

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА  
НА СТЕПЕНЬ БАКАЛАВРА

**Модель реконструкции данных в спектрометре  
ВЕС с использованием активной мишени**

Автор:

студент 924 гр.

МАНДРИК П.С.

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.

ХОХЛОВ Ю.А.

26 июня 2013 г.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>I Модель Монте-Карло</b>	<b>3</b>
Установка ВЕС .....	3
Активная мишень .....	4
<b>II Реконструкция данных с активной мишени</b>	<b>6</b>
Greedy алгоритм .....	6
Hough алгоритм .....	9
Отбор треков .....	10
<b>III Анализ реконструкции</b>	<b>12</b>
Реакция $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$ .....	13
Реакция $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$ .....	19
Реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ .....	21
<b>IV Заключение</b>	<b>24</b>
<b>A Приложение</b>	<b>27</b>

## Введение

На установке ВЕС (ускоритель У-70, ГНЦ ИФВЭ) проводятся исследования по мезонной спектроскопии [1][2][3]. Установка представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр и регистрирует высокоэнергичные продукты мезон-ядерного взаимодействия, преимущественно в области фрагментации пучка. В настоящее время ведутся работы по приближению установки к  $4\pi$  - геометрии с регистрацией низкоэнергичных частицы из "нижней" вершины взаимодействия для расширения области исследований на барионный сектор. Первым шагом в этом направлении должна стать замена используемой в текущий момент пассивной бериллиевой мишени с простыми вето-счетчиками вокруг неё детектирующим прибором - активной мишенью. Данная работа посвящена изучению на основе модели Монте-Карло установки ВЕС того вклада, который может быть привнесён в эксперимент активной мишенью.

# Модель Монте-Карло

## Установка ВЕС

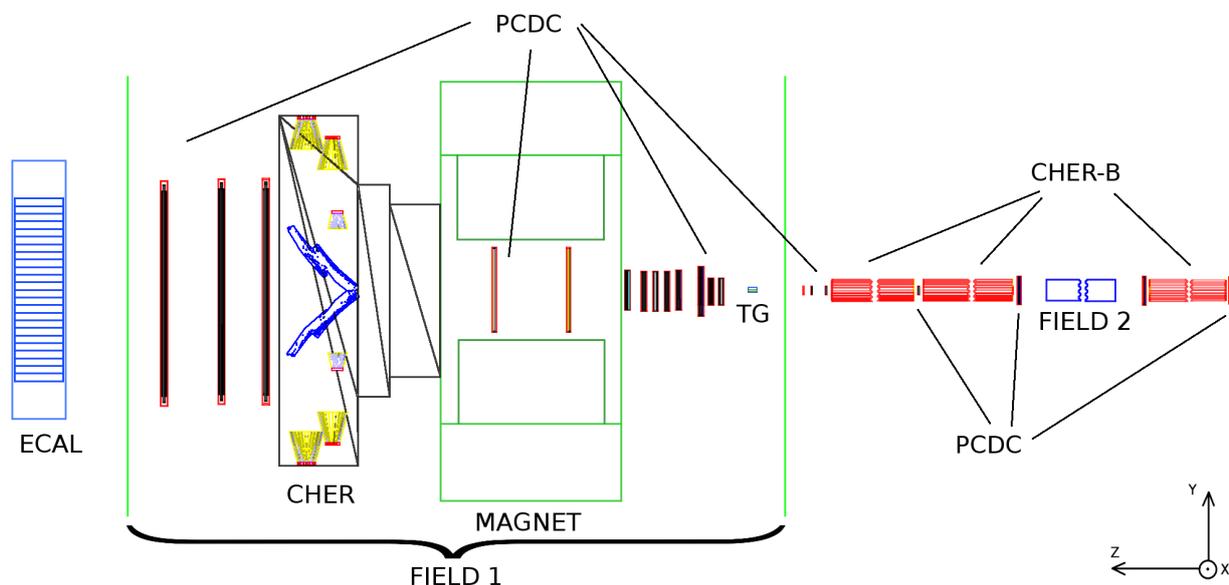


Рис. I.1: Схема модели Монте-Карло установки ВЕС: TG - мишень, ECAL - электромагнитный калориметр, CHER - большой черенковский счётчик, MAGNET - большой магнит, FIELD 1 - границы магнитного поля большого магнита, FIELD 2 - границы магнитного поля пучкового магнита, PCDC - пропорциональные и дрейфовые камеры, CHER-B - пучковые черенковские счётчики.

Модель установки ВЕС, построенная средствами пакета *Geant4* [4], включала в себя:

- Магнит - диполь с железным ярмом и воздушным зазором между полюсами 1 м. Ширина полюсов поперек пучка около 2 м, длина по пучку 1.5 м (подробнее об измерении поля, в том числе используемого в модели Монте-Карло, см. работу [5]).
- Трековая система, включающая в себя пучковые пропорциональные камеры *HPC*, группу пропорциональных камер *PC1 – PC3*, микродрейфовые камеры внутри магнита *MDC* и группу больших дрейфовых камер *BDC*.
- Большой многоканальный черенковский счётчик (CHER), предназначенный для  $\pi/K$  сепарации заряженных треков.
- Электромагнитный калориметр (ECAL). В первую очередь предназначен для детектирования гамма-квантов.

- Пучковые черенковские счётчики *CHER – B : C1, C2, C3*.

*CHER* и *ECAL* в текущей версии модели Монте-Карло не являются до конца доработанными и данные с них не использовались в работе реконструктора. Однако, для рассматриваемых в работе реакций III достаточно наличия трековой системы.

Существующий анализ трековой системы на реакции  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$  [6] даёт для эффективной массы  $\pi^- \pi^- \pi^+$   $\sigma$ -дисперсию 5.8 МэВ и 6.3 МэВ из смоделированных данных и из реальных данных соответственно; для проекции поперечного импульса системы  $\pi^- \pi^- \pi^+$  на ось  $X$   $\sigma$ -дисперсию 12.6 и 15.9 МэВ, на ось  $Y$  - 10.5 МэВ и 12.5 МэВ.

### Активная мишень

Согласно текущему проекту активная мишень должна будет состоять из 2044 сцинтиллирующих волокон модели Kuraray SCSF-78M [7] диаметром 1 мм и длиной 80 мм каждый. Волокна плотно упакованы в гексагональном порядке - пустоты между ними заполнены клеем, и направлены по пучку. Каждый из волокон соединён светопроводящим волокном с лавинным ячеистым фотодиодом (SiPM) (рис. I.2 (а)).

Ряд работ [8] указывают на отсутствие радиационных повреждений у данных волокон при поглощении до 1 МРад и более 20% потери в световых выходы с дозой более 3 МРад. При соотношении 1 МРад ( $6,2 \cdot 10^{13} \frac{MeV}{g}$  или  $4,0 \cdot 10^{12} MeV$  на фибер) к выделенной минимально ионизирующей частицей энергии при однократном продольном пересечении фибера получается порядка  $10^{11}$  событий. При средней длительности сеанса в 30 дней и усреднённой по циклу ускорителя интенсивности пучка в двести тысяч частиц в секунду это даёт порядка  $10^{11}$  событий на всю мишень. Таким образом на каждый фибер приходится  $\sim 1$  кРад.

Модель Монте-Карло активной мишени ограничивается описанием геометрии волокон и окружающего их клея. В этом приближении величину сигнала с канала до приведения к целому типу можно параметризовать выражением:

$$\frac{dN}{dx} = C \frac{1}{1 + B \frac{dE}{dx}} \frac{dE}{dx} \quad (I.1)$$

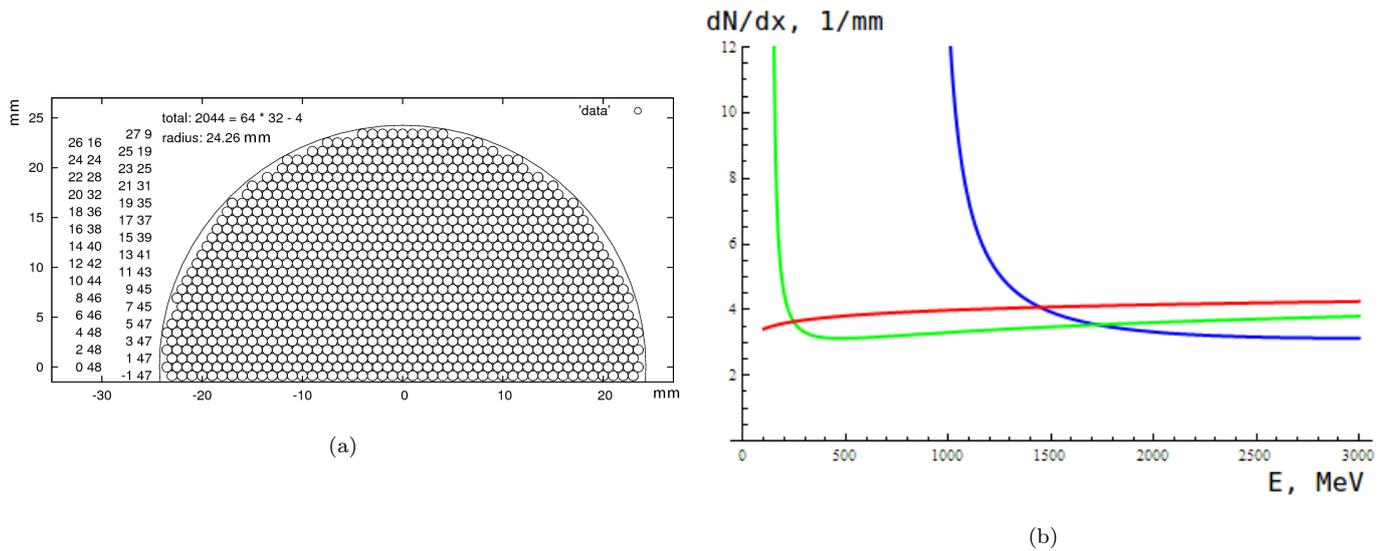


Рис. 1.2: (а) Предполагается изготовить половину активной мишени с последующей склейкой с аналогичной половиной. (б) Оценка величины сигнала с фибера на основе формулы Бете-Блоха от энергии проходящей частицы (Синий - протон, красный - электрон, зелёный - пион).

Константа  $B$  учитывает эффект Биркса,  $C$  - эффективность светосбора. Непосредственно модель Монте-Карло предоставляет значение "высаживаемой" энергии от разыгранных частиц по фиберам.  $\frac{dN}{dx}$  так же можно оценить, используя для  $\frac{dE}{dx}$  формулу Бете-Блоха, что даёт представление о границах различимости частиц (рисунок 1.2, для  $B = 0.02 \frac{cm}{MeV}$ ,  $C = 20 \frac{1}{MeV}$ , исходя из проведённых измерений для минимально ионизирующей частицы).

## Реконструкция данных с активной мишени

Последовательность получения данных для анализа работоспособности активной мишени представлена на рисунке II.1. Данная работа не включает в себя рассмотрение реконструкции данных со спектрометра, но содержит описание алгоритмов обработки данных, разработанных для модели активной мишени.

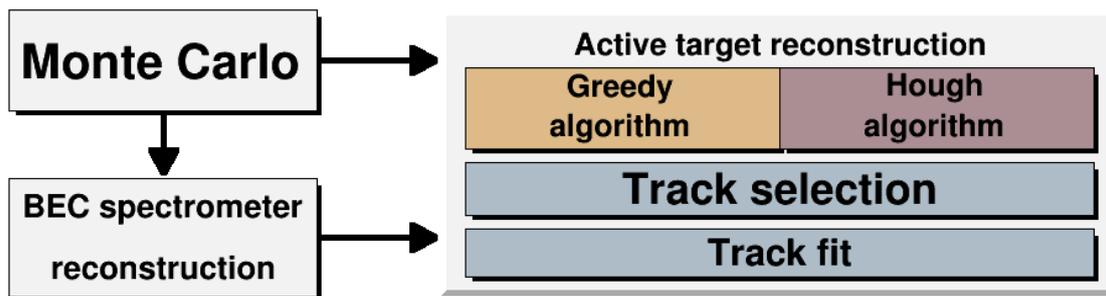


Рис. II.1: Схема логики реконструкции

С точки зрения реконструкции событий информация от активной мишени есть совокупность сигналов с волокон (далее так же называемые ячейками), характеризующих выделенную в них энергию. Требуется аппроксимировать данные прямыми, соответствующими траекториям частиц.

Greedy алгоритм и Hough алгоритм взаимозаменяемы и на первом шаге реконструкции отвечают предыдущему предложению до запятой, то есть объединяют некоторые ячейки в группы - треки. По ряду причин, обсуждаемых подробнее ниже, это ещё не есть соответствие траекториям частиц, для чего служит второй шаг реконструкции. Заканчивается всё фитирование треков прямыми.

### Greedy алгоритм

В данном алгоритме происходит последовательное построение трека, путём добавления к нему ячеек, причём такое, что на каждом шаге выбирается локальное оптимальное решение. Таким образом,  $N + 1$  ячейкой для уже построенного трека из  $N$  ячеек будет такая ячейка, что она является ближайшим соседом  $N$ -той ячейки, ещё не включена в строящийся трек, не нарушает в случае добавления геометрии трека и обладает максимальным весом среди всех прочих кандидатов.

То, что она является ближайшим соседом, в текущем проекте активной мишени означает, что она является одной из двенадцати ячеек, в которые только и может напрямую, не пересекая другие волокна, попасть прямолинейно движущаяся частица (рисунок II.2 (a)). Естественной сложностью данного алгоритма является выбор стартовых ячеек для трека. В данном случае таковыми выступило такое множество ячеек, которое можно было бы интерпретировать, как начало или окончание трека. Такой подход, в свою очередь, главным недостатком имеет высокую зависимость от шумовых сигналов (подробнее [9]). В связи с чем и был добавлен в качестве возможной альтернативы Hough алгоритм.

Каждый шаг данного алгоритма включает проверку на возможность проведения прямой через ячейки строящегося трека и некоторую тестируемую ячейку. Данная подзадача была решена следующим образом. Прямая, пересекающая две окружности, должна на бесконечности принадлежать области, ограниченной внешними касательными между ними. Если некая третья окружность пересекается с данной областью, то, очевидно, через все три окружности можно провести прямую (рисунок II.2 (b)). Потому, при добавлении к строящемуся треку новой ячейки было решено проверять, можно ли провести прямую через неё, стартовую ячейку и всякую другую ячейку трека. Вообще говоря, это только необходимое условие. Достаточным будет пересечение новой ячейки и области, в свою очередь являющуюся пересечением областей, образованных внешними касательными, построенными попарно между всеми ячейками, входящими в трек. Но в силу условности постановки физической задачи приемлимый результат даёт и проверка на выполнение необходимого условия, являющегося достаточно жёстким.

Возможным развитием данного алгоритма является выбор ячейки не просто с максимальным значением сигнала, но обеспечивающим возможность при дальнейшем построении трека добавить к нему как можно больше ячеек с как можно большим значением сигнала. Впрочем, вычисления на реакции  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$  дали лишь незначительное ( $\leq 4\%$ ) увеличение числа реконструированных событий при замедлении скорости работы программы.

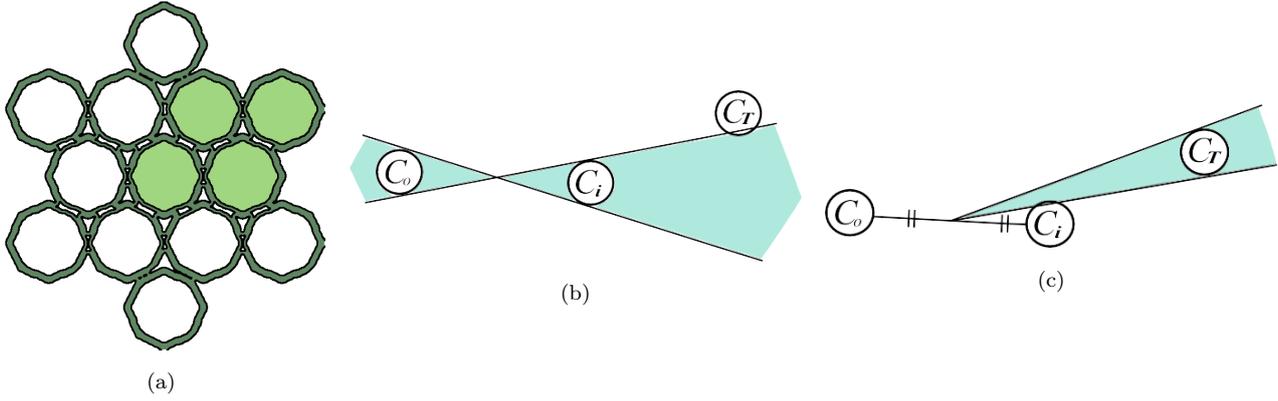


Рис. 11.2: (а) из центральной ячейки частица может по прямой попасть непосредственно в двенадцать ближайших ячеек, зелёным показана одна из возможных начальных конфигураций; (б) проверка на возможность провести прямую через три заданные окружности; (с) эквивалентный способ проверки.

---

### Algorithm 1 Greedy

---

*list of tracks*  $\leftarrow 0$

**for all** *cell* **in** *working cells* **do**

**for all** *configuration* **in** *possible initial configurations* **do**

**if** *cell with nearby cells*  $\equiv$  *configuration* **then**

*new track*  $\leftarrow$  *cell and nearby cells*

*list of tracks*  $\leftarrow$  *list of tracks* + *TrackConstructor*(*new track*)

**return** *list of tracks*

---

**function** *TrackConstructor*(*track*)

*x*  $\leftarrow$  *last cell in track*

*y*  $\leftarrow$  *cells near the x and not in track*

*z*  $\leftarrow 0$

**for all** *cell* **in** *y* **do**

**if** *track + cell* **is** *straight* **then**

*z*  $\leftarrow$  *z + cell*

**if** *z*  $\neq 0$  **then**

**return** *TrackConstructor*(*track + best cell in z*)

**return** *track*

---

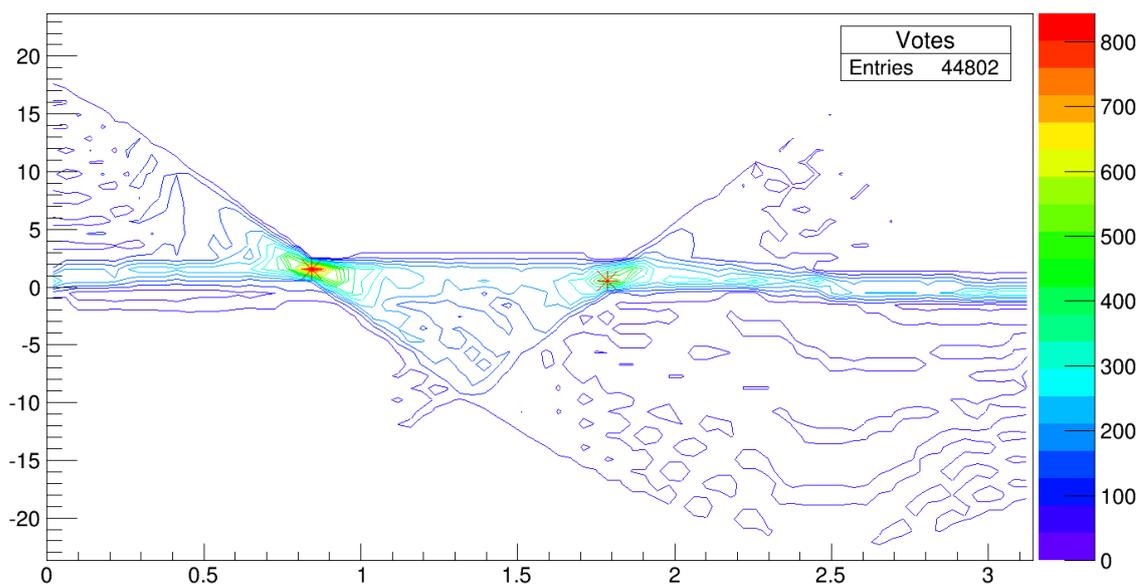


Рис. П.3: Гистограмма голосов точек в пространстве Хафа с найденными на ней локальными максимумами.

## Hough алгоритм

Другой способ выбора множества ячеек, отвечающих следу от проходящего трека, основывается на преобразовании Хафа[10] и является вариацией широко распространённого метода поиска прямых в задаче машинного зрения. В пространстве Хафа всякой прямой отвечает точка, а всякой точке прямая, или, как в данном случае, синусоида. Таким образом, задача поиска точек, через которые можно было бы провести прямую, заменяется задачей поиска кластеров пересечений синусоид.

В свою очередь уже эта задача традиционно для данного метода решается введением так называемой схемы голосования. В нашем случае это есть не что иное как двухмерная гистограмма, покрывающая пространство Хафа (рисунок П.3 и А.2). В ней значение в бине зависит от числа и от веса синусоид, этот бин пересекающих. Вес синусоиды или точки в обычном пространстве определяется величиной сигнала ячейки, для которой эта точка служит центром.

Поиск локальных максимумов производился при помощи класса *TSpectrum2*, входящего в фреймворк *ROOT*[11]. После нахождения какой-либо вершины происходит обратный поиск тех из ячеек, которые участвовали в голосовании в про-

странстве Хафа за эту вершину.

Из вышесказанного ясно, что данный метод без каких-либо изменений сразу оказывается значительно более устойчив к шумам и разрывам треков, в частности, вызванных отказом каналов.

---

**Algorithm 1** Hough

---

**Require:**  $\delta$

**Require:**  $L$  ▷ list of points

```
for all  $point(x, y, mass)$  in  $L$  do
  for  $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  with  $\delta$  step do
     $\rho \leftarrow x \cos \theta + y \sin \theta$ 
     $Votes(\rho, \theta) \leftarrow Votes(\rho, \theta) + mass$ 
 $maxs \leftarrow FindMaximums(Votes)$ 
 $list\ of\ tracks \leftarrow 0$ 
for all  $max$  in  $L$  do
   $new\ tracks \leftarrow 0$ 
  for all  $point$  in  $L$  do
    if  $point$  is voted for  $max$  then
       $new\ tracks \leftarrow new\ tracks + point$ 
 $list\ of\ tracks \leftarrow list\ of\ tracks + new\ tracks$ 
```

---

## Отбор и фитирование треков

Результатом выполнения и *Greedy* алгоритма и *Hough* алгоритма является объединение некоторых ячеек в группы - треки, возможно отвечающие оставленному искомыми частицами следу. Однако, этих данных ещё не достаточно для начала анализа. Вот несколько примеров необходимости дополнительной обработки:

- В проекции на плоскость  $XU$  импульсы искомых частиц могут быть противоположно направлены, что означает, что среагировавшие на прохождение этих частиц ячейки будут лежать на одной прямой и, фактически, только одна прямая и будет получена на предыдущем шаге реконструкции.

- В число найденных треков могут быть включены восстановленные ошибочно по шумовым сигналам или сигналам от  $\delta$ -электронов.
- Дополнительные треки так же могут быть оставлены частицами, регистрируемыми в спектрометре и в большей части событий не покидающими вершины и близлежащих к ней ячеек.

Для преодоления данных обстоятельств было решено производить отбор треков по их длине, суммарной энергии и факту их пересечения в некоторой вершине.

Пусть на предыдущем шаге реконструкции получено некоторое число треков. Вершина, приписываемая на данном этапе некоторой ячейке, будет найдена на основании веса, зависящего от её собственной энергии и веса, даваемого треком, включающим в себя данную вершину. После этого шага каждый трек даёт два новых, на которые он разделяется найденной вершиной, что избавляет от первого из вышеперечисленных примеров. С другой стороны, так дополнительно могут появиться дублирующие друг друга треки. Для их устранения можно произвести отбор, считая совпадающими те треки, у которых число различных ячеек не превосходит некоторого  $N$ .

Известными параметрами для трека является число входящих в него ячеек и суммарная их энергия, потому вес трека и будет ими определяться. Помимо всего прочего на основе этого веса для известной реакции можно выделять нужное число треков.

Завершающим логическим шагом является построение прямой методом наименьших квадратов по координатам центров ячеек, входящих в трек. Непосредственное вычисление проводится методом сингулярного разложения [12].

Как видно, алгоритмы реконструкции содержат некоторое число свободных параметров. Можно было бы исследовать эффективность реконструкции в зависимости от значений данных параметров, но их точные числовые значения зависят от модели отклика активной мишени, которая может измениться после изготовления прибора и проверки на реальных данных. Потому, свободные параметры были выставлены путём проб и ошибок.

## Анализ реконструкции

Анализ реконструкции проводился на трёх реакциях, являющихся принципиально различающимися с точки зрения использования активной мишени:

- а)  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$  - реакция, где первичная и вторичная вершины удалены друг от друга на расстояние, значительно меньшее в сравнении с диаметром регистрирующего волокна.
- б)  $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$  - реакция с выделяемыми отдельно вторичной и первичной вершинами.
- в)  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$  - реакция с протоном отдачи.

Кинематика последней в контексте активной мишени была разобрана в работе [13]. По аналогии можно выписать кинематические уравнения для двух первых реакций.

Обозначим индексами 1, 2, 3, 4 ... величины, соответствующие частицам в порядке записи в формулах выше. Тогда для реакций (а) и (б) справедливо:

$$t_{\pm} = \frac{1}{C_2^2 + \cos^2 \theta} \left( -C_1 C_2 - M_3 \cos^2 \theta \pm \cos \theta \sqrt{-C_1^2 + M_1^2 \cos^2 \theta + 2C_1 C_2 M_3 + C_2^2 (M_1^2 - M_3^2)} \right) \quad (\text{III.1})$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} C_1 &= (-M_1^2 M_2 - E_1 M_2^2 + E_1 M_3^2 + M_2 M_4^2) / p_1 \\ C_2 &= -(E_1 + M_2) / p_1 \\ C_3 &= (M_2 - M_3)^2 \\ C_4 &= (M_2 + M_3)^2 \\ t &= (P_4 - P_1)^2 \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

$\theta$  - угол между осью  $Oz$  и направлением движения  $\Delta$ -резонанса. По инвариантной переменной  $t$  происходит розыгрыш исходя из распределения  $\frac{d\sigma}{dt} = C e^{-\alpha|t-t_{min}|}$ , где константы были выбраны с некоторой точностью, в данной работе простительной.

Спектрометр установки ВЕС детектирует высокоэнергетичные частицы, что в данных реакциях в принятых обозначениях соответствует кинематическим переменным с индексом 4. Так же происходит измерение пучковых частиц. Вклад

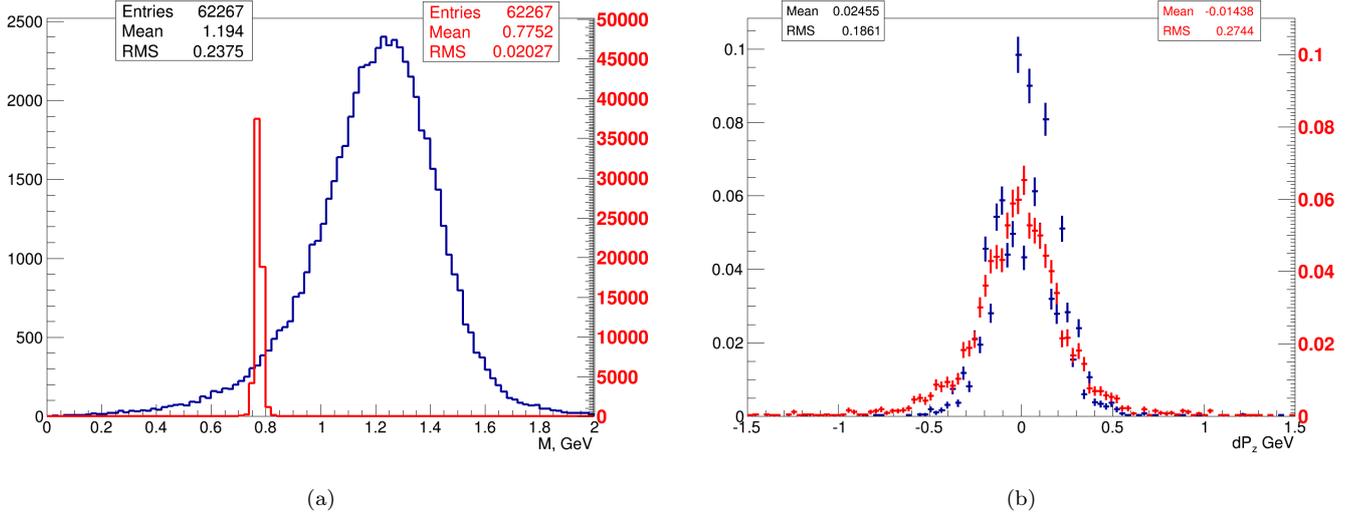


Рис. III.1: (a) Красная линия - масса  $\rho^0$ , построенная по реконструированным разыгранным данным из спектрометра, синяя линия - масса  $\Delta^0$ . (b) Красная линия - ошибка в определении z-компоненты импульса  $\rho^0$ , синяя линия - ошибка в определении z-компоненты импульса пучковой частицы.

активной мишени состоит в измерении углов разлёта низкоэнергетичных частиц в плоскости  $XU$  и, с невысокой точностью, высаживаемой ими энергии.

Далее в тексте, если не указано специально иное, то: реконструкция в активной мишени производилась на Greedy алгоритме; массы разыгранных частиц имели нулевую ширину.

**Реакция**  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$

Выпишем систему уравнений на  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0$ :

$$\begin{aligned}
 p_{1x} &= p_3 \sin \theta \cos \varphi + p_{4x} \\
 p_{1y} &= p_3 \sin \theta \sin \varphi + p_{4y} \\
 p_{1z} &= p_3 \cos \theta + p_{4z} \\
 E_1 + M_2 &= E_3 + E_4
 \end{aligned}
 \tag{III.3}$$

Считая протон неподвижным систему можно разрешить относительно  $\Delta^0$ , найдя, например, её массу по реконструированным разыгранным данным из спектрометра (рисунок III.1).

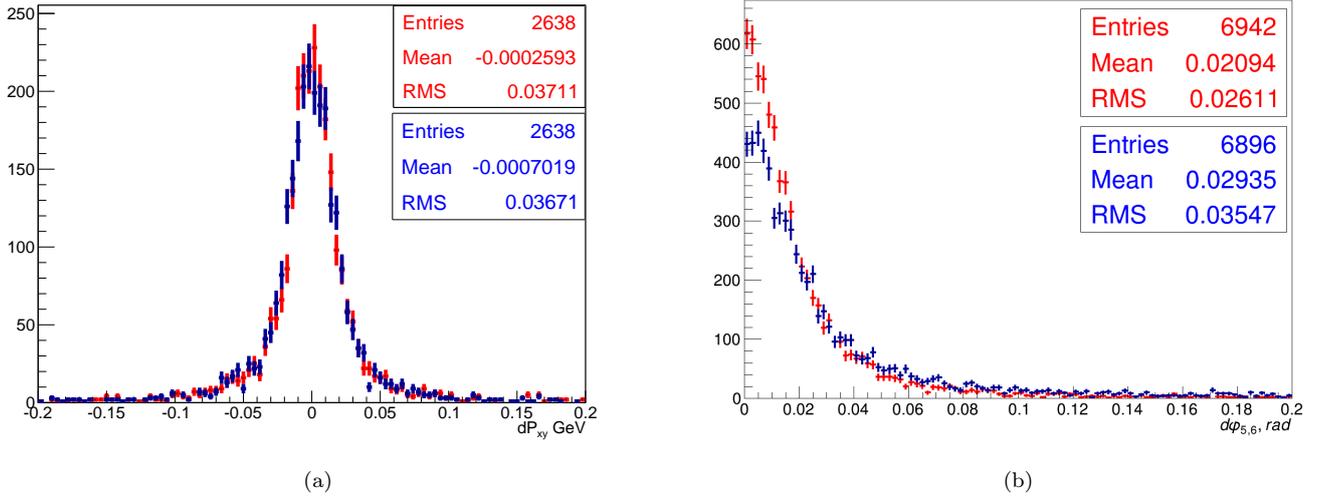


Рис. III.2: (a) Ошибки в определении проекции импульса на плоскость  $XY$  для  $p$  и  $\pi^-$  от распада  $\Delta^0$ , выделенных красным и синим соответственно. (b) Абсолютная величина суммарной ошибки в определении угла  $\varphi_5$  и  $\varphi_6$  при реконструкции с использованием Greedy и Hough алгоритмов, выделенных красным и синим соответственно.

Выпишем систему уравнений на распад дельты  $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ :

$$\begin{aligned}
 p_{3x} &= p_5 \sin \theta_5 \cos \varphi_5 + p_6 \sin \theta_6 \cos \varphi_6 \\
 p_{3y} &= p_5 \sin \theta_5 \sin \varphi_5 + p_6 \sin \theta_6 \sin \varphi_6 \\
 p_{3z} &= p_5 \cos \theta_5 + p_6 \cos \theta_6 \\
 E_3 &= E_5 + E_6
 \end{aligned} \tag{III.4}$$

В активной мишени измеряемы углы  $\varphi_5$  и  $\varphi_6$ , потому система вновь разрешима относительно  $p$  и  $\pi^-$ .

Сравним разыгранное значение проекции импульсов  $p$  и  $\pi^-$  от распада  $\Delta^0$  в плоскости  $XY$  с восстановленным с помощью активной мишени. Из III.4:

$$\begin{aligned}
 p_{5xy} &= \frac{p_{3y} \cos \varphi_6 - p_{3x} \sin \theta_6}{\cos \varphi_6 \sin \varphi_5 - \cos \varphi_5 \sin \varphi_6} \\
 p_{6xy} &= \frac{-p_{3y} \cos \varphi_5 + p_{3x} \sin \theta_5}{\cos \varphi_6 \sin \varphi_5 - \cos \varphi_5 \sin \varphi_6}
 \end{aligned} \tag{III.5}$$

Выражения для импульсов по проекциям гораздо более громоздки (чем III.5) и зависят от значительной ошибки в измерении импульса  $\rho^0$  и пучковой частицы по оси  $Z$  (рисунок III.1 (б)), а в  $p_{5xy}$  и  $p_{6xy}$  уже входят измеряемые в активной мишени углы. Ошибка в измерении представлена на рисунке III.2 (а). Важно отметить, что  $\varphi_{5,6}$  для нахождения импульсов были получены посредством сопоставления с

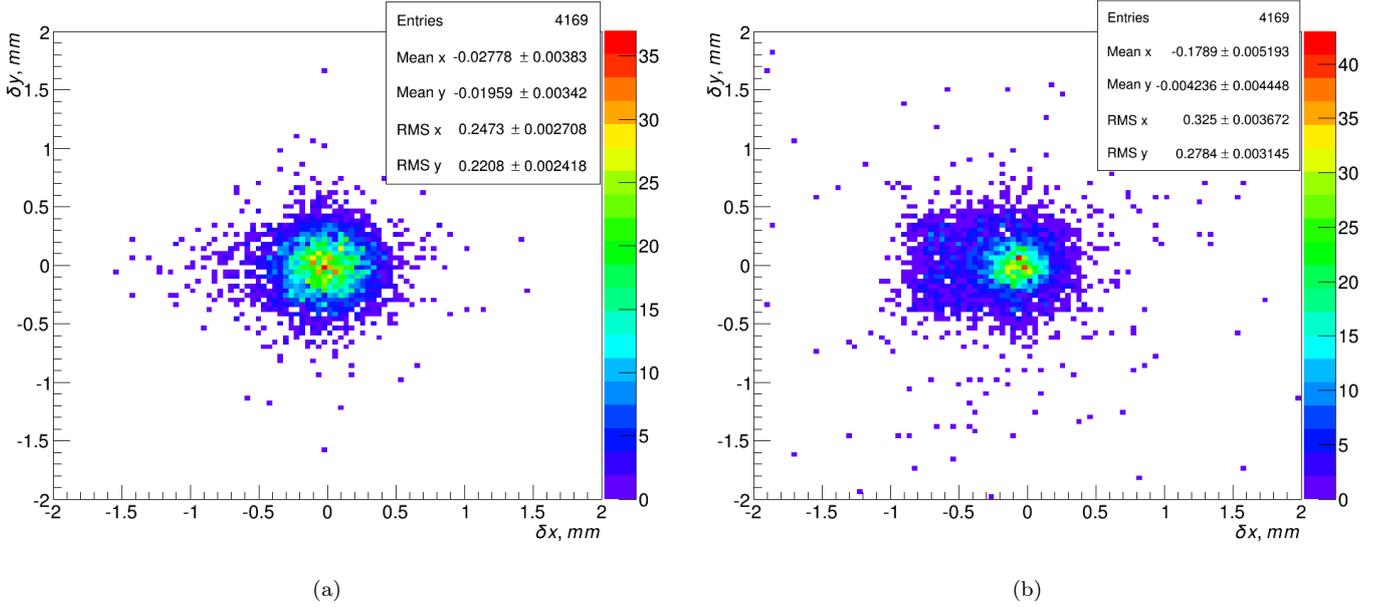


Рис. III.3: Ошибка в определении координаты вершины в плоскости  $XY$  для спектрометра (a) и активной мишени (b) при случайно разыгрываемом положении вершины в теле мишени.

известными разыгранными значениями угла путём нахождения минимально отличающегося из восстановленных треков, то есть без идентификации протона и пиона.

На примере  $\Delta^0$  удобно сравнить точность восстановления вершины в спектрометре и активной мишени. В последней вершина находится дважды: как ячейка для отбора треков и как центр масс точек пересечений треков. Для треков сходящихся под малыми углами небольшая ошибка может привести к значительному отклонению пересечения треков от вершины. Потому, если центр масс точек пересечений треков выходит за пределы ячейки-вершины, вершине приписываются координаты центра последней. Однако это приводит к увеличению зависимости точности от положения вершины в теле мишени, от того, произошёл распад в волокне или в клее. Примером может служить асимметрия погрешности по оси  $X$  (рисунок III.3), вызванная тем, что ось мишени располагается под углом к оси пучка ( $\sim 0.02$  рад). Зависимость среднеквадратичного отклонения ошибки в определении вершины от расстояния  $x$  координаты положения вершины от оси некоторого волокна представлена на рисунке III.4. Видно, что приписывание вершине положения центра волокна всё равно приводит к увеличению точности.

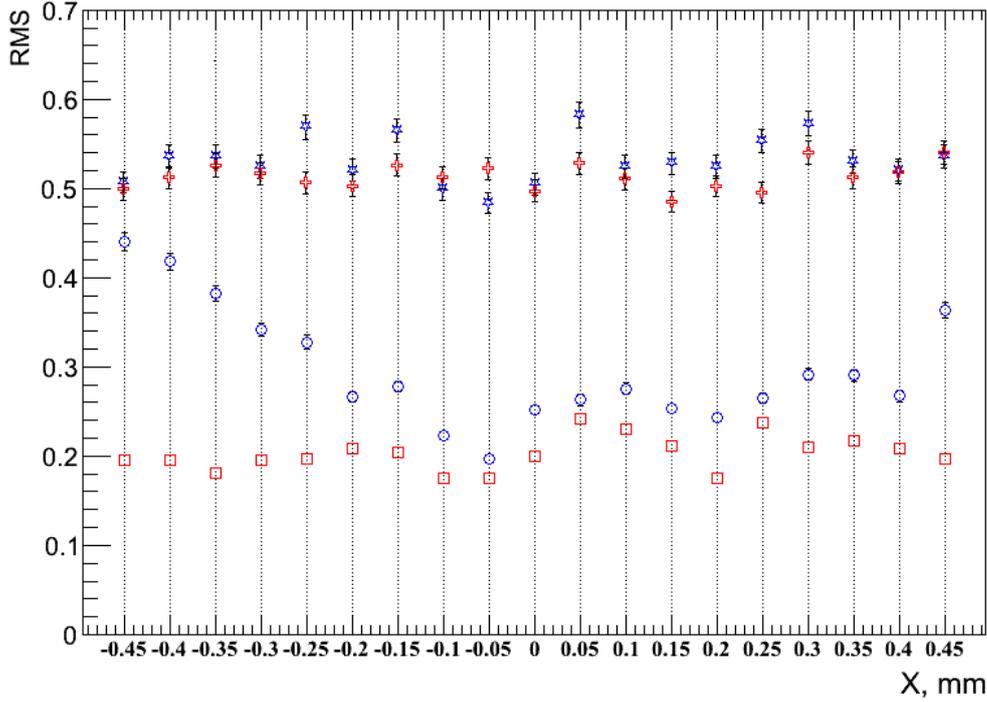


Рис. III.4: Среднеквадратичное отклонение ошибки в определении вершины в активной мишени по осям  $X$  и  $Y$  (синие и красные цвета соответственно) в зависимости от расстояния от центра ячейки по оси  $X$ . Окружности и квадраты для реконструкции с приписыванием центра найденной вершинной ячейки, звёзды и кресты - без.

Ранее ошибки в определении  $p_{5xy}$  и  $p_{6xy}$  были получены при разыгрывании вершины взаимодействия в одной некоторой центральной точке мишени. Зависимости же  $dp_{6xy}$  (для  $p_{5xy}$  результаты аналогичны) от положения в мишени представлены на рисунке III.5 и предсказывают объём  $R \times L : 15 \times 50 \text{ mm}$  без значительного падения эффективности реконструкции при проектируемой размерности мишени  $23 \times 80 \text{ mm}$ . Отмечу, что по оси  $Y$  розыгрыш происходил по центрам осей волокон.

Дополнительно на этой реакции было произведено сравнение Greedy и Hough алгоритма на устойчивость к шуму кремниевых фотоумножителей в предположении подчинения его статистике Пуассона:  $P(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$ . Критерием правильности реконструкции трека будем считать то, что угол между ним и разыгранным треком не превосходит некоторого  $\varphi_0$ . Результаты для  $\varphi_0 = 0.10$  представлены на рисунке III.6. Greedy алгоритм продемонстрировал  $\sim 20\%$  падение числа событий, в которых в соответствии с выставленным критерием было верно восстановлено два трека, при увеличении  $\lambda$  с 0.05 до 0.20. Посредством аппроксимации прямой можно прогнозировать отказ алгоритма при  $\lambda = 0.6$  без привлечения дополнительных средств по подавлению влияния шума. Hough алгоритм ожидаемо не

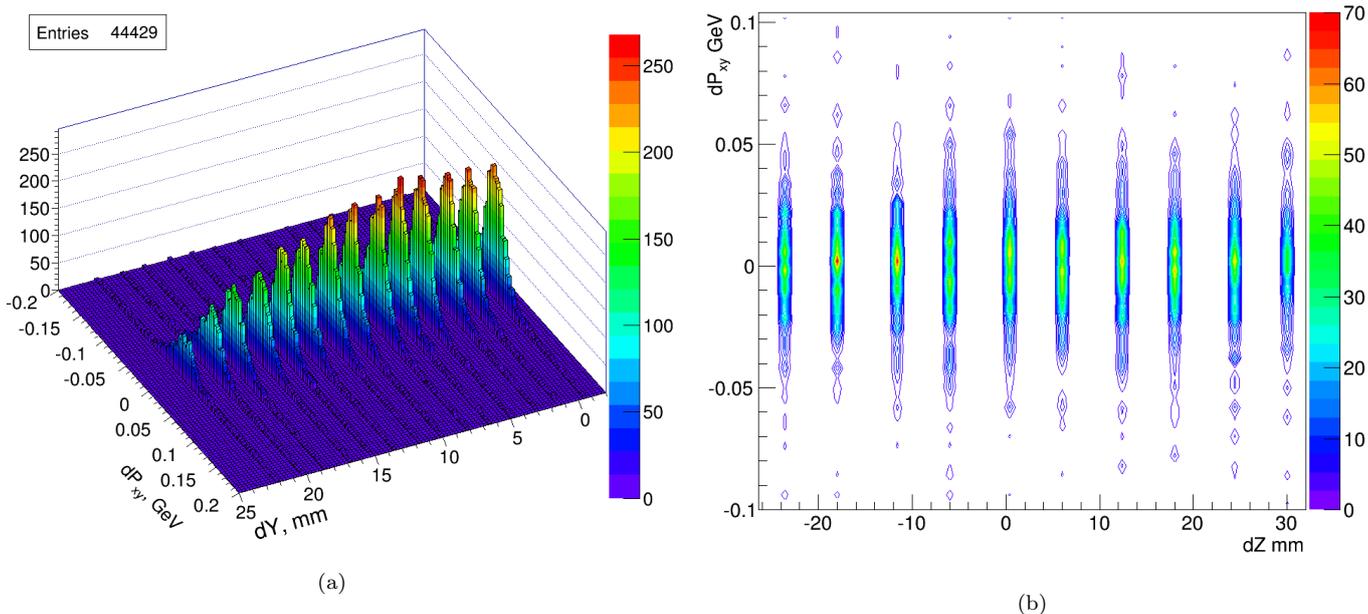


Рис. III.5: Ошибка в определении проекции импульса на плоскость  $XY$  для  $\pi^-$  от распада  $\Delta^0$  в зависимости от отклонения положения вершины от центра мишени по осям  $Y$  (а) и  $Z$  (б).

проявил явной зависимости от шума фотоумножителей (см. так же приложение А.1). Вместе с тем, меньшее число попаданий в ограничения выставленного критерия для этого алгоритма обусловлены заниженной строгостью в нём на шаге нахождения ячеек, голосовавших за прямую. В найденный трек включаются не только непосредственно голосовавшие за него точки, но и близлежащие. Такое решение вызвано наблюдаемыми погрешностями в определении локальных максимумов (см. приложение А.2). Таким образом, с ослаблением выборки в трек неизбежно попадает некоторое число лишних ячеек, которые и дают отклонение в угле  $\varphi$ .

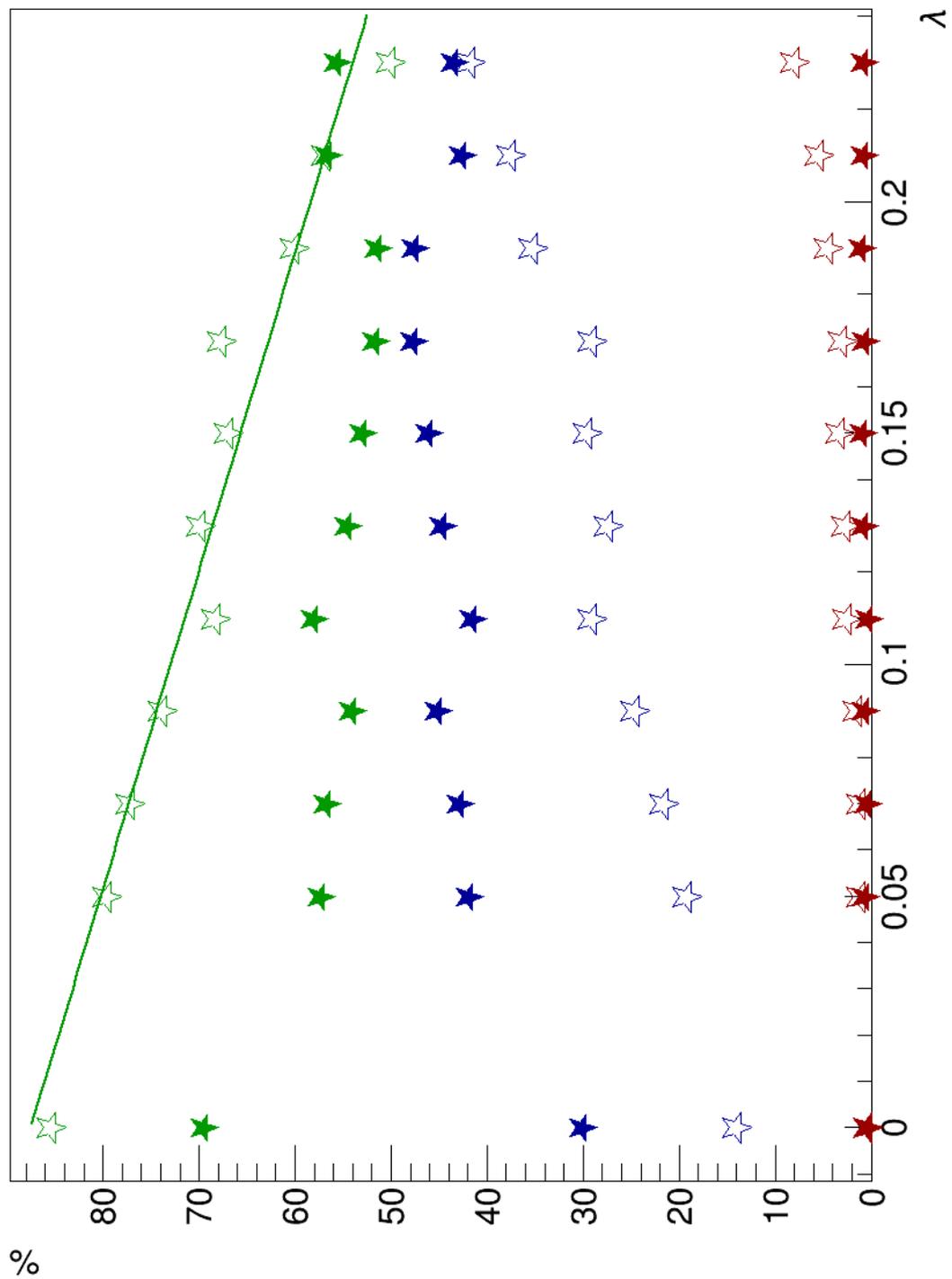


Рис. III.6: Зависимость числа реакций в которых было верно восстановлено два трека (зелёный цвет), один трек (синий цвет) и не было восстановлено ниодного трека (красный цвет) от параметра  $\lambda$  в распределении Пуассона для Greedy и Hough алгоритмов, выделеных полыми и закрасненными фигурами соответственно.

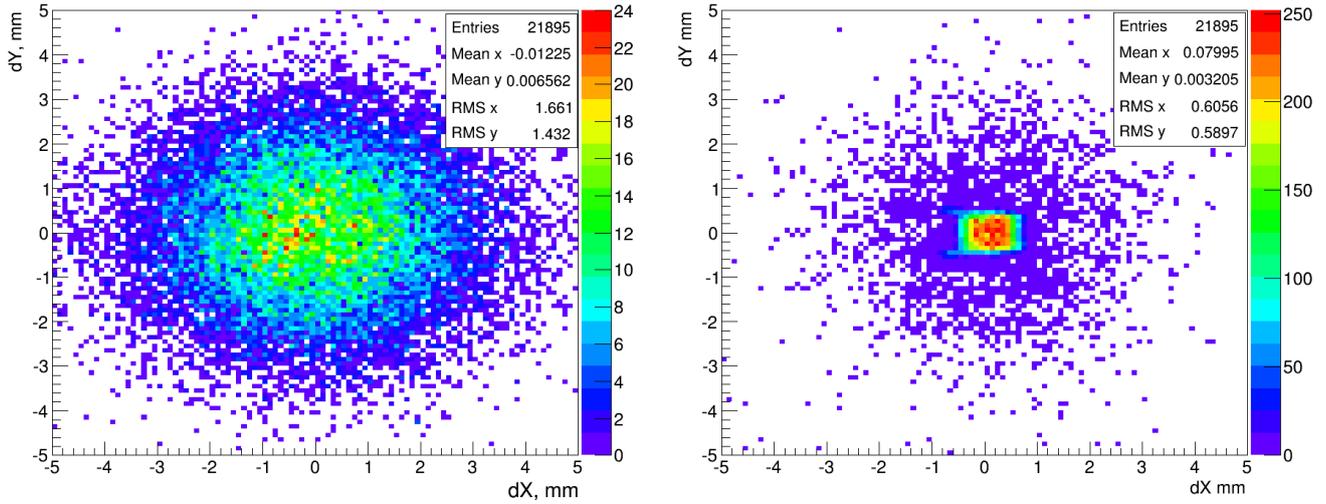


Рис. III.7: Ошибка в определении координаты вершины в плоскости  $XU$  для спектрометра (слева) и активной мишени (справа) при случайно разыгрываемом положении вершины в теле мишени.

### Реакция $K^-n \rightarrow \Lambda\pi^- \rightarrow p\pi^-\pi^-$

Принципиальное отличие данной реакции от прочих заключается в наличии различимых первичной и вторичной вершины. Важно отметить, что на стадии генерации событий производился отбор на положение распада  $\Lambda$ : отклонение от центра мишени не более 30 мм по оси  $Z$  и не более 16 мм по радиусу. Так же в ней только одна частица -  $\pi^-$  попадает в спектрометр, причём, "забирающая" большую часть импульса пучковой частицы. Это является причиной большей ошибки в определении импульса  $\pi^-$  и координат первичной вершины (рисунки III.7).

Вектор, соединяющий первичную и вторичную вершину, можно интерпретировать как направление движения  $\Lambda$  (связанные рисунки III.8, III.10).

Одной из явных причин ошибки в определении вторичной вершины являются те случаи, когда вместо неё мы находим первичную вершину. Это подтверждает наличие на двухмерной гистограмме ошибки в определении вторичной вершины от расстояния от первичной вершины линейного участка (рисунок III.9 слева). Наложение ограничений на расстояние между найденными первичной и вторичной вершинами позволяет избавиться от ряда явных ошибок и улучшить определение угла для  $\Lambda$  (III.10). Гистограмма для вторичной вершины (III.8) не изменится существенно, так как ограничения относятся к событиям по большей части в неё не попадающим.

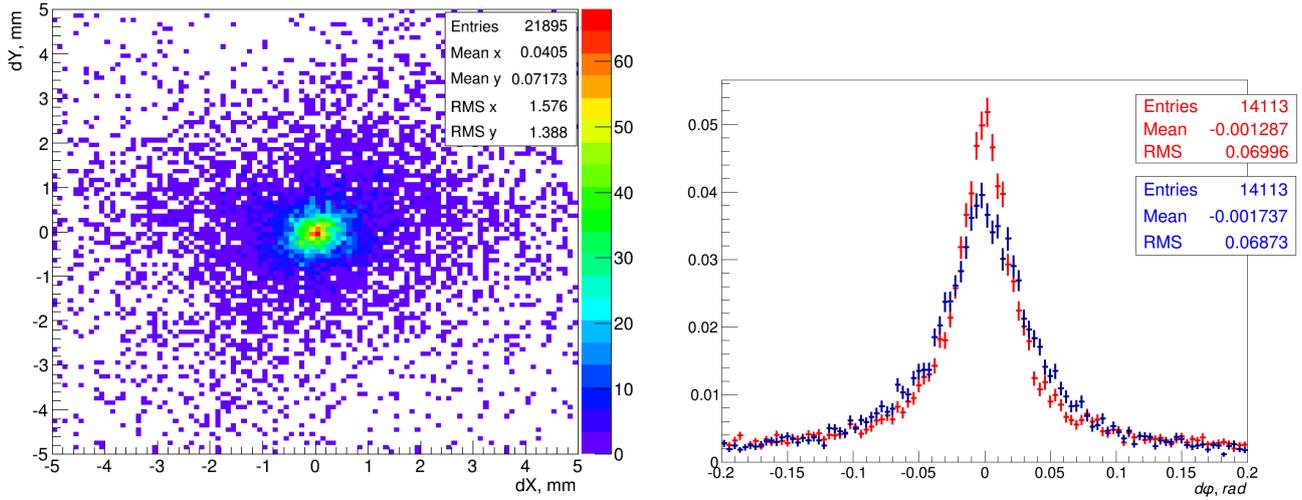


Рис. III.8: Слева - ошибка в определении координаты вторичной вершины в плоскости  $XU$  для активной мишени. Справа - ошибка в определении угла  $\varphi$  для протона и пиона от распада  $\Lambda$ , померенные по активной мишени.

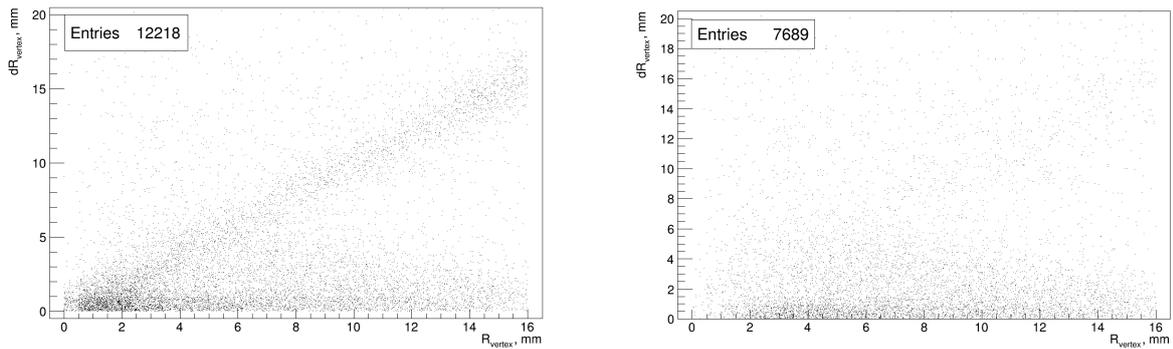


Рис. III.9: Ошибка в определении вторичной вершины в зависимости от её расстояния от первичной вершины до и после наложения ограничений слева и справа соответственно.

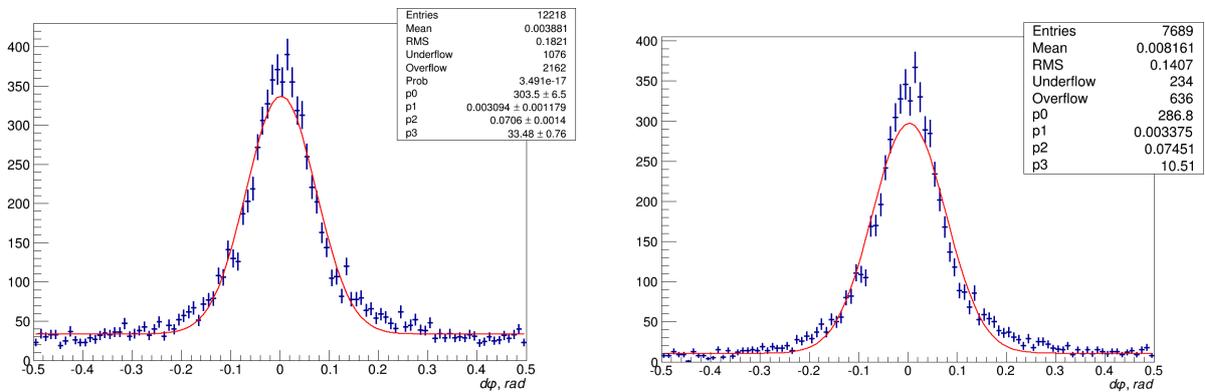


Рис. III.10: Ошибка в определении угла  $\varphi$  для  $\Lambda$ , полученного путём соединения центров первичной и вторичной вершин, до и после наложения ограничений на положение вторичной вершины слева и справа соответственно. Фит произведён суммой функции Гаусса и константы (параметр  $p3$ ).

### Реакция $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$

В отличие от двух других реакций здесь только одна только одна частица - протон отдачи, не обладает достаточной энергией, что бы быть детектированной в спектрометре. Потому, в принятый ранее обозначениях, справедлива следующая переопределённая система:

$$\begin{cases} \cos \varphi_5 &= \cos \varphi_5^{spec} = f(\vec{p}_1, \vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}_5) \\ \cos \varphi_5 &= \cos \varphi_5^{at} \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

И минимизируемая функция:

$$M = \frac{1}{\sigma_{\cos \varphi_5^{at}}^2} \left( \cos \varphi_5^{at} - \frac{p_{6x}}{\sqrt{(p_{6x})^2 + (p_{6y})^2}} \right)^2 + \sum_{\substack{i=1,3,4,5 \\ j=x,y}} \frac{1}{\sigma_{ij}^2} (p_{ij} - p_{ij}^{spec})^2 \quad (\text{III.7})$$

Здесь, верхние индексы отвечают померенным в приборах величинам (*at* - в активной мишени, *spec* - в спектрометре), а  $p_{6x}$  и  $p_{6y}$  не выражены явно для простоты записи.

Простым способом для отсева событий, в которых протон отдачи реконструировался неверно, является выбор для реконструкции треков с большим числом фиберов. Точное число фиберов в треке можно получить из сравнения с ошибкой в определении угла  $\varphi$  протона отдачи (рисунок III.11).

С помощью весов  $\sigma$ , полученных из рассмотрения ошибки в определении соответствующих величин (см. приложение А.3), была произведена минимизация III.7. Минимизация производилась с использованием алгоритма *Minuit2* [14]. Результаты для проекции импульса на плоскость  $X$  и  $Y$  представлены на рисунке III.12. Отклик других величин на минимизацию оказался незначительным. Однако, этот способ не является точным, так как импульсы в каждом событии в спектрометре находятся из координат сработавших трубок в трековой системе, а потому и веса  $\sigma$  в каждом событии выражатся через ошибки в фите трека. Потому, в текущей последовательной схеме реконструкции событий, где реконструктор для активной мишени и спектрометра не являются единой сущностью, составление верной минимизируемой функции для уточнения импульсов частиц, детектируемых в спектрометре, по данным из активной мишени не представляется возможным.

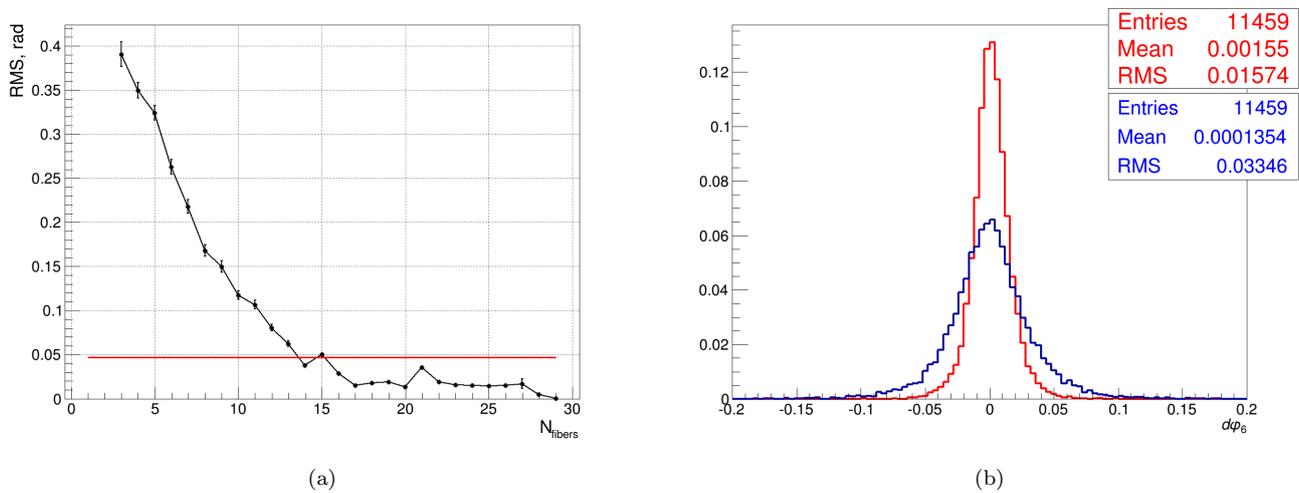


Рис. III.11: (а) Среднеквадратичное отклонение в ошибки в определении угла  $\varphi$  протона отдачи в активной мишени в зависимости от числа волокон в треке. Красная линия - среднеквадратичное отклонение по спектрометру. (б) Ошибка в определении угла  $\varphi$  протона отдачи в спектрометре (синий цвет) и активной мишени (красный цвет) после отбора треков протона отдачи, содержащих более 12 волокон.

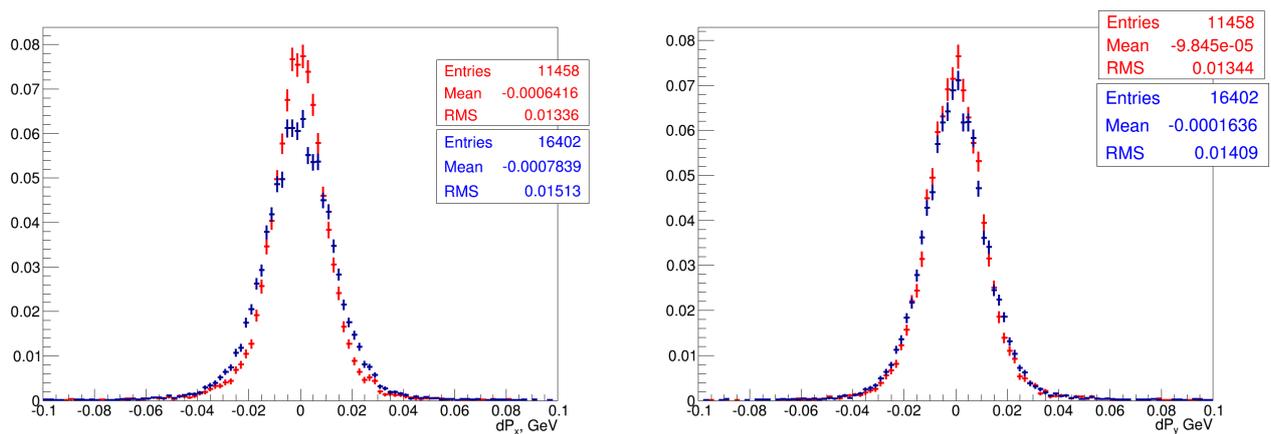


Рис. III.12: Ошибка в определении проекций импульса протона отдачи до и после минимизации (синий и красный цвет соответственно).

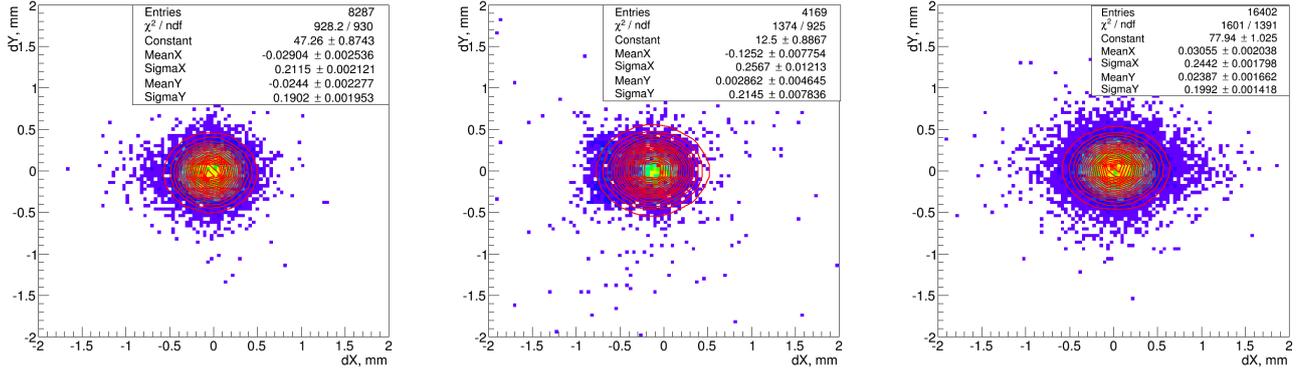


Рис. III.13: Слева на право: ошибка в определении координаты для реакции  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$  для спектрометра, активной мишени, для реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$  для спектрометра. Фит произведён функцией Гаусса.

В заключении можно сравнить точность определения вершины в этой реакции, когда три частицы попадают в спектрометр, и в  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$  (рисунок III.13). Видно отсутствие роста точности для спектрометра.

## Заключение

В рамках данной работы:

- реализовано два взаимозаменяемых алгоритма нахождения множества фибров, лежащих на одной прямой, в активной мишени. На реакции  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$  данные алгоритмы дают  $\sim 80\%$  и  $\sim 70\%$  процентов событий с двумя треками, восстановленными с точностью по углу  $\varphi$  в  $\leq 0.10$  рад.
- реализован способ нахождения вершины, разделение и отбор треков.
- произведён розыгрыш в модели Монте-Карло, реконструкция и сравнение данных для спектрометра и активной мишени по трём реакциям:  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$ ,  $K^- n \rightarrow \Lambda \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$ ,  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ .

По результатам анализа реакций можно сказать, что:

- в реакциях, аналогичных  $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$ , активная мишень позволит полностью восстановить кинематику событий.
- точность определения координаты  $X$ ,  $Y$  первичной вершины в спектрометре оказалась сопоставимой с точностью измерения в активной мишени, но активная мишень может позволить определять вершину по одному лишь сигналу от пучковой частицы.
- показана возможность находить в активной мишени вторичных вершин.
- 2-х-кратное уточнение плоскости реакции ( $\varphi$ ) для  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ .
- в реакциях, аналогичных  $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ , где возможны непосредственные сравнения между величинами, померяными в спектрометре и в активной мишени, применение последней может уточнить кинематику реакций.

Возможным развитием данной работы является:

- превращение реконструктора для активной мишени из текущего "экспериментального" состояния в рабочий инструмент с последующим включением его в фреймворк *OFF* [15].
- расширение числа рассматриваемых реакций в том числе и для оценки возможностей активной мишени в идентификации событий.

## Литература

- [1] Khokhlov Yu., et al., "Scalar Mesons in VES Experiment". - Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 225 – 227 (2012) 27 - 31. DOI link.
- [2] Ivashin A., et al., "Evidence for a scalar meson resonance in the  $\pi^-p \rightarrow n\omega\phi$  reaction". - AIPC, Vol. 1257., (2010) 262 - 266. DOI link.
- [3] Nikolaenko V., et al., "Search for the  $f_1(1285) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  decay with the VES detector". - The European Physical Journal A, Vol. 38, no. 2, (2008) 149 - 154. DOI link.
- [4] Agostinelli S., et al., "GEANT4 - a simulation toolkit". - Nuclear Instrument and Method. A506 (2003) 250. DOI link.
- [5] Рябова Т., Рябов А., Ивашин А., Ю.Хохлов Ю., "Расчет поля спектрометрического магнита установки ВЕС". - внутренний документ, ИФВЭ.
- [6] Тагиров Р.Р., Дипломная работа "Модельное исследование трековой системы и алгоритмов реконструкции событий на установке ВЕС на примере распада  $K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+$ ". - МФТИ, ИФВЭ, 2001. 25 с.
- [7] Kuraray Co. Ltd., Scintillating Fibers — <http://kuraraypsf.jp/>
- [8] S. Bruggisser., "Literature study on the radiation damage on KURARAY SCSF-78M and SCSF-78MJ fibers". - LPHE-2012-04
- [9] Мандрик П.С., Хохлов Ю.А., "Реконструкция данных с активной мишени". - Труды 55-й научной конференции МФТИ, Общая и прикладная физика. - 2012. - С. 141-142.
- [10] Leandro A.F. Fernandes, Manuel M. Oliveira, "Real-time line detection through an improved Hough transform voting scheme". - Pattern Recognition, Elsevier, Volume 41, Issue 1, pp. 299–314 (January, 2008). DOI link.
- [11] Brun R., Rademakers F., "ROOT: An object oriented data analysis framework". - Nuclear Instrument and Method. A389 (1997) 81-86. DOI link.

- [12] Offermann E., solveLinear.C — <http://root.cern.ch/>
- [13] Михасенко М.О., Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра "Моделирование активной мишени для установки ВЕС". - МФТИ, ИФВЭ, 2011. 26 с. pdf.
- [14] Moneta L., NumericalMinimization.C — <http://root.cern.ch/>
- [15] Ивашин А., "OFF: фреймворк для обработки данных в эксперименте ВЕС". - внутренний документ, ИФВЭ.

# Приложение

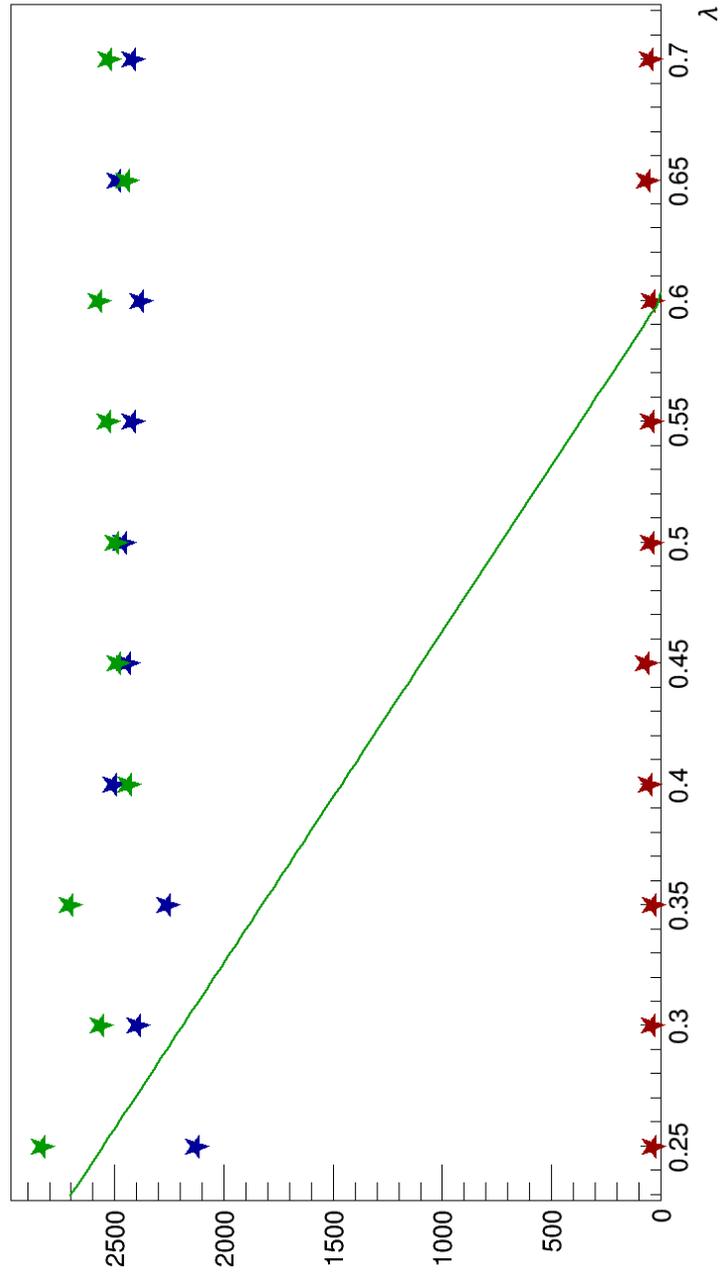
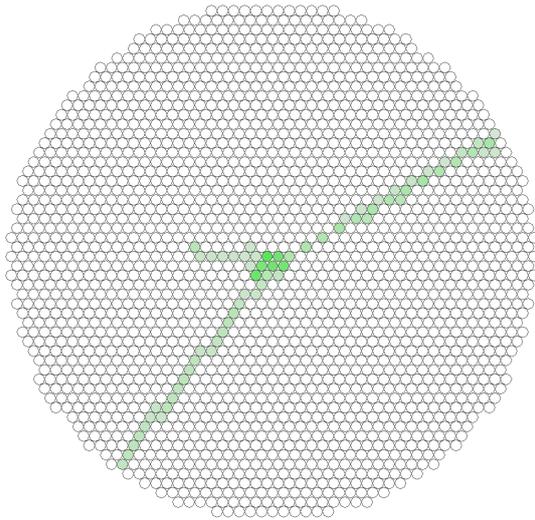
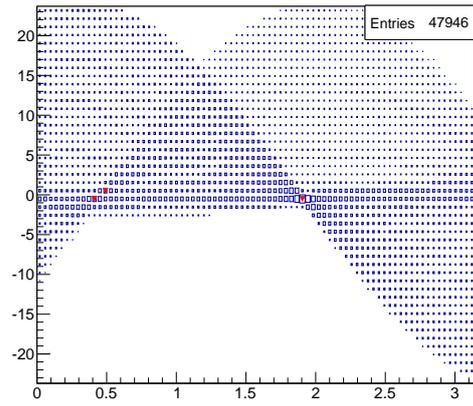


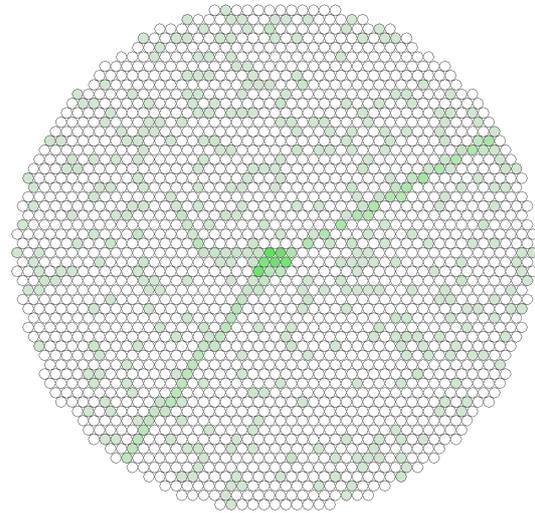
Рис. А.1: Зависимость числа реакций в которых было верно восстановлено два трека (зелёный цвет), один трек (синий цвет) и не было восстановлено ниодного трека (красный цвет) от параметра  $\lambda$  в распределении Пуассона для Nough алгоритма. Прямая соответствует аппроксимации для Greedy алгоритма (см. III.6).



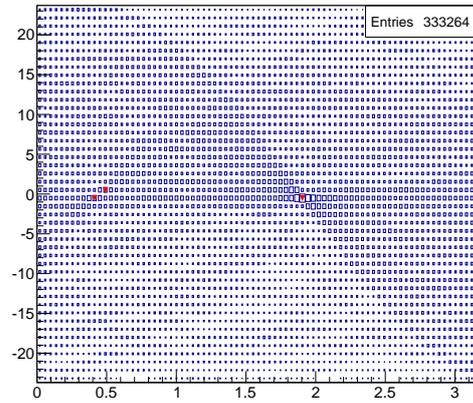
(a)  $\lambda = 0.0$



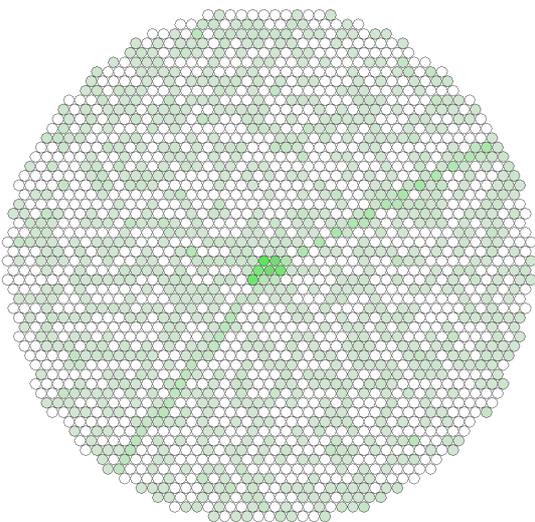
(b)



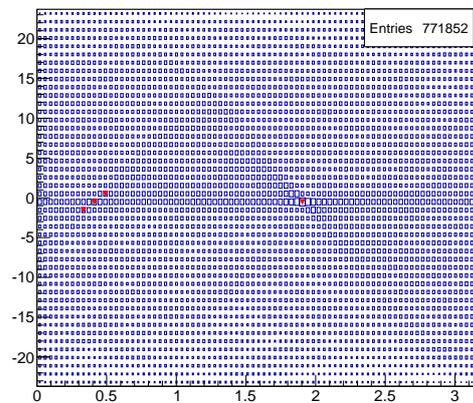
(c)  $\lambda = 0.2$



(d)

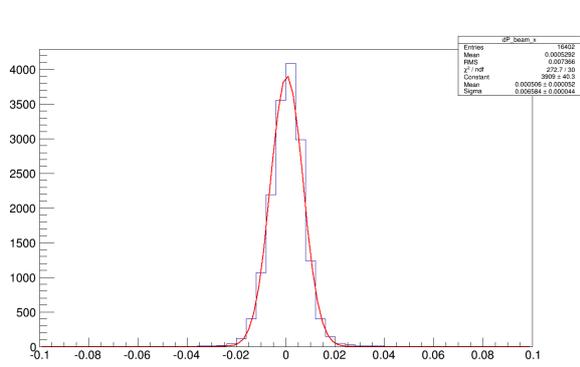


(e)  $\lambda = 0.6$

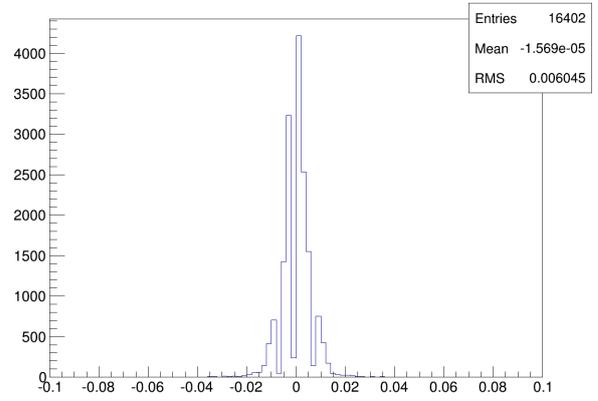


(f)

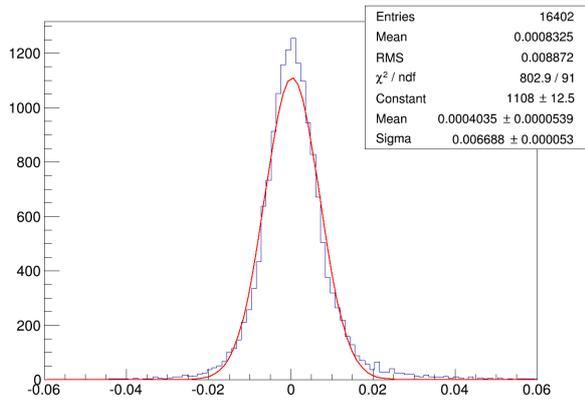
Рис. А.2: Показания активной мишени и их отображение в пространства Хафа с найденными пиками при различной интенсивности шумовых сигналов.



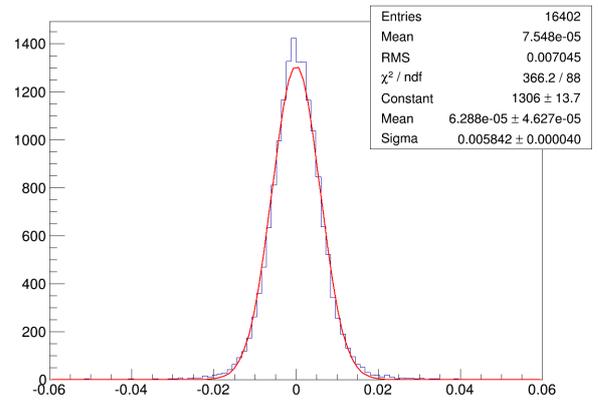
(a)  $dP_{1x}$  GeV



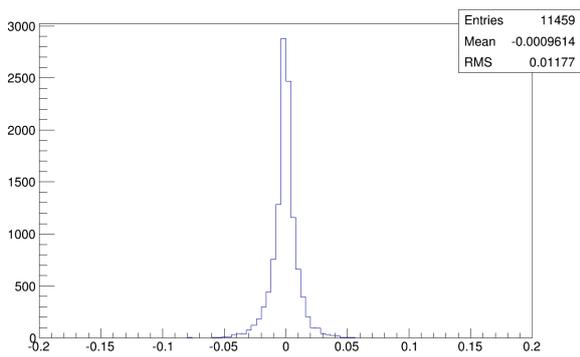
(b)  $dP_{1y}$  GeV



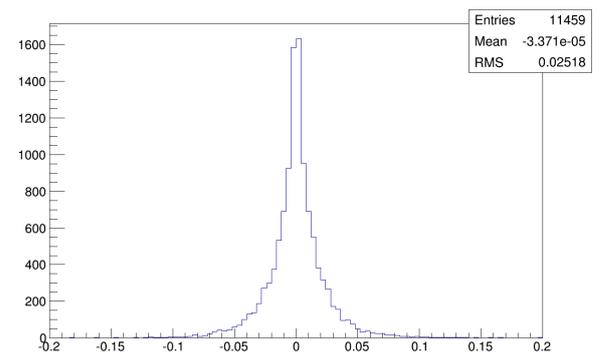
(c)  $dP_{4x}$  GeV



(d)  $dP_{4y}$  GeV



(e)  $d \cos \varphi_6^{at}$



(f)  $d \cos \varphi_6^{spec}$

Рис. А.3: Ошибка в измерении величин, входящих в минимизируемую функцию III.7.