МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)

Факультет Общей и Прикладной Физики

Кафедра Физики Высоких Энергий

Дипломная работа
ЗЕНИНА АНТОНА ВЯЧЕСЛАВОВИЧА

Изучение характеристик установки ВЕС в эксперименте по образованию мезонных резонансов на ядрах

Научный руководитель —
доктор физико-математических наук,
А.М. Зайцев

Рецензент —
кандидат физико-математических наук,
М.Н. Уханов

Протвино 2002

Содержание

1 Введение

Установка ВЕС - это широко-апертурный магнитный спектрометр, предназначенный для изучения процессов типа $\pi^- N \to n\pi^\pm mK^\pm k\gamma N'$ (где m, n, k - целые числа). Одной из задач исследований на установке ВЕС является изучение специфики образования мезонных резонансов на различных ядрах. С этой целью был проведен сеанс с использованием мишеней, изготовленных из различных веществ (углерода, бериллия, аллюминия и меди).

Целью дипломной работы является комплексный анализ функционирования основных детекторов установки в течении этого сеанса и обзор их основных физических характеристик, в том числе:

- мониторинг γ - детектора;
- оценка разрешения трековой системы;
- исследование стабильности работы пропорциональных и дрейфовых камер и определение их эффективностей;

Дипломная работа состоит из 5 глав. Во Введении приведено описание установки ВЕС, перечень основных задач анализируемого эксперимента, краткое описание процедуры набора данных и алгоритмов реконструкции. Последующие 2 главы содержат описание проведенной процедуры мониторирования γ - детектора и анализ основных характеристик трековой системы: разрешения и эффективности работы камер трековой системы.

Далее представлены предварительные результаты исследования особенностей реакций $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^0 N$, $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^- N$, $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 N$, $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- N$ на ядрах. Из 4 рассматриваемых реакций другими группами уже исследовалась лишь одна, однако на существенно меньшей статистике [1].

В заключении перечислены основные выводы проведенной работы.

1.1 Установка ВЕС

Предложение о создании установки ВЕС и программа первоочередных исследований на этой установке были одобрены координационным советом ИФВЭ в 1986 году. В 1989 году был осуществлен комплексный запуск установки и набрана первая статистика, пригодная для физического анализа. К 1999 году на установки ВЕС было проведено 20 физических и методических сеансов.

В марте-апреле 1999 года был проведен 21-ый сеанс с использованием мишеней из различных веществ и при 2-х различных энергиях пучка (23 и 43 ГэВ). Основная статистика была набрана при энергии 43 ГэВ.

Общий вид установки ВЕС приведен на рисунке 1:

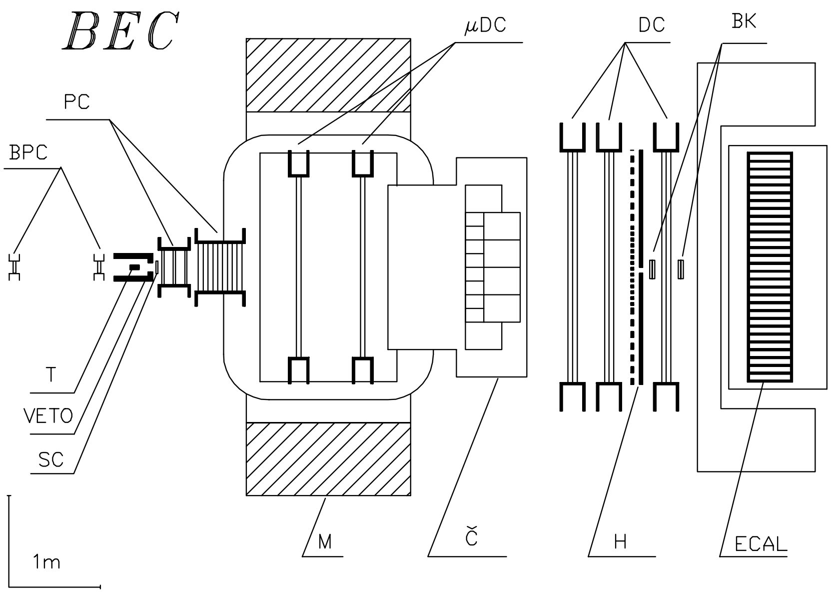

Рис. 1: Общая схема установки ВЕС.

Здесь:
BPC - пучковые камеры, T - мишень, VETO - охранная система мишени,
SC - сцинтилляционные счетчики (S10-S11), PC - пропорциональные камеры,
M - магнит, μ DC - микродрейфовые камеры,
Č - многоканальный черенковский счетчик,
DC - большие микродрейфовые камеры, H - триггерный годоскоп,
BK - счетчик антисовпадений, ECAL- электромагнитный калориметр.

Установка ВЕС - это широко-апертурный магнитный спектрометр, предназначенный для изучения процессов типа $\pi^- N \to n\pi^{\pm} m K^{\pm} k\gamma N'$ (где m, n, k - целые числа). Установка размещается в канале 4Д протонного синхротрона У-70. Канал обеспечивает транспортировку и фокусировку пучка вторичных отрицательно заряженных частиц (преимущественно π^- -мезонов) в диапазоне импульсов $23 - 43$ ГэВ/с, с интенсивностью до 3×10^6 ч/сброс.

На установке ВЕС принята следующая система координат: ось Z направлена по пучку, ось Y вертикально вверх, ось X дополняет тройку до правой, начало системы координат совпадает с центром магнита.

Пучковая частица определяется телескопом сцинцилляционных счетчиков $S1-S3$ (на рисунке не показаны). Четыре двух-плоскостные (XY) пропорциональные камеры BPC измеряют координату пучковой частицы.

Перед мишенью установлено 3 газовых пороговых черенковских счетчика для определения типа пучковой частицы (π или K). В 21-ом сеансе доля K в пучке составляла около 1%. Содержание $\bar{p}$ при p_{beam}=43 ГэВ/c пренебрежимо мало.

В ходе 21 сеанса при наборе основной части статистики использовалась мишень из углерода. По сравнению с использовавшейся ранее на установке ВЕС мишенью из бериллия использование углерода может позволить несколько увеличить относительную интенсивность кулоновского сигнала и уменьшить фон от адронных реакций благодаря нулевому изоспину ядра. На этой мишени было набрано около 90% статистики. Кроме того, для изучения A-зависимости адронных реакций и Z-зависимости кулоновских реакций использовались мишени из бериллия, алюминия и меди.

Мишень окружена двухслойной охранной системой VETO. Её внутренний слой образуют сцинцилляционные счетчики. Их срабатывания запрещают регистрацию события. Внешний слой образован шестью счетчиками типа “сэндвич” свинец – сцинциллятор. Они предназначены для регистрации γ-квантов с низкой энергией, которые не регистрируются в гамма-детекторе.

Непосредственно после мишени установлена группа пропорциональных камер PC (16 плоскостей), измеряющих координаты заряженных частиц. В эту группу входят три двух-плоскостные (XY) камеры, последняя из которых повернута на угол 15° для разрешения неоднозначностей при восстановлении множественных треков, и десять одно-плоскостных камер, четыре из которых измеряют Y-координату трека и шесть - X-координату. На всех этих камерах также выполнена охранная система, вырабатывающая сигналы антисовпадений на γ-кванты, вылетающие из мишени под слишком большими углами. Для этого на боковых областях с четырех камер (двух X и двух Y) установлены конверторы из свинца, толщиной порядка 15 мм, и сигналы от соответствующих проволок камер используются для антисовпадений. В связи с физическим старением и усложнением эксплуатации прежних конструкции камер 400×600 мм, в 21-ом сеансе они были заменены на новые камеры такого же размера. Магнит установки ВЕС имеет размеры полюсов 2.5×1.5 м^2, расстояние между полюсами 1 м, поле направлено по оси Y и интеграл поля составляет 2.2 Т $\times$ м (поперечный импульс 0.7 ГэВ/c). После блока головных камер между полюсами магнита расположены две одно-плоскостные пропорциональные камеры (см. рис. 5). Камеры развернуты вокруг оси пучка на $\pm 8°$ и обеспечивают соответствие X и Y проекций треков. Также в зазоре магнита установлены две двух-плоскостные микродрейфовые камеры измеряющие X-координату трека. При реконструкции координаты с этих камер обеспечивают сшивку частей трека до и после магнита и увеличивают точность определения кривизны трека, уменьшая, таким образом, ошибку в определении импульса частицы. Y- координата треков этими камерами не измерялась, так как горизонтальная компонента поля магнита в его рабочей области невелика, и Y-проекция треков почти прямолинейна.

Сразу за магнитом установлен много-зеркальный пороговый черенковский счетчик, используемый для идентификации частиц. Его основой является система из 28 зеркал различного размера от 14×25 см в центре до 28×55 см по краям. В качестве рабочего вещества использовалась смесь SF_6 и Ar с порогом для π 4.4 ГэВ. Зеркала имеют сферическую форму для обеспечения фокусировки черенковского света на фотоумножителях. Свет от частиц падает на зеркала под разными углами, что приводит к сдвигу сфокусированного пятна света в плоскости ФЭУ. Для компенсации этого эффекта каждый ФЭУ был окружен конусом из свето-отражающего материала для дополнительного сведения света непосредственно на окно ФЭУ. Регистрировался не только факт наличия сигнала на каждом из 28 ФЭУ, но и измерялась амплитуда каждого сигнала. В сочетании с достаточно высокой эффективностью знание амплитуды позволяет различать π и K вплоть до 16 ГэВ$/c$ (т.е. и в области излучения K).

За черенковским счетчиком расположены три трех-плоскостные дрейфовые камеры. Каждая из них представляет сборку из X,Y плоскостей и плоскости, повернутой на 37° относительно горизонтали. Прохождение заряженной частицы вызывает одновременное срабатывание трех плоскостей, что позволяет восстановить точку в пространстве, причем без обычной для дрейфовых камер неоднозначности. Так как удельная загрузочная способность камер невелика, в районе прохождения пучка создана нечувствительная область (пассивный beam-killer). Для этого к катодным плоскостям приклеены кусочки пластика соответствующего размера.

Начиная с 21-го сеанса между последней дрейфовой СГС-камерой и γ - детектором была установлена система дрейфовых трубок (см. рис. 5), содержащая две плоскости, измеряющие горизонтальную координату трека.

Активная область каждой плоскости имеет размеры около 250×200 см^2. Плоскость собрана из двух слоёв дрейфовых труб, работающих в пропорциональном режиме. Трубы длиной около 220 см сделаны из тонкостенного (0.5 мм) алюминиевого проката внешним диаметром 30 мм. Шаг труб в слое 33.5 мм. Слои сдвинуты относительно друг друга на полшага. Межосевое расстояние между слоями 29 мм. Таким образом, центры трёх примыкающих друг к другу труб образуют равносторонний треугольник, а окружности их внутренних поверхностей имеют общую касательную. Это означает отсутствие мёртвой зоны при регистрации треков, как угодно сильно наклонённых по отношению к плоскости детектора. Анодные проволоки диаметром 30 мкм изготовлены из позолоченного вольфрама. Рабочее анодное напряжение составляет около 3 кВ. В качестве заполняющего газа используется аргон-метановая смесь в соотношении примерно 75:25 %.

Далее находится электромагнитный калориметр из свинцового стекла размерами 2.4×1.9 м^2. Центральная часть калориметра представляет собой сборку 38×32 модулей размером 43×43 мм^2, причем, один модуль в центре отсутствует для пропуска непровзаимодействовавших частиц пучка. Оставшаяся часть калориметра выполнена из модулей увеличенного размера 86×86 мм^2. Интегральные характеристики электромагнитного калориметра таковы:

энергетическое разрешение

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{6}{\sqrt{E\ (\text{ГэВ})}} + 8\ ;$$

координатное разрешение

$$\sigma_x\ (\text{мм}) = \frac{5.5}{\sqrt{E\ (\text{ГэВ})}} + 1.2 \qquad (1)$$

для центральной области детектора и

$$\sigma_x\ (\text{мм}) = \frac{9.5}{\sqrt{E\ (\text{ГэВ})}} + 3 \qquad (2)$$

для периферических счетчиков. Более подробное описание установки ВЕС, системы сбора данных и триггера может быть найдено в препринте ИФВЭ 98-60 (1998 г), препринте ИФВЭ 94-101 (1994г).

1.2 Задачи эксперимента

Основными задачами эксперимента на установке ВЕС при проведении 21-го сеанса были:

- изучение образования различных состояний в кулоновском поле ядер
- изучение энергетической и А-зависимости образования различных резонансов
- поиск дифракционного образования пары чармованных мезонов
- поиск и исследование редких распадов резонансов.

Далее подробно рассматривается специфика изучения образования резонансов на ядрах.

Исследование образования резонансов на ядрах позволяет получать нетривиальную информацию о свойствах этих резонансов. Уже в первых экспериментах по исследованию дифракционного образования трех пионов на ядрах [3, 4] , выполненных при энергиях 9-23 ГэВ, при анализе данных в рамках модели Колбига-Марголиса [2] были получены указания на то, что сечение взаимодействия резонанса $\pi(1300)$ с нуклоном существенно больше (приблизительно в два раза), чем сечение взаимодействия $a_1(1300)$. Измерения при более высоких энергиях качественно подтвердили эти наблюдения [1]. На первый взгляд, с точки зрения кварковой модели этот эффект выглядит противоестественно. Вместе с тем, этот результат указывает на то, что в образовании резонансов на ядрах некие характеристики резонансов проявляются в яркой форме.

В последние годы был достигнут значительный прогресс в понимании процессов дифракционного образования резонансов на ядрах [5, 6, 7, 8, 9] . Построена модель, качественно описывающая картину и в ряде случаев дающая количественное описание [6, 9] . В рамках этой модели наблюдаемое различие эффективных сечений взаимодействия с нуклоном резонансов $a_1(1300)$ и $\pi(1300)$ находит естественное объяснение [6]. Эффект вызван тем, что $\pi(1300)$ представляет собой радиальное возбуждение системы кварк-антикварк, так что волновая фукция зануляется при малых расстояниях между кварком и антикварком, вследствие чего такие конфигурации не могут просочиться через толстое ядро.

В целом, в этой модели картина образования резонансов на ядрах выглядит как процесс регенерации в веществе системы из многих состояний в результате которого появляется весьма живописная картина из наблюдаемых резонансов.

Следует подчеркнуть, что предыдущие эксперименты были выполнены на сравнительно небольшой статистике с сильно упрощенной моделью парциально-волнового анализа. Это препятствует детальному анализу обсуждаемых процессов в рамках современных моделей.

Особенно интересным представляестся изучение образования резонансов на ядрах при импульсах масштаба 20-50 ГэВ. Это вызвано тем, что резонансы пролетают до распада расстояние $L[\text{ферми}] \approx p[GeV] \times 0.2/(M \times \Gamma)$. В зависимости от импульса, ширины и массы резонанса это расстояние оказывается в диапазоне 10-100 ферми, так что варьируя размеры ядер можно проследить за изменением характеристик процесса, связанных с тем, что в одних случаях распад происходит внутри ядер, а в других - за пределами ядер.

1.3 Процедура набора данных и реконструкции

21-ый сеанс по набору данный установки BEC состоял из следующих этапов:

1. Проверка работы различных подсистем: контроллеров гамма-детектора, DAQ.
2. Включение и настройка
   (a) Включение установки: включение канала на 45 ГэВ, включение триггеров S1-S3 и пропорциональных пучковых камер, проверка и подстройка канала
   (b) Настройка камер
   (c) Завершение настройки: окончательная настройка камер, пучка, триггера, проверка логики годоскопа, включение и настройка всех триггерных устройств, проверка всех программ, просмотр всех детекторов, пробный набор статистики
3. Калибровки
   (a) Калибровка гамма-детектора:
   выключение магнита, переключение канала на электроны, установка триггера на электроны, процедура калибровки
   (b) Strait Line Test (далее SLT) —проводится при выключенном магните для геометрической привязки трековых детекторов и калибровки их дрейфовых характеристик:
   Переход на нормальный пучок, установка маленького сброса, калибровка узким пучком, калибровка широким пучком, калибровка взаимодействиями
4. Набор статистики
   (a) Включение канала на 45 ГэВ, магнита, настройка канала, включение стандартного триггера (5000 соб. за цикл)
   (b) Набор статистики на C, 45 ГэВ
      i. Калибровка сечений на C:
      Регистрирование профиля пучка, снижение интенсивность до 1×10^4 частиц за цикл, установка в триггере только S1-S3 —для запуска каждой пучковой частицей,
      ii. Набор статистики на Be

iii. Калибровка сечения на Be
iv. Набор статистики на Al
v. Калибровка сечения на Al
vi. Набор статистики на Cu
vii. Калибровка сечения на Cu
viii. Повтор 3.2, 3.4, 3.6, 3.8

(c) Переход на 23 ГэВ:

Замена в мишени Cu на C, перестройка канала на 23 ГэВ, снижение сброс до 10000 за цикл, установка в триггере только регистрации пучка, набор статистики 10^7 событий, соответствующее снижение тока в спектрометрическом магните с его подстройкой по "хвостовым детекторам", включение нормальной интенсивности и нормального триггера

(d) Набор статистики:

На каждом ядре 1 день статистики + 1 час калибровки сечений

(e) SLT

В ходе 21-го сеанса была набрана следующая статистика на различных ядрах:

- на C — 2.074×10^8 (включая взаимодействия в S10-S11)
- на Be — 1.05×10^7 (за исключением взаимодействий в S10-S11)
- на Al — 4.5×10^6 (за исключением взаимодействий в S10-S11)
- на Cu — 2.2×10^6(за исключением взаимодействий в S10-S11)

Это позволит измерить со статистической точностью лучше процента относительные сечения образования различных резонансов на этих ядрах
$a_1(1300),\ a_1(1700),\ \pi(1300),\ \pi(1800),\ \pi_2(1670),$
$a_2(1320),\ a_3(1850),\ a_4(2050),$"$\rho$"$(1600)$.
Для абсолютной нормировки сечений на каждом ядре набрана следующая статистика событий с запуском установки пучковой частицей:

- на C — 2.91×10^4
- на Be — 2.05×10^5
- на Al — 1.2×10^5
- на Cu — 8.3×10^4

Эти данные позволят найти A-зависимость и энергетическую зависимость образования резонансов, систематизировать эти зависимости и выявить особенности в образовании различных резонансов, в том числе, кандидатов в гибриды.

Далее кратко рассмотрим процедуру реконструкции данных с γ- калориметра и трековой системы.

При реконструкции γ-квантов в калориметре выделяются кластеры, то есть связные группы счётчиков с сигналами выше пороговых. Центральным счётчиком кластера выбирается содержащий локальный максимум энерговыделения с учетом калибровочных коэффициентов.

Помимо суммарной энергии, кластер характеризуется величиной

$$\chi^2_\gamma = \sum_{i=1}^{9} \chi^2_i \text{ , где} \qquad \chi^2_i = \begin{cases} \left(\frac{e_i - e_i^0}{\sigma_i}\right)^2, & \text{если } \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i} \le 2 \\ 2 \cdot \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i}, & \text{если } \frac{|e_i - e_i^0|}{\sigma_i} > 2 \end{cases} .$$

Здесь e_i - сигнал в iом счётчике , e_i^0 - ожидаемое для электромагнитного ливня энерговыделение в нём. Для вычисления e_i^0 используется полиномиальная (степени 3) параметризация поперечного распределения энергии ливня в зависимости от двух координат его центра тяжести. Сумма берётся по 9 счётчикам матрицы 3×3, окружающей центральный счётчик кластера.

Программа трековой реконструкции установки ВЕС работает в три стадии.

Базовая программа стартует с нахождения параметров трека пучковой частицы по сигналам в четырех пучковых камерах. Затем, с учетом ошибок реконструкции пучка, которые обсуждаются ниже, найденные параметры используются для определения в плоскости YZ области в районе мишени, где может находиться вершина взаимодействия.

Следующим шагом является нахождение прямолинейных треков заряженных частиц в области головных камер. При этом используются шесть пропорциональных камер, измеряющих Y - координату треков. На этом шаге треки ищутся методом коридора, т.е. в направлении предполагаемого трека строится коридор заданной ширины, исходящий из определенной ранее области в мишени. Трек считается найденным, если в этот коридор попадает достаточно большое (больше заранее заданного) количество точек. Если на этом шаге находится хотя бы один заряженный трек, то за первичное положение вершины принимается область пересечения коридора, построенного вдоль этого трека, и коридора, построенного вдоль пучковой частицы.

На второй стадии реконструкции ищутся все оставшиеся треки в трековой системе установки без требования прохождения через первичную вершину. При этом, для уменьшения комбинаторного фона и ускорения работы программы, срабатывания в трековых детекторах от уже найденных треков вычеркиваются. На этом этапе для поиска используется метод Кальмановского фильтра, так как отсутствие примерного положения вершины распада делает невозможным построение коридора. Этот метод является обобщением стандартного χ^2 - метода. Суть этого метода состоит в следующем. Пусть существует $1, \ldots, N$ измерений случайной величины x и определенная с помощью метода χ^2 оценка есть $\bar{x}$. Если теперь появляется измерение $N + 1$, то для получения оценки $\bar{x}_{N+1}$ можно вычислить χ^2 с $N + 1$

членами, или выразить её как

$$\bar{x}_{N+1} = K_{N+1}\bar{x}_N + K'_{N+1}x_{N+1}$$

и подобрать коэффициенты K_{N+1} , K_{N+1} таким образом, чтобы получившаяся оценка обладала минимальной дисперсией и была несмещенной. Подробное описание этого метода можно найти в диссертации Костюхина В.В. [10].

Основное преимущество этого метода по сравнению с методами глобального фитирования состоит в том, что в любой момент (локально) известны оптимальные параметры трека со всеми ошибками, вычисленные по неполному набору хитов. Эти параметры позволяют экстраполировать трек к следующему координатному детектору и оптимальным образом выбрать в нем новое измерение трека, получив тут же новую оценку параметров трека. Кроме того, при пошаговой экстраполяции трека легко можно учесть многократное рассеяние в веществе и даже возможность излома трека.

На третьей стадии среди всех треков (найденных как базовой программой реконструкции, так и алгоритмом Кальмановского фильтра) ищутся пересечения в пространстве, несовпадающие с первичной вершиной. Они идентифицируются как вторичные вершины. События, в которых остаются треки, не ассоциированные ни с одной из вершин, отбрасываются, так как такие треки, главным образом, дают непровзаимодействовавшие частицы пучка, попавшие во временной интервал регистрации, а они дают неконтролируемый фон в черенковском счетчике и электромагнитном калориметре.

В результате работы программы реконструкции, на ленту "DST" записывается информация о каждом реконтструированном событии, в том числе:

- количество треков в событии,
- количество π_0 и η,
- количество свободных γ-квантов,
- заряд треков,
- квалификатор идетнификации трека в черенковском счетчике,
- энергия в калориметре, ассоциированная с заряженными треками,
- координаты первичной вершины,
- импульсы треков (в том числе, пучкового),
- энергия γ-квантов

Также записывается копия информации с сырыми данными для успешно восстановленных событий, содержаших по крайней мере 1 вершину, 1 пучковый трек и 2 вторичных трека.

2 Мониторирование электромагнитного калориметра

Калибровка электромагнитного калориметра проводится в 2 стадии. Первый этап калибровки проводится перед набором статистики с помощью узкого монохроматического пучка электронов с энергией 9 ГэВ. Система перемещения гамма-детектора обеспечивает позиционирование детектора таким образом, что пучок попадал в центр каждого модуля по очереди. При этом в калибруемом модуле выделяется около 80% всей энергии. Программа калибровки итерационно вычисляет калибровочный коэффициент для каждого счетчика из условия равенства суммы энерговыделения в нем и 8 окружающих его модулях полной энергии пучка электронов.

Однако, при этом возникают следующие проблемы:

- энергия пучка электронов известна неточно;
- ливни от электронов отличаются от ливней от реальных γ-квантов;
- пучек электронов попадает лишь в одну локальную область калибруемого модуля;
- калибровка проводится при одной интенсивности, а реальные измерения — при другой;
- происходят изменения характеристик гамма-детектора в течении сеанса.

Поэтому возникает необходимость в дополнительной корректировке энергий реконструированных γ-квантов. Для этого была проведена процедура мониторирования γ-квантов, учитывающая вариации данных гамма-детектора со временем. Была построена серия из 310 распределений инвариантной массы двух реконструированных γ-квантов по предварительно отобранным данным сеанса, содержащих 3-х трековые события с 2-мя γ-квантами, обладающими энергией больше 3 ГэВ. Эти распределения имеют пик на массе π-мезона и η-мезона (рис. 2).

Далее каждое распределение фитировалось в области масс от 0.05 до 0.3 ГэВ$/c^2$ суммой полинома Лежандра 3-ей степени и гауссовой функции. Таким образом вычислялась получаемая масса реконструированного π-мезона для 310 различных интервалов проведения сеанса. Отношения этих значений масс к истинной массе π были записаны в таблицу с указанием на данные, которым они принадлежат. В дальнейшем при работе с данными используется соответствующая корректировка энергий восстановленных γ с учетом полученных таким образом коэффициентов.

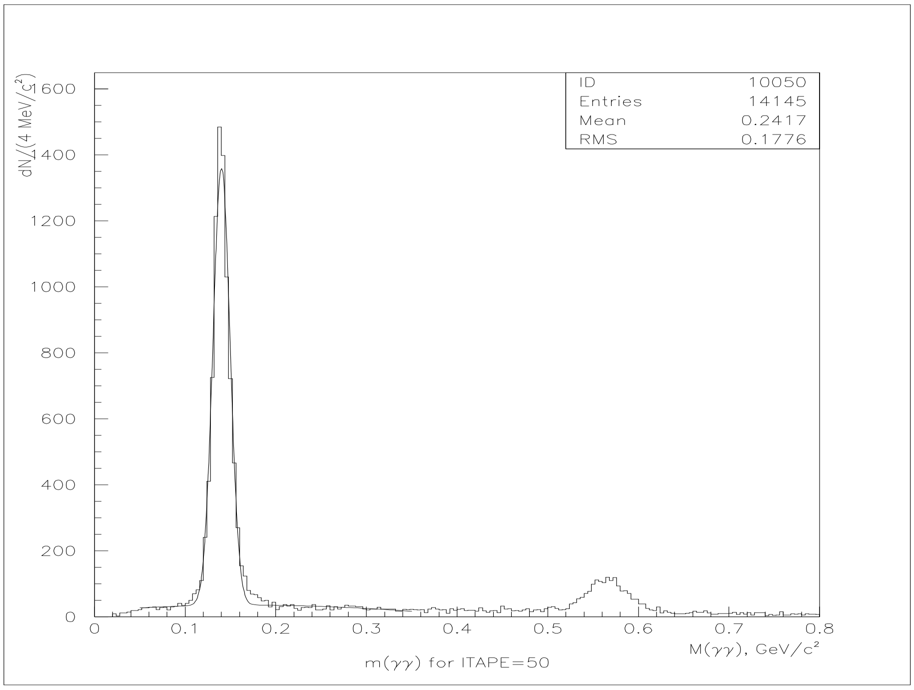

Рис. 2: Спектр эффективных масс $M(\gamma\gamma)$

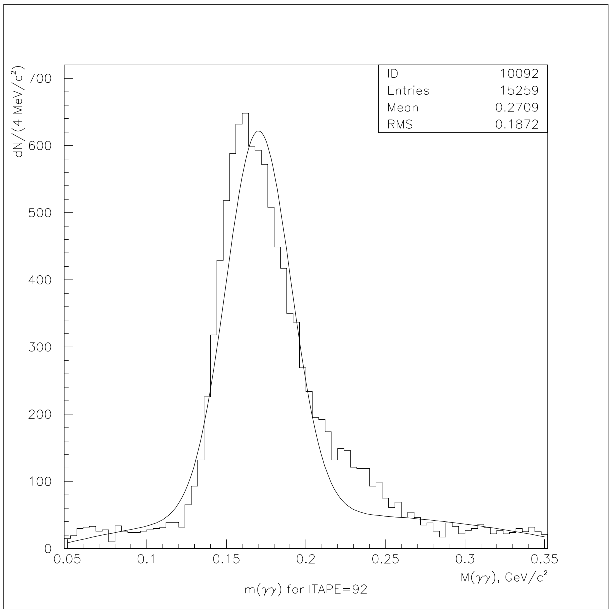

Рис. 3: Спектр эффективных масс $M(\gamma\gamma)$ для ленты номер 92 с “плохими” данными

Результат мониторирования наглядно представлен на рис. 4, где показано изменение массы и ширины π - мезона в течении всего сеанса.

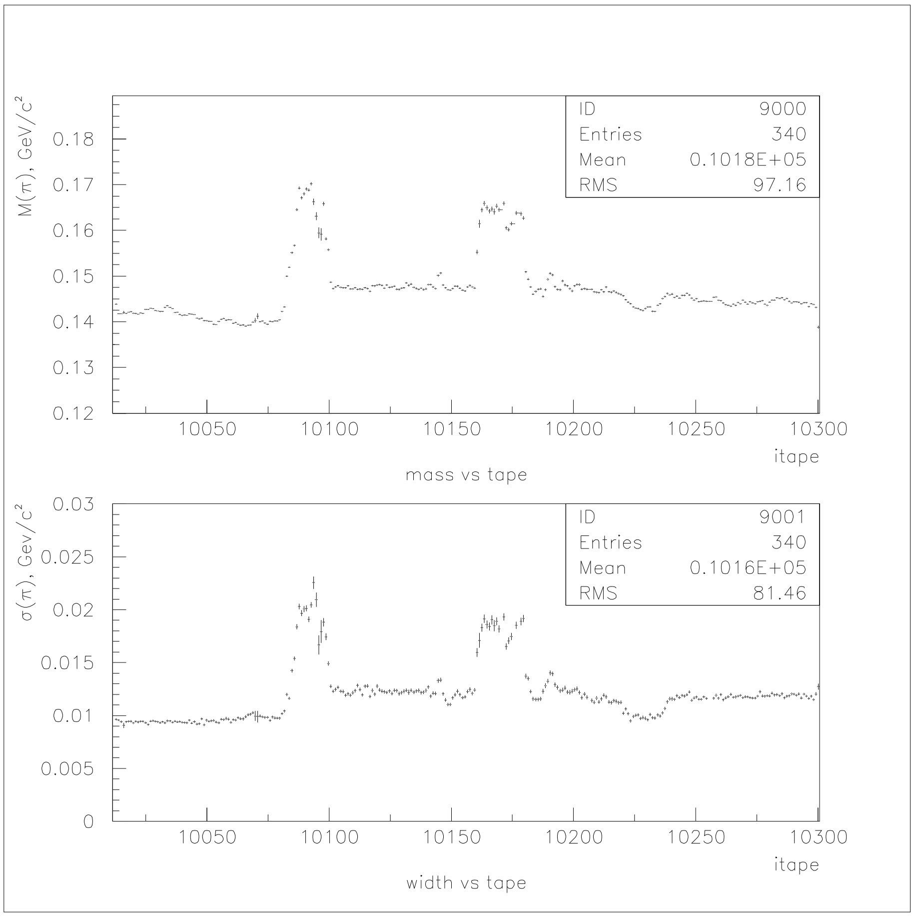

Рис. 4: Вариация массы и ширины π -мезона по результатам фитирования спектра $M(\gamma\gamma)$ в течении всего сеанса

Видно, что значения массы довольно стабильны (хотя и значительно отличаются от истинной массы π), отклонения массы от среднего значения не превышают 7% везде, за исключением двух периодов, когда отклонения доходят до 20%. Распределение по эффективной массе двух γ-квантов для одной из лент этих периодов сеанса приведено на рис. 3. Хорошо заметно, что спектр имеет длинный "хвост" в области больших масс, негаусовского характера. Вероятно, эти отклонения связаны с проблемами в электронике гамма-детектора или с шумом в одной или нескольких его ячейках. В любом случае, требуется дополнительное исследование возможных причин такого поведения.

3 Анализ работы трековой системы

Трековая система установки BEC предназначена для измерения треков пучковой частицы и вторичных частиц. Наличие магнитного поля позволяет определить импульсы последних.

Основные требования, предъявляемые к системе – способность работать в интенсивном пучке с большой частотой триггера и иметь большой угловой аксептанс при хорошем разрешении. Этим обусловлено применение различных детекторов и конкретных технических решений в её подсистемах.

Общая структура системы показана на рис. 5.

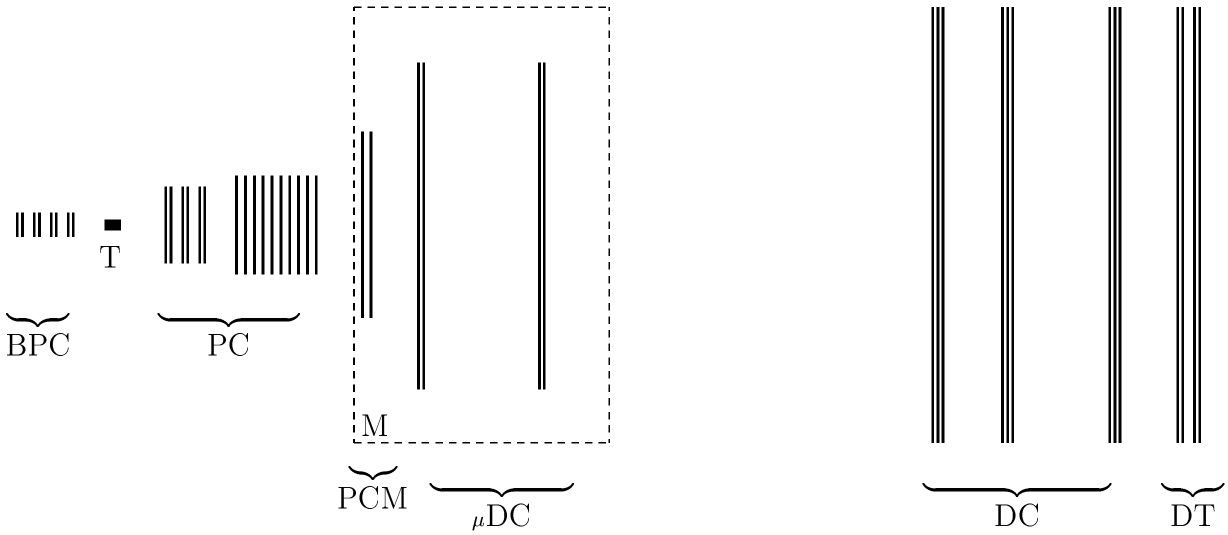

Рис. 5: Общая структура системы трековых детекторов установки BEC: **BPC** – пучковые камеры; **PC** – головные пропорциональные камеры; **PCM** – пропорциональные камеры в зазоре магнита; μ**DC** – микродрейфовые камеры в зазоре магнита; **DC** – большие микродрейфовые СГС камеры; **DT** – дрейфовые трубки; **T** — мишень; **M** — полюс магнита.

Она включает установленные до мишени пучковые камеры (BPC) и расположенные за мишенью камеры магнитного спектрометра:

- головные пропорциональные камеры (PC);
- пропорциональные камеры в зазоре магнита (PCM);
- микродрейфовые камеры в зазоре магнита (μDC);
- большие микродрейфовые СГС камеры за магнитом (DC).
- дрейфовые трубки (DT).

По своему угловому аксептансу система перекрывает апертуру остальных детекторов установки. Бóльшая часть трековой системы расположена вне зазора магнита, в области почти прямолинейных треков, однако в магните также установлены камеры, что облегчает "сшивку" участков треков до и после магнита. Камеры в магните также существенно увеличивают эффективность регистрации частиц с низкой энергией, которые сильно отклоняются магнитом и не попадают в апертуру больших камер (DC).

Более подробно с работой трековой системы установки ВЕС можно ознакомиться в диссертации Ю.А. Хохлова [11]. Модельное исследование трековой системы установки ВЕС было выполнено Тагировым Р.Р. [12].

В следующих параграфах приведен анализ разрешения трековой системы и эффективности работы камер в течении сеанса.

3.1 Разрешение

Для оценки аппаратного разрешения трековой части установки был рассмотрен пример восстановления массы в многочастичной моде и при большем энерговыделении с использованием лишь заряженных треков. Таковым является наблюдение сигнала от распада $f_1(1285) \to \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в 4-х - частичном спектре масс 5-и-трековых событий ($3\ \pi^-\ 2\ \pi^+$).

Распределение по эффективной массе $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ представлено на рисунке 6.

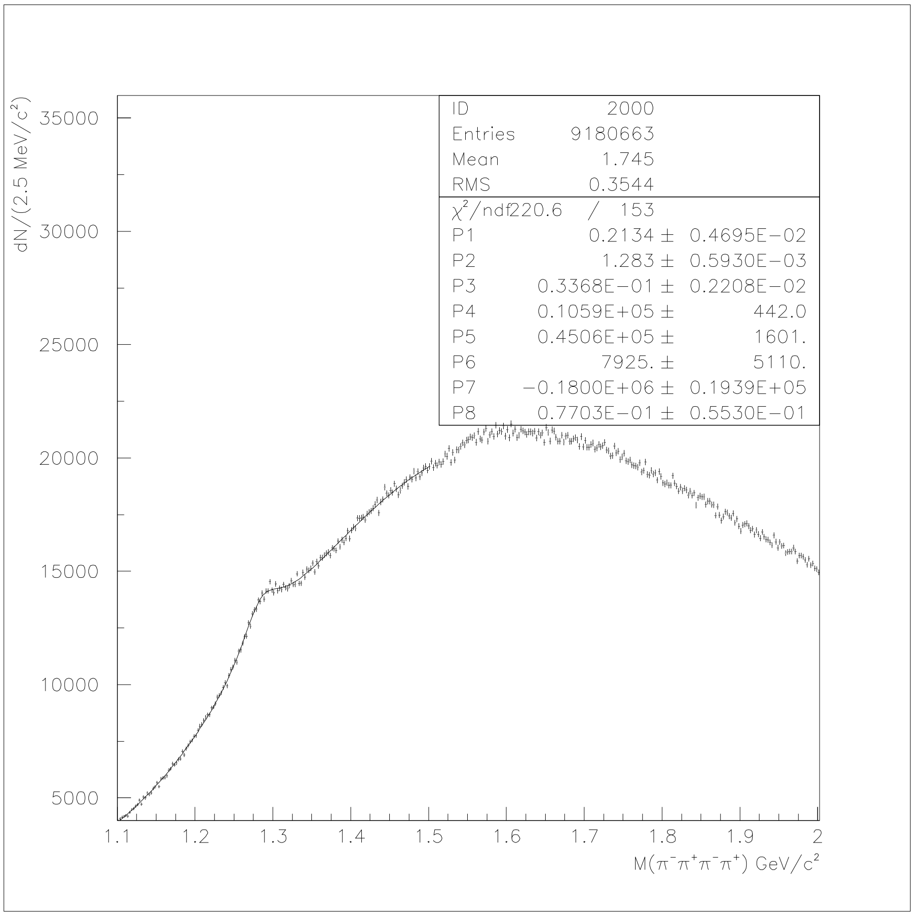

Рис. 6: Спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-)$ в дифракционной реакции $\pi^- A \to A\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$

Для фитирования использовалась следующая функция с 7 параметрами α, p_1—p_4, $\Gamma(f_1)$ и $M(f_1)$:

$$f(x) = P(x)(1 + \alpha BW(x)),$$

где $P(x)$ описывает фон:

$$P(x) = p_1 + p_2(x - 1.282) + p_3(x - 1.282)^2 + p_4(x - 1.282)^3,$$

а сигнал описывается функцией Брейт-Вигнера:

$$BW(x) = \frac{\Gamma(f_1)^2}{((x - M(f_1))^2 + \Gamma(f_1)^2)}.$$

Фитирование дает значение эффективной массы

$$M(f_1) = 1283 \pm 0.6 \text{ МэВ/с}^2(\text{стат.}) \pm 2. \text{ МэВ/с}^2(\text{сист.}),$$

и ширины

$$\Gamma(f_1) = 34.6 \pm 2. \text{ МэВ/с}^2(\text{стат.}) \pm 2. \text{ МэВ/с}^2(\text{сист.}),$$

(ср. с табличными значениями $M(f_1) = 1282.2 \pm 0.7$МэВ/с^2; $\Gamma(f_1) = 24.0 \pm 1.2$МэВ/с^2.)

Систематическая ошибка включает в себя вариации получаемых значений при различных способах учета в фитирующей функции фона, изменении диапазонов фитирования, а также при попытке учета вклада от f_2. Наблюдаемая ширина увеличена по сравнению с табличным значением из-за аппаратурного разрешения установки. В данном случае оно несколько лучше, чем в предыдущих сеансах, так как, например, согласно работе Ю.А. Хохлова [11], для 17-го сеанса ширина была около $\Gamma(f_1) = 40$ МэВ/с^2.

Еще один процесс, подходящий для оценки аппаратурного разрешения — распад пучкового K^--мезона на 3 заряженных π-мезона. Для событий этого процесса (из-за малого энерговыделения при распаде — $\delta E \approx 75$ МэВ при энергии пучковой частицы $E_K \approx 43$ГэВ) характерно испускание всех трех π-мезонов в очень узкий конус вокруг оси пучка (характерные углы около 10 мрад). При регистрации и реконструкции таких событий возможно проявление различных свойств детекторов и эффектов, проводящих к ухудшению разрешения установки. Среди них — дискретность измерения координат треков, локальная неэффективность и деградация одно- и двухтрекового разрешения вблизи “горячей” зоны детекторов, несовершенство алгоритмов разделения и восстановления близких треков.

На рисунке 7, а) представлен спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$ для событий распада $K^- \to \pi^+\pi^-\pi^-$, построенный при условии по t -распределению $|t| < 0.002$ (ГэВ$/c)^2$ и идентификации пучковой частицы как K. Рассматривались лишь события с Z-координатой вершины $-225 < V_z < -190$. Фитирование спектра сумой гауссовой функции и полинома 3-ей степени дает значение эффективной массы $M(K) = 500.9 \pm 0.52$ МэВ/с^2, и ширины $\sigma(K) = 8.6 \pm 0.4$ МэВ/с^2.

Смещение положения K составляет около 7МэВ/с^2. Наблюдаемая ширина K также несколько хуже, чем в предыдущих сеансах. Как показано в работе Р.Р. Тагирова [12] это связано с тем, что при восстановлении вершины для треков, летящих под малыми углами к оси Z, происходит смещение вершины в сторону пропорциональных камер. Это приводит к завышению углов, под которыми летят вторичные треки, а следовательно, к увеличению массы восстанавливаемой по ним частицы. В 21 сеансе, где энергия пучка была около 44 ГэВ$/c^2$ это обстоятельство проявляется сильнее, чем в сеансах с меньшей энергией, так как вторичные треки от распада K летят под еще меньшими углами, что и приводит к большему уширению K и к еще большему смещению его массы.

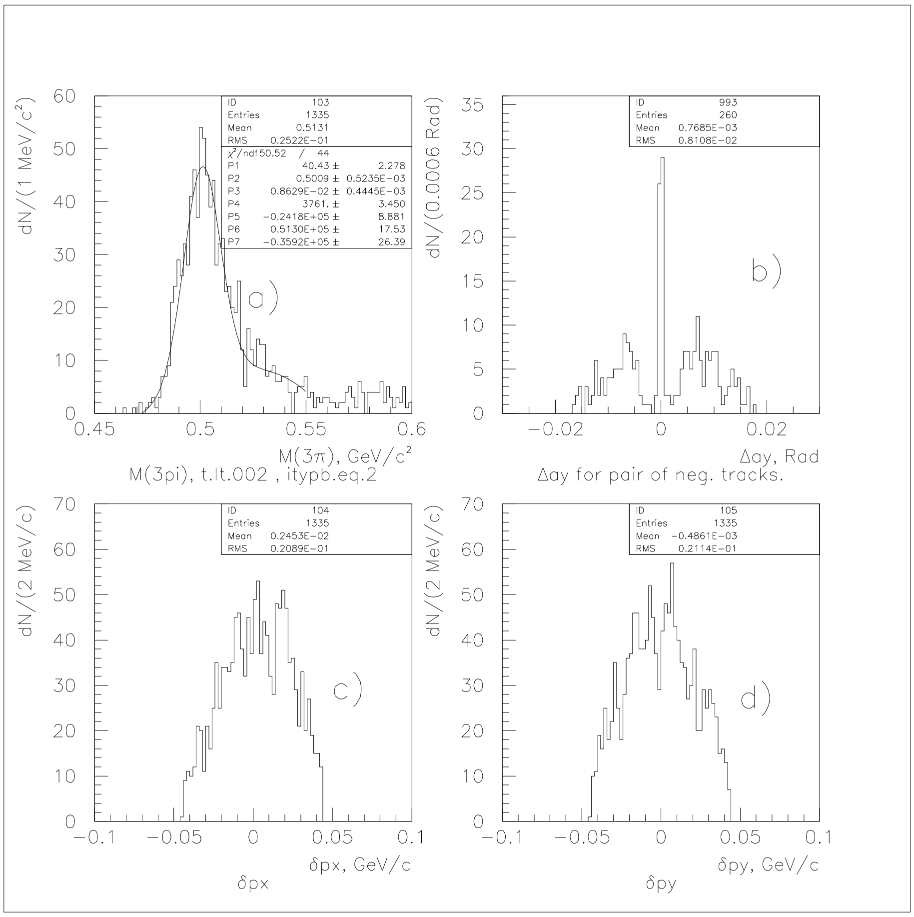

Рис. 7: **a)** — спектр эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$ для событий распада пучкового K^--мезона на $\pi^+\pi^-\pi^-$; **b)** — угол в плоскости ZY между двумя π^- в распаде $K^- \to \pi^+\pi^-\pi^-$; **c), d)** — распределения по невязкам 2-х компонент поперечного импульса δP_x^t и δP_y^t для событий распада $K^- \to \pi^+\pi^-\pi^-$.

На рисунке 7, b) приведено распределение реконструированного угла между двумя π^- в распаде $K^- \to \pi^+\pi^-\pi^-$. Из рисунка видно, что для значительной части событий угол между двумя треками вырождается в нуль, что свидетельствует о неспособности реконструктора разделить эти треки в YZ плоскости. Слипание треков объясняется дискретностью измерением координат треков в плоскостях пропорциональных камер, а также особенностью алгоритма реконструкции.

Кроме того, на рисунке 7, c)-d) имеются распределения невязок по x и y компонентам поперечного импульса для событий распада $K^- \to \pi^+\pi^-\pi^-$. Эти распределения характеризуют собой разрешение по поперечному импульсу для данной реакции, которое таким образом может быть оценено как 20 МэВ.

3.2 Эффективность работы трековой системы

Начиная с 17-го сеанса на DST стала производиться запись информации о срабатываниях камер. На каждый восстановленный трек заполняется специальное слово, каждый бит которого соответствует определенным камерам установки. Программа реконструкции заносит единицу в бит этого слова, если в соответствующей камере имеется хит, ассоциированный с данным треком.

Для определения эффективности работы трековой системы установки BEC была выполнена следующая процедура с использованием этой информации.

Изменение эффективности работы камер во времени Во-первых, был изучен вопрос изменения "интегральной" эффективности работы пропорциональных и дрейфовых камер установки в течении сеанса. Для этого, для камер было построено отношение хитов в данной камере (по информации из слова в данных) к числу треков в событиях. Данный способ позволяет быстро определить именно изменения эффективностей камер во времени. Результат для двух различных пропорциональных камер представлен на рис.8 a) и b). Видно, что имеются как достаточно стабильные (a) камеры, так и подверженные небольшим изменениям эффективности в течении сеанса (b).

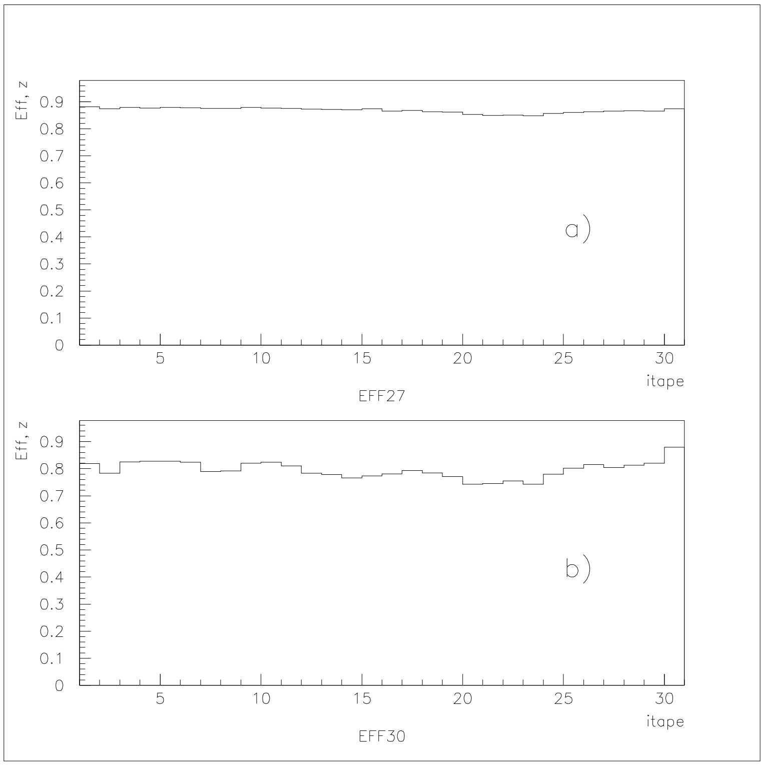

Рис. 8: **a)** — изменение эффективности работы камеры PC 12 в течении сеанса **b)** — изменение эффективности работы камеры DRF 6 в течении сеанса

Распределения эффективности работы камер по координате Также были построены распределения эффективности работы пропорциональных и дрейфовых камер по поперечной координате. Для этого начальные параметры треков (в первичной вершине) из отобранных событий подавались программе, которая выполняла протяжку треков через установку. При протяжке фиксировалось попадание трека в данную камеру.

Далее, для каждой камеры строились 2 профиля треков:

1. координата трека при условии, что он попал в данную камеру в ходе выполненной протяжки

2. координата трека по результатам экстрополяции и, кроме того, данная камера была использована при реконструкции этого трека.

Затем, делением распределения 2 на распределение 1 было получено распределение эффективности работы камеры по соответствующей координате.

Для примера, на рис. 9 приведено распределение эффективности работы пропорциональной камеры номер 12 (a) и дрейфовой камеры номер 6 (b) по измеряемым ими координатам. Эффективности работавших камер оказываются на уровне от 60 до 90 %. На рисунке хорошо видны провалы в эффективности, соответствующие неработавшим проволочкам камер.

Кроме того, было построено двумерное распределение эффективности для “задней” дрейфовой камеры DRF 7 (см. рис 10). Поперечный вертикальный провал в эффективности, связан с неработавшей проволокой данной камеры. 2 наклонных провала в середине камеры связаны, по всей видимости, с 2 неработавшими проволоками повернутых на 37° плоскостей дрейфовых камер и с неэффективностью части другой дрейфовой камеры (DRF 4), что в сумме, приводит к потере реконструкции треков, проходивших через эти области камер.

Общее снижение эффективности этой камеры в центре, хорошо заметное особенно на распределении для центральной области (0-10 см по y), представленном на рисунке 11, объясняется значительной загрузкой этой области камеры из-за высокой интенсивностью пролетающих через нее частиц.

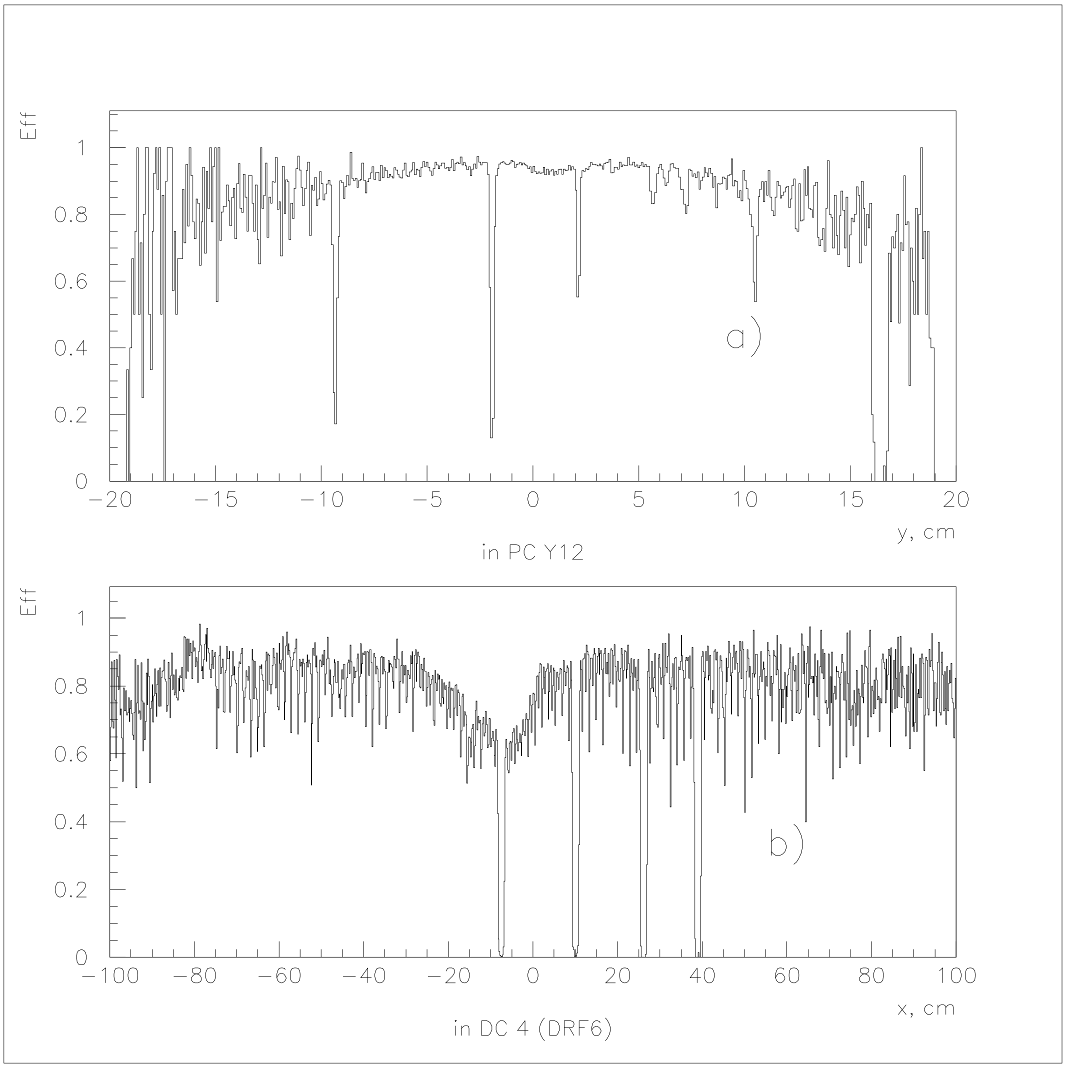

Рис. 9: **a)** — распределение эффективности работы камеры PC 12 по координате Y
b) — распределение эффективности работы камеры DRF 6 по координате X

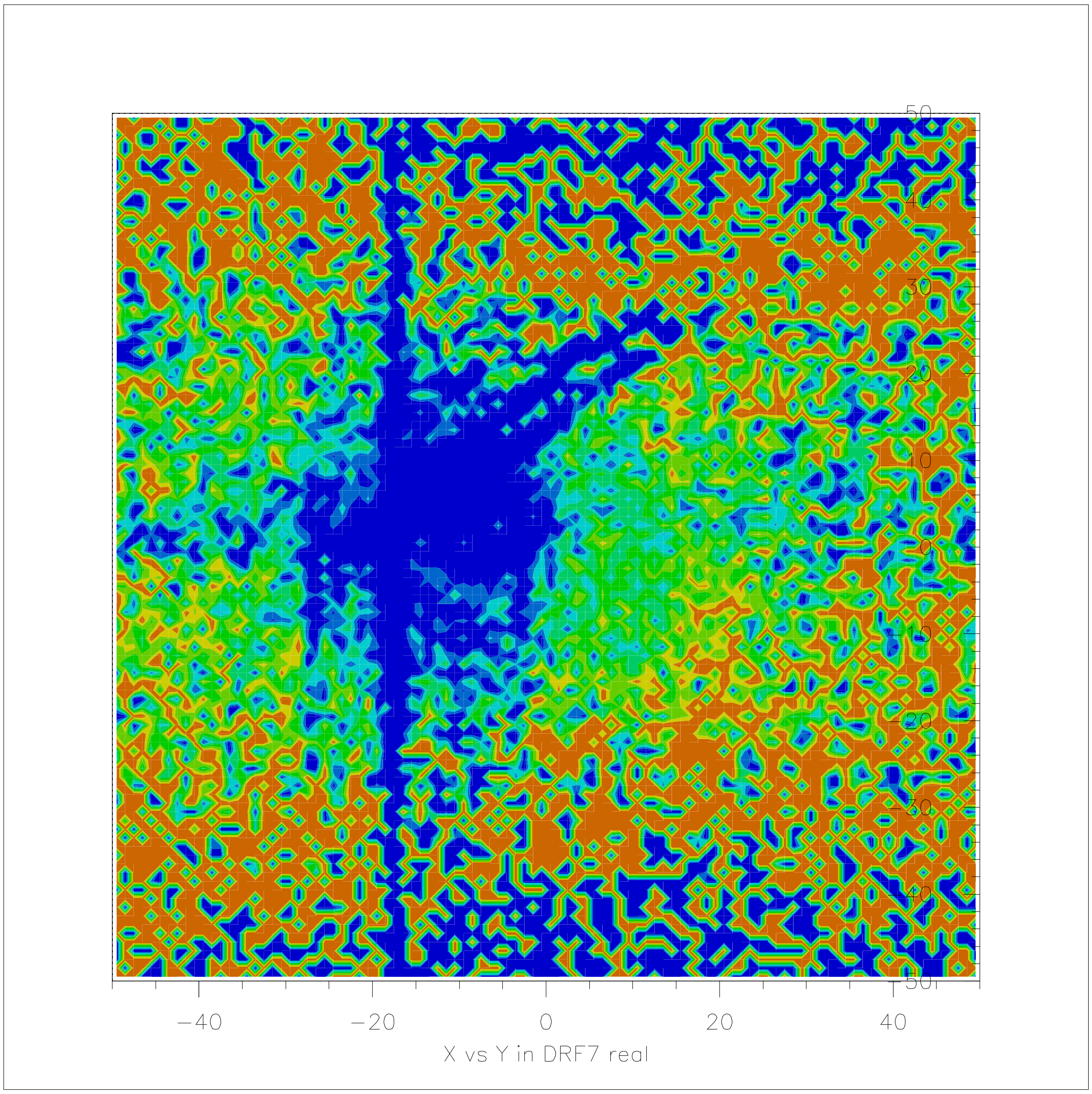

Рис. 10: Двумерное распределение эффективности для дрейфовой камеры DRF 7 по коодринатам X и Y с обрезанием по эффективности $Eff > 0.7$

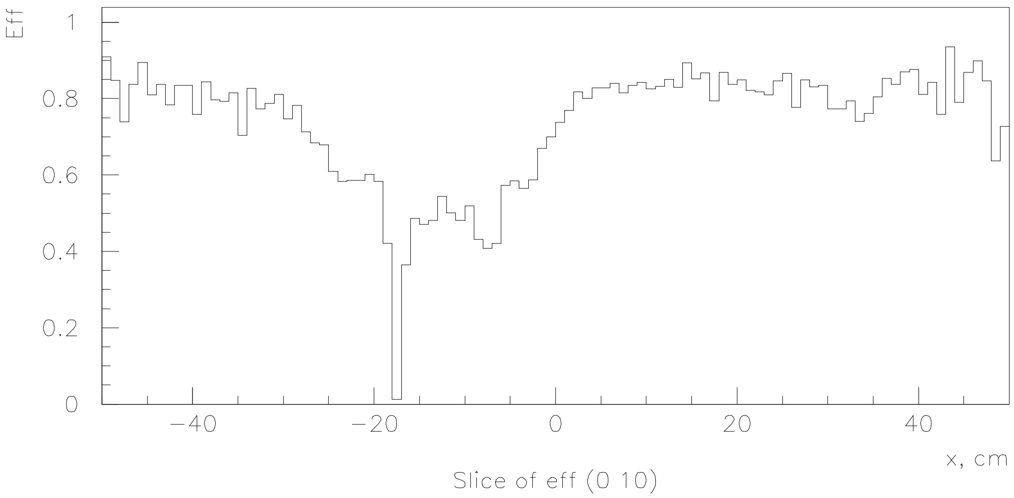

Рис. 11: Зависимость эффективности работы камеры DRF 7 от X для области по координате Y от 0 до 10 см

4 Особенности различных реакций на ядрах

Был проведен анализ t-распределений для следующих реакций:

1. $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^0 N$ (с перезарядкой, G-четность конечного состояния отрицательная),
2. $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^- N$ (без перезарядки, G^-),
3. $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 N$ (без перезарядки, G^+),
4. $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- N$ (с перезарядкой, G^+)

на различных ядрах (Be, C, Al, Cu). Распределения по $t \equiv |t - t_{min}|$ при условии 1 ГэВ/c^2 $< M_{tot} <$ 1.4 ГэВ/c^2 для этих реакций приведены на рисунках 12, 13, 14 и 15 соответственно. Распределения для первой и четвертой реакции — отфитированы суммой двух экспонент (кроме Cu для первой реакции, где использовалась 1 экспонента), для второй и третьей — суммой трех экспонент:

$$F_{1,4}(t) = N(a_1 b_1 e^{-b_1 t} + (1 - a_1) b_2 e^{-b_2 t})$$

и

$$F_{2,3}(t) = N(a_1 b_1 e^{-b_1 t} + a_2 b_2 e^{-b_2 t} + (1 - a_1 - a_2) b_3 e^{-b_3 t})$$

соответственно.

Функции записаны таким образом, что параметры a_i характеризуют собой долю событий под соответствующей экспонентной.

В следующих таблицах записаны результаты фита для параметров экспонент $b_1 - b_3$, a_1, a_2 и $1 - a_1 - a_2$, для всех четырех реакций:

Реакция 1

ядро/число тыс. событий $N/0.01(\text{ГэВ}/c)^2$	Be 14.6	C 62	Al 2.9	Cu 4.8
b_1	6.97 ± 0.7	5.76 ± 0.06	6.20 ± 0.7	6.12 ± 0.1
a_1	0.63 ± 0.14	0.78 ± 0.01	0.81 ± 0.1	1.0
b_2	3.17 ± 0.6	1.78 ± 0.13	1.6 ± 1.3	0
$1 - a_1$	0.37 ± 0.14	0.22 ± 0.01	0.19 ± 0.1	0.0

Реакция 2

ядро/число тыс. событий $N/0.001(\text{ГэВ}/c)^2$	Be 580	C 11500	Al 270	Cu 140
b_1	67.68 ± 0.56	67.97 ± 0.68	105 ± 0.5	170 ± 1.2
a_1	0.45 ± 0.004	0.57 ± 0.07	0.64 ± 0.002	0.62 ± 0.003
b_2	15.83 ± 0.44	11.52 ± 0.08	14.43 ± 0.5	28.1 ± 0.9
a_2	0.3 ± 0.004	0.24 ± 0.002	0.18 ± 0.006	0.18 ± 0.003
b_3	4.4 ± 0.08	3.5 ± 0.03	4.3 ± 0.13	5.2 ± 0.09
$1 - a_1 - a_2$	0.25 ± 0.004	0.19 ± 0.07	0.18 ± 0.006	0.20 ± 0.003

Реакция 3

ядро/число тыс. событий $N/0.01(\text{ГэВ}/c)^2$	Be 11	C 580	Al 5.4	Cu 5.7‘
b_1	81.53 ± 21.59	66.36 ± 0.56	99.6 ± 6.1	147.6 ± 8.5
a_1	0.17 ± 0.07	0.36 ± 0.003	0.47 ± 0.03	0.47 ± 0.02
b_2	27.7 ± 5.4	12.65 ± 0.8	20.71 ± 5.5	25.37 ± 3.2
a_2	0.33 ± 0.06	0.16 ± 0.009	0.15 ± 0.03	0.23 ± 0.02
b_3	4.4 ± 0.2	3.8 ± 0.07	4.5 ± 0.3	4.5 ± 0.3
$1 - a_1 - a_2$	0.5 ± 0.07	0.48 ± 0.01	0.38 ± 0.03	0.3 ± 0.02

Реакция 4

ядро/число тыс. событий $N/0.01(\text{ГэВ}/c)^2$	Be 6.9	C 450	Al 1.6	Cu 6.4
b_1	21.54 ± 1.29	23.32 ± 0.19	30.3 ± 3.1	24.3 ± 1.7
a_1	0.45 ± 0.02	0.4 ± 0.003	0.48 ± 0.04	0.58 ± 0.03
b_2	3.8 ± 0.2	3.7 ± 0.02	4.6 ± 0.5	4.0 ± 0.41
$1 - a_1$	0.55 ± 0.02	0.6 ± 0.003	0.52 ± 0.04	0.42 ± 0.03

Для реакций 2 и 3 хорошо заметно сильное отличие в наклоне распределений при малых значениях t для различных ядер мишени, что говорит о наличии когерентного рассеяния на нуклонах ядра для этих реакций в данной области по t.

Одно из качественных объяснений такого поведения состоит в том, что для реакции 1 возможные процессы взаимодействия с нулонами ядра заключаются в обмене частицами типа заряженных ρ-мезонов, то есть к некогерентному рассеянию на нуклонах. С другой стороны, для реакции 2 при малых t возможны обмены частицами с квантовыми числами вакуума, что приводит в результате к когерентному рассеянию на нуклонах ядра, то есть к рассеянию “на ядре в целом”, ввиду чего и возникает зависимость данной реакции от различных ядер. Для реакции 3 когерентный процесс происходит за счет обмена, например, ω-мезоном. Заметим, что согласно второй таблице параметров, доля первой экспоненты растет с номером ядра, то есть когерентный процесс проявляется сильней. При этом указанная доля систематически больше для событий реакции 2. Данное обстоятельство отвечает тому, что обмен ω -мезоном несколько подавлен по сравнению с другими возможными обменами.

Для реакции 4 взаимодействия с нулонами ядра состоят в обмене частицами типа заряженных π-мезонов, из-за чего появляется небольшое изменение наклона при малых t.

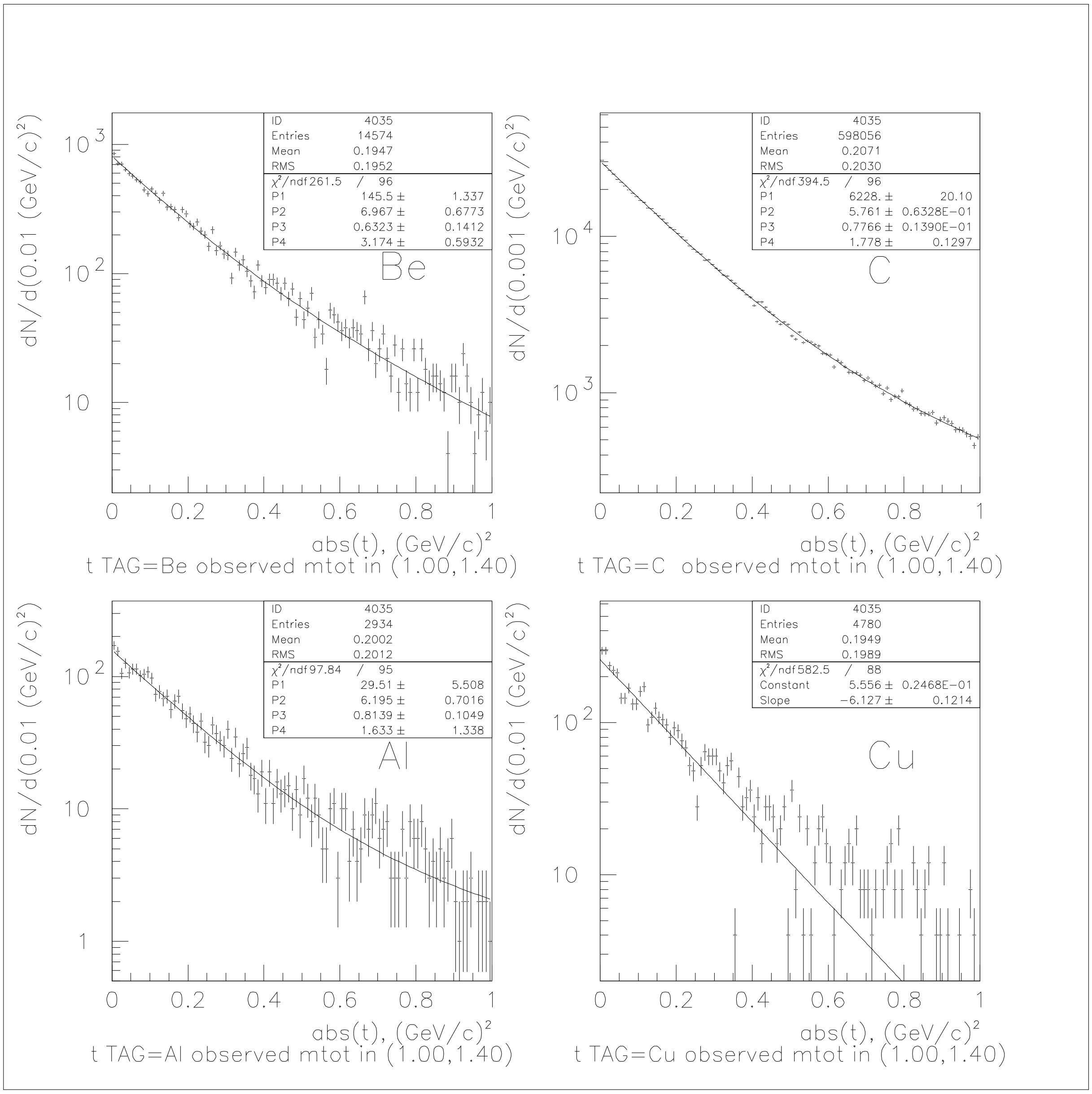

Рис. 12: t-зависимости для реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^0 N$ на различных ядрах при 1 ГэВ/$c^2 < M_{tot} < 1.4$ГэВ/c^2

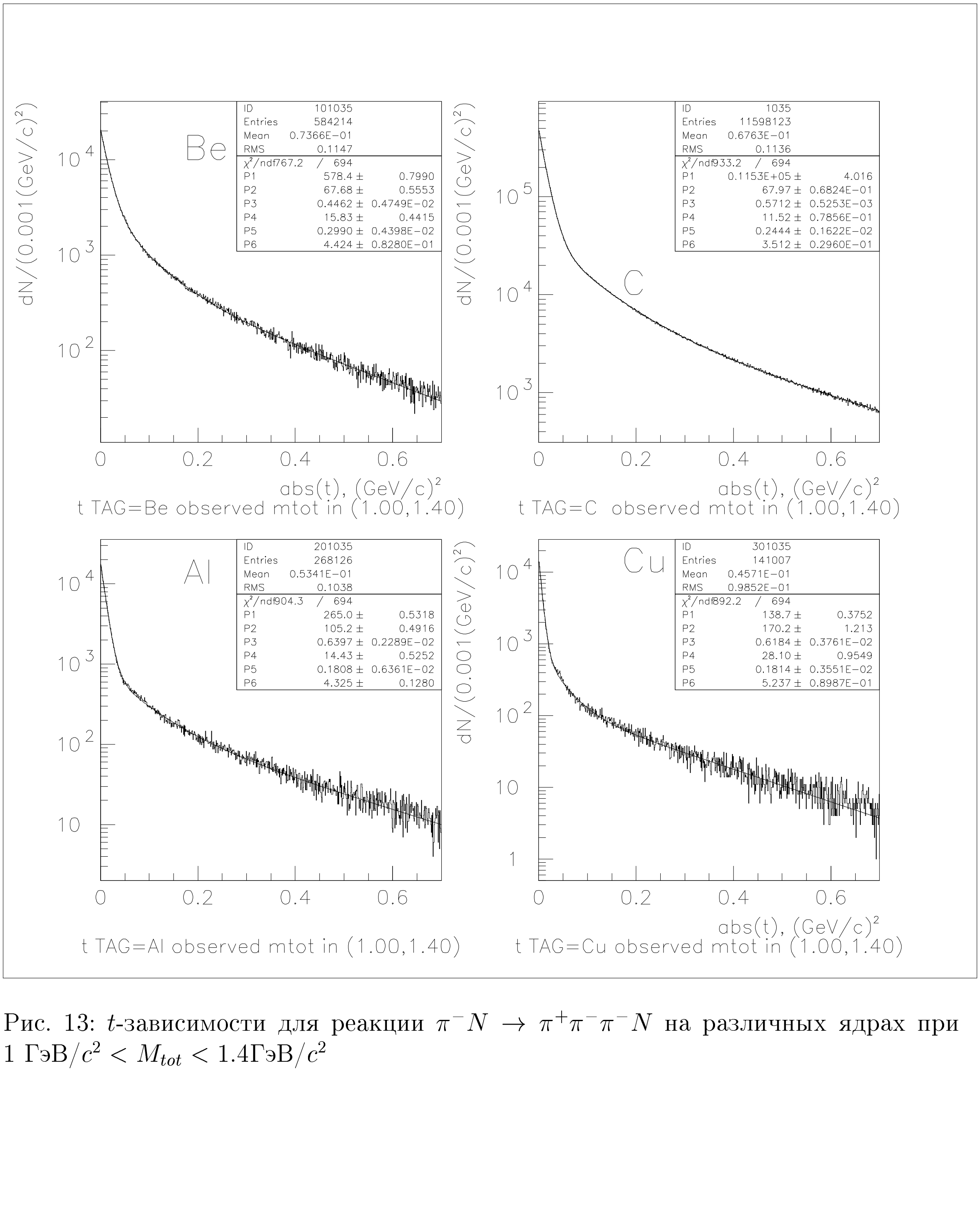

Рис. 13: t-зависимости для реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^- N$ на различных ядрах при 1 ГэВ$/c^2 < M_{tot} < 1.4$ГэВ$/c^2$

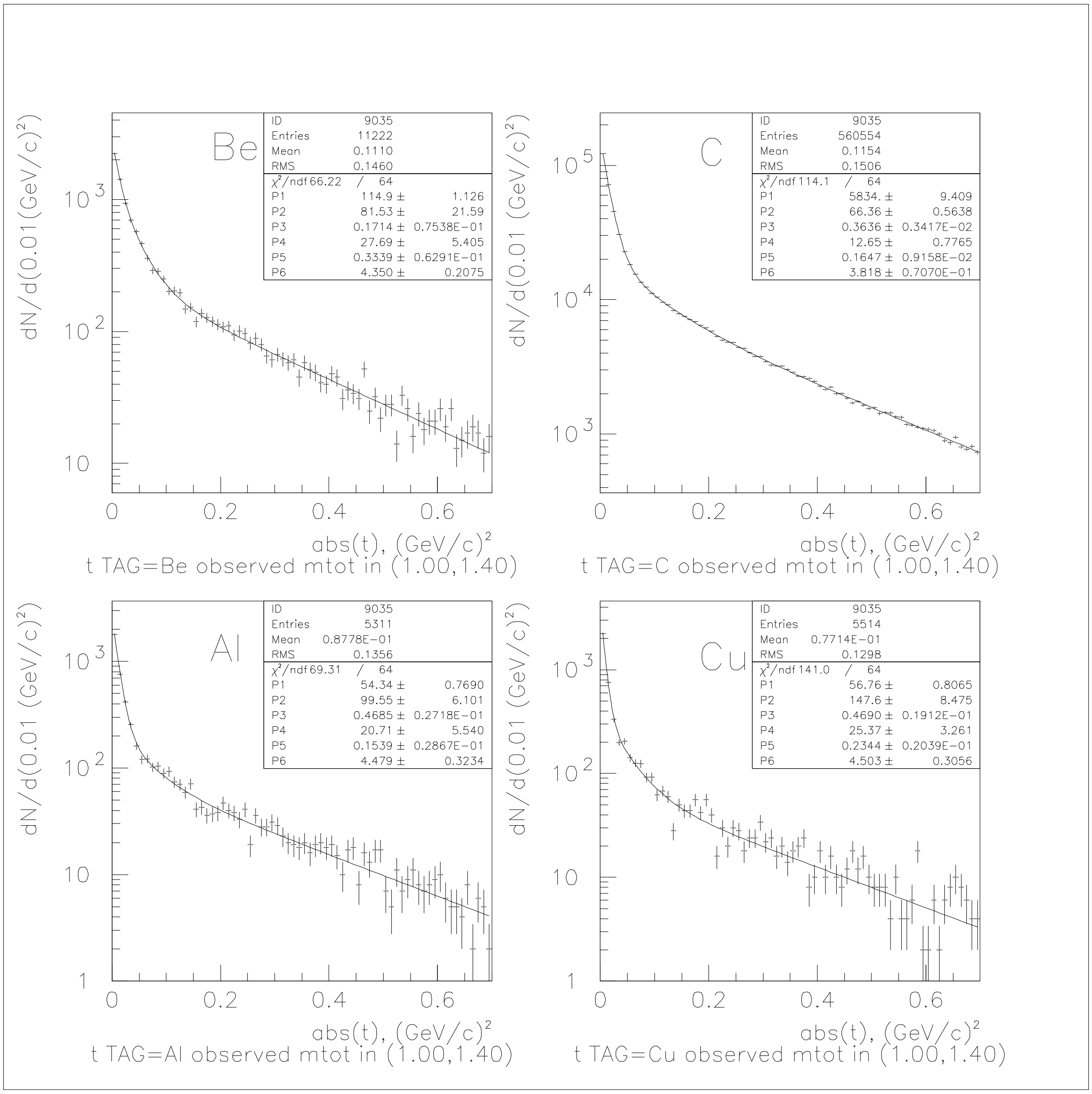

Рис. 14: t-зависимости для реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 N$ на различных ядрах при 1 ГэВ/$c^2 < M_{tot} <$ 1.4ГэВ/c^2

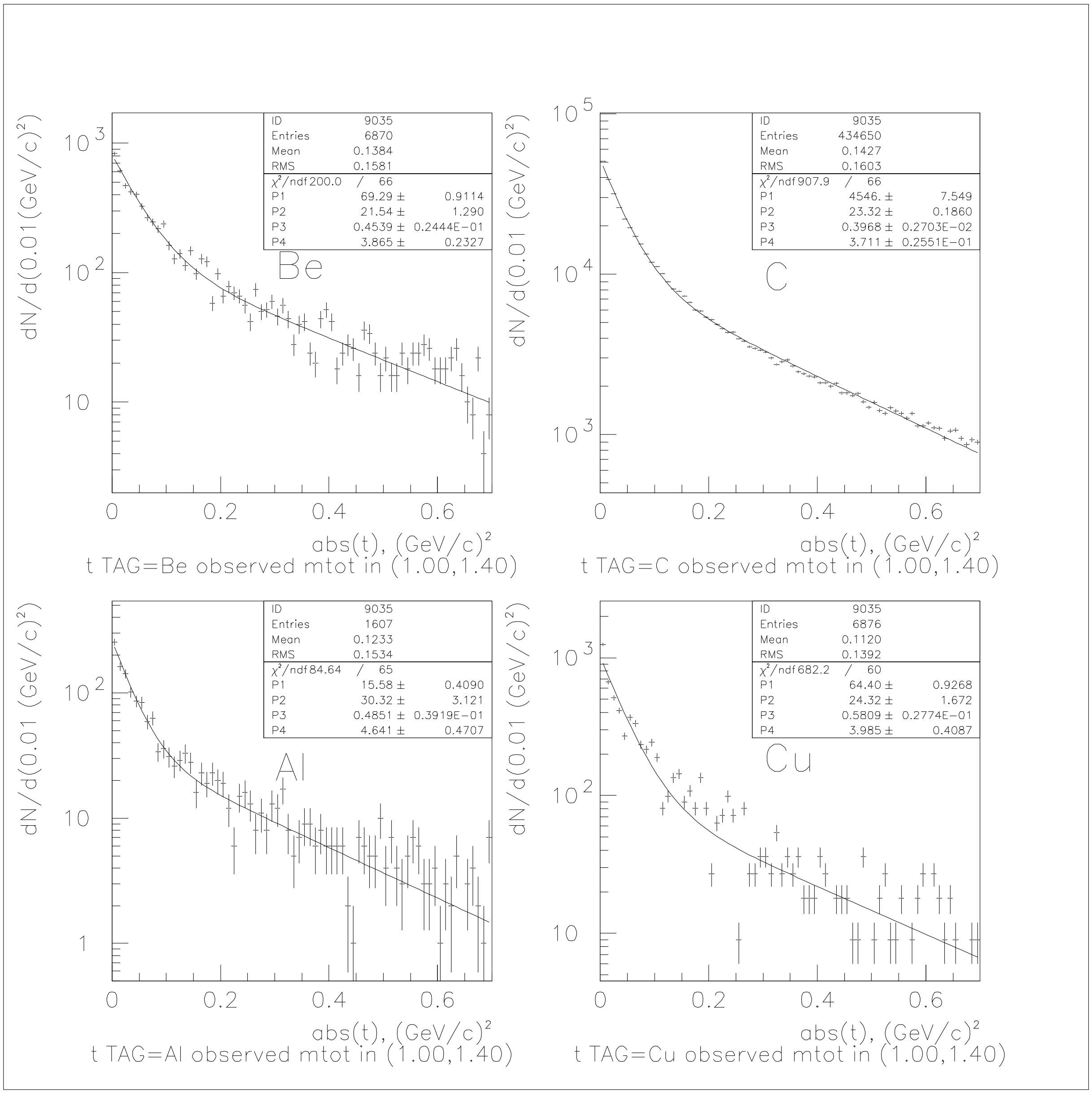

Рис. 15: t-зависимости для реакции $\pi^- N \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- N$ на различных ядрах при 1 ГэВ/$c^2 < M_{tot} <$ 1.4ГэВ/c^2

5 Выводы

В ходе выполненной работы был проведен комплексный анализ функционирования основных детекторов установки ВЕС в течении 21-го сеанса, одной из основных задач которого был набор данных для изучения специфики образования мезонных резонансов на различных ядрах.

Проведен мониторинг γ-квантов. Значения массы π- мезона довольно стабильны, отклонения его массы от среднего значения не превышают 7% везде, за исключением двух периодов, когда отклонения доходят до 20%.

Получены основные характеристики трековой системы. Фитирование сигнала от распада $f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ в 4-х - частичном спектре масс 5-и-трековых событий (3 π^- 2 π^+) дало значение эффективной массы

$$M(f_1) = 1283 \pm 0.6\ \text{МэВ/с}^2(\text{стат.}) \pm 2.\ \text{МэВ/с}^2(\text{сист.}),$$

и ширины

$$\Gamma(f_1) = 34.6 \pm 2.\ \text{МэВ/с}^2(\text{стат.}) \pm 2.\ \text{МэВ/с}^2(\text{сист.}),$$

(ср. с табличными значениями $M(f_1) = 1282.2 \pm 0.7$МэВ/с^2; $\Gamma(f_1) = 24.0 \pm 1.2$МэВ/с^2.) Для событий распада $K^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$ фитирование спектра гауссовой функцией дало значение эффективной массы $M(K) = 500.9 \pm 0.52$ МэВ/с^2, и ширины $\sigma(K) = 8.6 \pm 0.4$ МэВ/с^2.

Разрешение установки по поперечному импульсу при наблюдении распада $K^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$ составляет около 20 МэВ.

Эффективность работы камер трековой системы находится на уровне от 60% до 90% (для различных камер), причем, большинство камер работали довольно стабильно. Наблюдается значительное снижение эффективности для "задних" дрейфовых камер вблизи оси пучка, связанное с большой загрузкой этой области камер из-за высокой интенсивностью пролетающих через нее частиц. Этот факт требуется учитывать в дальнейшем при описании установки ВЕС в модели для программ Монте-Карло.

Кроме этого, проанализированы t-распределения для реакций $\pi^- N \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 N$, $\pi^- N \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^- N$, $\pi^- N \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 N$, $\pi^- N \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- N$ на различных ядрах. В двух из них наблюдается существенная зависимость t-распределения при малых t от номера ядра. Полученные t-распределения в целом соответствуют теоретическим ожиданиям и требуют дальнейшего детального исследования.

Я глубоко признателен моему научному руководителю А.М. Зайцеву за постановку задачи и научное руководство. Также хочется поблагодарить В.И. Николаенко за оказанную помощь в работе, В.А.Дорофеева за предложенный алгоритм нахождения эффективностей камер, Ю.А. Хохлова и М.Н. Уханова за многочисленные предложения по исправлению и улучшению данной работы.

Список литературы

[1] G.Bellini et al *“The 3π-nucleon collision in coherent production on nuclei at 40 GeV/c”* Nucl. Phys. B 199 (1982), 1

[2] K.S.Kolbig and B.Margolis *“Particle production in nuclei and unstable particle cross sections”* Nucl. Phys. B6 (1968), 85

[3] W.Beush et al Phys. Lett. V 55B, N1 (1975), 97

[4] T.J.Roberts et al Phys. Rev. D, V 18, N 1 (1978), 59

[5] N.N.Nikolaev *“Colour Transparency: Facts and Fancy”* DFTT-10/92, Un. Torino

[6] N.N.Nikolaev *“Colour tranparency: a novel test of QCD in nuclear interactions”* nucl-th/9304015, 20 Apr 93

[7] N.N.Nikolaev and B.G.Zakharov *“Colour transparency”* nucl-th/9509036, 22 Sep 95

[8] B.Blattel et al. Phys. Rev. Lett. V 70, N 7 (1993), 896

[9] L.Frankfurt et al Phys. Rev. Lett. V 71, N 18 (1993), 2859

[10] Костюхин В.В. *“Методика реконструкции данных установки ВЕС. Исследование реакции $\pi^- Be \to K^+K^-\pi^- Be$”*, 2000

[11] Хохлов Ю.А. *“Трековая система установки ВЕС. Экспериментальное исследование реакции $\pi^- A \to \eta\eta\pi^- A$”*, 2000

[12] Тагиров Р.Р *“Модельное исследование трековой системы и алгоритмов реконструкции событий на установке ВЕС на примере реакции $K^- \to \pi^-\pi^-\pi^+$”*, 2001