных, так и поляризованных протонов и дейтронов, с импульсом частиц в диапазоне от 294 до 3700 МэВ/с. В

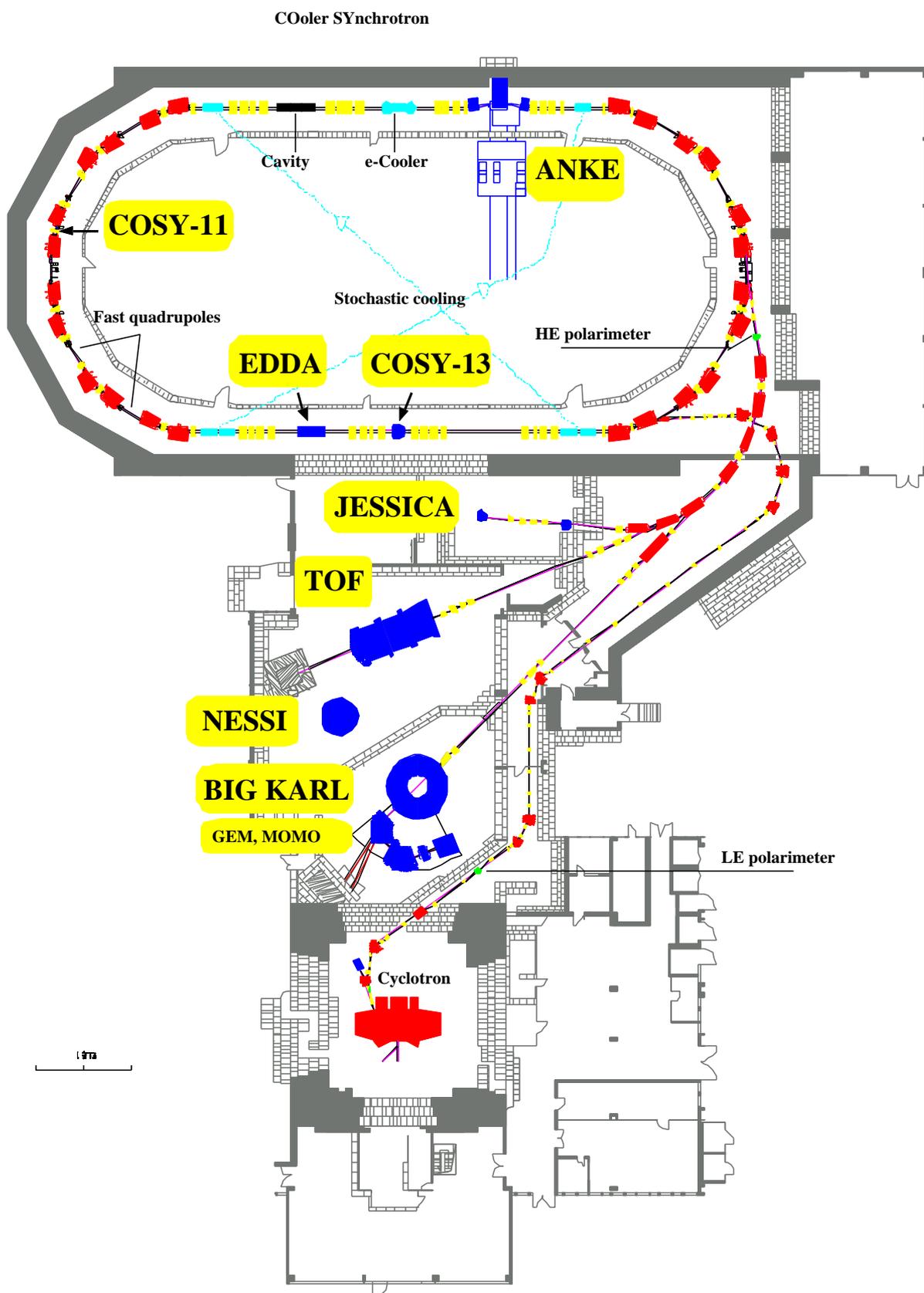


Рис. 3.1: Ускоритель COSY.

описываемом эксперименте использовался режим работы с двумя значениями импульсов частиц, 2915 МэВ/с и 3015 МэВ/с, циклически меняющимися. Ускоритель оснащен системой электронного охлаждения, применяемой для пучков с импульсом до 615 МэВ/с, и стохастического охлаждения, применяемой свыше 1500 МэВ/с. Монохроматичность пучка составляет $\Delta p/p \approx 10^{-4}$, а его диаметр равен 3 мм. Максимально достигнутая интенсивность пучка $\sim 6 \times 10^{10}$ накопленных в кольце частиц.

3.2 Спектрометр ANKE.

Магнитный спектрометр заряженных частиц ANKE (Apparatus for Nucleon and Kaon Ejectiles) [2] расположен на одной из прямых секций ускорителя. Он был разработан и создан в рамках международного сотрудничества научных работников в период с 1991 по 1997 годы и был введен в работу в 1998 году. Изначально он использовался для изучения подпороговых К-мезонов в протон-ядерных взаимодействиях, сечения рождения которых на шесть порядков меньше, чем сечения сопутствующих процессов, что наложило на организацию эксперимента следующие требования:

- высокая светимость,
- высокая степень и эффективность подавления фона,
- возможность регистрации нескольких частиц одновременно,
- селективный триггер, позволяющий осуществлять предварительный отбор полезных событий,
- максимально возможный угловой захват.

Система магнитов спектрометра включает в себя дипольные магниты D1, D2 и D3. D1 отклоняет циркулирующий пучок COSY на угол α и

направляет его на мишень, расположенную между магнитами D1 и D2. Большой спектрометрический магнит D2 служит для измерения импульсов вторичных частиц, вылетающих вперед (включая 0°). Он отклоняет пучок на угол -2α , а магнит D3, идентичный D1, возвращает пучок на орбиту COSY, отклонив его на угол α . Использование разных сочетаний величины магнитного поля и угла α позволяет проводить измерения во всем диапазоне импульсов пучка, обеспечиваемом ускорителем. Магнитное поле в D2 было измерено с точностью $\Delta B < 10^{-3}$ Т на пространственной решетке, покрывающей апертуру магнита и значительное пространство вне ее. Кроме того, это поле, а также поля магнитов D1 и D3, в более широких пределах и с такой же точностью, были рассчитаны с помощью программного пакета MAFIA.

В описываемом эксперименте использовалась дейтериевая кластерная мишень. Типичный диаметр струи мишени не превышает 10 мм, а максимальная плотность составляет 10^{14} атомов/см² [3, 4]. Струя кластеров, проходящая через вакуумную трубу COSY, не окружена стенками, поэтому вторичные частицы попадают в вакуумную камеру D2, не испытав дополнительного рассеяния, что важно как для импульсного разрешения спектрометра, так и для фоновых условий. Размер области перекрытия струи и пучка определяется размером и положением пучка и ухудшает импульсное разрешение в допустимых пределах.

Основные детекторные системы ANKE показаны на рисунке 3.2.

Передний (FD), боковой (SD) и задний (BD) детекторы предназначены для регистрации положительно заряженных вторичных частиц.

Боковой детектор состоит из пробегных телескопов и Side Wall-детектора. Диапазон импульсов вылетающих вперед частиц, регистрируемых в телескопах, составляет (150 – 600) МэВ. Они подробно описаны ниже. Side Wall используется для регистрации положительно заряженных частиц в диапазоне импульсов от 600 до 1000 МэВ/с, включает в себя два слоя по 6 сцинтилляционных счетчиков (BC408, *Bicron*). Размеры сцин-

тилляторов: высота – 1000 мм, ширина – 100 мм, толщина – 10 мм. В данной работе этот детектор не использовался.

Частицы с более высокими импульсами попадают в аксептанс переднего детектора. Он способен регистрировать частицы в широком диапазоне импульсов от 400 МэВ/с (т.е. импульсные аксептансы переднего и бокового детекторов частично перекрываются). Передний детектор подробнее описан ниже.

Задний детектор предназначен для регистрации вторичных частиц, испущенных под углами, близкими к 180° , а боковой ND — для вылетающих вперед отрицательно заряженных частиц в диапазоне импульсов от 120 до 1000 МэВ/с. В данной работе эти детекторы не использовались.

Детекторная система АНКЕ также включает телескоп полупроводниковых счётчиков (спектаторный детектор СД), установленный в мишенной камере. Телескоп использовался для изучения реакций на дейтроне как эффективной нейтронной мишени. Этот детектор также подробнее рассматривается ниже.

Практически во всех детекторных системах (FD,SD,ND) используются сцинтилляционные счетчики. Все они имеют радиаторы из пластического сцинтиллятора, просматриваемого с двух сторон ФЭУ. Для получения точной временной информации с верхнего и нижнего ФЭУ используются специальные формирователи со следящим порогом, дающие величины T_u и T_b . Поскольку последние зависят от вертикальной координаты частицы, а их сумма является постоянной величиной, для измерения времени пролета используется сигнал T_m от устройства временной привязки к середине изменяющегося интервала (так называемый *mean-timer*). Таким образом, для каждого счетчика регистрируются амплитуды Q_u и Q_b и времена T_u , T_b и T_m при наличии сигнала триггера. Структурная схема одного канала изображена на рисунке 3.3. В дополнение к этому из разности времен ФЭУ может извлекаться информация о вертикальной координате (разрешение порядка 30 мм для стоповых счетчиков).

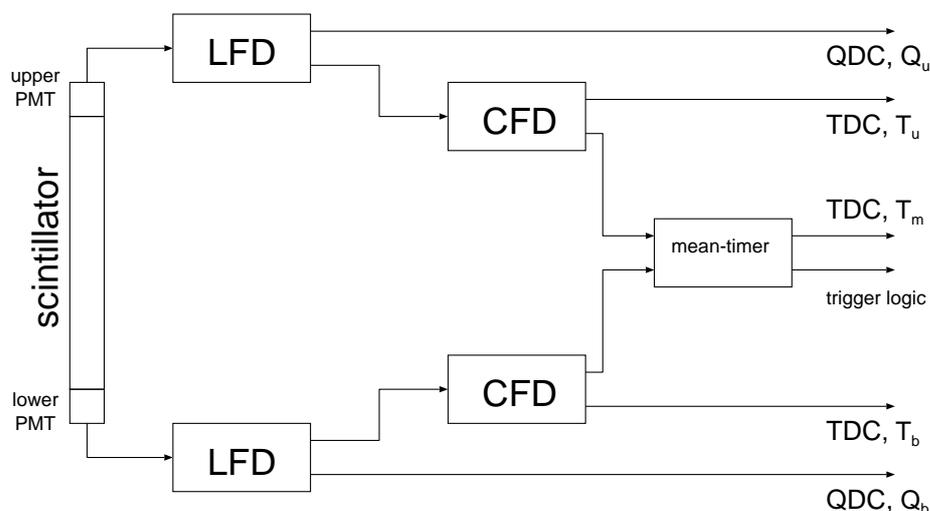


Рис. 3.3: Структурная схема считывания одного канала.

При наборе данных, представленных в данной работе, использовался быстрый триггер предварительного отбора событий, который вырабатывался при одновременном срабатывании переднего детектора и спектрометрического детектора (условия выработки триггера в этих детекторах рассмотрены ниже). Данный быстрый триггер вырабатывал временное окно длительностью 100 нс, в которое попадают временные и амплитудные сигналы со всех подсистем спектрометра, сигналы со всех пропорциональных камер, а также информация с мониторов, позволяющих осуществлять относительное мониторирование взаимодействия пучка с мишенью (монитор организован совпадением стоповых счетчиков $2 \div 5$, смотрящих прямо на мишень).

Многокрейтовая система сбора данных поддерживает электронные системы типа CAMAC, Fastbus и VME. Она рассчитана на работу при относительно высокой частоте входных триггеров и размере события, не превышающем 5 кбайт. При полной загрузке 10^4 триггеров в секунду, $\sim 50\%$ событий может быть записано на ленту, а среднее время считывания одного события составляет $\sim 100\mu$ сек. Детекторные системы считываются

параллельно при помощи INTEL—совместимых персональных компьютеров, работающих под управлением UNIX (NetBSD). Данные передаются в кластерах под-событий по Fast-Ethernet сети для построения события и записываются на магнитную ленту с использованием быстрого устройства записи DLT, либо на жесткий диск. Для обеспечения корректного построения событий, каждая система считывания использует синхронизационный модуль.

Система сбора данных позволяет одновременно с записью передавать копию данных по компьютерной сети для анализа. Для on-line контроля параметров детекторной системы использовалась программа, написанная на C++. Для вывода спектров использовались программные пакеты RAW++ и ROOT. Контролируемые спектры включали в себя амплитудные и временные распределения в каналах всех счетчиков годоскопа, распределения проволочных и стриповых кластеров в пропорциональных камерах и оценку эффективности камер. Кроме того, в режиме реального времени была также доступна информация о частоте входных и выходных триггеров. Данные были записаны блоками (gun), содержащими $\sim 10^6$ событий каждый, на магнитную ленту, или жесткий диск. Во время измерений каждого блока систематически контролировались рабочие параметры кластерной мишени и интенсивность протонного пучка.

3.3 Пробежные телескопы.

Детектор низкоимпульсных положительно заряженных частиц включает в себя 15 пробежных телескопов (PDS Telescopes на рисунках 3.2 и 3.4), расположенных в фокальной плоскости магнита D2 перпендикулярно траектории частиц, покидающих мишень под углом $\theta = 0^\circ$. Диапазон импульсов частиц, регистрируемых в телескопе, определяется шириной счетчиков (100 мм) и дисперсией магнита. Частицы попадающие из мишени в в один из сегментов, обладают одинаковым импульсом в пределах 5%. Ча-

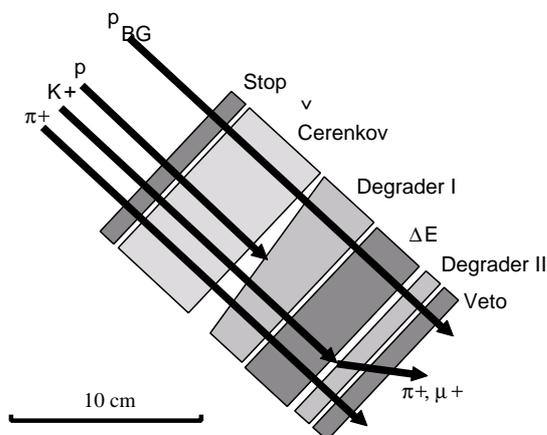


Рис. 3.4: Схема пробежного телескопа.

стицы разного сорта (при одинаковом импульсе) имеют разные скорости и пробеги в веществе, что используется для их идентификации. Каждый из телескопов состоит из:

- стоповых счетчиков с пластиковым сцинтиллятором толщиной 10 мм и шириной 100 мм для времяпролетных измерений. Высота счетчиков адаптирована под вертикальный захват магнита и варьируется от 520 мм до 1000 мм.
- ΔE -счетчиков с изменяющейся в интервале от 5 до 50 мм толщиной (остальные размеры как для стоповых счетчиков).
- вето-счетчиков толщиной 10 мм
- двух пассивных поглотителей, изготовленных из меди, для оптимизации энергетических потерь в ΔE -счетчиках, разделения частиц по пробегам и компактности детектора вблизи фокальной плоскости.
- счетчиков для регистрации черенковского излучения (в данной работе не использовались) с радиатором из органического стекла (начиная с 9-го телескопа).

В качестве материалов для сцинтилляционных счетчиков использовался сцинтиллятор BC408, *Vicron*. Телескопы работают на совпадение с 23-мя сцинтилляционными стартовыми счетчиками (TOF-start на рисунке 3.2) (старт измерения времени пролета), расположенными вблизи выходного вакуумного окна (500 мкм алюминия). Каждый из счетчиков имеет угловой аксептанс от 2° до 6° в зависимости от импульса частицы. Их толщина выбрана как компромисс между световыходом и многократным кулоновским рассеянием. Она увеличивается от 0.5 мм до 2 мм с ростом импульса. Высота и ширина счетчиков соответственно равна 270 мм и 50 мм (сцинтиллятор PILOT-U, *Nuclear Enterprises*). Для восстановления импульса и угла вылета частиц используются две многопроволочные пропорциональные камеры (PDS MWPC на рисунке 3.2) с чувствительными областями 350×1300 и 600×1960 мм². Первая камера расположена непосредственно за стартовыми счетчиками. Камеры имеют по три чувствительные плоскости, что вместе с межпроволочным расстоянием 2.54 мм определяет точность восстановления импульса $\Delta p/p \sim 3\%$.

3.4 Передняя детекторная система ANKE

На рисунке 3.5 представлены части спектрометра ANKE: кластерная мишень, магнит D2 и передняя детекторная система. Последняя включает в себя три многопроволочных пропорциональных камеры (MWPC 1–3), две плоскости годоскопа сцинтилляционных счётчиков и годоскопа черенковских счётчиков, обозначенных на Рис. 3.5 как "Scintillation hodoscope" и "Cherenkov hodoscope", соответственно.

Как показано на схеме, протоны, испущенные при взаимодействии пучка с мишенью, пересекают вакуумную камеру D2 и покидают её через тонкое (толщиной 0,5 мм) алюминиевое выходное окно (exit window). После этого частицы регистрируются пропорциональными камерами и годоскопом сцинтилляционных счётчиков.

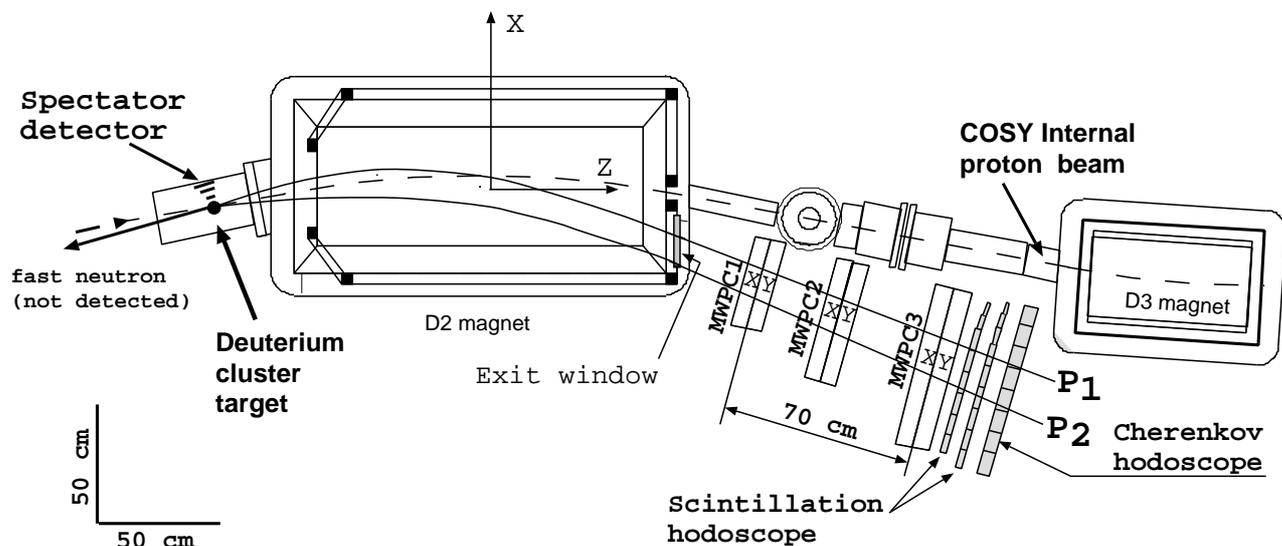


Рис. 3.5: Схема регистрации частиц в переднем детекторе ANKE.

MWPC используются для восстановления треков вторичных частиц после магнита и последующего восстановления 3-х импульсов частиц.

Годоскоп черенковских счётчиков, также обозначенный на рисунке 3.5, предназначен для разделения протонов и дейтронов с импульсами около 2 ГэВ/с. Такое разделение необходимо в экспериментах по изучению рождения ω и a^0 – мезонов [5, 6]. В данном эксперименте черенковские счётчики не использовались.

Сцинтилляционный годоскоп предназначен для выработки триггерного сигнала, измерения энергетических потерь и, в случае регистрации нескольких вторичных частиц, для измерения разности времён пролёта от мишени до счётчиков. Годоскоп состоит из двух плоскостей вертикально ориентированных сцинтилляционных счётчиков. Первая, ближняя к D2 (рис. 3.5) плоскость (А), образована восемью, а вторая (В) — девятью счётчиками. Счётчики плоскости В сдвинуты на половину ширины счётчика по отношению к плоскости А, как изображено на рисунке 3.6. Высота всех счётчиков равна 36 см, а ширина, для большинства счётчиков равная 8 см, постепенно уменьшается до 4 см при приближении к пучку ускорителя. Уменьшение ширины сделано для выравнивания загрузки счётчиков.

Постановка эксперимента.

Толщина равна 2 см для счётчиков шириной 8 см и 1,5 см для остальных.

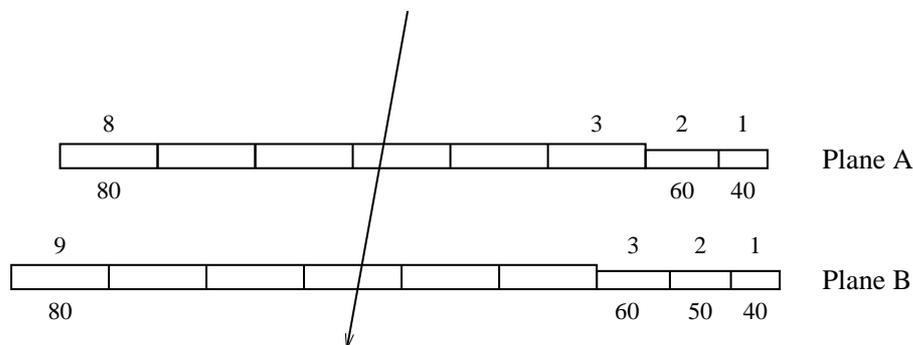


Рис. 3.6: Схематический вид годоскопа сверху. Числа под счётчиками обозначают ширину в мм.

Временное разрешение счётчиков, измеренное в эксперименте, равно $\sigma = 100 \div 150$ пс, где нижний предел относится к толстым счётчикам. Временной сигнал может быть использован для измерения разности времён пролёта двух зарегистрированных частиц в случае использования годоскопа в совпадении с другим детектором или попадания двух частиц в разные счётчики годоскопа.

Используя временную информацию с верхнего и нижнего концов счётчика, можно восстановить вертикальную координату Y зарегистрированной частицы. Пространственное разрешение по этой координате составляет $\sigma_y = 1$ см для толстых и 2,3 см для тонких счётчиков. Полученная таким образом Y -координата вместе с горизонтальной координатой, определяемой с точностью, равной половине ширины счётчика, задают первоначальный коридор поиска трека в пропорциональных камерах.

Триггерный сигнал в переднем детекторе формируется при одновременном срабатывании хотя бы одной комбинации, состоящей из счётчика из плоскости А и счётчика из плоскости В, стоящего за ним. Счётчики расположены в шахматном порядке, т.е. за каждый счётчик из плоскости А перекрывает два счётчика из плоскости В, например 2 из А перекрывает 2 и 3 из В (см. рис. 3.6).

3.5 Пропорциональные камеры

Передний детектор расположен между спектрометрическим магнитом D2 и выходным диполем магнитной системы ANKE D3 (рис. 3.5). Доступное пространство здесь чрезвычайно ограничено: расстояние между диполями составляет 1,6 м, а дистанция от вакуумной трубы ускорителя до бокового детектора ANKE (рис. 3.2) примерно равна 0,7 м. Такое положение выдвигает жёсткие требования к трековой системе. В связи с близостью к пучку ускорителя, она должна быть способной работать при довольно высоких ($> 10^5 \text{ с}^{-1}$) загрузках. К тому же, из-за малого расстояния между MWPC, трековые координаты должны измеряться с высокой (не хуже 1 мм) точностью. Кроме того, во многих экспериментах на ANKE требуется регистрация вторичных частиц с высоким импульсом, испущенных под малыми углами. Такие частицы пересекают детектор вблизи вакуумной трубы ускорителя и, следовательно, ширина рамки MWPC должна быть минимизирована с этой стороны.

Для обеспечения этих требований были разработаны многопроволочные пропорциональные камеры [7,8] с малым расстоянием между анодом и катодом, использующие быструю газовую смесь $CF_4 + \text{iso-}C_4H_{10}$. Анодные проволоки в камерах поддерживаются токопроводящей тонкой плёнкой, обладающей высоким сопротивлением. Величина сопротивления должна находиться в определённом интервале, так чтобы токи утечки с проволок были достаточны для снятия зарядов, попадающих на поверхность плёнки, но не приводили к заметному искажению электростатических потенциалов. Чтобы достигнуть требуемого высокого пространственного разрешения, шаг (расстояние) между сигнальными анодными проволоками был сделан равным 1,05 мм, что обычно сложно сочетать со сравнительно большим (до 60 см) размером камер. Электромеханическая стабильность камер [9] обеспечивалась вышеупомянутой плёнкой. Технология сборки камер описана в [10].

Передний детектор включает в себя три пакета пропорциональных камер (MWPC 1–3 на рисунке 3.5). Каждый из них состоит из одного X- и одного Y-модулей, которые являются независимыми камерами.

Каждый модуль, в свою очередь содержит по одной проволочной и стриповой чувствительной плоскости. Плоскости, находящиеся в X(Y)-модуле, будут в дальнейшем называться X(Y)-плоскостями, соответственно.

В X-плоскостях проволоки ориентированны вертикально (в них измеряется горизонтальная координата "X"), а в Y-плоскостях — горизонтально. Стрипы наклонены под углом 18° к вертикали в X-модулях, и -18° в Y-модулях. Структура модуля показана на рис. 3.7, основные параметры приведены в таблице 3.1.

Дрейфовый электрод (1) (рис. 3.7) сделан из лавсановой плёнки с углеродным покрытием и натянут на стержни (2). Отрицательный потенциал $U_1 = 2,8$ кВ на электроде создаёт поле, в котором электроны дрейфуют к анодным проволокам, имеющим нулевой потенциал. Катодная плоскость (4) представляет из себя лавсановую плёнку, покрытую полосами из серебряной краски. Стрипы находятся под отрицательным напряжением $U_2 = 1,7$ кВ, и отделены от анодных проволок (3) плёнкой высокого сопротивления (5), изготовленной из электротехнической лакоткани.

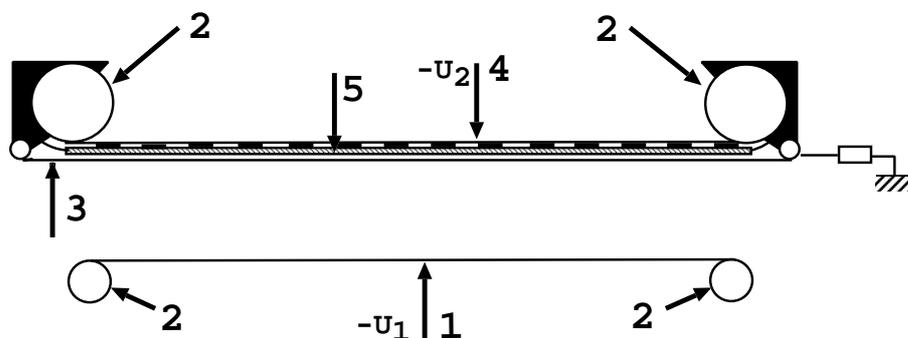


Рис. 3.7: Структура модуля MWPC. 1 – дрейфовый электрод; 2 – стержни; 3 – анодные проволоки; 4 – лавсановая катодная плёнка со стрипами; 5 – плёнка с высоким сопротивлением.

Постановка эксперимента.

Проводимость плёнки первоначально достигается пропиткой её в спиртовом растворе йода. Для дальнейшего поддержания сопротивления плёнки в требуемом диапазоне, в газовую смесь добавлен изопропил. Состав итоговой смеси: $80\%CF_4 + 17\%C_4H_{10} + 3\%C_3H_8O$. Она непрерывно продувается через камеры с определённой скоростью, обеспечивающей работоспособность камер.

	MWPC1	MWPC2	MWPC3
Чувствительная область [см ²]	33 × 26	44 × 34	53 × 41
Анодные проволоки	Ø 20μ, позолоченный W+Re		
Шаг анодных проволок [мм]	1,05		
Шаг стрипов [мм]	3,15		
Расст. от дрейф. электрода до анодных проволок [мм]	1,5	2,0	2,5
Сопротивление плёнки [Ом · см]	10 ⁹		
Толщина в радиационных длинах	0,46% каждый пакет		

Таблица 3.1: Параметры MWPC

3.6 Спектаторный полупроводниковый детектор

Телескоп кремниевых полупроводниковых детекторов предназначен для регистрации низкоэнергетических протонов и дейтронов с кинетической энергией выше 2 МэВ. Телескоп кремниевых полупроводниковых детекторов на ANKE [12] (рис. 3.5) разработан для изучения реакций на дейтроне как эффективной нейтронной мишени [5]. В этом случае телескоп регистрирует спектаторный протон, испускаемый при развале дейтрона. Кроме того, телескоп позволяет регистрировать дейтроны отдачи из упругого pd рассеяния вперёд. Дифференциальное сечение такого рассеяния хорошо известно, так что процесс может использоваться для измерения

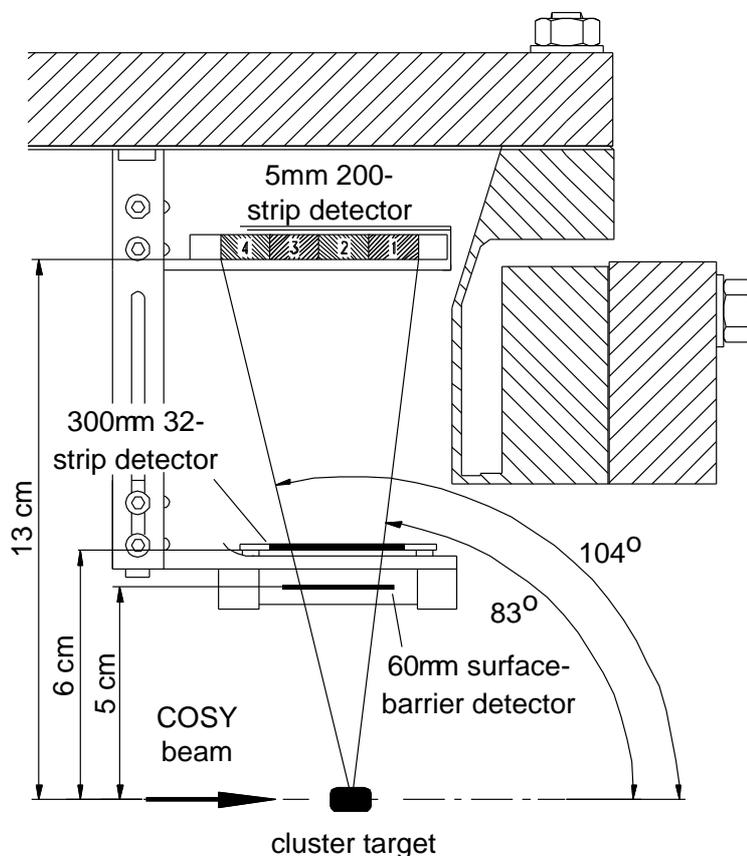


Рис. 3.8: Структура спектаторного телескопа.

светимости.

Телескоп состоит из трёх слоёв (рис. 3.8): поверхностно-барьерные детекторы толщиной 60μ и 300μ и детектор толщиной $5,1 \text{ мм}$, изготовленный из кремния со слоем имплантированного лития. Детекторы толщиной 300μ и $5,1 \text{ мм}$ разбиты на полосы шагом 1 мм и 235 мкм . Телескоп используется для идентификации низкоэнергетических протонов и дейтронов с кинетической энергией выше 2 МэВ . Точность измерения кинетической энергии протонов и дейтронов, остановившихся в телескопе, составляет около 1% . Система съёма информации спектаторного детектора позволяет организовать триггер по сигналу со второй и/или третьей плоскости телескопа.

ГЛАВА 4 ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для обработки информации о зарегистрированном событии и получения физических результатов используется программа *Rootsorter*, основанная на *Root*. Программа имеет модульную структуру, содержит средства для обработки файлов данных и получения "сырых" данных с детекторов, а также алгоритмы восстановления импульсных и энергетических спектров частиц и различные инструменты для калибровки алгоритмов. Пользователю остается только подключить необходимые ему модули и создать файл, содержащий процедуру обработки отдельного события.

В данной работе исследовалась реакция $pd \rightarrow p_{sp}pK^+\Sigma^-$. При этом рассматривалась следующая схема восстановления события: спектаторный протон регистрируется в спектаторном детекторе, каон регистрируется в телескопах, протон регистрируется в переднем детекторе, Σ^- не регистрируется, а выделяется с помощью методики недостающей массы.

4.1 Критерии отбора K^+ -мезонов в боковом детекторе

Как сказано выше, в боковом детекторе мы должны отобрать каоны. Проблема заключается в том, что каоны составляют очень малую долю частиц, регистрируемых в данном детекторе. В основном это пионы и протоны. Дополнительная трудность заключается в том, что, помимо частиц, приходящих прямо из мишени, существует довольно большая компонента рассеянного фона. Основную часть такого фона составляют протоны, рассеянные на элементах конструкции спектрометра. После рассеяния на большие углы такие протоны могут легко оказаться на месте каонов во времяпролетном спектре. Основная особенность телескопов заключается в том, что каждый телескоп регистрирует частицы в достаточно узком импульсном диапазоне, $\Delta p/p = 7 \div 24\%$, если частицы идут из мишени.

Диапазон импульсов, захватываемый каждым телескопом, определяется собственно шириной счетчиков 10 см, а также дисперсией магнита. Этот факт позволяет использовать различие в скоростях и энергетических потерях частиц для их идентификации.

Для восстановления импульса использовались пропорциональные камеры. Магнитное поле D2 было измерено на трёх-мерной решётке, что позволяет восстановить трёх-импульс вторичной частицы в точке рождения. С помощью двух камер определяются 2 точки трека и через них проводится прямая линия (магнитное поле в области камер принимается равным нулю). Таким образом определяется участок трека вне магнита. Затем с учетом магнитного поля и положения мишени производится построение оставшейся части трека. Это реализуется различными методами, среди которых можно отметить box-field приближение и трассирование методом Рунге-Кутты. Первый представляет из себя аналитическое решение уравнения движения в приближении однородного магнитного поля и без учета краевых эффектов. Второй – численное решение этого уравнения в неоднородном поле. Он описан в следующем параграфе.

Наиболее простым и действенным критерием отбора частиц в боковом детекторе является отбор по времени пролета между стартовым и стоповым счетчиками. Примеры времяпролетных распределений между стоповым счетчиком, содержащимся в телескопе 15 и индивидуальными стартовыми счетчиками представлены на рисунке 4.1. Большинство спектров демонстрируют два четких пика от пионов и протонов, идущих из мишени и имеющих вполне определенный импульс около 550 МэВ/с. Среднее временное разрешение, определяемое из этих распределений, составляет ~ 650 пс (ПШПВ) для пионов из мишени, попадающих в стартовые счетчики $10 \div 21$, что соответствует горизонтальным углам вылета $|\vartheta| < 12^\circ$. Уширение (~ 1000 пс) и сдвиг протонного пика в область меньших времен пролета для низших стартов возникает из-за разброса импульсов, вызывающего вариации во времени пролета. Этого не происходит в случае

пионов, так как благодаря малой массе пионы имеют скорость, близкую к скорости света.

Объединение времяпролетных спектров для индивидуальных старто-стоп комбинаций в суммарную картинку (с использованием только комбинация, соответствующим углам вылета $|\vartheta| < 12^\circ$ дает возможность совместно анализа частиц с одинаковым импульсом, достигающих определенного телескопа. Временное разрешение для π^+ -мезонов не изменяется по сравнению с индивидуальными комбинациями. С другой стороны, благодаря различным длинам траекторий для разных стартовых счетчиков меняется и разница во временах пролета между пионом и протоном, приводя к уширению протонного пика в суммарном спектре.

В принципе, наблюдаемое временное разрешение должно обеспечить чистое выделение каонов. Однако, полное подавление фона только при помощи информации о временах пролета невозможно из-за фона, возникающего во вторичных адронных взаимодействиях. Плоский фон между пионным и протонными пиками на рис 4.2 по большей части вызван протонами, перерассеянными или вылетевшими из мишени и произведшими вторичные частицы на элементах вакуумной камеры или магнита. Подобные частицы не фокусируются и, следовательно, не имеют определенного импульса в фокальной плоскости и дают широкое плоское распределение во времяпролетных спектрах. Затененная область в распределении на рис. 4.2 соответствует этому фону в области ожидаемого каонного пика.

Наиболее трудным с точки зрения отбора каонов является фон, вызванный вторичными протонами, рожденными, например, на полюсах магнита или на стенках вакуумной камеры мишени. Часть подобных протонов обладает временем пролета, совпадающим с каонным, и, следовательно, вдвое большим импульсом. Таким образом они проходят все детекторы в телескопе, оставляя тем не менее больше энергии в вето-счетчике, чем продукты распада каонов, что может быть использовано как дополнительный критерий отбора, обладающий однако довольно низкой эффективностью.

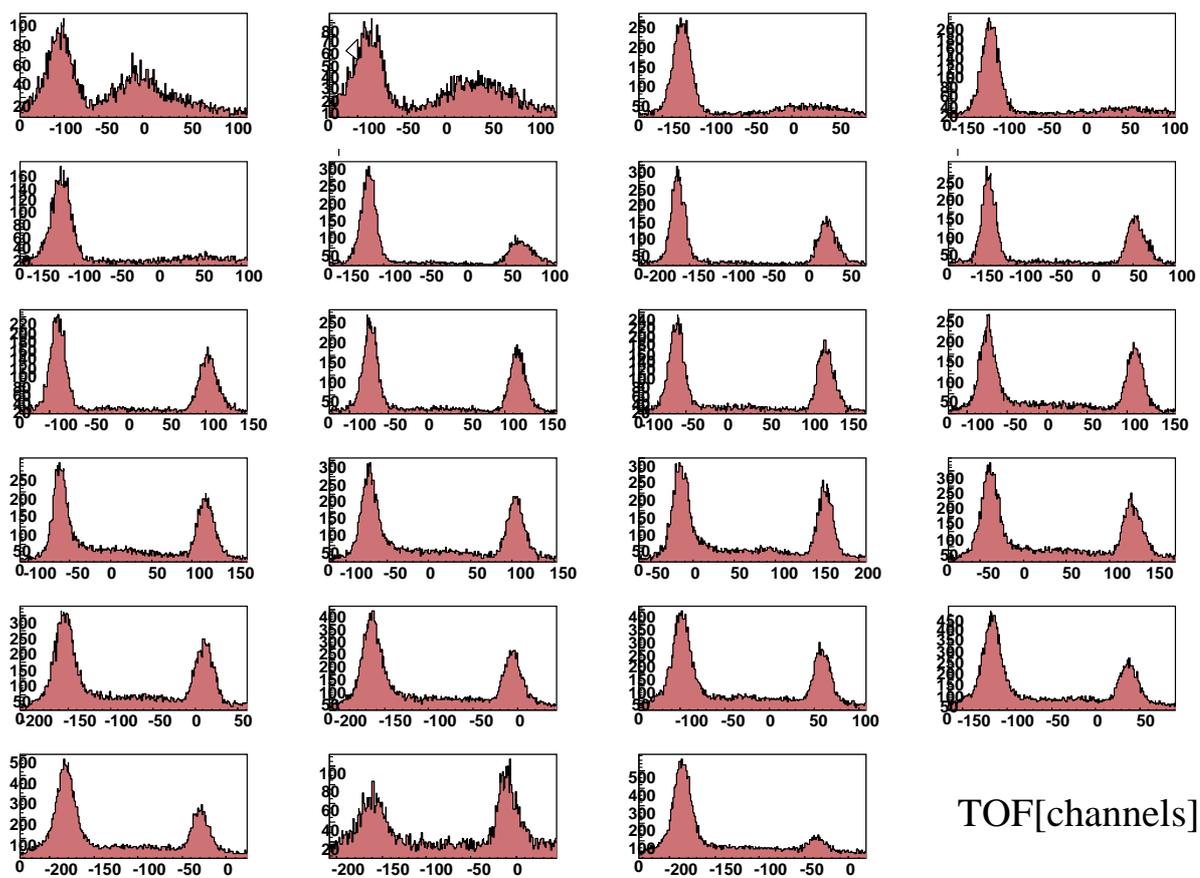


Рис. 4.1: Индивидуальные распределения по времени пролета между стоповым счетчиком в составе телескопа 15 и стартовыми счетчиками. Спектры измерены при импульсе пучка 2915 МэВ/с.

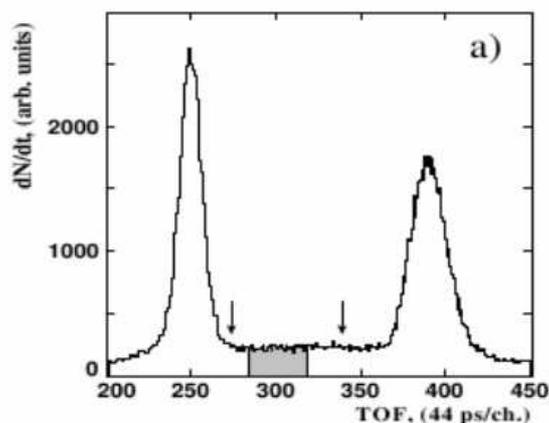


Рис. 4.2: Времяпролетный спектр, просуммированный по всем старт-стоповым комбинациям.

Подавление такого фона осуществляется за счет информации о вертикальном угле прошедшей частицы, которая поступает с боковых многопролочных пропорциональных камер. Строго говоря, получаемый таким образом угол больше истинного вертикального угла, из-за многократного кулоновского рассеяния на воздухе и элементах детекторной системы. На рисунке 4.3 представлено типичное распределение частиц по вертикальному углу в детекторе низкоимпульсных частиц. Хорошо виден пик от частиц пришедших прямо из мишени, и не испытавших рассеяние на большие углы.

Итак, сначала в боковом детекторе проверялось наличие трека. Затем проводилось обрезание по вертикальному углу в пределах, обозначенных на рис. 4.3. После этого проводилось обрезание по времени пролета. На рис. 4.2 представлено распределение по времени пролета и обозначены пределы резки.

4.2 Критерии отбора частиц в переднем детекторе

Как и в боковом детекторе, в переднем детекторе восстановление импульса происходит на основании информации с пропорциональных камер.

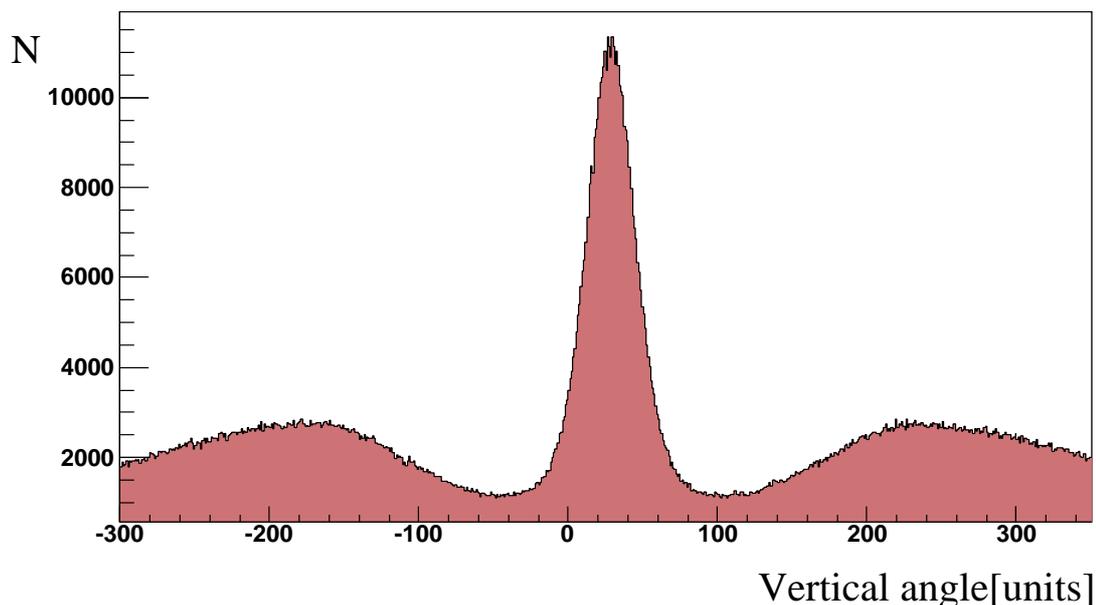


Рис. 4.3: Распределение по вертикальному углу, суммированное по всем телескопам.

Несколько методов восстановления было опробовано для переднего детектора ANKE, включая box-field приближение, трассирование методом Рунге-Кутты, использование нейронных сетей и "полиномиальное" приближение. В данной работе использовались последние два метода.

4.2.1 Полиномиальный метод. Каждая компонента импульса аппроксимировалась многочленом третьей степени четырёх модифицированных параметров трека ($1/\tan\theta_{xz}$, $\tan\theta_{yz}$, $x_w/\tan\theta_{xz}$, y_w). Коэффициенты многочленов находились, используя обучающую выборку, полученную из GEANT-моделирования. Такая выборка создавалась для каждой комбинации магнитного поля, угла наклона пучка и положения мишени, использованной в экспериментах.

Аналогично вычислению компонент трёх-импульса, "полиномиальный" метод используется также для восстановления вертикальной координаты точки взаимодействия и длины траектории от мишени до годоскопа.

Преимуществом данного метода является высокая скорость восстанов-

ления и достаточная точность.

4.2.2 Трассировка методом Рунге-Кутта. При оценке кинематических параметров с использованием метода интегрирования траектории минимизируется функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(x_i^t - x_i^m)^2}{(\sigma_i)^2},$$

где x_i^m — измеренные координаты (номера проволок), x_i^t — их оценка и σ_i — ошибка координат. Для минимизации использовалась версия программа FUMILI, реализованная на языке C++. Алгоритм FUMILI рекомендовал себя лучше чем другой пакет минимизации, также входящий в CERNLIB — MINUIT в связи в возможностью расчёта пользователем производных функционала и существенно меньшим необходимым количеством обращений к медленной процедуре интегрирования траектории.

Для получения оценок координат, необходимо решить уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле: $\frac{d\vec{p}}{dt} = q \cdot [\vec{p} \times \vec{B}]$, где \vec{p} — 3-х импульс частицы, q — её заряд, а \vec{B} — вектор магнитного поля.

Один из методов численного решения этого уравнения в неоднородном поле — одношаговый метод интегрирования Рунге-Кутта 4-го порядка. Рассмотрим задачу Коши $y' = f(x, y)$, $y(x_0) = y_0$. Тогда значение в точке $n + 1$ вычисляется по следующей формуле:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (4.1)$$

где

$$\begin{aligned} k_1 &= f(x_n, y_n), \\ k_2 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1\right), \\ k_3 &= f\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2\right), \\ k_4 &= f(x_n + h, y_n + hk_3), \end{aligned}$$

а h — шаг по времени. Этот метод имеет 4-й порядок, т.е. ошибка на каждом шаге составляет $O(h^5)$, а суммарная ошибка на конечном интервале интегрирования $O(h^4)$.

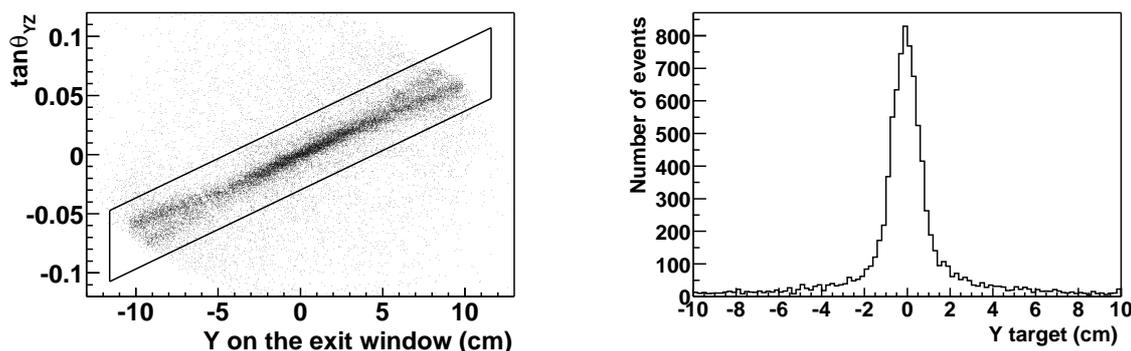
Величина магнитного поля рассчитывалась линейной аппроксимацией между 8-ю узлами пространственной решётки, а производные компонент магнитного поля по координатам вычислялись также в линейной аппроксимации.

Другой особенностью описываемой процедуры является учёт ионизационных потерь энергии в веществе при фитировании траектории. Средняя величина потерь рассчитывалась на каждом шаге интегрирования в соответствии с формулой Бете-Блоха и величина импульса, используемая для дальнейшей трассировки, корректировалась на эти потери. При этом, хотя траектория частицы в магнитном поле и проводилась с учётом потерь энергии, матрица производных рассчитывалась в соответствии с уравнением 4.1, то есть без явного учёта потерь. Такое приближение для расчёта производных оказалось вполне достаточным в условиях АНКЕ.

Таким образом, процедура позволяет максимально точно восстанавливать импульс частиц с учётом энергетических потерь в установке, применима к любым траекториям и, благодаря аналитическому вычислению производных, является достаточно быстрой для массовой обработки данных.

4.2.3 Критерии подавления фона. Для подавления фоновых треков и случайных срабатываний применяются некоторые простые, общие для всех измерений в переднем детекторе, ограничения (обрезания) на величину восстановленных параметров трека. Они включают в себя (i) ограничение, накладываемое на Y -координату трека на плоскостях годоскопа, (ii) требование пересечения треком выходного окна D2 и (iii) правильную корреляцию параметров прямой трека в плоскости YZ ("вертикальное обрезание"). В первом случае Y -координата прямой, построенной

с помощью информации с MWPC, сравнивается с координатой, вычисленной по разности времён, измеренных в верхнем и нижнем ФЭУ счётчика. В случае, когда две частицы попадают в один и тот же счётчик, временная информация может быть некорректна, поэтому это обрезание не используется во время поиска двухтрековых событий (то есть, в алгоритме с перебором плоскостей). Условие "вертикального обрезания" возникает в связи с малостью B_x и B_z компонент магнитного поля, так, что вся проекция всей траектории на YZ -плоскость близка к прямой, пересекающей точку взаимодействия пучка с мишенью. Типичное экспериментальное распределение вертикальных параметров треков показано на рис. 4.4(a). Область, заключённая в четырёхугольник, содержит принятые события.

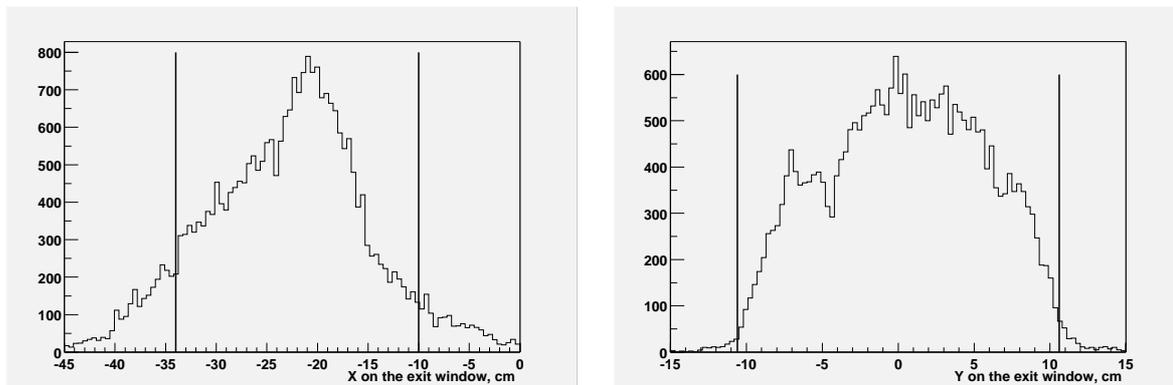


(a) Корреляция параметров трека в YZ -плоскости. (b) Восстановленная Y -координата трека в районе мишени.

Рис. 4.4: Подавление фона с помощью параметров вертикальной проекции трека.

После приложения перечисленных критериев и восстановления импульса, возможно восстановить с поправкой на магнитное поле вертикальную координату трека в районе мишени (рис. 4.4(b)). Восстановление производится в рамках "полиномиального" подхода аналогично восстановлению импульса и позволяет использовать более тонкий критерий подавления фона.

На рис. 4.5(a) и 4.5(b) показаны распределения треков на плоскости выходного окна D2. Как видно, существенное (10 – 20%) количество ча-



(a) X-координата трека.

(b) Y-координата трека.

Рис. 4.5: Координаты трека на выходном окне D2. Вертикальные прямые показывают границы выходного окна D2. Накладываемые ограничения выходят на 2 см за эти границы.

стиц, зарегистрированных в камерах и счётчиках, не проходят через окно, то есть, испытали сильное рассеяние на веществе магнита при выходе из него. Границы слаборассеивающего окна хорошо видны на рис. 4.6, как границы области, в которой сохраняется корреляция с мишенью.

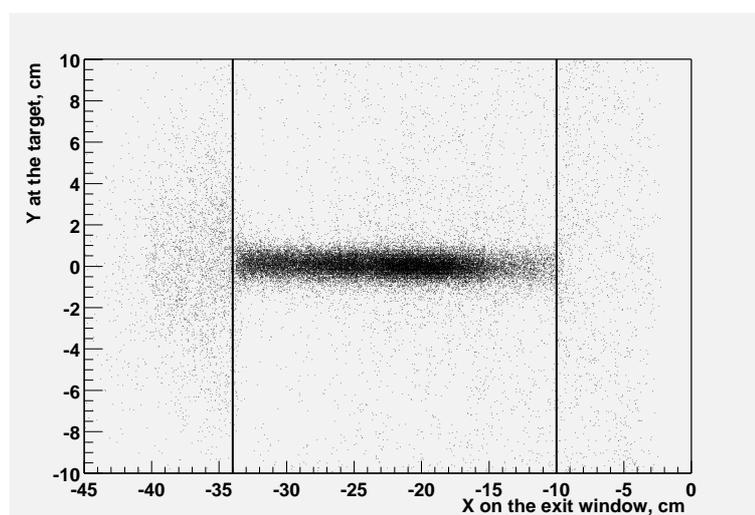


Рис. 4.6: Корреляция Y-координаты трека в районе мишени и X-координаты на выходном окне D2.

Описанные здесь распределения находятся на отдельном шаге обработки данных, когда все обрезания снимаются, и рассматриваются только события с одним кластером на каждой проволочной плоскости (рис. 4.4, 4.5 и 4.6 получены на этом шаге). Выбранные параметры обрезания используются затем при последующей обработке данных.

Передняя детекторная система способна регистрировать частицы в широком диапазоне импульсов $p > 0,4$ ГэВ/с. Импульсный спектр зарегистрированных частиц представлена на рисунке 4.7. Как можно заметить,

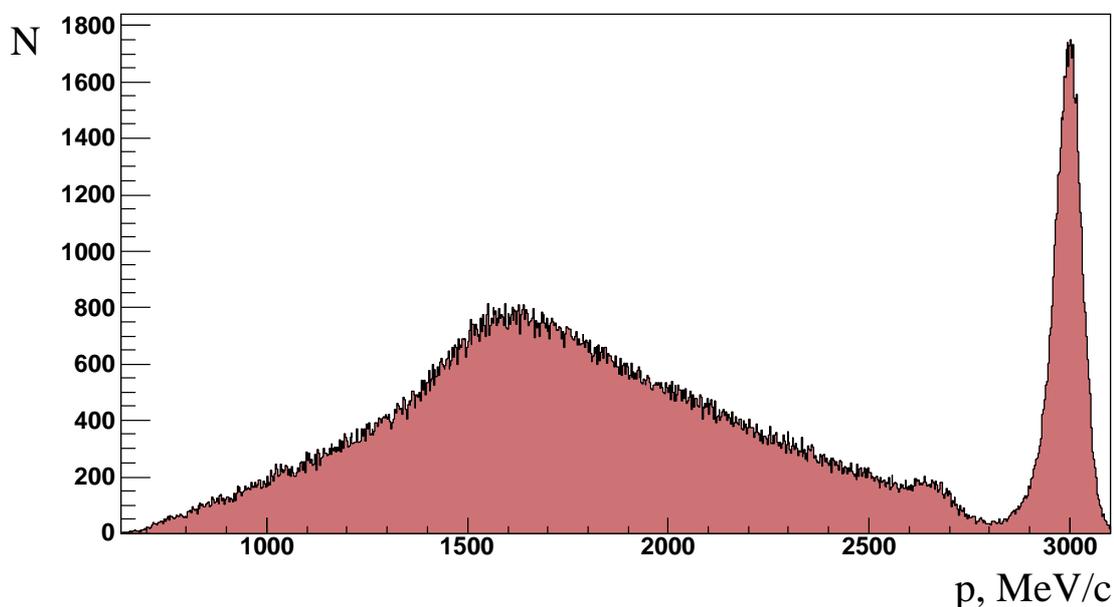


Рис. 4.7: Импульсный спектр частиц, зарегистрированных в переднем детекторе.

большинство событий находится вблизи значения 3 ГэВ/с. Это частицы, не испытавшие взаимодействия с мишенью, либо отклонившиеся в результате взаимодействия на малые углы. Из кинематики можно рас-

считать предельные значения импульса протонов, родившихся в реакции $pd \rightarrow p_{sp}pK^+\Sigma^-$. Они составляют 1,97 ГэВ/с для импульса пучка 2,915 ГэВ/с и 2,07 ГэВ/с для импульса пучка 3,015 ГэВ/с. В этих границах и было проведено обрезание по импульсу.

4.3 Критерии отбора $K^+ - p$ корреляций

В случае, когда одна из зарегистрированных частиц попадает в стоповый счётчик телескопа, а другая - в стоповый счетчик переднего детектора, может быть измерена разность между временами их регистрации Δt_{meas} . С другой стороны, предположив, что масса первой частицы равна массе каона, а масса второй - массе протона, можно рассчитать разность времён пролёта $\Delta t_{tof}(K^+, p)$ в соответствии с импульсами и длинами траекторий этих частиц, восстановленными с помощью пропорциональных камер. Тогда, если предположение о массах верно, Δt_{meas} должно совпасть с Δt_{tof} . Т.е., если мы построим график и по осям отложим эти величины, истинным каон-протонным совпадениям будет соответствовать события, расположенные вдоль диагонали $\Delta t_{tof} = \Delta t_{meas}$. Однако Δt_{meas} измерялась в каналах TDC, а Δt_{tof} - в наносекундах, следовательно $K^+ - p$ корреляции будут расположены не на диагонали, а на некоторой прямой (т.к. величины в каналах TDC и в наносекундах линейно связаны). Поэтому необходимо провести калибровку и определить параметры этих прямых. Эти параметры будут немного различаться для разных комбинаций, поэтому калибровку проводят отдельно для каждой комбинации. А т.к. связь времени в наносекундах с временем в каналах TDC линейна и зависит только от комбинаций счетчиков, то калибровку можно произвести с помощью наиболее часто регистрируемых совпадений частиц - когда пион регистрируется в телескопах, а протоны - в переднем детекторе. На рис. 4.8 приведен характерный вид такого графика.

Стоит отдельно сказать про процедуру определения параметров калиб-

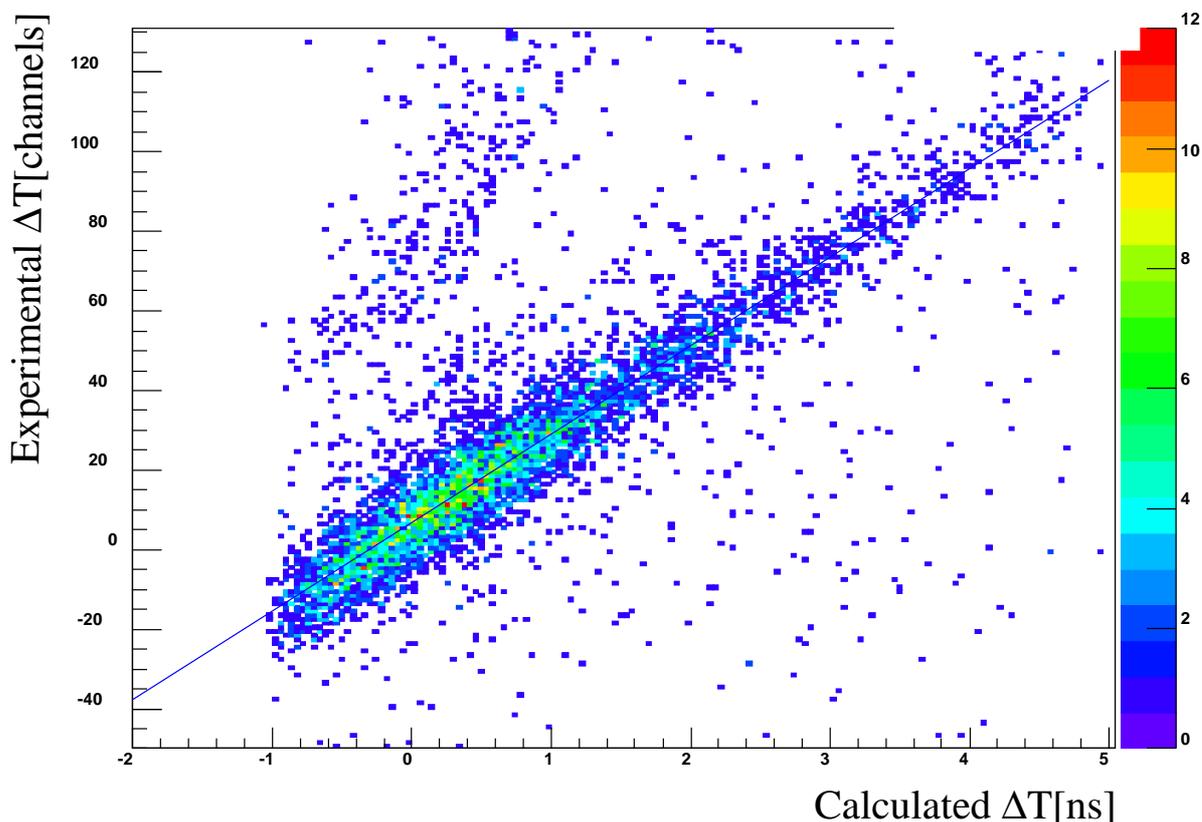


Рис. 4.8: Зависимость разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер(по вертикальной оси) и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков(по горизонтальной оси) для комбинации 10-го счетчика в боковом детекторе и 5-го счетчика в переднем детекторе для энергии пучка 2915 МэВ/с

ровки(а по сути фитирования зависимости прямой). В принципе можно прямо использовать метод наименьших квадратов. Однако существуют обстоятельства, которые не позволяют получить удовлетворительных результатов таким образом. Во-первых, это наличие фона, который зачастую распределен не равномерно, а концентрируется с одной стороны от полосы. Во-вторых, это наличие области сгущения внутри самой полосы, внутри которой точки могут быть расположены так, что проведенная через них

линия не проходит через центр полосы в краевых областях. Поэтому была разработан алгоритм, работающий немного другим образом:

- выбиралась некоторая прямая, близкая к реальной зависимости, и на перпендикулярную ей прямую проецировались все точки зависимости
- полученная зависимость количества точек от величины проекции представляла из себя гауссообразный пик, который фитировался, соответственно, гауссом и определялся параметр σ полученной кривой
- наклон прямой (см. п.1) циклически изменялся, п.1-2 повторялись и сравнивались параметры σ . Выбирался наименьший из них. Параметры соответствующей ему прямой и принимались в качестве искомым.

Использование такого алгоритма позволило избежать перечисленных выше проблем.

Ну, и заключительный этап представлял из себя использование полученных коэффициентов для отбора K^+p -корреляций. Для этого измерялись Δt_{tof} и Δt_{meas} , затем по осям откладывались величины $\Delta t_{tof} \cdot k + b$ и Δt_{meas} . Произведя такое преобразование, мы можем сложить графики для всех комбинаций (т.к. статистика мала и при использовании одной комбинации отбор не произвести). Результат представлен на рисунке 4.9. Как сказано выше, каон-протонным совпадения располагаются вдоль диагонали графика. Этот рисунок приведен в иллюстративных целях, чтобы показать взаимное расположение полезных и фоновых событий. В действительности, при обработке данных были изменены границы обрезаний в боковом детекторе, а также улучшены калибровки, что привело к значительному снижению количества фоновых событий. Это отражает рис. 4.10, с помощью которого, произведя проектирование на прямую, перпендикулярную диагонали, и производился отбор полезных событий.

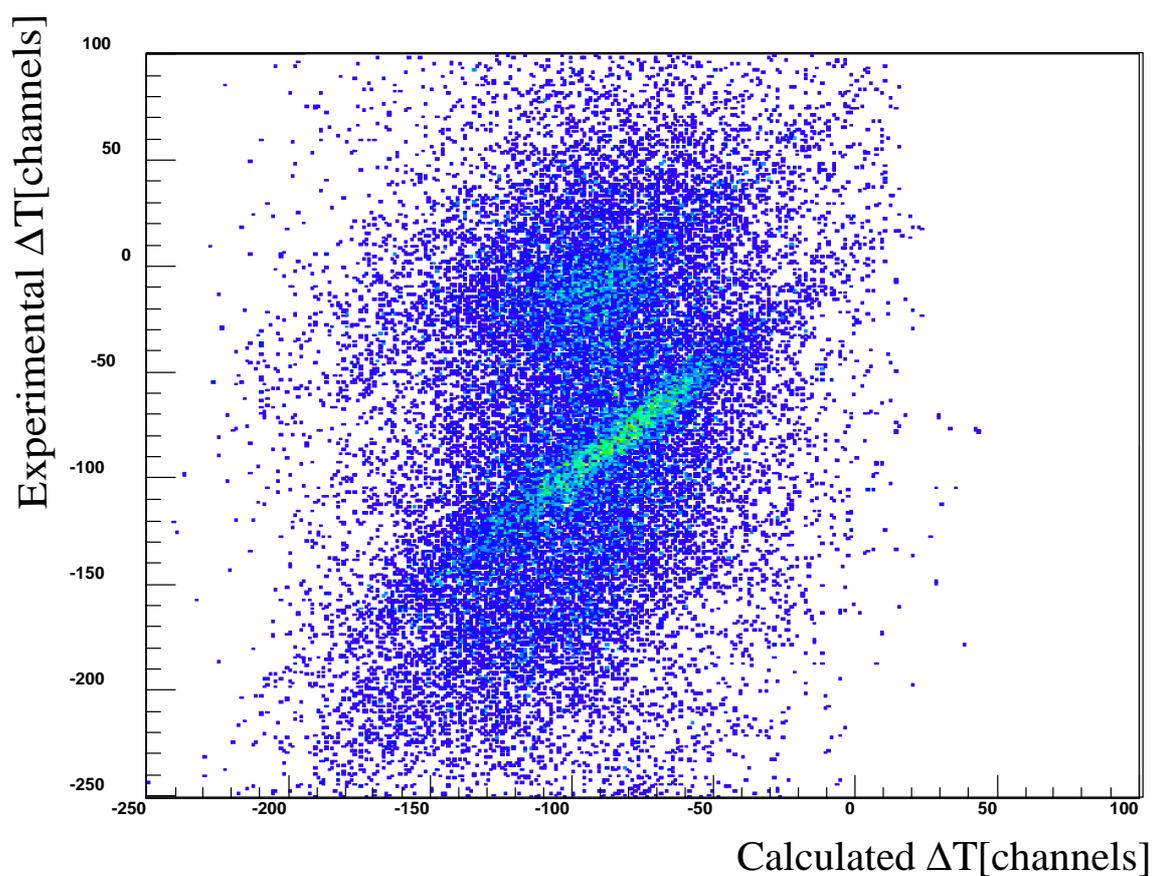


Рис. 4.9: Зависимость разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер (по вертикальной оси) и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков (по горизонтальной оси), просуммированная по всем комбинациям.

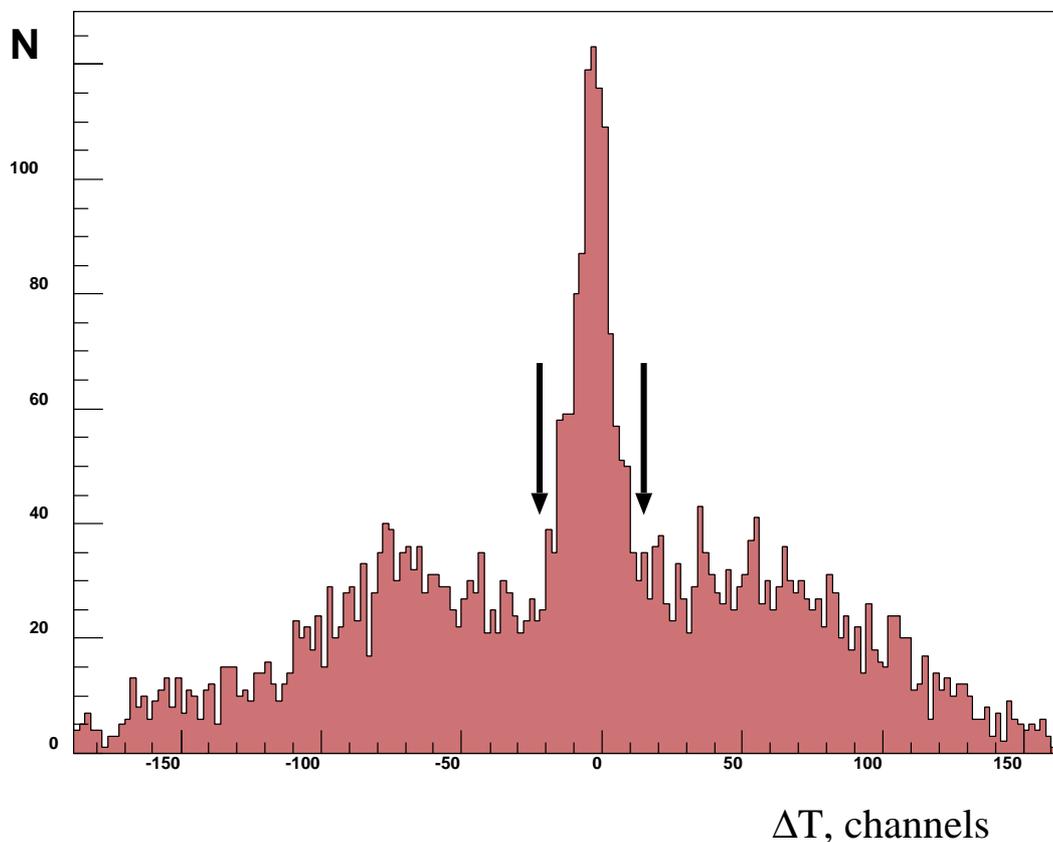


Рис. 4.10: Проекция на K^+p -дорожку зависимости разности времен пролета, вычисленных с помощью пропорциональных камер и с помощью временных сигналов со стоповых счетчиков, просуммированная по всем комбинациям счетчиков бокового детектора и счетчиков первой плоскости в переднем детекторе.

4.4 Критерии отбора протонов в спектаторном полупроводниковом детекторе

В данной работе спектаторный детектор использовался для решения двух задач: во-первых, для отделения протонов от дейтронов, во-вторых, для восстановления импульса протонов.

Отделение протонов от дейтронов производилось с помощью методики $\Delta E - E$. Поясним суть этой методики. На графике по одной оси (вертикальной) откладывается потеря энергии в первом ($60 \mu\text{м}$) детекторе, по второй

оси (горизонтальной) откладывается потеря энергии во втором ($300 \mu\text{м}$) детекторе. Т.к. массы протона и дейтона заметно различаются, будет различаться и соотношение потерь энергии в этих детекторах (см рис. 4.11). Так, при одинаковом выделении энергии в первом детекторе (это означает примерное равенство скоростей частиц), импульс дейтона будет примерно в 2 раза больше импульса протона, а следовательно, выделенная дейтоном энергия во втором детекторе будет больше.

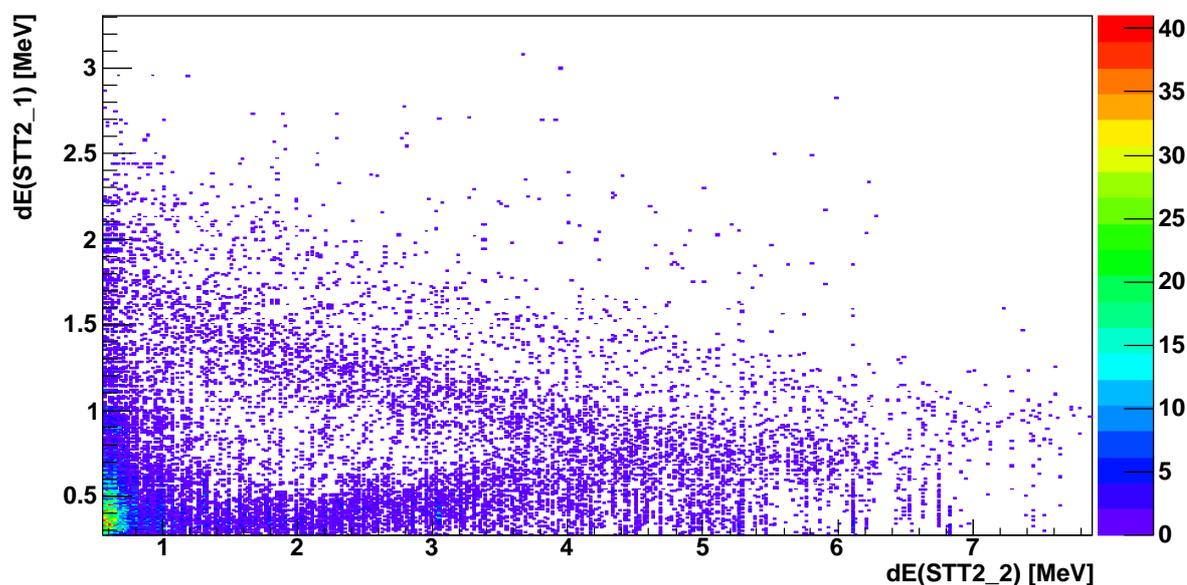


Рис. 4.11: Зависимость энерговыделения в первом детекторе от энерговыделения во втором детекторе.

Задача восстановления импульса в спектаторном детекторе разбивается на две части: определение направления импульса и определение модуля импульса.

- Определение направления импульса. На каждой из сторон каждого детектора определяется положение места прохождения детектора частицей. После проводятся определенные корректировки этих данных [13]. Затем данные объединяются и мы получаем две или три

точки трека, через которые проводим прямую линию, тем самым определяя направление импульса частицы.

- Определение модуля импульса. Зная коэффициенты отклика электроники на единицу заряда, собранную на каждом стрипе, мы можем определить суммарный заряд, собранный на каждом детекторе и суммарный заряд на всех детекторах, соответствующий данному треку. Затем, зная, что образование одной электрон-дырочной пары примерно соответствует энерговыделению 3,6 эВ и используя дополнительные калибровочные параметры [?], мы можем вычислить кинетическую энергию частицы. Теперь, зная из п.1 тип частицы (а значит и ее массу) мы можем вычислить модуль импульса.

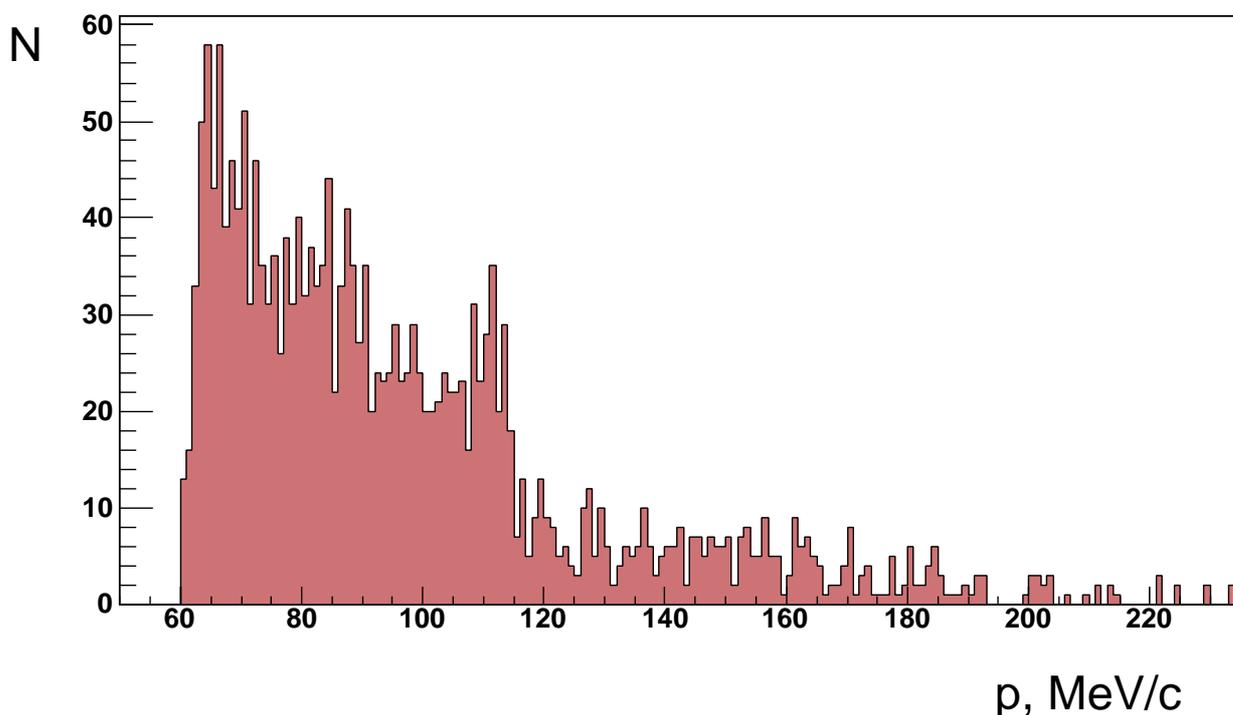


Рис. 4.12: Импульсный спектр частиц, зарегистрированных в спектаторном детекторе.

На рис. 4.12 приведен импульсный спектр протонов, зарегистрированных в спектаторном полупроводниковом детекторе. Как можно заметить,

минимальное значение импульса равно 60 МэВ/с. Это соответствует кинетической энергии 1.9 МэВ. Однако протоны такой энергии практически не могут пройти через первый детектор, поглощаясь в нем. Т.е. в начальном участке спектра основную массу событий составляет шум. Порог регистрации протонов составляет порядка 2,5 МэВ. Это соответствует импульсу 68 МэВ/с. Такое обрезание и было проведено.

Также можно заметить, что происходит резкое снижение количества событий где-то после 130 МэВ/с. Это объясняется тем, что более энергетичные частицы должны быть зарегистрированы еще и в третьем детекторе, аксептанс которого меньше аксептанса первых двух.

4.5 Алгоритм отбора событий и идентификация реакций.

Для отбора событий, соответствующих реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ использовались все критерии, описанные в предыдущих пунктах. В данном параграфе будет описан порядок их применения и приведены промежуточные результаты.

Очередность применения критериев определялась их быстродействием и эффективностью (какое количество фоновых событий они позволяют исключить). Поэтому сначала использовались критерии отбора в боковом детекторе, т.к. они отнимают немного машинного времени и позволяют достаточно сильно урезать фон (т.к. боковой детектор не был включен в триггер). Затем использовались критерии отбора в секторном детекторе. Это обусловлено тем, что в нем достаточно много фоновых срабатываний (т.к. находится близко к пучку, а также большое количество дейтронов) и тем, что процедура идентификации частиц и определения их параметров более быстрая, чем в переднем детекторе. Затем применялись критерии отбора в переднем детекторе. И в последнюю очередь, когда уже были восстановлены импульсы частиц в боковом и переднем детекторе, производился отбор $K^+ - p$ корреляций.

Наиболее трудной задачей являлось выделение каонов в переднем детекторе, т.к. фон, состоящий из пионов и протонов на порядки превышает количество каонных событий. Поэтому действие описанных критериев наиболее наглядно при рассмотрении изменений времяпролетного спектра после применения этих критериев. На рисунке 4.13 показана эволюция времяпролетного спектра. На первом рисунке представлен характерный времяпролетный спектр без применения резок (в дальнейшем границы спектра были смещены, что и объясняет разные значения на осях). На втором рисунке представлен спектр после проведения резки по времени пролета, вертикальному углу и использования критериев отбора в переднем и спектаторном детекторах. На последнем рисунке представлен спектр после проведения отбора $K^+ - p$ корреляций.

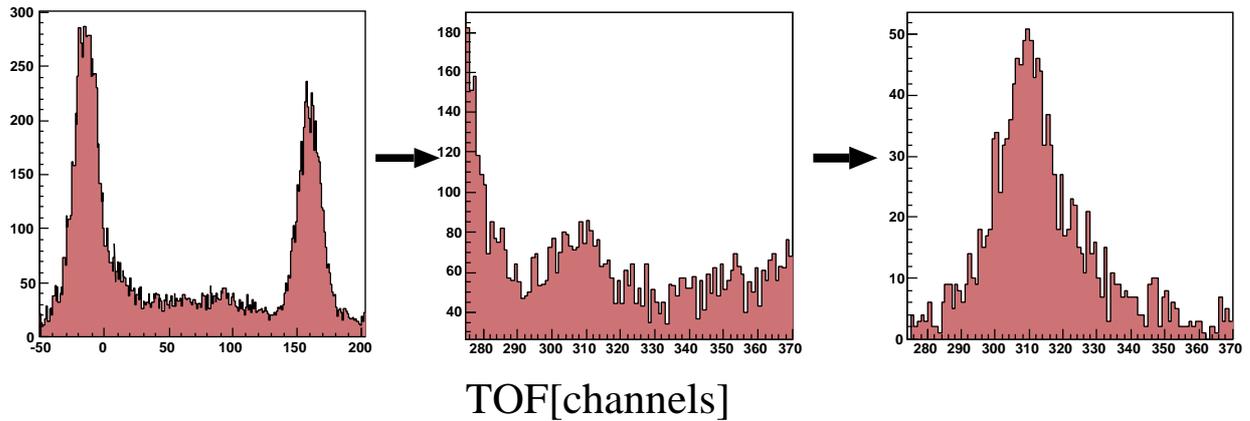


Рис. 4.13: Изменение распределения по времени пролета в процессе применения резок.

Также стоит отметить то, что отбор в переднем и боковом детекторах, а также отбор корреляций между ними производились отдельно для разных импульсов пучка, 2915 МэВ/с и 3015 МэВ/с. Это объясняется тем, что при изменении энергии пучка меняется и поле магнита D2, чтобы частицы, не взаимодействовавшие с мишенью, могли вернуться в ускорительный тракт (при увеличении импульса частицы требуется большее магнитное поле, чтобы повернуть ее на требуемый угол).

Итогом работы стало получение спектра недостающей массы, которая вычислялась с помощью формулы

$$M^2 = (P^{cosy} + P^{мишень} - P^{боков} - P^{перед} - P^{спектатор})^2$$

Здесь P^{cosy} и $P^{мишень}$ - четырехимпульсы ускорителя и мишени, а $P^{боков}$, $P^{перед}$ и $P^{спектатор}$ - четырехимпульсы частиц, зарегистрированных, соответственно, в боковом, переднем и спектаторном детекторах.

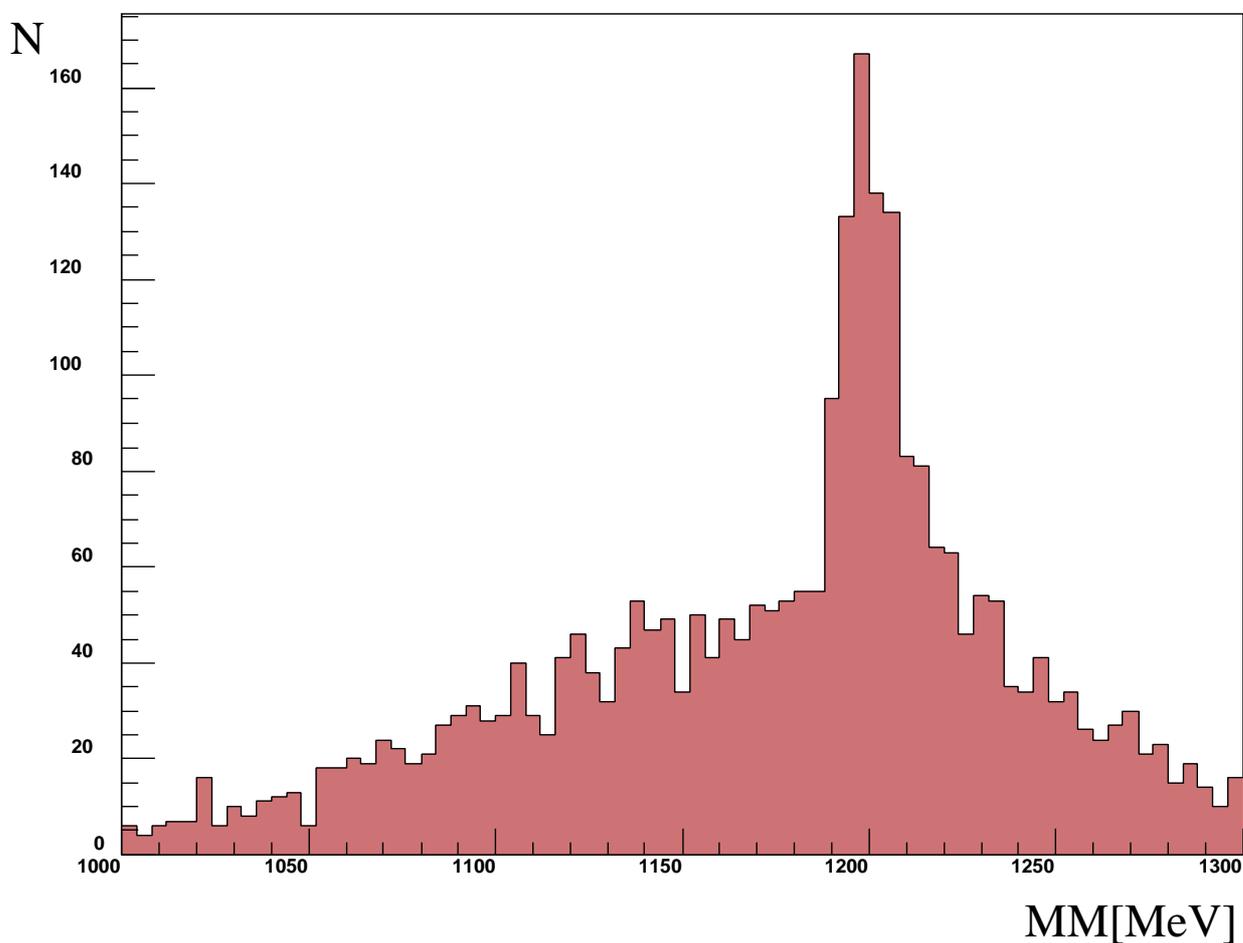


Рис. 4.14: Распределение по недостающей массе в процессе $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$, суммированное по двум импульсам пучка, 2915 МэВ/с и 3015 МэВ/с.

Спектр суммировался для двух энергий пучка. Результат представлен на рисунке 4.14. При этом были сложены подобные распределения для

обеих энергий пучка. Достаточно четко виден пик, соответствующий Σ^- -гиперону. Ширина пика около 16 МэВ, в то время, как табличное значение составляет $1197, 449 \pm 0.030$ МэВ, т.е. уширение пика определяется разрешением спектрометра. В пике около 500 событий, что соответствует около 100 событий на день работы ускорителя.

Для области вблизи пика (от 1170 МэВ/с до 1230 МэВ/с) была определена энергия возбуждения по формуле $Q = S - S_0$, где S - инвариант системы $pK^+\Sigma^-$, а $S_0 = M^p + M^{K^+} + M^{\Sigma^-}$. Спектр энергий возбуждения представлен на рис. 4.15 отдельно для каждой энергии. Заметно, что при

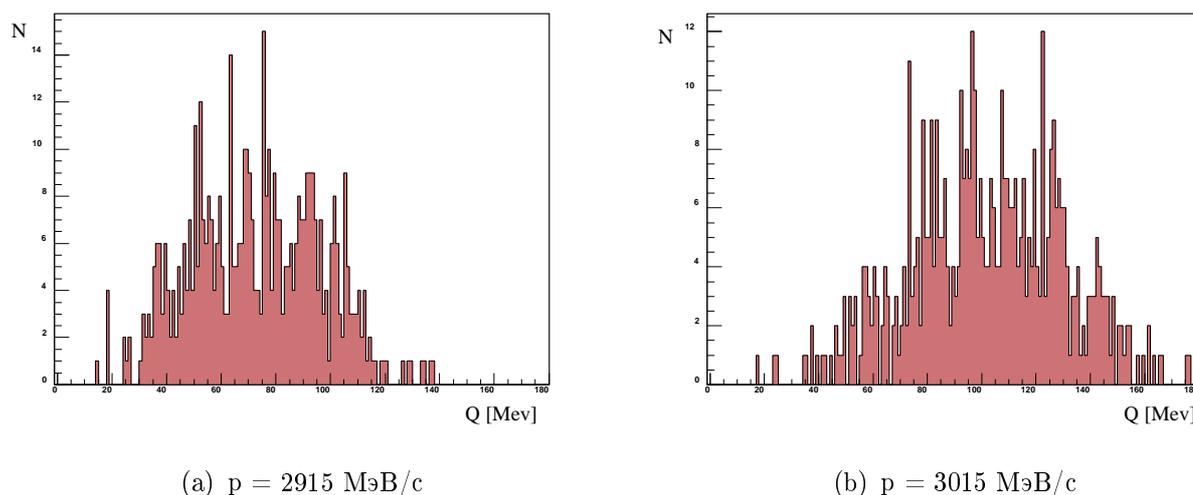
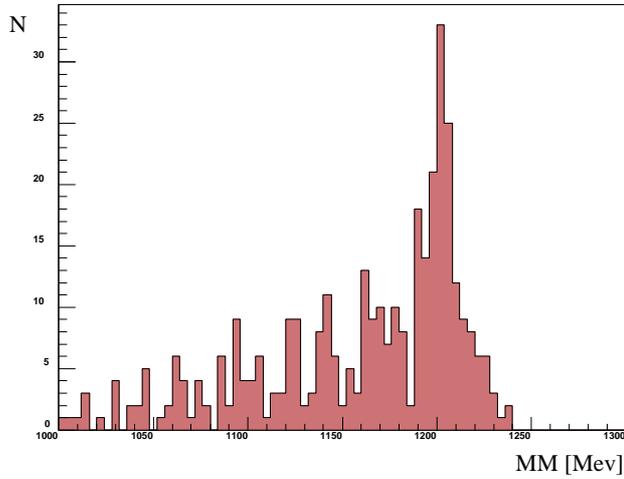


Рис. 4.15: Энергия возбуждения для событий после резки, указанной стрелками на рис. 4.14 для каждой энергии возбуждения.

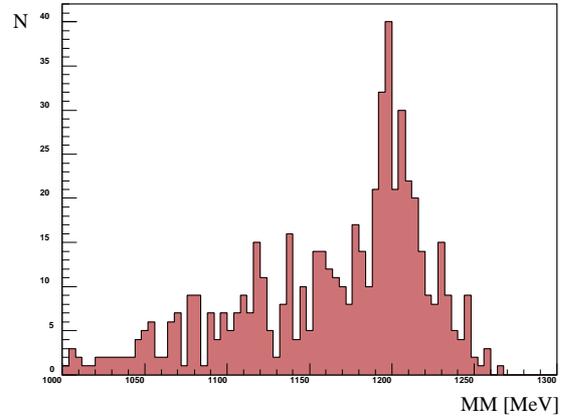
увеличении энергии пучка распределение сдвигается в область больших энергий возбуждения.

Для того, чтобы оценить возможность в будущем определить энергетическую зависимость сечения, было построено несколько распределений по недостающей массе для энергий возбуждения в пределах от 40 до 60, от 60 до 80, от 80 до 100, от 100 до 120 и от 120 до 140 МэВ/с. Результаты представлены на рисунке 4.16.

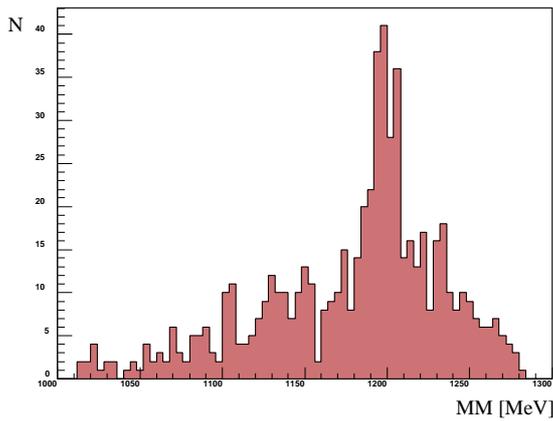
Из рисунков можно сделать вывод, что при таком разбиении по энергии



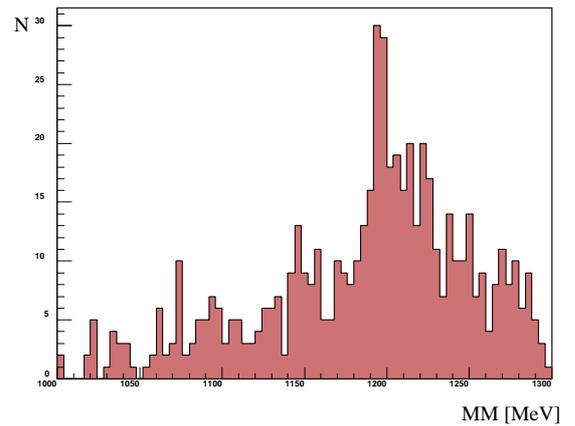
(a) $Q = 40-60$ МэВ



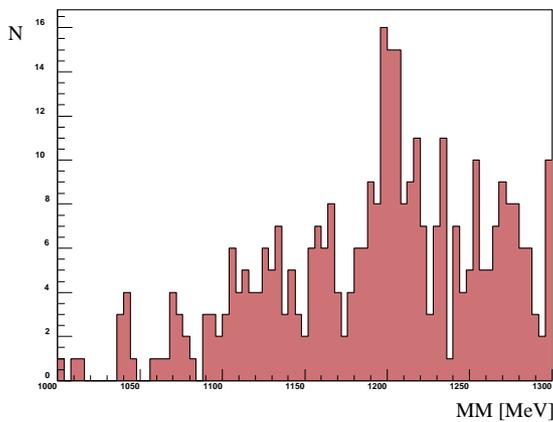
(b) $Q = 60-80$ МэВ



(c) $Q = 80-100$ МэВ



(d) $Q = 100-120$ МэВ



(e) $Q = 120-140$ МэВ

Рис. 4.16: Распределение по недостающей массе для событий, имеющих энергию возбуждения в определенном диапазоне.

возбуждения пик выделяется для каждого из диапазонов. Также можно заметить, что с увеличением энергии возбуждения увеличивается количество фоновых событий.

Дальнейшее изучение данной реакции предполагает определение её сечения. Сечение вычисляется по формуле

$$\sigma = \frac{N_{\Sigma^-}}{L\alpha} \quad (4.2)$$

, где L – светимость, а α – аксептанс. Вычисление этих параметров представляет собой отдельную трудоёмкую задачу (включающую в себя моделирование процессов на установке и мониторинг пучка) и в данной работе не проводилось. Поэтому лишь коротко охарактеризуем эти величины. Светимость отражает полное число взаимодействий между частицами пучка и мишени и может быть вычислена по формуле:

$$L = J_{beam} \cdot N_{target}, \quad (4.3)$$

где J_{beam} поток частиц пучка, а N_{target} эффективная толщина мишени. Аксептанс представляет собой отношение числа событий реакции, зарегистрированных в спектрометре, к полному количеству произошедших событий.

ГЛАВА 5 ОХРАНА ТРУДА

Введение

Автор данной работы не занимался постановкой эксперимента и не находился вблизи с экспериментальной установкой. Однако обработка экспериментальных данных производилась с использованием персональных компьютеров. Поэтому потенциально опасным фактором в процессе написания работы является электромагнитное излучение, исходящее от экранов мониторов персональных компьютеров. Так же необходимо осветить такие факторы как микроклимат помещения и освещенность, которые оказывают влияние на здоровье человека и на его работоспособность.

Микроклимат

Микроклимат производственных помещений определяется сочетанием температуры, влажности, подвижности воздуха, температуры окружающих поверхностей и их тепловым излучением. Параметры микроклимата определяют теплообмен организма человека и оказывают существенное влияние на состояние различных систем организма, самочувствие, работоспособность и здоровье. Метеорологические условия для рабочей зоны производственных помещений регламентируются ГОСТ 12.1.005-88 "Общие санитарно-гигиенические требования к воздуху рабочей зоны" и Санитарными нормами микроклимата производственных помещений (СН 4088-86) [38].

Принципиальное значение в нормах имеет отдельное нормирование каждого компонента микроклимата: температуры, влажности, скорости движения воздуха. В рабочей зоне должны обеспечиваться параметры микроклимата, соответствующие оптимальным и допустимым значениям:

Таблица 5.1: Оптимальные параметры микроклимата

Параметр	Значение
Температура, °С	22-24
Относительная влажность, %	< 75
Скорость движения воздуха, мм/с	< 0.5

Вредные вещества

В помещении, где проводилось моделирование (написание программы), отсутствуют подобные вещества. Следовательно, нет необходимости описывать какие-либо аварийные ситуации и методы борьбы с ними (утечка вредных для здоровья человека газов и т.д.).

Освещенность.

Свет является естественным условием жизни человека, необходимым для сохранения здоровья и высокой производительности труда, и основанным на работе зрительного анализатора, самого тонкого и универсального органа чувств. В производственных помещениях используется 3 вида освещения: естественное, искусственное и совмещенное или смешанное (характеризуется одновременным сочетанием естественного и искусственного освещения).

Естественное освещение:

Естественное освещение создается природными источниками света прямыми солидными лучами и диффузным светом небосвода (от солнечных лучей, рассеянных атмосферой). Естественное освещение является биологически наиболее ценным видом освещения, к которому максимально приспособлен глаз человека.

Искусственное освещение:

Искусственное освещение по своему назначению делится на две систе-

мы: общее, предназначенное для освещения всего рабочего помещения, и комбинированное, когда к общему освещению добавляется местное освещение, концентрирующее световой поток непосредственно на рабочем месте. Местное освещение, как правило, в промышленности не применяется.

В помещении лаборатории применяется общая система освещения с использованием светильников с люминесцентными лампами. Это обусловлено повышенными требованиями при снятии точных измерений, отсутствию бликов на экране дисплея персонального компьютера (нормированная освещенность в данной лаборатории 300 лк).

Безопасность работы на персональном компьютере.

Самой опасной частью компьютера является монитор. Весь принцип его действия построен на работе электронно-лучевой трубки, которая облучает пользователя двумя видами излучения - рентгеновским и электромагнитным. Рентгеновское излучение настолько мало, что его показатели не превышают естественного радиационного фона. А воздействие электромагнитного излучения до сих пор полностью не изучено. И хотя его вред никем не доказан, большинство медиков рекомендуют соблюдать определённые меры предосторожности. Прежде всего, это касается выбора монитора.

Плюс ко всему, неподвижно сидящие пользователи становятся жертвами различных патологий опорно-двигательного аппарата, самой частой из которых является остеохондроз.

Однако самый большой вред компьютер наносит нашему зрению. Дело в том, что человеческие глаза абсолютно не подготовлены для восприятия компьютерной "картинки". Все окружающие предметы мы видим в отраженном свете. А изображения, возникающие на мониторе, имеют дискретный характер, то есть состоят из миллионов светящихся точек, которые загораются и гаснут через определённые промежутки времени.

Поэтому восприятие светящегося монитора становится огромным испытанием для наших глаз. Наилучшими электронно-лучевыми мониторами являются мониторы с высокой частотой обновления картинки (100 Гц).

Существующий Компьютерный Зрительный Синдром (Computer Vision Syndrome) стал настоящим бичом всех пользователей. Он появляется у всех, кто регулярно проводит у экрана компьютера более 6 часов в день. Симптомы этого заболевания можно разделить на две группы. В первую - зрительную - включены снижение остроты зрения, замедленная перефокусировка, двоение предметов, быстрое утомление во время чтения. Вторая группа условно именуется «глазной». К ней относятся чувство жжения в глазах, так называемый "песок под веками боли в области глазниц и лба, боли во время движения глаз, их покраснение. Эта картина знакома большинству активных пользователей компьютеров. Все эти болезненные признаки появляются у части пользователей через 2 часа, у большинства через 4 , и у каждого через 6 часов.

В связи с таким воздействием на человека ещё в 80-ые годы учёные начали разрабатывать параметры безопасности компьютерной техники. Самое широкое распространение получили стандарты требований, принятые Шведской Федерацией Профсоюзов (The Swedish Confederation of Professional Employees), сокращённо ТСО (самыми жестким стандартом считается ТСО'99).

Появление всех этих неприятных симптомов, описанных выше, можно предотвратить. Нужно лишь знать элементарные правила работы с компьютером. При работе с персональным компьютером на каждую машину должно быть отведено не менее 6 м² площади и 20 м³ пространства; пользователь должен находиться в 60-70 см (минимум в 50 см) от экрана; расстояние между соседними мониторами должно быть 1.2-1.5 м между боковыми поверхностями и 2 м друг от друга; от стены помещения компьютер рекомендуется устанавливать на расстоянии не менее 1 м; системный блок следует максимально удалить от монитора, т.к. между

компьютером и монитором создаются поля, которые отрицательно влияют на пользователя компьютера. Также необходимо иметь в виду, что рабочее место должно быть правильно расположено относительно сети питания, т.к. провода, со всех сторон опутывающие человека, также создают поля, негативно влияющие на него.

Итак, резюмируя написанное выше, условия работы на компьютере должны удовлетворять требованиям:

- Трудовая деятельность, связанная с планированием облучения с использованием ЭВМ требует постоянного напряжения зрения. Поэтому необходимо обеспечение достаточной освещенности на рабочем месте.
- Электробезопасность. Поскольку все современное компьютерное оборудование имеет собственную внутреннюю защиту и трехконтактные, с выделенным заземлением, разъемы шнуров питания, защитные мероприятия сводятся к замене розеток электропитания на трехконтактные и выводе контакта заземления на клемму заземления ближайшего электрощита маломощных потребителей. Эта мера обеспечивает полную безопасность в работе с электрооборудованием.
- Микроклимат. Согласно ГОСТ, допустимые пределы колебаний температуры для помещений пользователей ПЭВМ – 19-26С, а оптимальными являются температуры в 20-23С. поэтому в холодное время года надо принять меры по утеплению помещения.
- Уровень шумов. Согласно ГОСТ [39], для помещений программистов установлен предельно допустимый уровень шума в 50 дБ А.

ГЛАВА 6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

На основе программы RootSorter была разработана и реализована методика отбора событий, соответствующих реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$.

С помощью распределения по недостающей массе доказана возможность регистрации данной реакции при малых энергиях возбуждения на спектрометре ANKE на ускорителе COSY.

Были рассмотрены распределения по недостающей массе для определенных диапазонов энергии возбуждения. На всех распределениях отчетливо виден пик от Σ^- -гиперона. Это позволяет говорить о возможности в дальнейшем измерения энергетической зависимости сечения данной реакции на спектрометре ANKE.

Следует отметить тот факт, что в описываемом сеансе ускорителя практически отсутствовала временная информация с спектаторного полупроводникового детектора по причине технической неисправности части аппаратуры. Это проблема устранена и при обработке данных со следующих сеансов такая информация позволит дополнительно снизить количество фоновых событий.

Также стоит отметить, что данный сеанс был спланирован на исследование реакции $pn \rightarrow d\omega$, а исследование реакции $pn \rightarrow pK^+\Sigma^-$ происходило опосредованно. Это отразилось на структуре триггера (боковой детектор не участвует в формировании триггера) и выборе энергии пучка ускорителя. В случае возможного проведения в будущем отдельного сеанса для изучения данной реакции стоит изменить некоторые параметры эксперимента:

- уменьшить энергию пучка, что позволит сузить угловое распределение вылетевших частиц и упростить поправку на аксептанс;
- включить в триггер боковой детектор, что позволит снизить коли-

Заключение.

чество ложных срабатываний и уменьшить объём записываемой информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Maier, Cooler Synchrotron COSY - performance and perspectives. Nucl. InstrMeth. A **390** (1997) 1
2. S. Barsov *et al.*, ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Juelich. Nucl. Instr. Meth. A **462** (2001) 364–381
3. R. Santo *et al.*, The Münster cluster target for internal storage ring experiments. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **386** (1997) 228.
4. A. Khoukaz *et al.*, Systematic studies on hydrogen cluster beam production. Eur. Phys. J. D **5**, (1999) 275.
5. S. Barsov, S. Dymov et al, *Near-threshold production of ω mesons in the $pn \rightarrow d\omega$ reaction*, Eur.Phys.J. **A 21** (2004) 521.
6. V. Kleber , S. Dymov et al, *$a_0^+(980)$ -resonance production in $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ reactions close to threshold*, Phys.Rev.Lett. **91** (2003) 172304.
7. B. Zh. Zalikhanov et al., *Development of the forward detector for the 0° -facility*, IKP FZ-Jülich Annual report 1993, IKP Jül-2879, Jülich, 1994, p.57.
8. B. Zh. Zalikhanov et al., *First module of the forward proportional chamber of the ANKE spectrometer*, IKP FZ-Jülich Annual report 1995, IKP Jül-3200, Jülich, 1996, p.67.
9. A. Yu. Petrus, B. Zh. Zalikhanov, *Electro-mechanical properties of narrow-gap multiwire proportional chambers*, NIM **A485** (2002) 399.
10. H. Kalmar et al., NIM **A307** (1991) 279.
11. A. Yu. Petrus, *Multiwire proportional chamber with a dielectric film. Numerical study*, JINR Communication E13-2002-14 (2002).

12. I. Lehmann et al., *Spectator Detection for the Measurement of Proton-Neutron Interactions at ANKE*, NIM A **530** (2004) 275.
13. A. Mussgiller, *Identification and tracking of low energy spectator protons*, dissertation (2007)
14. M. Abdel-Bary et al. *Improved study of a possible Θ^+ production in the $pp/topK^0\Sigma^+$ reaction with the COSY-TOF spectrometer*, Phys. Lett. B **649** (2007) 252-257
15. M. Abdel-Bary et al. *Energy dependence of the Λ/Σ^0 production cross-section ratio in p - p interactions*, Eur. Phys. J. A **22** (2004) 293–299
16. J.T. Balewski et al. *Λ -hyperon production via the $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ reaction 2 MeV above threshold*, Physics Letters B **388** (1996) 859-865
17. R. Bilger et al. *Strangeness production in the reaction $pp \rightarrow pK^+\Lambda$* , Physics Letters B **420** (1998) 217-224
18. S.Abd El-Samad et al. *Hyperon production in the channel $pp \rightarrow K^+\Lambda p$ near the reaction threshold*, Physics Letters B **632** (2006) 27–34
19. T. Rozek et al. *Threshold hyperon production in proton–proton collisions at COSY-11*, Physics Letters B **643** (2006) 251–256
20. Yu. Valdau et al. *The $pp \rightarrow K^+n\Sigma^+$ reaction near threshold*, Physics Letters B **652** (2007) 245–249
21. S. Sewerin et al. *Comparison of Λ and Σ^0 Production near Threshold in Proton-Proton Collisions*, Phys.Rev.Lett. **83** (1999) 682.