ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.4:519.25

КАЛИБРОВКА СПЕКТРОМЕТРА КОЛЕЦ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОНИЧЕСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ СВЕТА И СФЕРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ ПО ФИЗИЧЕСКИМ СОБЫТИЯМ НА УСТАНОВКЕ ФОДС

© 2027 г. М. Ю. Боголюбский*, А. А. Волков, Д. К. Елумахов, А. А. Иванилов, А. Н. Криницын, Н. В. Кулагин, А. А. Минаенко, Д. И. Паталаха, В. В. Скворцов

Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова

Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"

Россия, 142281, Протвино Московской обл, пл. Науки, 1

** E-mail: Mikhail.Bogolyubsky@ihep.ru*

Поступила в редакцию 05.03.2026

После доработки 25.08.2026

Принята к публикации 02.09.2026

Рассмотрена четырехэтапная процедура калибровки спектрометра колец черенковского излучения (СКОЧ) с коническим отражателем света и сферическим зеркалом по физическим событиям на фокусирующем двухплечевом поворотном спектрометре ускорительного комплекса У-70 НИЦ "Курчатовский институт"–ИФВЭ. Использовались данные *pA*-взаимодействий при импульсе пучка 50 ГэВ/с. Метод построен на анализе больших данных с помощью квадратичного функционала, зависящего от множества переменных, в число которых входят набор временных сигналов СКОЧ, геометрические параметры траектории частицы и ее импульс, координаты ее попадания на основание конического отражателя, ориентация сработавших каналов СКОЧ относительно друг друга и относительно трека частицы. Продемонстрировано чистое разделение в отобранных для процедуры калибровки событиях $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$-мезонов и протонов в принятом интервале их импульсов 6–15 ГэВ/с. Излагаемый метод калибровки применим для любого измерительного устройства, где априори известны результаты на некотором множестве опорных точек.

Ключевые слова: спектрометр колец черенковского излучения, RICH-детектор, калибровка по физическим событиям

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектрометр колец черенковского излучения (СКОЧ) [1] входит в состав фокусирующего двухплечевого поворотного спектрометра (ФОДС) [2, 3] на ускорительном комплексе У-70 НИЦ "Курчатовский институт"–ИФВЭ. Детально аппаратура ФОДС и методы

обработки описаны в следующих статьях: [4, 5] – реконструкция треков по временным данным с дрейфовых камер и трубок, [6] – определение импульса частицы по изгибу ее траектории в спектрометрическом магните, [7] – адронный калориметр (для выделения адронных треков). С помощью СКОЧ на установке ФОДС к настоящему времени получено множество данных как по образованию адронов с большими поперечными импульсами в *pA*-взаимодействиях (см., например, [8, 9]), так и по рождению в переднюю полусферу мезонов и вторичных ядерных фрагментов в протонном и углеродном пучках [10–13]. В ходе выполнения указанных работ как раз и были разработаны представленные в настоящей статье методы калибровки СКОЧ. Но сами процедуры калибровки описаны не были.

СКОЧ используется для определения типа заряженных рожденных частиц, т.е. их идентификация по измерению угла черенковского излучения. Его конструкция детально описана в работе [1]. Отметим только, что оптическая система состоит из сферического зеркала с фокусным расстоянием F_m = 250 см и конического отражателя света, состоящего из 48 трапецеидальных плоских зеркал, плотно прилегающих друг к другу вдоль боковой образующей конуса и переводящих черенковский свет на поверхность цилиндра, в который помещен спектрометр. Здесь через равные промежутки расположены 24 годоскопических фотоумножителя (ГФЭУ) [14– 16] с длиной фотокатода, равной 24 см. Параметры рассматриваемой оптики выбраны так, что происходит развертка фокальной плоскости зеркала на поверхность цилиндра СКОЧ.

Продольная координата попадания фотона находится по измеряемому времени дрейфа выбитого фотоном фотоэлектрона. Последний дрейфует вдоль фотокатода к динодной системе в скрещенных электрическом и магнитном полях по спирали с практически постоянной скоростью. Определенная таким образом координата позволяет найти угол черенковского излучения. Продольные оси плеча ФОДС и СКОЧ совмещены при монтаже установки геодезическими методами, а также посредством соответствующей лазерной юстировки [17].

Временные измерения осуществлялись время-цифровыми преобразователями (ВЦП) ЛЭ-95 [18] с регистрацией времени всех поступающих импульсов вплоть до получения команды *Стоп,* являющейся задержанным сигналом *Триггер* для записи отобранного события. Время задержки было выбрано несколько более полного времени дрейфа электронов в ГФЭУ. При этом, ввиду большой интенсивности пучка, количество срабатываний в каналах ВЦП на одно событие могло превышать единицу из-за перекрытия по времени с прибытием сигналов от других взаимодействий. Процедура перехода от отсчетов (с ценой 2 нс) ВЦП к физическому времени *t* описана в статье [5].

2. ПРОЦЕДУРА КАЛИБРОВКИ

Схема калибровки состоит из четырех этапов:

– на первом рассматривается перевод временных измерений в каналах СКОЧ в углы. Для этого анализируются планарные события, в которых данный ГФЭУ, трек частицы и продольная ось плеча установки находятся в одной плоскости;

– второй этап состоит из анализа так называемых парных событий. Под последними подразумеваются планарные события с двумя противоположно расположенными сработавшими ГФЭУ. Для таких событий оценка угла черенковского излучения как полусуммы углов, измеренных в каждом из двух ГФЭУ пары, свободна от погрешностей в геодезической привязке оси СКОЧ к оси плеча и также не зависит от угла распространения частицы. Определяемая зависимость найденного таким образом угла черенковского излучения от импульса частицы позволяет найти коэффициент преломления рабочего газа СКОЧ в соответствии с формулой (7);

– на третьем этапе определяется первое приближение калибровочных коэффициентов как отношение теоретического значения угла черенковского излучения, вычисленного при данном импульсе частицы с учетом уже найденного коэффициента преломления, к его оценке по результатам временных измерений в данном ГФЭУ;

– и, наконец, на четвертом этапе итерационно находятся окончательные значения калибровочных коэффициентов. Каждая итерация соответствует запуску задания для обсчета выбранной части статистики на компьютерном кластере. Применяемый здесь метод построен на анализе больших данных с помощью квадратичного функционала (см. разд. 3), зависящего от множества переменных таких как измеренные времена в ГФЭУ, геометрические параметры траектории частицы и ее импульс, координаты ее попадания на основание конического отражателя, ориентация сработавших каналов СКОЧ относительно друг друга и относительно трека частицы.

Определение коэффициентов функционала проводится методом наименьших квадратов с выделением конуса черенковского излучения и принятием для анализа лишь тех ГФЭУ, чьи данные ложатся на рассматриваемый конус с игнорированием остальных каналов. Ось конуса задается направлением распространения частицы. Событие исключается из процедуры вычисления калибровочных коэффициентов, если после браковки на конусе излучения остаются менее шести точек.

Для калибровки использовались данные *pA*-взаимодействий при импульсе пучка 50 ГэВ/с, при этом учитывались лишь события с одним выделенным адронным треком в конечном состоянии с углом падения на СКОЧ не более 20 мрад.

2.1. Системы координат и геометрические параметры треков

В настоящей работе подразумевается правая декартова система координат *xyz*, где ось *y* направлена вертикально вверх, а ось *z* совпадает с продольной осью плеча установки. Кроме того, при анализе сигналов с данного ГФЭУ используется связанная с ним система координат, получаемая из исходной системы *xyz* поворотом вокруг оси *z* так, чтобы новая ось *x* смотрела на данный ГФЭУ. В этой повернутой системе координат параметризация прямолинейной после спектрометрического магнита ФОДС траектории частицы имеет вид

$$\begin{cases} x = a + k_x z \\ y = b + k_y z \end{cases}, \qquad (1)$$

где коэффициенты a, b, k_x, k_y найдены в программе геометрической реконструкции события [5]. Ниже встретятся углы трека $\Theta_x = \mathrm{arctg}(k_x)$ и $\Theta_y = \mathrm{arctg}(k_y)$ с осями x и y соответственно в плоскостях *xz* и *yz*.

2.2. Временные сигналы в каналах ГФЭУ

Начнем с временных спектров с ГФЭУ. На рис. 1 показано временное распределение для одного из каналов. Оно имеет характерный П-образный вид с подложкой. Передний и задний фронт показанного распределения аппроксимировались функциями Вудса–Саксона с подложкой полностью аналогично тому, как это сделано для дрейфовых камер в работе [5], где можно найти все детали и соответствующие формулы. В результате аппроксимации данных определяются параметры функций T_0 и T_1, где T_0 – временная задержка сигнала в данном канале, а T_1 – время его окончания. Разность $T_\mathrm{d} = T_1 - T_0$ является полным временем дрейфа через весь фотокатод. Значения величин T_0 и T_1 соответствуют положению на временной шкале рисунка переднего и заднего фронтов рассматриваемого П-образного распределения. В дальнейшем мы будем учитывать только те сигналы с ВЦП, что попадали во временной интервал (T_0, T_1), индивидуально определенный для каждого канала.

Для удобства анализа будем использовать не измеренное время t, а эквивалентную переменную Θ_t (с размерностью угла), которая является линейным преобразованием времени t, сводящимся, в сущности, к сдвигу и изменению масштаба:

$$\Theta_t = c + \nu\ (t - T_0). \qquad (2)$$

Параметры c, ν являются фиксированными и одинаковыми для всех ГФЭУ. Было выбрано: c = 0.04 рад, что по техническому описанию конструкции СКОЧ [1] соответствует минимальному регистрируемому углу в нем, а $\nu = d/(\langle T \rangle F_m)$, где d – длина фотокатода, F_m – фокусное расстояние зеркала, $\langle T \rangle$ – среднее для каналов ГФЭУ значение полного времени дрейфа. Преобразование (2) сохраняет всю временную информацию о сигнале и не влияет на окончательный результат.

Рис. 1. Пример временного спектра для одного из каналов ГФЭУ,

Данные по числу N_s сработавших в одном событии каналов СКОЧ показаны на рис. 2 (отметим – из 24 ГФЭУ спектрометра три оказались неисправными, и они были исключены из анализа). Для калибровки брались только события с $N_s \geq 6$.

Рис. 2. Распределение по количеству N_s сработавших каналов СКОЧ в одном событии.

Количество срабатываний N_h в одном канале ВЦП, подключенном к ГФЭУ, как уже было сказано выше, могло превышать единицу, что иллюстрируется соответствующим распределением на рис. 3. Видно, что распределение резко (экспоненциально) убывает с увеличением N_h. Для вычисления калибровочных коэффициентов учитывались только каналы с единичной кратностью $N_h = 1$.

Рис. 3. Распределение по кратности N_h срабатывания каналов ГФЭУ в одном событии.

2.3. Планарные события

Рассмотрим углы трека Θ_x и Θ_y соответственно в плоскостях *xz* и *yz* в упомянутой выше повернутой системе координат, в которой ось *x* смотрит на данный ГФЭУ. Планарные события отбирались требованием малости по модулю угла Θ_y, так что $|\Theta_y|<10$ мрад.

Связь угла Θ_x с величиной Θ_t (2) имеет некоторую нелинейность, что иллюстрируется 2D-графиками для двух характерных ГФЭУ на рис. 4, где рассматриваемые данные аппроксимировались полиномом второго порядка (пакет CERN-root [21]). Представленный анализ осуществлялся для всех ГФЭУ СКОЧ. Результаты аппроксимации позволяют перевести в каждом канале временные измерения Θ_t в шкалу реальных углов с учетом нелинейности ГФЭУ.

Рис. 4. 2D-графики для двух ГФЭУ зависимости угла Θ_x трека частицы

В парных событиях угол черенковского излучения Θ рассматривается как полусумма углов, найденных в двух противоположных ГФЭУ. Зависимость Θ от импульса частицы представлена в виде 2D-графика на рис. 5, где для наглядности также проведены теоретические функции (7) для мезонов, протонов и дейтронов. Данные для $\pi^{\pm}$-мезонов использовались для аппроксимации (пакет CERN-root [21]) и определения коэффициента преломления рабочего газа СКОЧ в соответствии с формулой (7).

Рис. 5. 2D-график зависимости угла черенковского излучения Θ от импульса

Найденный спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) для парных событий показан на рис. 6 в двух областях импульсов, выбранных для калибровки. Наблюдаемые пики соответствуют $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$-мезонам и протонам.

Рис. 6. Спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) для парных событий:

2.4. Первое приближение калибровочных коэффициентов

Для учета аберраций в оптической системе СКОЧ и погрешностей совмещения продольных осей СКОЧ и плеча ФОДС калибровочные коэффициенты определялись индивидуально для набора возможных областей, каждая из которых характеризовалась тремя индексами *i, j, k*. Здесь *i*=1,2, … 24 – номер рассматриваемого ГФЭУ, *j*=1, 2, … 24 – номер ГФЭУ, на который смотрит трек частицы в поперечной плоскости, *k*=1, 2 (*k*=1 – если угол трека в плоскости *xz* в системе координат данного канала $\Theta_x>0$ и *k*=2 – в противном случае).

Введем величину Θ_m, которую будем рассматривать в качестве оценки угла черенковского излучения в данном канале (ГФЭУ)

$$Q_m = \sqrt{(Q_i - Q_x)^2 + Q_y^2}\,, \qquad (3)$$

где Θ_i – значение угла, найденного в данном *i*-ом канале СКОЧ, исходя из результатов, представленных на рис. 4 с учетом формулы (2).

Зависимость отношения Θ_π/Θ_m от Θ_m для одной из комбинаций индексов *i, j, k*, задающих область калибровки, где Θ_π – теоретическое значение угла излучение для $\pi^\pm$ -мезона, показана на на 2D-графике рис. 7. Приведенная аппроксимация данных полиномом второго порядка (пакет CERN-root [21]) определяет калибровочный коэффициент в виде функции от аргумента Θ_m.

Рис. 7. 2D-график зависимости отношения Θ_π/Θ_m от Θ_m для одной из комбинаций индексов *i, j, k*, задающих рассматриваемую область

На рис. 8 представлен спектр найденных квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ), полученный с использованием найденных калибровочных коэффициентов первого приближения.

Рис. 8. Спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ), полученный с использованием калибровочных коэффициентов первого

2.5. Окончательное определение калибровочных коэффициентов

Как уже было сказано выше, окончательные значения калибровочных коэффициентов находятся итерационно при минимизации методом наименьших квадратов квадратичного функционала χ^2 (его описание см. в разд. 3) на больших данных, включающих измеренные

времена в ГФЭУ, геометрические параметры траектории частицы и ее импульс, координаты ее попадания на основание конического отражателя, ориентация сработавших каналов СКОЧ относительно друг друга и относительно трека частицы. Для вычисления калибровочных коэффициентов принимаются во внимание только те ГФЭУ, чьи данные ложатся на выделяемый конус черенковского излучения, и игнорируются остальные каналы. Указанная браковка каналов проводится итерационно как функция выделения конуса излучения [20] (см. также разд. 3).

Использование окончательных найденных калибровочных коэффициентов заметно улучшает разделение частиц в массовом спектре по каналам СКОЧ (ГФЭУ), что иллюстрируется рис. 9 (ср., например, с результатами первого приближения на рис. 8).

Рис. 9. Спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) при окончательном определении калибровочных коэффициентов

Дальнейшее существенное улучшение достигается при работе с выделенным конусом черенковского излучения и определением среднего угла черенковского света по всем каналам СКОЧ (ГФЭУ), лежащим на данном конусе. На рис. 10 представлено распределение определенных таким образом квадратов масс, аналогично тому, как это было показано выше для начальных приближений на рис. 6 и 8, а также на рис. 9.

Рис. 10. Распределение по квадрату масс при окончательных калибровочных коэффициентах с определением угла черенковского света как среднего по всем каналам

Можно сделать вывод, что достигается чистое разделение заряженных π-, K-мезонов и протонов в принятом для калибровки интервале их импульсов (6–15) ГэВ/с.

3. ФУНКЦИОНАЛ МЕТОДА НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ ДЛЯ ОКОНЧАТЕЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Изложенное в данной главе является развитием идей из препринта [19] и докторской диссертации [17]. Суть метода состоит в том, что выделяются главные переменные, от которых зависит результат измерений, и на них строится квадратичный функционал метода наименьших квадратов. Калибровочные коэффициенты находятся аппроксимацией полиномиальной функцией (см. ниже) по опорным точкам, где результат известен априори. В рассматриваемом случае в качестве опорных точек выступают табличные значения масс $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$-мезонов, а также протонов, и, соответственно, углы черенковского излучение θ для них. Основополагающей для наших целей является известная формула для величины θ:

$$\cos\theta = 1/(\beta n), \qquad (4)$$

где n – показатель преломления света в газовом радиаторе спектрометра, $\beta = p/E$, p и E –

импульс и полная энергия частицы.

Из формулы (4) следует, что квадрат массы m регистрируемой частицы выражается через угол θ как

$$m^2 = p^2\,\Omega(\theta), \tag{5}$$

где функция

$$\Omega(\theta) = n^2\cos^2\theta - 1. \tag{6}$$

Нам понадобится еще следующее из (5) выражение для θ, используемое при аппроксимации данных для определения показателя преломления n:

$$\theta = arcsin\left(\sqrt{n^2 - 1 - m^2p^2}/n\right). \tag{7}$$

Как известно из геометрической оптики, в приближении малых углов свет после отражения от сферического зеркала фокусируется в ее фокальной плоскости. Общепринятым методом определения угла излучения в черенковских спектрометрах является прямое определение кольца черенковского излучения с помощью двухкоординатных детекторов фотонов. Измеренный радиус кольца позволяет определить величину угла излучения θ, а при известном импульсе и массу частицы.

Однако метод реконструкции кольца оказывается неприемлемым для широкоапертурных детекторов и особенно для детекторов, в оптической схеме которых присутствует конический отражатель. Для черенковского света от частиц, имеющих большой угол к оси спектрометра, не выполняется условие малых углов отражения от сферического зеркала. Начинают сказываться оптические аберрации, влияние которых на форму изображения усиливается отражателем.

Существует сложные зависимости между углом черенковского излучения θ и параметрами траектории регистрируемой частицы с одной стороны, и координатой фотона на фотокатоде ГФЭУ с другой. Параметры зависимости определяются показателем преломления радиатора, характеристиками оптических элементов СКОЧ и их взаимным расположением относительно друг друга и относительно трека частицы. Прямое измерение всех необходимых геометрических параметров оптики СКОЧ с высокой точностью лучше 1 мм и привязка оптики к координатным детекторам представляется практически невыполнимой задачей, поэтому нами рассматривается решение указанной проблемы на основе анализа набранной на пучке экспериментальной информации.

Для определения массы частицы в соответствии с формулой (6) через функцию Ω(θ) будем записывать последнюю в виде некоторого выражение через измеряемые в эксперименте величины в виде другой функции F:

$$\Omega(\theta) = F(\Theta, k_x, k_y, x, y), \tag{8}$$

где $\Theta = \Theta_m$ – оценка угла черенковского излучения по временным измерениям в данном канале,

k_x, k_y определены в параметризации (1) для траектории частицы, x, y – координаты точки попадания трека на основание конического отражателя.

Для функции F будем использовать разложения в степенной ряд с точностью до квадратичных членов включительно по переменным Θ, k_x, k_y, x, y. Для удобства работы с записью разложения введем вектор Q (его первая компонента фиксирована и равна единице)

$$Q = (1, \Theta, k_x, k_y, x, y, \Theta^2, \Theta\ k_x, \Theta\ k_y, \Theta\ x, \Theta\ y, k_x^2, k_x\ k_y, k_x x, k_x y, k_y^2, k_y x, k_y y, x^2, xy, y^2). \quad (9)$$

Тогда указанное разложение примет вид

$$F(\Theta, k_x, k_y, x, y) = \sum_{i=1}^{21} C_i Q_i, \quad (10)$$

где C_i – коэффициенты разложения. Их определение сводится к минимизации функционала по методу наименьших квадратов (необходимая программа может быть найдена в [20]):

$$\chi^2 = \sum_n (\Omega_n - F_n)^2\ , \quad (11)$$

здесь n – номер события, Ω_n – значение функции (6) в данном событии, соответствующее табличной массе M выделяемой в калибровочной процедуре частицы, p – ее импульс, F_n – вычисленное значение функции (10) по измеренным данным для переменных Θ, k_x, k_y, x, y.

Дифференцируя функционал χ^2 по коэффициентам C_i и приравнивая нулю производные, получаем систему линейных уравнений для их определения:

$$\sum_{j=1}^{21} \langle Q_i Q_j \rangle C_j = \langle Q_i\, M^2/p^2 \rangle. \quad (12)$$

Индексы i и j пробегают значения от 1 до 21 включительно, угловые скобки означает усреднение по событиям. Решение системы (12) находилось методом из пакета CERN-root [21].

В ходе получения параметров C_i подразумевается, что для каждого события может быть вычислена величина Ω_n, т. е. в процессе обработки должен быть известен сорт частицы. Это является вполне естественным по самому смыслу проведения калибровки. Традиционным способом решения этой проблемы является использование других детекторов, определяющих сорт частицы.

Однако в существующей конфигурации ФОДС это нельзя выполнить, поэтому применена поэтапная итерационная процедура калибровки, не требующая наличия дополнительной аппаратуры. Данные о типе частицы извлекаются из предыдущего этапа или итерации, проводится новая идентификация сорта частиц, и затем процесс повторяется.

К анализу для вычисления калибровочных коэффициентов принимаются лишь те каналы, чьи временные измерения ложатся на конус черенковского излучения. Сигналы с ГФЭУ после процедуры калибровки дают набор значений углов Θ, образующих кластер, в котором подсчитывается среднее значение угла $< \Theta >$ и дисперсия σ распределения по углам. Все точки кластера проходят браковки в цикле программных итераций, где для них рассматриваются отклонения

$$d = \Theta - < \Theta > . \quad (13)$$

На каждой итерации бракуется одна точка с наибольшим отклонением по модулю d при условии, что ($|d| > 2.5\,\sigma$ и $|d|>1$ мрад) или $\sigma > 2$ мрад.

Если есть забракованная точка, то итерационный цикл продолжается для проверки следующих точек. Угол черенковского излучения определяется как средняя величина $< \Theta >$ после выхода из цикла программных итераций браковки точек. Но при этом событие с малым числом отобранных точек $Ns < 6$ отбрасывается целиком.

Указанный отбор зависит от точности определения углов в СКОЧ. На рис. 11 в качестве примера, характеризующего рассматриваемую точность, показана гистограмма отклонений в данном канале оценки угла черенковского излучения, вычисленного с учетом калибровки, относительно его теоретического значения для выделенного заряженного пиона. Видно, что полуширина центрального пика составляет величину около 1 мрад. Отметим, что точки, попадающие на хвосты данного распределения, отбрасываются процедурой выделения конуса излучения.

Рис. 11. Распределение разности $\Theta_c - \Theta_\pi$ всех каналов СКОЧ для событий с выделенным $\pi^{\pm}$-мезоном, где

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена четырехэтапная калибровка спектрометра колец черенковского излучения по физическим событиям. Использовались данные *pA*-взаимодействий при импульсе пучка 50 ГэВ/с. При последовательном улучшении на каждом этапе разрешения по массе достигается чистое разделение в отбираемых калибровочной процедурой событиях заряженных π-, *K*-мезонов и протонов в выбранном интервале их импульсов (6–15) ГэВ/с. Реализованный метод построен на анализе больших данных с помощью квадратичного функционала, зависящего от множества переменных, в число которых входят набор временных сигналов СКОЧ, геометрические параметры траектории частицы и ее импульс, координаты ее попадания на основание конического отражателя света, ориентация сработавших каналов СКОЧ относительно друг друга и относительно трека частицы. Излагаемый метод калибровки применим для любого измерительного устройства, где априори известны результаты на некотором множестве опорных точек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abramov V.V., Alekseev A.V., Baldin B.Yu., Vasilchenko V.G., Volkov A.A., Vrazhnov Yu.N., Efremov A.O., Korneev Yu.P., Kryshkin V.I., Rakhamatov V.E., Ronzhin A.I., Rykalin V.I., Sulyaev R.M.* Nulc. Instr. and Methods Phys. Res. A. 1985. V. 235. № 3. P. 497.

https://doi.org/10.1016/0168-9002(85)90099-3

2. *Абрамов В.В., Алексеев А.В., Балдин Б. Ю., Битюков С.И., Бушнин Ю.Б., Вражнов Ю.Н., Глебов В.Ю., Дунайсев А.Ф., Душкант А.С., Евдокимов В.Н., Зелепухин С.А., Карпеков Ю.Д., Коноплянников А.К., Кренделев В.А., Криницын А.Н., Крушкин В.И., Кулман Н. Ю., Макаров Г.П., Мельник Ю.М., Орлов О.П., Петров В.С., Рыбаков В.Г., Реченков В.Н., Сергеев В.А., Симонов Ю.Н., Слепцов М.А., Солдатов М.М., Суляев Р.М., Сутин А.Н., Титаренко В.М., Турчанович Л.К., Углаков В.Я.* Фокусирующий двухплечевый спектрометр. Препринт ИФВЭ 81-46, Серпухов : ИФВЭ, 1981.
[*Abramov V.V., Alekseev A.V., Baldin B.Yu., Bityukov S.I., Bushnin Yu.B., Vrazhnov Yu.N., Glebov V.Yu., Dunaitsev A.F., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N., Zelepukin S.A., Karpekov Yu.D., Konoplyannikov A.K., Krendelev V.A., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulman N.Yu., Makarov G.P., Melnik Yu. M., Orlov O.P., Petrov V.S., Rybakov V.G., Rechenkov V.N., Sergeev V.A., Simonov Yu.N., Sleptsov M.A., Soldatov M.M., Sulyaev R.M., Sytin A.N., Titarenko V.M., Turchanovich L.K., Uglakov V.Ia.*. Focusing Double Arm Spectrometer. Preprint IHEP 81-46, Provino, 1981]

3. *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Бузулуцков А.Ф., Волков А.А., Глебов В.Ю., Гончаров П.И., Гуржиев А.Н., Дышкант А.С., Евдокимов В.Н., Ефимов А.О., Корнеев Ю.П., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Мутафян М.И., Подставков В.М., Ронжин А.И., Суляев Р.М., Турчанович Л.К.* ПТЭ. 1992. Т. 35. № 6. С. 75. https://www.elibrary.ru/item.asp?id=12724481
[*Abramov V.V., Baldin B.Yu., Buzulutskov A.F.,Volkov A.A., Glebov V.Yu., Goncharov P.I., Gurzhiev A.N., Dyshkant A.S., Evdokimov V.N., Efimov A.O., Korneev Yu.P., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Mutafyan M.I., Podstavkov V.M., Ronzhin A.I., R.M. Sulyaev, Turchanovich L.K. Instrum.* Exp. Tech. 1992. V. 35. № 6. P. 950]

4. *Боголюбский М.Ю., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Морщинов А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К.* ПТЭ. 2015. № 6. С. 13. https://doi.org/10.7868/S003281621506004X
[*Bogolyubsky M.Yu., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Morshinov A.A., Talov V.V., Turchanovich L.K.* Instr. Exp. Tech. 2015. V. 58. № 6. P. 719.
https://doi.org/10.1134/S0020441215060044]

5. *Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Иванилов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Паталаха Д.И., Романишин К.А., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович* Л.К. ПТЭ. 2019. № 5. С. 26. https://doi.org/10.1134/S0032816219050057
[*Bogolyubsky M.Yu., Volkov A.A., Elumakhov D.K., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulagin N.V., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K.* Instrum. Exp. Tech. 2019. V. 62. № 5. P. 615. https://doi.org/10.1134/s0020441219050051]

6. *Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Иванилов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Паталаха Д.И., Романишин К.А., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К.* ПТЭ. 2019. № 5. С. 37. https://doi.org/10.1134/S003281621905015X
[*Bogolyubsky M.Yu., Volkov A.A., Elumakhov D.K., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulagin N.V., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K.* Instr. Exp. Tech. 2019. V. 62. № 5. P. 626. https://doi.org/10.1134/s0020441219050129]
7. *Volkov A.A., Kalinin A.Yu. Korablev A.V., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K.* // Instr. Exp. Tech. 2010. V. 53. № 4. P. 500. https://doi.org/10.1134/s0020441210040056 // ПТЭ. 2010. № 4. С. 37–42.
8. *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Марков А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К., Хмельников А.В.* Ядерная физика. 2007. Т. 70. С. 1561. https://elibrary.ru/item.asp?id=9549825
[*Abramov V.V., Volkov A.A., Goncharov P.I., Kalinin A.Yu., Korablev A.V., Korneev Yu.P., Kostritskiy A.V., Krinitsyn A.N., Markov A. A., Talov V.V., Turchanovich L.K., Khmelnikov A.V.* // Phys. Atomic Nuclei. 2007. V. 70. № 9. P. 1515. https://doi.org/10.1134/s1063778807090050]
9. *Абрамов В.В., Волков А.А., Гончаров П.И., Калинин А.Ю., Кораблев А.В., Корнеев Ю.П., Кострицкий А.В., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Марков А.А., Талов В.В., Турчанович Л.К., Хмельников А.В.* Ядерная Физика. 2007. Т. 70. №10 С. 1799. https://elibrary.ru/item.asp?id=9549728
[*Abramov V.V., Volkov A.A., Goncharov P.I., Kalinin A.Yu., Korablev A.V., Korneev Yu.P., Kostritsky A.V., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Markov A.A., Talov V.V., Turchanovich L.K.* // Physics of Atomic Nuclei. 2007. V. 70. № 10. P. 1752. https://doi.org/10.1134/s1063778807100110]
10. *Боголюбский М.Ю., Бордановский А.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Ефремов В.П., Иванилов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Крышкин В.И., Кулагин Н.В., Паталаха Д.И., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К.* Ядерная физика 2017. Т. 80. № 3. Р. 239. https://elibrary.ru/item.asp?id=29405308
[*Bogolyubsky M.Yu., Bordanovsky A.Yu, Volkov A.A., Elumakhov D.K., Efremov V.P., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kryshkin V.I., Kulagin N.V., Patalakha D.I., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K.* Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. № 3. P. 455. https://doi.org/10.1134/s1063778817020090]
11. *Афонин А.Г., Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Запольский В.Н., Иванилов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Кулагин Н.В., Крышкин В.И., Паталаха Д.И.,*

Романишин К.А., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К., Чесноков Ю.А. Ядерная физика. 2020. Т. 83. № 2. С. 140. https://doi.org/10.31857/s0044002720020014
[*Afonin A.G., Bogolyubsky M.Yu., Volkov A.A., Elumakhov D.K., Zapolsky V.N., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kulagin N.V., Kryshkin V.I., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K., Chesnokov Yu.A.* Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. № 2. P. 228. https://doi.org/10.1134/s1063778820020015]

12. *Afonin A.G., Bogolyubsky M.Yu., Volkov A.A., Elumakhov D.K., Zapolsky V.N., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu., Krinitsyn A.N., Kulagin N.V., Kryshkin V.I., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K., Chesnokov Yu.A.* Nucl. Phys. A. 2020. V. 997. P. 121718. https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.121718
13. *Афонин А.Г., Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Запольский В.Н., Иванилов А.А., Калинин А.Ю., Криницын А.Н., Кулагин Н.В., Крышкин В.И., Паталаха Д.И., Романишин К.А., Скворцов В.В., Талов В.В., Турчанович Л.К., Чесноков Ю.А.* Ядерная физика. 2021. Т. 84. № 4. С. 339. https://doi.org/10.31857/s0044002721040048
[*Afonin A.G., Bogolyubsky M.Yu., Volkov A.A., Elumakhov D.K., Zapolsky V.N., Ivanilov A.A., Kalinin A.Yu, Krinitsyn A.N., Kulagin N.V., Kryshkin V.I., Patalakha D.I., Romanishin K.A., Skvortsov V.V., Talov V.V., Turchanovich L.K., Chesnokov Yu. A.* Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. № 4. P. 475. https://doi.org/10.1134/s1063778821040049]
14. *Вишневский Н.К., Лапшин В,Г., Рыкалин В.И., Соляник В.И., Хромов В.П.* Авторское свидетельство № 266083, СССР, 1970 г.
15. *Вишневский Н.К., Краснокутский Р.Н., Лапшин В.Г., Рыкалин В.И., Семенов В.К., Соляник В.И., Хромов В.П.* Применение годоскопических ФЭУ на скрещенных полях для регистрации частиц высоких энергий. Международная конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 8-12 сентября 1970 г. Труды ОИЯИ. Т. 1. № Д-5805. С. 305. Дубна, 1971 г.
16. *Васильченко В.Г., Рыкалин В.И.* Годоскопические фотоумножители и их применение в детекторах частиц. Препринт ИФВЭ 85-153, Серпухов, 1985.
17. *Волков А.А.* Образование частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях. Дис. … докт. физ.–мат. наук: 01.04.23, НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, 2006. 167 с.
18. *Шаланда Н.А.* ЛЭ-95 – 64-канальный ВЦП в системе МИСС. Техническое описание. НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино.
19. *Абрамов В.В., Балдин Б.Ю., Васильченко В.Г., Волков А.А., Ефимов А.О.,Корнеев Ю.П., Крышкин В.И., Ронжин А.И, Рыкалин В.И., Суляев Р.Н.* Препринт ИФВЭ 86-148, Серпухов, 1986.

20. *Боголюбский М.Ю., Волков А.А., Елумахов Д.К., Иванилов А.А.* Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2025682700, 2025 г., ФСПИС РФ.
21. ROOT: Analyzing petabytes of data, scientifically. https://root.cern.ch

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Пример временного спектра для одного из каналов ГФЭУ, сплошные линии – аппроксимация переднего и заднего фронта распределения функциями Вудса–Саксона с подложкой

Рис. 2. Распределение по количеству N_s сработавших каналов СКОЧ в одном событии

Рис. 3. Распределение по кратности N_h срабатывания каналов ГФЭУ в одном событии

Рис. 4. 2D-графики для двух ГФЭУ зависимости угла Θ_x трека частицы от величины Θ_t : **а** – пример канала с почти линейной зависимостью, **б** – канал с заметной нелинейностью, сплошные линии − аппроксимация данных полиномом второго порядка

Рис. 5. 2D-график зависимости угла черенковского излучения Θ от импульса частицы *p*, сплошными линиями показаны теоретические функции (7) для $\pi^{\pm}$-, $K^{\pm}$ -мезонов, протонов и дейтронов (сверху вниз)

Рис. 6. Спектр найденных квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) для парных событий: **а** – область импульсов 6–11 ГэВ/с, **б** – 12–15 ГэВ/с

Рис. 7. 2D-график зависимости отношения Θ_π/Θ_m от Θ_m для одной из комбинаций индексов *i, j, k*, задающих рассматриваемую область калибровки, плавная кривая – аппроксимация данных полиномом второго порядка

Рис. 8. Спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) с использованием калибровочных коэффициентов первого приближения, **а** – область импульсов 6– 11 ГэВ/с, **б** – 12–15 ГэВ/с

Рис. 9. Спектр квадратов масс в каналах СКОЧ (ГФЭУ) при окончательном определении калибровочных коэффициентов: **а** – область импульсов 6– 11 ГэВ/с, **б** – 12–15 ГэВ/с

Рис. 10. Распределение по квадрату масс при окончательных калибровочных коэффициентах с определением угла черенковского света как среднего по всем каналам СКОЧ (ГФЭУ), лежащих на выделенном конусе черенковского излучения: **а** – область импульсов 6–11 ГэВ/с, **б** – 12–15 ГэВ/с

Рис. 11. Распределение разности $\Theta_c - \Theta_\pi$ всех каналов СКОЧ для событий с выделенным $\pi^{\pm}$-мезоном, где Θ_c – оценка угла черенковского излучения в данном канале с учетом калибровки, Θ_π – теоретическое значение этого же угла

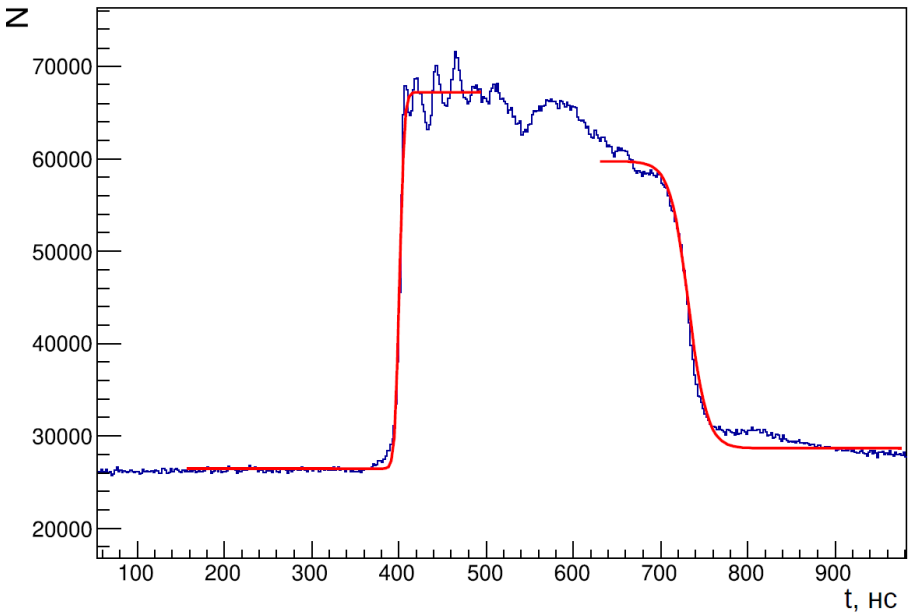

N
70000
60000
50000
40000
30000
20000
100
200
300
400
500
600
700
800
900
t, нс

Рис. 1.

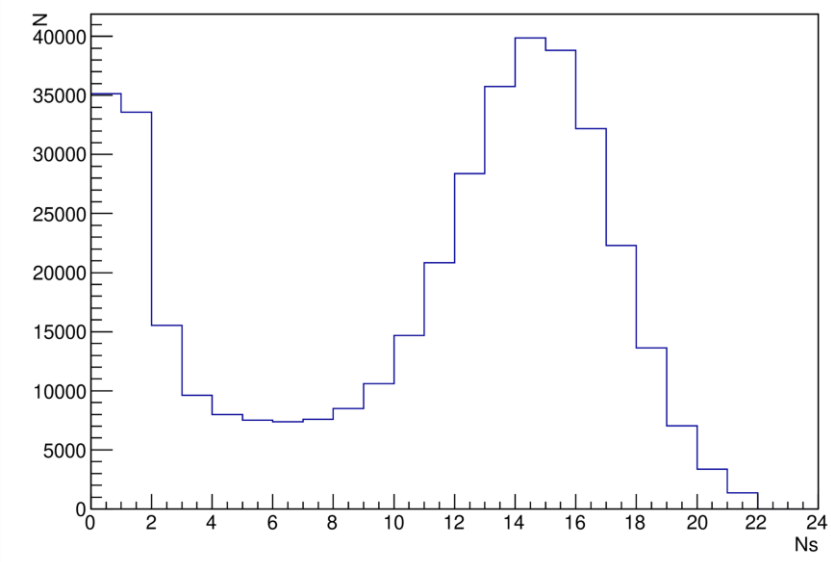

N
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
0
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
Ns

Рис. 2.

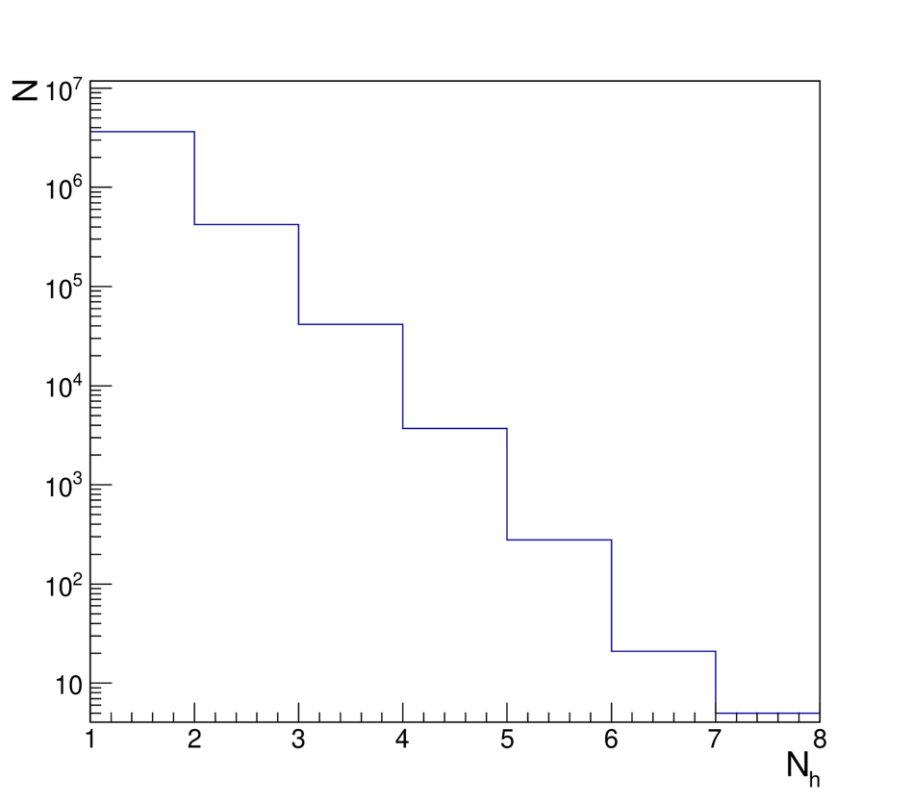


Рис. 3.

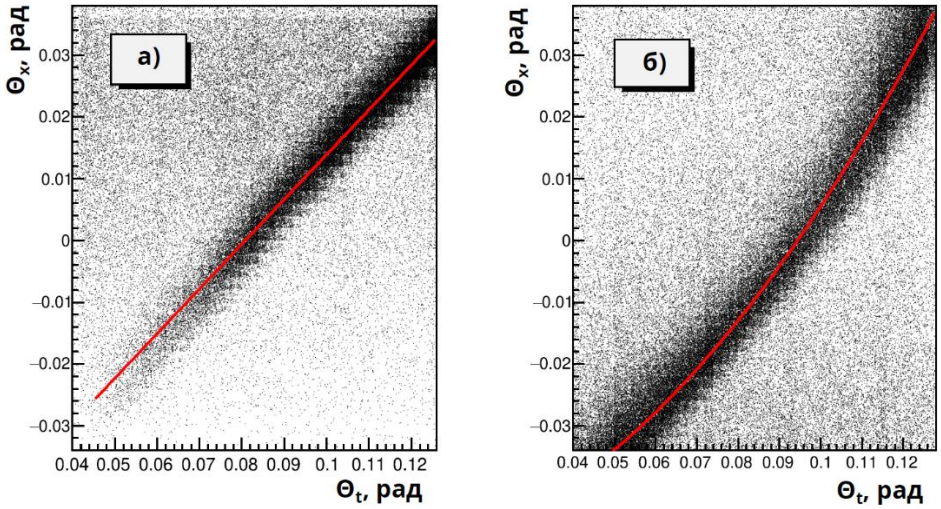

а)
б)
Θx, рад
Θt, рад
0.03
0.02
0.01
0
−0.01
−0.02
−0.03
0.04 0.05 0.06 0.07 0.08 0.09 0.1 0.11 0.12

Рис. 4.

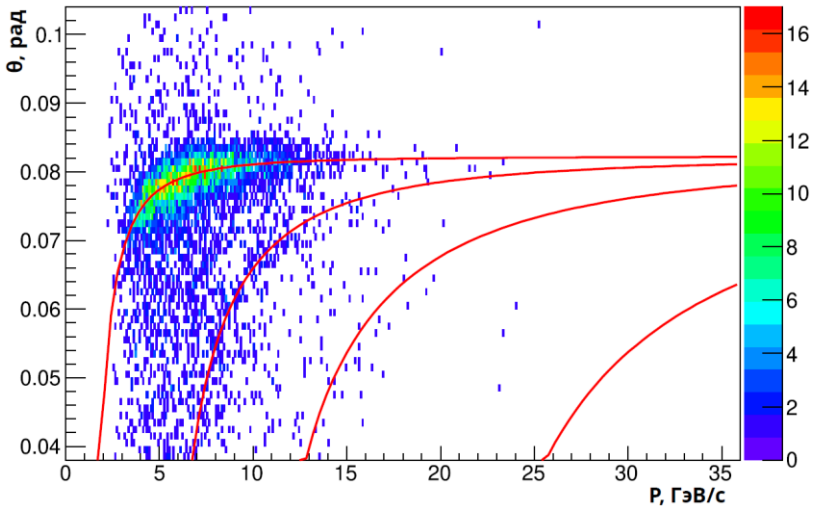

θ, рад
0.1
0.09
0.08
0.07
0.06
0.05
0.04
0
5
10
15
20
25
30
35
P, ГэВ/с
16
14
12
10
8
6
4
2
0

Рис. 5.

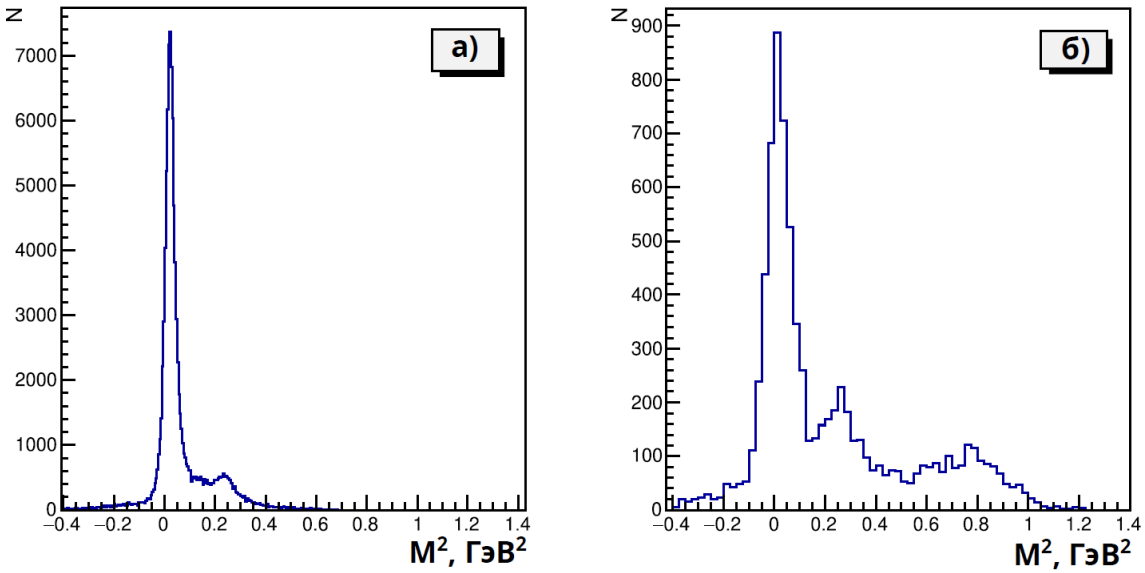

N
а)
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
–0.4 –0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²
N
б)
900
800
700
600
500
400
300
200
100
0
–0.4 –0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²

Рис. 6.

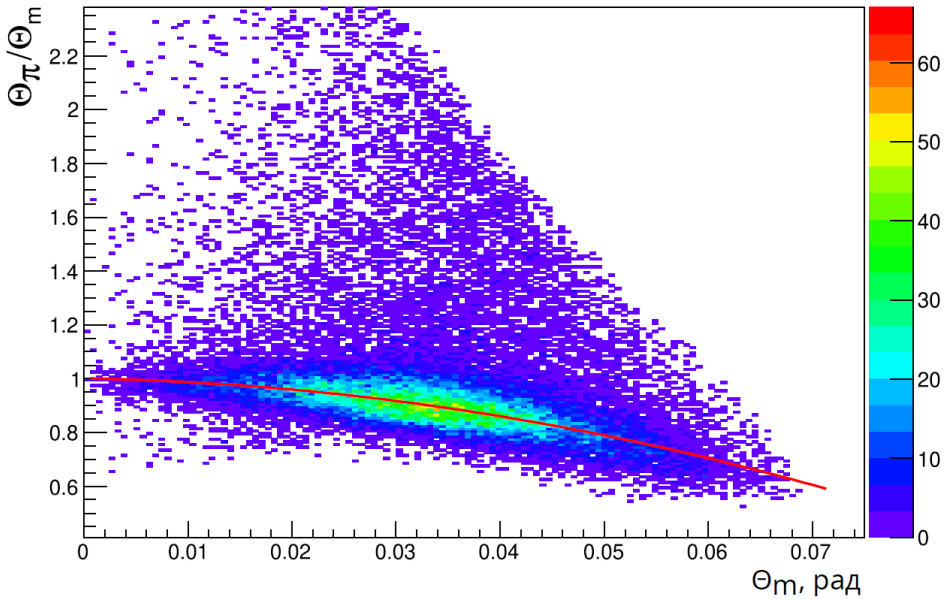

Θπ/Θm
2.2
2
1.8
1.6
1.4
1.2
1
0.8
0.6
0
0.01
0.02
0.03
0.04
0.05
0.06
0.07
Θm, рад
60
50
40
30
20
10
0

Рис. 7.

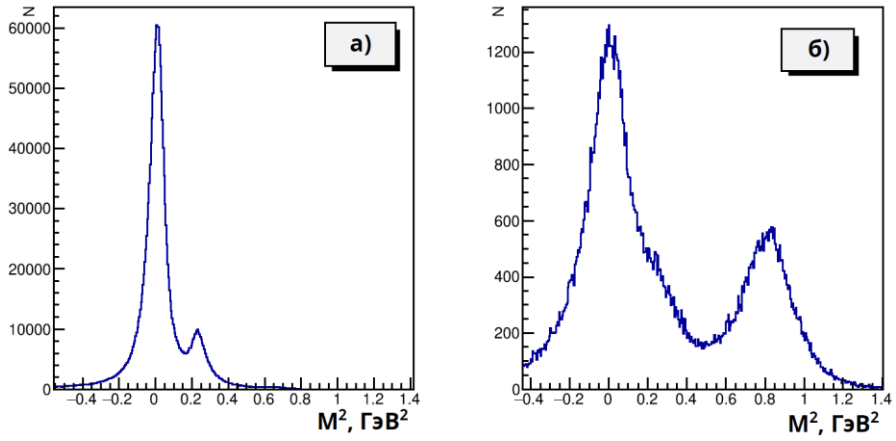

а)
N
60000
50000
40000
30000
20000
10000
0
−0.4 −0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²
б)
N
1200
1000
800
600
400
200
0
−0.4 −0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²

Рис. 8.

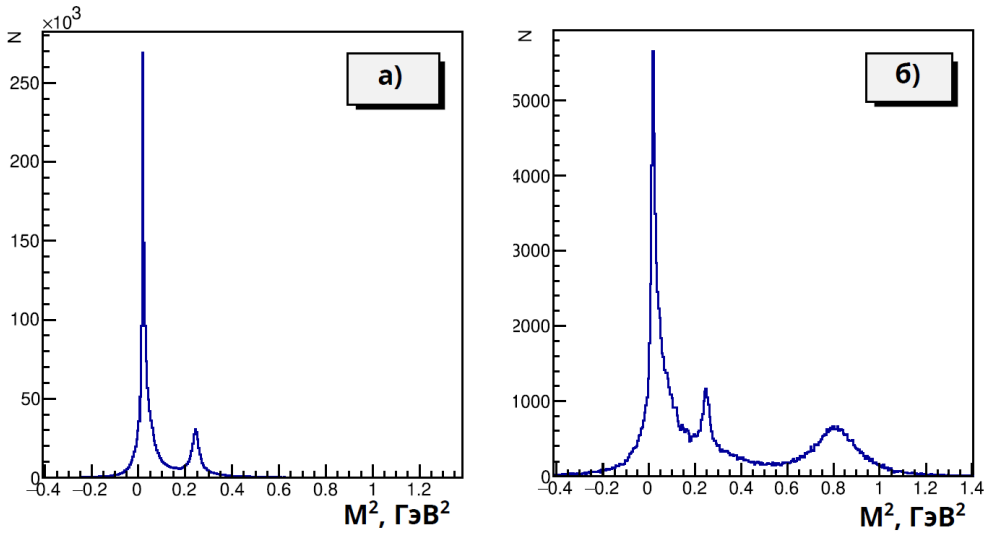


Рис. 9.

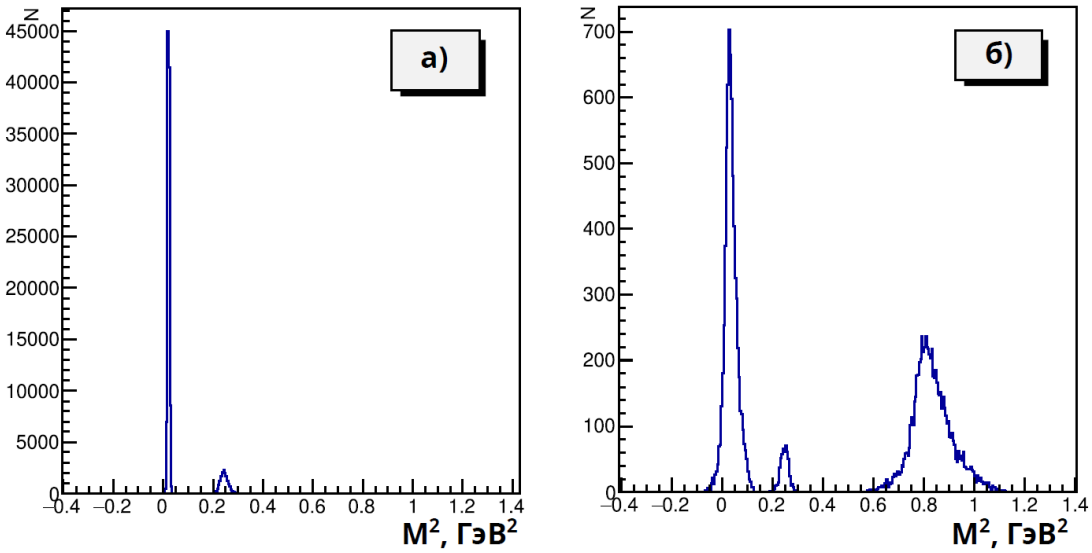

N
45000
40000
35000
30000
25000
20000
15000
10000
5000
0
−0.4 −0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²
а)
N
700
600
500
400
300
200
100
0
−0.4 −0.2 0 0.2 0.4 0.6 0.8 1 1.2 1.4
M², ГэВ²
б)

Рис.10.

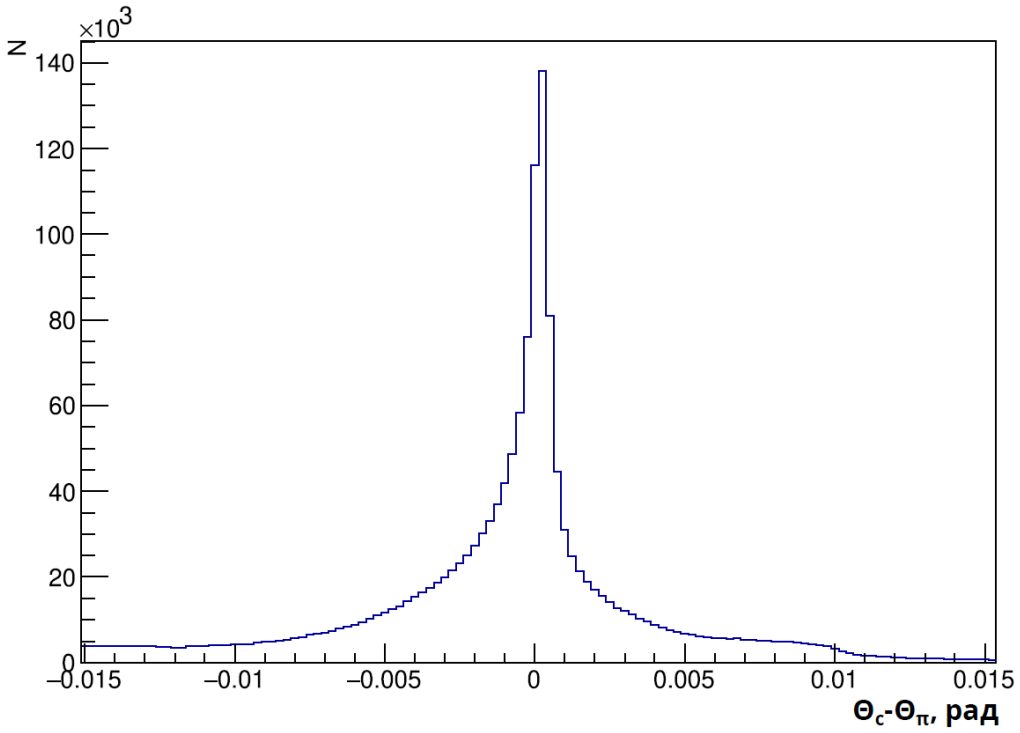

N
×10^3
140
120
100
80
60
40
20
0
–0.015
–0.01
–0.005
0
0.005
0.01
0.015
Θc-Θπ, рад

Рис.11.