

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Калибровка электромагнитного калориметра эксперимента LHCb методом восстановления инвариантной массы нейтральных π -мезоновИ. М. Беляев¹, Д. Ю. Голубков¹, В. Ю. Егорычев¹, Д. В. Саврина^{1,2,a}¹ *Институт теоретической и экспериментальной физики имени А. И. Алиханова.
Россия, 117218, Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.*² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.**E-mail: ^a daria.savrina@cern.ch*

Статья поступила 28.05.2013, подписана в печать 07.06.2013.

Точная калибровка электромагнитного калориметра крайне важна для определения ароматов и изучения распадов B -мезонов и, следовательно, имеет большое значение для выполнения физической программы эксперимента LHCb. Цель процесса калибровки — достижение двухпроцентной точности измерения энергий электронов и фотонов. На последнем этапе многоступенчатой процедуры используется метод восстановления инвариантной массы нейтрального π -мезона в распаде на два фотона.

Ключевые слова: калибровка, калориметр, физика элементарных частиц, LHCb.
УДК: 53.089.6+539.1.07. PACS: 29.40.Vj.

Введение

Установка LHCb является одним из четырех крупных детекторов, расположенных на Большом адронном коллайдере в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, г. Женева, Швейцария) [1]. Основные цели этого эксперимента — точное измерение углов треугольника унитарности и изучение эффектов нарушения CP -симметрии в распадах частиц, содержащих b -кварк. Также в эксперименте проводится изучение распадов частиц, содержащих c -кварк, и экзотических распадов τ -лептонов.

Многие из исследуемых распадов содержат электроны или фотоны в конечном состоянии, а изучение поляризации фотона в редких радиационных распадах, таких как $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$, выделено в отдельный класс ключевых измерений, проводимых в эксперименте [2]. Такие исследования возможны в основном благодаря наличию в событии электромагнитных кандидатов с высоким поперечным импульсом, которые регистрируются калориметрической системой. При этом массовое разрешение B -мезона напрямую зависит от точности определения энергии электронов и фотонов. Например, для радиационных распадов снижение точности в определении энергии фотона всего лишь на 3% ухудшает разрешение восстановленной массы B -мезона почти на 20%.

1. Калориметрическая система эксперимента LHCb

Калориметрическая система эксперимента LHCb [3] расположена на расстоянии 12.5 м от точки взаимодействия протонных пучков и имеет поперечный размер 7.76×6.30 м², за исключением области, находящейся в телесном угле $\theta_{x,y} < 30$ мрад вокруг оси пучка. Прибор состоит из четырех подсистем — детектора на основе сцинтилляционных пластин, предливневого детектора, электромагнитного и адронного калориметров.

Вместе они выполняют несколько важных функций: обеспечивают триггер нулевого уровня электронными и фотонными кандидатами с высоким поперечным импульсом [4], измеряют их энергии и положения, а также осуществляют идентификацию частиц, позволяя различать электроны, фотоны и адроны.

Электромагнитный калориметр сконструирован по технологии «шашлык» [3]. Он собран из модулей, состоящих из перемежающихся слоев свинца и сцинтиллятора. Слои ориентированы перпендикулярно оси пучка. Суммарная толщина слоев в модуле составляет 42 мм, что соответствует 25 радиационным длинам. Для уменьшения числа каналов считывающей электроники электромагнитный калориметр разбит на три зоны — внешнюю, среднюю и внутреннюю. Модули в каждой из зон имеют одинаковую конструкцию и размеры, однако отличаются количеством регистрирующих ячеек. Модули во внешней, средней и внутренней зонах содержат по одной, четыре и девять ячеек соответственно. Общее число ячеек в электромагнитном калориметре составляет 6016. Светосбор производится при помощи спектросмещающих оптических волокон, пронизывающих каждую ячейку и проводящих сцинтилляционный свет к фотоэлектронным умножителям (ФЭУ) [5]. Для оцифровки полученного сигнала используются двенадцатибитные аналого-цифровые преобразователи. Динамическая шкала поперечной энергии для каждого канала выбрана от 0 до 12 ГэВ. Каждая ячейка характеризуется собственным адресом, однозначно определяющим подсистему, зону, ряд и столбец, в котором она находится. Проектное энергетическое разрешение калориметра составляет [6]

$$\frac{\sigma_E}{E, \text{ ГэВ}} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%.$$

Перед сборкой энергетическое разрешение каждого из модулей было проверено на соответствие проектному

при помощи космических частиц [7]. Коэффициенты усиления ФЭУ и качество работы считывающей электроники определяются при помощи системы светодиодов, установленной внутри калориметра. Следом за этим применяется несколько методов, использующих данные, поступающие в процессе работы эксперимента [8]. Они состоят в определении «калибровочных коэффициентов» — поправок, на которые при реконструкции следует корректировать энерговыделение, измеренное в каждой ячейке, для получения правильного значения энергии частицы. Предварительная калибровка калориметра проводится методом сглаживания «потока энергии» (EFlow) [9], а следом применяется метод восстановления инвариантной массы π^0 -мезона в распаде на два фотона.

2. Калибровка нейтральными π -мезонами

Метод восстановления инвариантной массы нейтрального π -мезона применялся ранее для калибровки электромагнитного калориметра в эксперименте HERA-B [10], где было показано, что он позволяет быстро получить устойчивые калибровочные поправки. Одним из важных достоинств метода является его независимость от состояния остальных систем детектора, а интенсивное рождение нейтральных π -мезонов в глубоконеупругих столкновениях позволяет быстро набрать статистику достаточную для проведения калибровки. В эксперименте LHCb этот метод позволяет провести калибровку в диапазоне поперечных энергий от 250 до 1500 МэВ. Нижний предел этого диапазона позволяет отсеять фоновые кандидаты, возникающие из-за шумов считывающей электроники и ложных комбинаций реальных фотонов, а верхний гарантирует, что электромагнитные ливни от двух дочерних фотонов не накладываются друг на друга в калориметре.

В электромагнитном калориметре фотоны реконструируются как кластеры размером 3×3 ячейки [11]. Благодаря выбранному размеру ячеек при реконструкции на центральную ячейку всегда приходится максимум энерговыделения в кластере. Более того, при малой потере энергии в предливневом детекторе зависимость между реконструированной энергией фотона и энерговыделением в центральной ячейке кластера является практически линейной. Ошибка в определении энергии фотона обусловлена в основном неверной калибровкой центральной ячейки кластера.

Выражая массу нейтрального π -мезона через энергии дочерних фотонов (E_1^γ и E_2^γ)

$$M_{\pi^0}^2 = 2E_1^\gamma E_2^\gamma (1 - \cos \theta_{\gamma\gamma}),$$

где $\cos \theta_{\gamma\gamma}$ — угол между импульсами фотонов, и предполагая, что измеренное значение массы сдвинуто относительно номинальной величины $M_{\pi^0} = 135 \text{ МэВ}/c^2$ [12] за счет ошибки определении энергии только одного из фотонов, можно записать следующее выражение для сдвига массы:

$$\frac{\delta M_{\pi^0}}{M_{\pi^0}} = \frac{1}{2} \frac{\delta E_1^\gamma}{E_1^\gamma}.$$

Таким образом, чтобы привести измеренную массу π -мезона к номинальному значению, необходимо домножить энерговыделение, измеренное в централь-

ной ячейке кластера, на калибровочный коэффициент: $\lambda = \frac{E_{\text{true}}}{E_{\text{rec}}} = 1.0 - 2 \cdot \frac{\delta M_{\pi^0}}{M_{\pi^0}}$, где E_{true} — энергия фотона, а E_{rec} — реконструированная энергия соответствующего кластера. Для лучшей сходимости метода используется несколько иное выражение для коэффициента:

$$\lambda = 1.0 - \frac{\delta M_{\pi^0}}{M_{\pi^0}}. \quad (1)$$

Калибровочные коэффициенты определяются последовательно для всех ячеек калориметра. Поскольку выражение (1) было получено в предположении, что реконструированная энергия фотона равна энергии, выделившейся в центральной ячейке кластера, то процедура нахождения коэффициентов для всех ячеек требует многократного повторения с учетом калибровочных поправок для других ячеек кластера. Результирующим коэффициентом для ячейки тогда станет

$$\lambda = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_N,$$

где N — число итераций, необходимое для достижения стабильности всех коэффициентов. Этот процесс носит название «первичных» итераций. После того как все коэффициенты найдены и использованы при реконструкции фотонов, положения и энергии реконструированных кластеров могут измениться. Чтобы учесть и этот эффект, калибровку необходимо повторить после перереконструкции. Такие итерации, каждая из которых включает в себя N «первичных» итераций и одну полную перереконструкцию, называются «вторичными».

3. Реализация метода

Метод калибровки нейтральными пионами реализован в пакете KaliCalo, являющемся частью программного обеспечения (ПО) эксперимента LHCb [13].

События реконструируются с помощью стандартных алгоритмов ПО LHCb. За отбор реконструированных фотонов и формирование из них π^0 -кандидатов отвечает алгоритм, написанный на языке C++. Параметры отобранных кандидатов сохраняются и передаются набору программных модулей, написанных на языке Python [14] с использованием PyROOT [15] — расширения, предоставляющего доступ к библиотекам программы ROOT [16]. Эти модули отвечают за выполнение «первичных» итераций. Вторичная реконструкция событий с учетом полученных на первичных итерациях калибровочных коэффициентов выполняется с помощью того же алгоритма, что и отбор нейтральных π -мезонов. Имея доступ к оцифрованной информации об энергии, оставленной частицами в ячейках электромагнитного калориметра, алгоритм позволяет внести поправки на этом уровне. После этого фотоны повторно отбираются из набора данных и процедура «первичных» итераций проводится снова.

3.1. Отбор нейтральных π -мезонов

Целью отбора является получение статистически значимого пика нейтрального π -мезона в каждой из ячеек калориметра. Из реконструированных данных отбираются фотоны, имеющие поперечный импульс более 250 МэВ/с. Это ограничение позволяет отсеять фоновые

кандидаты, возникающие из-за шумов считывающей электроники и ложных комбинаций реальных фотонов. Требование об отсутствии сигнала в детекторе из сцинтилляционных пластин напротив кластера в электромагнитном калориметре выступает как дополнительный критерий нейтральности этого кластера наряду с требованием об отсутствии подходящего трека. Из отобранных фотонов формируются π^0 -кандидаты. При этом инвариантная масса пары фотонов не должна превышать $350 \text{ МэВ}/c^2$, а поперечный импульс π^0 -кандидата должен быть не менее $550 \text{ МэВ}/c$.

На стадии отбора нейтральных π -мезонов также создаются «фальшивые» фоновые кандидаты. Они образуются из используемых данных путем замены x - и y -компонент импульса фотонов на равные им по модулю, но противоположные по знаку величины. Необходимость создания такого фона объяснена в разд. 3.3. К «фальшивым» фоновым кандидатам применяются те же критерии отбора, что и к настоящим, а их параметры также сохраняются. При этом каждой отобранной частице приписывается дополнительный параметр, позволяющий отличать «фальшивые» кандидаты от настоящих.

3.2. Заполнение гистограмм

Для того чтобы построить пик нейтрального π -мезона в ячейке, из прошедших отбор фотонных пар выбираются такие, в которых для одного из фотонов данная ячейка является центральной ячейкой кластера. Инвариантная масса таких пар проектируется в гистограмму. При этом к энергиям фотонов применяются калибровочные поправки, если они уже известны:

$$M_{\pi^0} = \frac{M_{\gamma\gamma}}{\sqrt{\lambda_{\gamma_1} \times \lambda_{\gamma_2}}}.$$

В случае если калибровочная поправка для какого-либо фотона пока неизвестна, ее значение устанавливается равным единице.

Наиболее предпочтительной является ситуация, в которой энергия, оставленная фотонами в предливневом детекторе, была бы минимальной. Тогда зависимость между реконструированной энергией фотона и энергией, измеренной в центральной ячейке кластера, можно было бы считать линейной. Однако жесткое ограничение на энерговыделение в предливневом детекторе отклоняет значительную часть сигнальных π -мезонов, снижая значимость пика. Поэтому для каждой ячейки заполняется набор гистограмм с различными ограничениями на энерговыделение в предливневом детекторе:

— энерговыделение в предливневом детекторе мало для обоих фотонов в паре: $E_{\text{prs } 1,2} < 10 \text{ МэВ}$ — низкая значимость пика, но практически полное отсутствие зависимости от предливневого детектора;

— энерговыделение в предливневом детекторе мало только для одного из двух фотонов в паре: $\min(E_{\text{prs } 1}, E_{\text{prs } 2}) < 10 \text{ МэВ}$, $\max(E_{\text{prs } 1}, E_{\text{prs } 2}) > 10 \text{ МэВ}$ — более высокая значимость пика, присутствует некоторая зависимость от предливневого детектора;

— оба фотона выделили немалую часть энергии в предливневом детекторе: $E_{\text{prs } 1,2} > 10 \text{ МэВ}$ — наилучшая

значимость пика, но есть сильная зависимость от предливневого детектора.

Для каждой из трех категорий заполняется одна «сигнальная» и одна «фоновая» гистограмма. Последняя заполняется массой «фальшивых» фоновых кандидатов, о которых упоминалось в разд. 3.1.

Такие же наборы из шести гистограмм заполняются для каждой из зон калориметра. Эти наборы заполняются инвариантной массой тех фотонных пар, в которых хотя бы один из фотонов попал в соответствующую зону. Еще один набор заполняется инвариантной массой всех фотонных пар, независимо от их положения в калориметре.

3.3. Аппроксимация гистограмм

Положение пика нейтрального π -мезона определяется путем описания гистограмм аналитической функцией. Сигнальный пик в распределениях инвариантной дифотонной массы описывается функцией Гаусса, а комбинаторный фон — полиномом второй степени. Подбор параметров функции (аппроксимация) осуществляется методом максимального правдоподобия.

В каждом наборе аппроксимируются все шесть гистограмм. Перед началом этого процесса проверяется число входов в каждую из гистограмм набора. Если ни в одной из них число входов не превышает 100, то аппроксимация не проводится, калибровочный коэффициент для ячейки остается неизменным на данной итерации, а адрес такой ячейки возвращается с пометкой, обозначающей ячейку с малой статистикой.

Чтобы ускорить процесс аппроксимации, а также повысить его точность и сходимость для каждой гистограммы, параметрам функции задаются начальные значения. Начальные значения параметров для описания фона в «сигнальной» гистограмме получаются из аппроксимации «фоновой» гистограммы из того же набора с аналогичным ограничением на энерговыделение в предливневом детекторе. Начальные значения параметров для описания сигнального пика определяются путем аппроксимации «сигнальной» гистограммы с аналогичным ограничением на энерговыделение в предливневом детекторе из набора, содержащего большее количество входов. Для наборов гистограмм, соответствующих зонам калориметра, в качестве такого набора выступает набор гистограмм, заполненный инвариантной массой всех фотонных пар, независимо от их положения в калориметре. Для наборов гистограмм, соответствующих ячейкам калориметра, начальные параметры для описания сигнального пика определяются из аппроксимации «сигнальных» гистограмм в наборах, соответствующих зоне калориметра, в которой находится ячейка. На рис. 1 показан пример набора гистограмм, заполненного инвариантной массой всех фотонных пар, независимо от их положения в калориметре. Серая линия показывает результат описания гистограмм аналитической функцией.

Результат аппроксимации считается удовлетворительным, если ковариационная матрица полученных параметров имеет неотрицательный определитель, положение пика не слишком сильно отстоит от номинального значения массы нейтрального π -мезона ($125 \text{ МэВ}/c^2 < m_{\pi^0} < 145 \text{ МэВ}/c^2$), разрешение π^0 -ме-

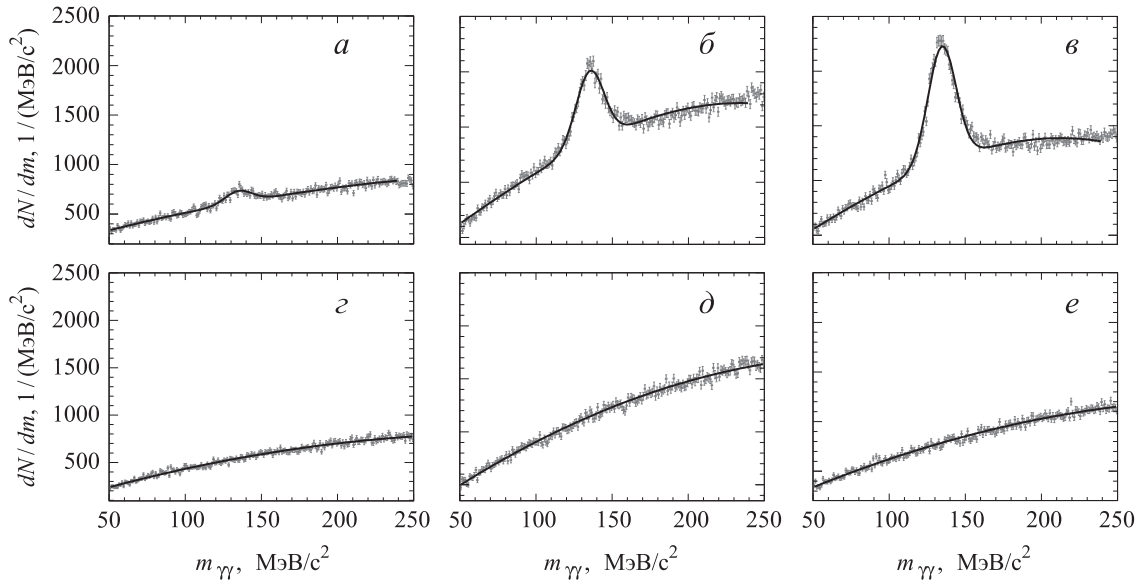


Рис. 1. Пример гистограмм, заполненных инвариантной массой всех фотонных пар независимо от их положения в калориметре. Рисунки (а) и (z) показывают «сигнальную» и «фоновую» гистограммы в случае, когда энерговыделение в предливневом детекторе мало для обоих фотонов в паре. Рисунки (б) и (д) соответствуют «сигнальной» и «фоновой» гистограммам в случае, когда энерговыделение в предливневом детекторе мало только для одного из двух фотонов в паре. Рисунки (в) и (е) показывают «сигнальную» и «фоновую» гистограммы в случае, когда оба фотона выделили немалую часть энергии в предливневом детекторе. Черная линия показывает результат описания гистограмм аналитической функцией

зона лежит в пределах $5 \text{ МэВ}/c^2 < \sigma_{\pi^0} < 20 \text{ МэВ}/c^2$, а значимость пика, определенная как отношение числа сигнальных событий в пике к ошибке этого числа, составляет не менее 3.5.

Калибровочный коэффициент для ячейки определяется согласно уравнению (1), где в качестве массы нейтрального π -мезона используется положение пика в «сигнальной» гистограмме с наиболее жестким ограничением на энерговыделение в предливневом детекторе из тех гистограмм, для которых аппроксимация дала удовлетворительный результат. Если ни для одной из гистограмм в наборе аппроксимации не дает удовлетворительного результата, то на данной итерации калибровочный коэффициент остается нетронутым, а адрес ячейки помечается флажком, обозначающим ячейку, в которой не удалось определить положение пика нейтрального π -мезона.

4. Тестирование метода калибровки нейтральными пионами с помощью математического моделирования

Пакет KaliCalo был проверен с помощью данных, созданных путем компьютерного моделирования [17] с настройками, соответствующими реальным условиям работы эксперимента [18].

Всего для проверки было сделано три «вторичных» итерации по девять «первичных» в каждой. «Первичные» итерации показали быструю сходимость: уже на четвертой-пятой итерации переставали меняться в пределах погрешностей как положение пика нейтрального π -мезона, так и его разрешение. Также быстро была достигнута стабильность коэффициентов в процессе «вторичных» итераций: на третьей вторичной итерации значение большей части коэффициентов изменилось менее чем на 1%. При ожидаемой точности ка-

либровки в 2% это означает достижение сходимости процедуры.

Чтобы оценить точность калибровки, полученные калибровочные коэффициенты сравнивались с коэффициентами, заложенными при моделировании данных. Для этого были построены распределения отношений $\lambda_i/\lambda_i^{\text{true}}$, где λ_i — коэффициент, полученный для ячейки в процессе калибровки, а λ_i^{true} — коэффициент, заложенный в модели для этой ячейки. Для большинства ячеек во внутренней и средней зонах калориметра отношения коэффициентов отстояли от единицы не более чем на 2%, а во внешней — не более чем на 2.6%. Результаты калибровки для ячеек, наиболее близких к внешним краям внешней зоны калориметра, и ячеек, находящихся вокруг оси пучка, оказались несколько хуже. Коэффициенты, полученные для этих областей, оказались завышенными в среднем на 6%. Это объясняется тем, что кластеры, для которых данные ячейки являются центральными, строятся из шести ячеек, вместо девяти, что сказывается на точности восстановления энергии. Результат калибровки для этих ячеек может быть улучшен путем применения метода EFlow следом за калибровкой нейтральными π -мезонами.

5. Использование метода

Начиная с 2010 г. калибровка электромагнитного калориметра проводилось раз в несколько месяцев, а начиная с 2012 г. — раз в месяц. Применение метода измерения массы нейтрального π -мезона позволяет значительно улучшить массовое разрешение для частиц, распадающихся в конечные состояния, содержащие фотоны и электроны. В качестве примеров на рис. 2 представлены распределения по массе η -кандидатов в распадах $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, по массе J/ψ -кандидатов

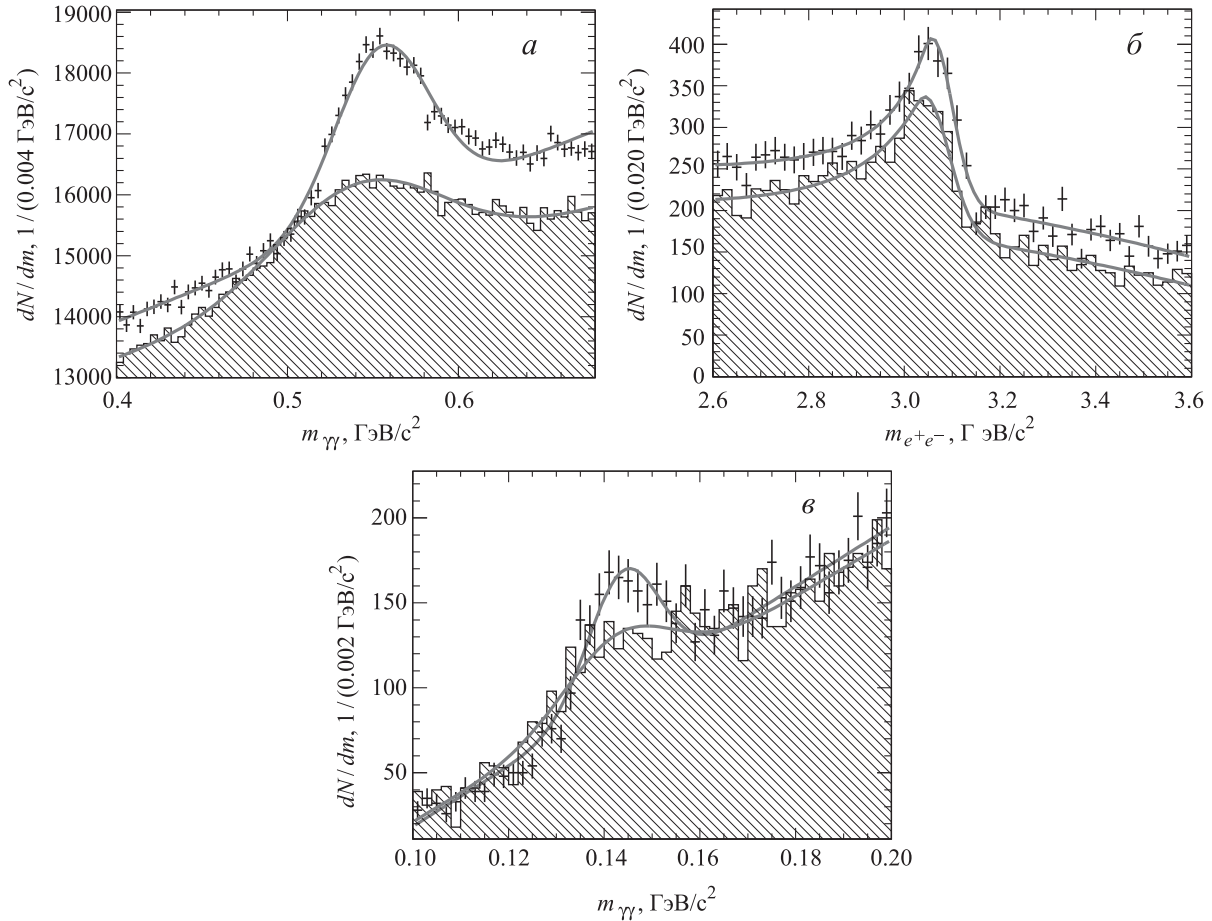


Рис. 2. Распределения по массе η -кандидатов в распадах $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (а), по массе J/ψ -кандидатов в распадах $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (б) и по разнице масс D^{0*} и D^0 мезонов в распадах $D^{0*} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\pm\pi^\mp)\gamma$ (в). На всех рисунках штрихованная гистограмма соответствует распределению до применения калибровки, а точки с ошибками — после. Серые линии показывают результат описания гистограмм аналитической функцией

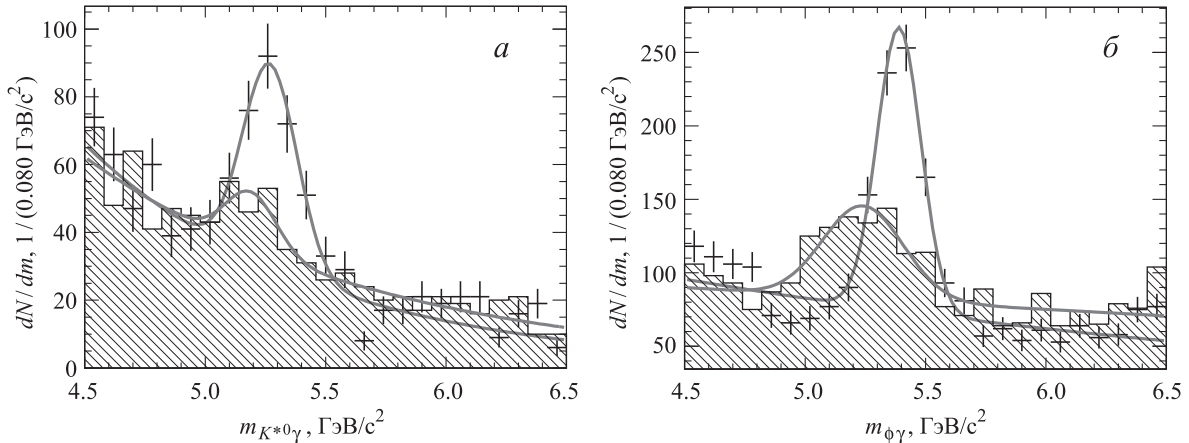


Рис. 3. Распределения по массе B -кандидатов в распадах $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ (а) и $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$ (б). На всех рисунках штрихованная гистограмма соответствует распределению до применения калибровки, а точки с ошибками — после. Серые линии показывают результат описания гистограмм аналитической функцией

в распадах $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ и по разнице масс D^{0*} - и D^0 -мезонов в распадах $D^{0*} \rightarrow D^0(\rightarrow K^\pm\pi^\mp)\gamma$, а на рис. 3 — распределения по массе B -кандидатов в распадах $B^0 \rightarrow K^{*0}\gamma$ и $B_s^0 \rightarrow \phi\gamma$. На всех рисунках штрихованная гистограмма соответствует распределению до применения калибровки, а точки с ошибками — после. В результате калибровки положения сигнальных пиков

во всех распределениях сдвинулись, придя в согласие с номинальными значениями массы η -мезона, массы J/ψ -мезона, разности масс D^{0*} - и D^0 -мезонов и масс B_s^0 - и B^0 -мезонов. Разрешения пиков улучшились, а относительная ошибка числа событий в сигнальных пиках уменьшилась на 56.6, 17.8 и 41.5% для η -мезона, J/ψ -мезона и D^{0*} -мезона соответственно. Для сигналов

от распадов B^0 - и B_s^0 -мезонов относительные ошибки уменьшились на 71.1 и 60% соответственно.

Заклучение

В рамках программного обеспечения эксперимента LHCb реализован метод калибровки электромагнитного калориметра нейтральными π -мезонами. Проверка метода и его реализации с помощью смоделированных данных показывает, что статистики, набираемой экспериментом в течение нескольких дней, достаточно для получения устойчивых поправок к энергии частиц, реконструированных в электромагнитном калориметре. Процедура калибровки нейтральными π -мезонами занимает не более двух недель. При этом точность восстановления энергии частиц в электромагнитном калориметре улучшается с ~ 10 до 2–2.5% в зависимости от зоны калориметра.

Начиная с 2010 г. калибровка электромагнитного калориметра нейтральными π -мезонами проводилась раз в несколько месяцев, а начиная с 2012 г. — раз в месяц. Регулярная калибровка позволяет значительно улучшить массовое разрешение частиц, распадающихся по каналам с электронами и фотонами в конечном состоянии и проводить исследования свойств таких распадов с высокой точностью.

Авторы выражают благодарность калориметрической группе эксперимента LHCb за сотрудничество и плодотворные дискуссии, а также проф. А. В. Борисову за обсуждения и помощь в подготовке статьи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 12-02-91523-ЦЕРН_А) и Минобрнауки РФ (соглашение № 8412).

Список литературы

1. Adeva B., Adinolfi M., Ajaltouni Z.J. et al. // CERN-LHCC-2003-030.
2. Adeva B., Adinolfi M., Affolder A. et al. // arXiv: 0912.4179.
3. Adeva B., Adinolfi M., Ajaltouni Z.J. et al. // CERN-LHCC-2000-0036.
4. Lefevre R. (on behalf of the LHCb collaboration) // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. **160**. P. 012063.
5. Aref'ev A., Belyaev I., Bobchenko B. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. **51**. P. 511.
6. Machikhilyan I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. **160**. P. 012047.
7. Aref'ev A., Barsuk S., Belyaev I. et al. // LHCb-2007-148.
8. Korolko I., Obraztsov V.F., Popescu S., Yushchenko O.P. // LHCb-2000-051.
9. Voronchev K., Belyaev I. // CERN-LHCb-2006-051.
10. Zoccoli A. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2000. **A446**. P. 246.
11. Deschamps O., Machefer F., Schune M.-H. et al. // LHCb-2003-091.
12. Beringer J., Arguin J.-F., Barnett R.M. et al. // Phys. Rev. 2012. **D86**. P. 010001.
13. Adeva B., Adinolfi M., Ajaltouni Z.J. et al. // CERN-LHCC-2005-019; Barrand G., Belyaev I., Binko P. et al. // Comput. Phys. Commun. 2001. **140**. P. 45.
14. Melchert O. // arXiv: 1207.6002 [physics.data-an].
15. Lavrijsen W., Generowicz J., Marino M., Mato P. // Computing in High-Energy Physics (CHEP'04). Geneva, CERN, 2005. P. 441.
16. Antcheva I., Ballintijn M., Bellenot B. et al. // Computer Phys. Commun. 2009. **180**, N 12. P. 2499.
17. Baud J.P., Charpentier P., Ciba K. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. **331**. P. 032023.
18. Belyaev I. // Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC). IEEE, 2010. P. 1155.

Calibration of the LHCb electromagnetic calorimeter with neutral pions

I. M. Belyaev¹, D. Yu. Golubkov¹, V. Yu. Egorychev¹, D. V. Savrina^{1,2,a}

¹A. I. Alikhanov Institute of Theoretical and Experimental Physics, Bol. Chermushkinskaya 25, Moscow 117218, Russia.

²D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^adaria.savrina@cern.ch.

The precise calibration of the electromagnetic calorimeter (ECAL) of the LHCb experiment is an essential task for flavor tagging and for the study of B -meson decays and therefore is important for the LHCb physics program. The goal of the calibration of the ECAL is to intercalibrate the 6016 cells and provide an overall calibration below the 2% level. As the final step of a multi-step calibration procedure the technique based on a measurement of the neutral pion mass in its decay into two well separated photons is used.

Keywords: calorimeters, calibration, particle physics, LHCb.

PACS: 29.40.Vj.

Received 28 May 2013.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2013).

Сведения об авторах

1. Беляев Иван Михайлович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 127-08-35, e-mail: ivan.belyaev@itep.ru.

2. Голубков Дмитрий Юрьевич — науч. сотрудник; e-mail: dimgol@mail.desy.de.

3. Егорычев Виктор Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, нач. отделения; тел.: (499) 127-08-35, e-mail: victor.egorychev@cern.ch.

4. Саврина Дарья Викторовна — мл. науч. сотрудник ИТЭФ, науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; e-mail: daria.savrina@cern.ch.