

УДК 539.12

**ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВЕТОСБОР
СО СЦИНТИЛЛЯТОРОВ АДРОННЫХ КАЛОРИМЕТРОВ
ТОРЦЕВЫХ ЧАСТЕЙ УСТАНОВКИ
КОМПАКТНЫЙ МЮОННЫЙ СОЛЕНОИД
НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ**

В.А. ХАЧАТРЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 23 февраля 2010 г.)

Исследовано влияние магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов торцевых адронных калориметров установки Компактный Мюонный Соленоид (CMS) на Большом Адронном Коллайдере (LHC). Экспериментальные исследования проводились на мюонах космических лучей в реальной конфигурации установки CMS при включенном магнитном поле ($B = 3.8$ Тл) и без него. Показано, что магнитное поле увеличивает светосбор со сцинтилляторов на 8.4%.

1. Введение

С помощью нового поколения физических установок на Большом Адронном Коллайдере, созданных в Европейском Центре Ядерных Исследований (CERN), может быть решен вопрос о существовании бозона Хиггса, одного из важнейших элементов Стандартной Модели, а также суперсимметричных частиц, дополнительных тяжелых калибровочных бозонов, возбужденных резонансных состояний гравитона и выполнена широкая программа физических исследований [1]. Установка Компактный Мюонный Соленоид (CMS) [2] длиной 21.6 м и диаметром 14.6 м состоит из внутреннего трекера, электромагнитных и адронных калориметров, магнитного соленоида с полем 4 Тл и системы мюонных детекторов. На рис.1 показана схема CMS со следующими обозначениями: HF – передние адронные калориметры, ME – торцевые мюонные камеры, HE – торцевые адронные калориметры, EE – торцевые электромагнитные калориметры, HB – баррельные адронные калориметры, EB – баррельные электромагнитные калориметры, Tracker – трекер, MB – баррельные мюонные камеры, Magnet – магнит, ME1/1 – первые станции торцевых мюонных камер.

Адронный калориметр (HCAL) и электромагнитный (ECAL) вместе составляют калориметрическую систему CMS для измерения энергий адронов, электронов и фотонов. Они предназначены для регистрации струй и восстановления недостающей поперечной энергии. Баррельная и торцевые части калориметра находятся в магнитном поле соленоида ($B = 3.8$ Тл) и покрывают, соответственно, области псевдобыстрот $|\eta| > 1.3$ и $1.3 < |\eta| < 3$ ($\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$), а

передние находятся на расстоянии 11.2 м от точки взаимодействия и покрывают $3.0 < |\eta| < 5.0$. Торцевые адронные калориметры состоят из 2304 башен, каждая из которых содержит 18 плоскостей латунных поглотителей толщиной 78 мм и 19 слоев сцинтилляторов толщиной 3.7 мм.

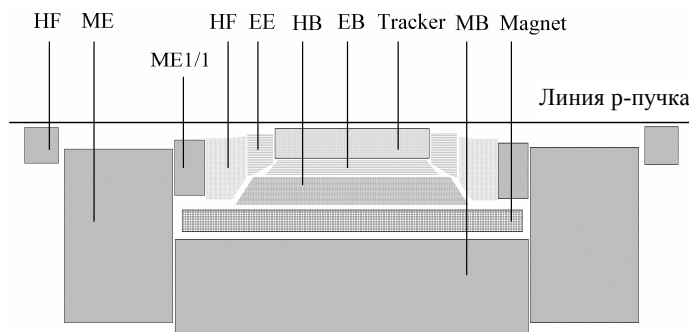


Рис.1. Схема Компактного Мюонного Соленоида.

Калибровка адронного калориметра HCAL до запуска LHC включала следующие этапы: 1) выравнивание сигналов (внутренняя калибровка) башен полномасштабного прототипа HCAL на пучках мюонов, электронов и пионов различной энергии; 2) исследование отклика сцинтилляторов прототипа HCAL при облучении их радиоактивным источником; 3) вычисление коэффициента преобразования амплитуд (в ГэВ) для пионов с энергией 50 ГэВ; 4) перенос калибровок с прототипа на реальный HCAL с использованием результатов облучения радиоактивным источником; 5) корректировка калибровки с учетом влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов.

Начиная с 2008 г., когда установка CMS была практически полностью смонтирована, проводилось непрерывное тестирование ее подсистем с использованием мюонов космических лучей. В период так называемых CRAFT (Cosmic Run At Four Tesla) экспериментов варьировалось магнитное поле, что обеспечило решение поставленной задачи.

2. Исследование влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов HE

В 1995 г., используя электронные, мюонные и адронные пучки с энергиями от 15 до 375 ГэВ (SPS, CERN), на прототипах адронного калориметра исследовалось влияние магнитного поля до 3 Тл. Было показано, что в магнитном поле световыход сцинтиллятора увеличивается пропорционально росту поля до 1.5 Тл и далее увеличения сигнала не наблюдается. В районе плато увеличение светосбора составляет примерно 6% [3]. В работе [4] показана зависимость эффекта для различных типов сцинтилляторов. Необходимость повторных измерений была вызвана тем, что в 1995 г. не оценивалось влияние магнитного поля на электронику (HPD – Hybride Photo Diode) HCAL. В 2008 г. были выпол-

нены измерения CRAFT в реальной конфигурации установки CMS с магнитным полем 3.8 Тл.

Было проанализировано примерно 17 млн. космических мюонов без магнитного поля и более чем 100 млн. мюонов с магнитным полем. Анализ проводился по следующей схеме: 1) выравнивание энергетических спектров мюонов для $B = 3.8$ Тл и $B = 0$ Тл; 2) восстановление траектории мюонов; 3) реконструкция энергетических потерь в НЕ путем суммирования энергий в башнях, пересекаемых траекторией мюона и сравнение положения пика энергетических потерь для $B = 0$ и $B = 3.8$ Тл.

2.1. Выравнивание энергетических спектров анализируемых мюонов для $B = 3.8$ Тл и $B = 0$

В случае $B = 0$ невозможно оценить импульс мюона. Для решения этой проблемы анализировались только мюоны, пересекающие полностью объем CMS из зоны взаимодействия пучков. Далее, используя алгоритм моделирования [5], рассчитывался спектр энергетических потерь в различных областях CMS (см. рис.2). Анализ спектров показал, что пик энергетических потерь находится в области 7 ГэВ. Условие регистрации мюонов для $B = 0$ в последних мюонных станциях автоматически соответствует требованию, чтобы величина импульса в центральной части CMS была не менее 7 ГэВ/с.

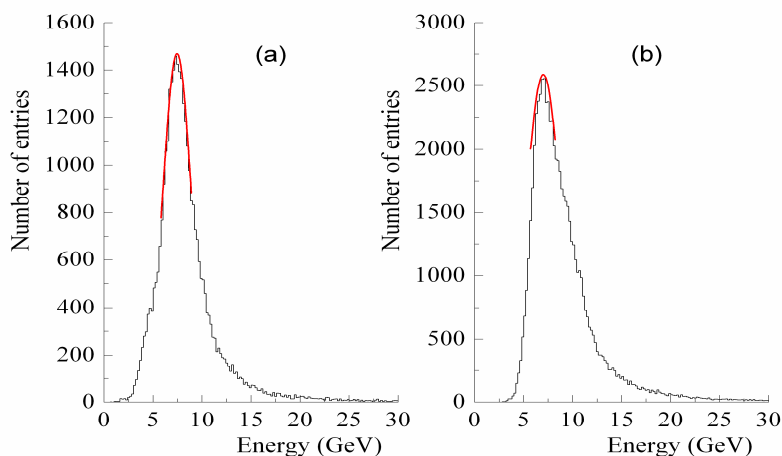


Рис.2. Энергетические потери мюонов в барельных (а) и торцевых (б) поддетекторах, полученные при моделировании с исходным спектром космических мюонов.

В случае $B = 3.8$ Тл для последующего анализа использовались мюоны с импульсом не менее 7 ГэВ/с, который оценивался из данных с центрального трека.

Следует также отметить, что введение нижней границы на импульс мюона (> 7 ГэВ/с) обеспечивает качественную экстраполяцию трека из ME1/1 в НЕ

для случая $B = 0$, так как в этом случае эффект многократного кулоновского рассеяния незначителен.

2.2. Восстановление траектории мюонов

Для анализа использовались мюоны, зарегистрированные в торцевых мюонных станциях с обязательным прохождением через ME1/1, наиболее близкой к HE. Экстраполируя траекторию мюона в HE, проверялось условие ее пересечения всего калориметра (передние и задние плоскости). Далее рассчитывались энергетические потери в соответствующих башнях и результаты суммировались. Поскольку импульсы зарегистрированных мюонов составляли не менее 7 ГэВ/с, эффектом многократного кулоновского рассеяния можно было пренебречь и с хорошей точностью считать, что в случае $B = 0$ $x(z)$ и $y(z)$ – зависимости линейные (прямые) и квадратичные (параболы) для $B = 3.8$ Тл.

Таким образом, имея координаты мюона и выбирая необходимую модель трека, с помощью уравнений (1) можно найти параметры a_i и b_i из условия минимума χ^2 (метод наименьших квадратов) [6] :

$$\begin{cases} \chi_x^2 = \sum_{i=1}^n [(x_i - x(z_i, a_0, \dots, a_{k-1})) / \sigma_i]^2, \\ \chi_y^2 = \sum_{i=1}^n [(y_i - y(z_i, b_0, \dots, b_{k-1})) / \sigma_i]^2, \end{cases} \quad (1)$$

где n – число измерений на траектории мюонов, x_i, y_i, z_i – реконструированные пространственные координаты мюонов, σ_i – точность измерения координат. Принимая во внимание, что вторые производные по a_i и b_i уравнений (1) для выбранных зависимостей $x(z)$ и $y(z)$ всегда положительны и решая систему уравнений $\partial\chi^2/\partial a_i = \partial\chi^2/\partial b_i = 0$, находим минимумы χ^2 :

а) $B = 0, k = 2$ ($x = a_1 z + a_0$ и $y = b_1 z + b_0$), из уравнений (1) получаем

$$\begin{cases} a_1 \sum_{i=1}^n z_i + a_0 n = \sum_{i=1}^n x_i, \\ a_1 \sum_{i=1}^n z_i^2 + a_0 \sum_{i=1}^n z_i = \sum_{i=1}^n z_i x_i; \end{cases} \quad (2)$$

б) $B = 3.8$ Тл, $k = 3$ ($x = a_2 z^2 + a_1 z + a_0$, $y = b_2 z^2 + b_1 z + b_0$), $\partial\chi^2/\partial a_i = 0$ дает

$$\begin{cases} a_2 \sum_{i=1}^n z_i^2 + a_1 \sum_{i=1}^n z_i + a_0 n = \sum_{i=1}^n x_i, \\ a_2 \sum_{i=1}^n z_i^3 + a_1 \sum_{i=1}^n z_i^2 + a_0 \sum_{i=1}^n z_i = \sum_{i=1}^n z_i x_i, \\ a_2 \sum_{i=1}^n z_i^4 + a_1 \sum_{i=1}^n z_i^3 + a_0 \sum_{i=1}^n z_i^2 = \sum_{i=1}^n z_i^2 x_i. \end{cases} \quad (3)$$

Для случая $B = 3.8$ Тл мюоны анализировались по координатам как в ME1/1, так и в центральном трекере. Далее, с целью улучшения модели восстановления трека в объеме HE, методом Рунге–Кутты [7], используя карту магнитного поля и реконструированный импульс мюона, находились координаты пересечения трека из центрального трекера с поверхностью HE ($z \approx 400$ см) путем решения системы уравнений (4) с шагом $\Delta z \approx 1$ см (соответственно, $\Delta t = |P/P_z| \Delta z / c$):

$$\begin{cases} \dot{P}_{x_i} = \frac{ec}{E} (P_{y_i} H_{z_i} - P_{z_i} H_{y_i}), \\ \dot{P}_{y_i} = \frac{ec}{E} (P_{z_i} H_{x_i} - P_{x_i} H_{z_i}), \\ \dot{P}_{z_i} = \frac{ec}{E} (P_{x_i} H_{y_i} - P_{y_i} H_{x_i}), \\ \dot{x}_i = \frac{c^2}{E} P_{x_i}, \\ \dot{y}_i = \frac{c^2}{E} P_{y_i}, \\ \dot{z}_i = \frac{c^2}{E} P_{z_i}, \end{cases} \quad (4)$$

где $P_{x, y, z}$ и $H_{x, y, z}$ – проекции импульса мюона и магнитного поля, E – энергия мюона. Отсюда находим значения проекции импульсов и координат на следующем шаге:

$$\begin{cases} P_{x_{i+1}} = \dot{P}_{x_i} \Delta t, \\ P_{y_{i+1}} = \dot{P}_{y_i} \Delta t, \\ P_{z_{i+1}} = \dot{P}_{z_i} \Delta t, \\ x_{i+1} = \dot{x}_i \Delta t, \\ y_{i+1} = \dot{y}_i \Delta t, \\ z_{i+1} = \dot{z}_i \Delta t. \end{cases} \quad (5)$$

Эти дополнительные координаты необходимы для заполнения промежутка между центральным трекером ($Z_{\max} = 270$ см) и ближайшей мюонной станцией (ME1/1, $Z_{\min} = 580$ см). Такие дополнения к множеству координат из системы уравнений (3) заметно улучшают качество решения задачи.

2.3. Сравнение положения пиков энергетических потерь мюонов в HE

Имея траекторию мюона, пересекающего башни, и зная, через какие башни HE он прошел, были вычислены суммарные энергетические потери E_0 . На рис.3 и 4 показаны распределения энергетических потерь, нормированные на

длину траектории в НЕ $E = E_0 \frac{\Delta z}{L}$, где $L = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{d\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{dz} dz$, $\Delta z = z_{\max} - z_{\min}$ = 152 см. Рис.3 показывает окончательное распределение энергетических потерь в левом калориметре НЕ установки CMS, а рис.4 – в правом, при условии наличия и отсутствия магнитного поля.

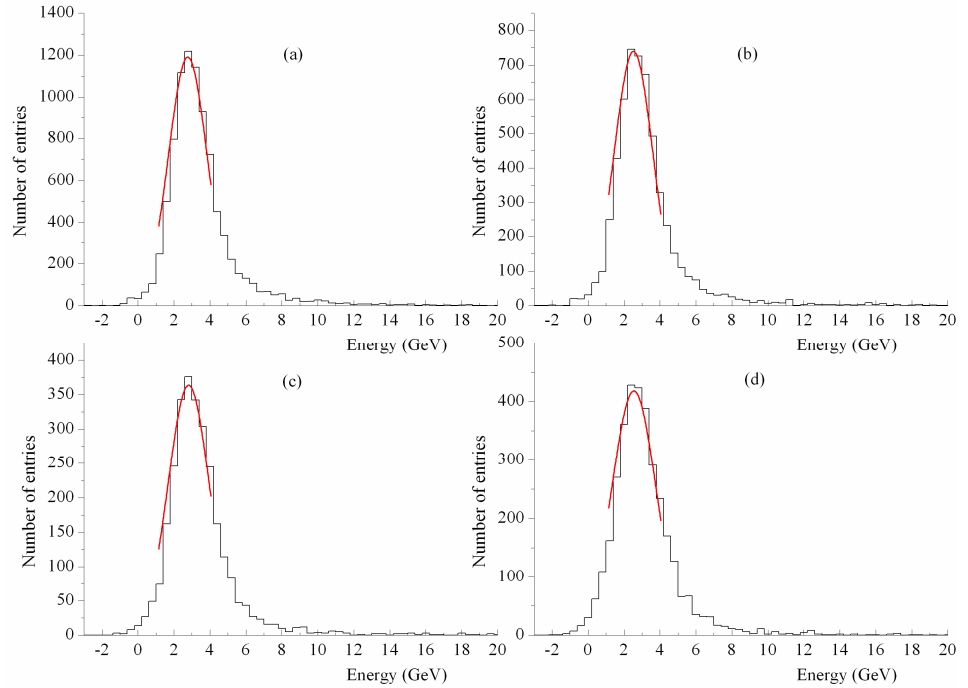


Рис.3. Распределение энергетических потерь мюонов в левой части торцевых адронных калориметров CMS, НЕ(–). (a) и (c) – распределения верхних частей, соответственно, для $B = 3.8$ Тл и $B = 0$, а (b) и (d) – нижних частей.

Для оценки эффекта влияния магнитного поля на светосбор со сцинтилляторов НЕ выполнена подгонка полученных распределений в области пика функцией Гаусса (численные значения приведены в табл.1).

Отношение соответствующих значений с магнитным полем и без него дают численное значение эффекта влияния поля (см. рис.5). Как видно из рисунка, эти отношения близки к единице.

Табл. 1.

	Среднее значение (3.8 Тесла)	Среднее значение (0 Тесла)
НЕ(+) верхние	2.853 ± 0.018	2.789 ± 0.041
НЕ(+) нижние	2.874 ± 0.022	2.826 ± 0.036
НЕ(–) верхние	2.926 ± 0.018	2.969 ± 0.036
НЕ(–) нижние	2.684 ± 0.020	2.701 ± 0.031

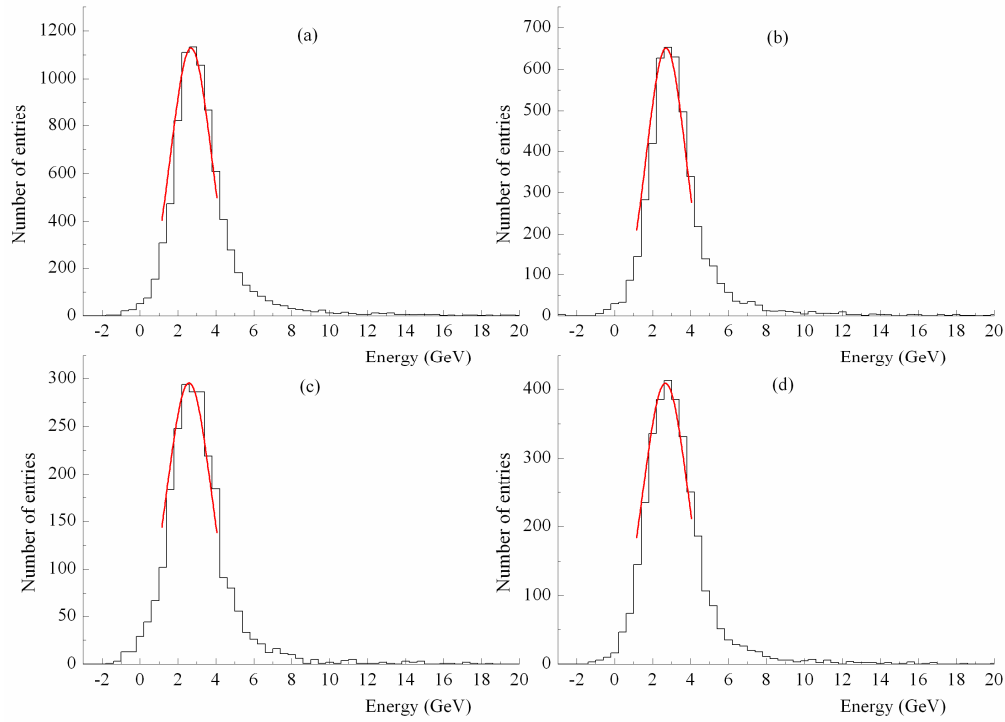


Рис.4. Распределение энергетических потерь мюонов в правой части торцевых адронных калориметров CMS, HE(+). (a) и (c) – распределения верхних частей, соответственно, для $B = 3.8$ Тл и $B = 0$, а (b) и (d) – нижних.

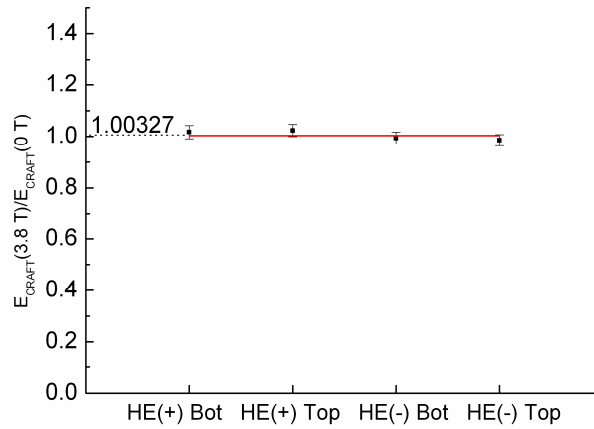


Рис.5. Отношение средних значений энергетических потерь в разных частях HE.

Следует отметить, что положения пиков в распределениях энергетических потерь при наличии и отсутствии магнитного поля отличались друг от друга на 8%. Таким образом, суммарный (электроника и сцинтиллятор) эффект влияния

магнитного поля составляет 8.4% $(1.00327(\pm 0.0116) \times 1.08 = 1.0835(\pm 0.0125))$, что согласуется с аналогичными исследованиями на радиоактивном источнике 2005 г. [8]. Принимая во внимание вышесказанное, можно сделать вывод о хорошем совпадении результатов наших исследований с результатами 1995 и 2005 гг.

3. Заключение

Выполнено экспериментальное исследование влияния магнитного поля CMS на светосбор сцинтилляторов торцевых адронных калориметров. Показано, что суммарный (электроника и сцинтиллятор) эффект влияния магнитного поля составляет 8.4%, что хорошо согласуется с аналогичными исследованиями 1995 и 2005 гг. Полученный поправочный коэффициент HE уже используется в реальных измерениях с пучками LHC.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность П.В. Мойсензу (ОИЯИ) за совместный анализ данных эксперимента CRAFT на установке CMS-LHC с использованием мюонов космических лучей, И.А. Голутвину, А.В. Зарубину (ОИЯИ) и А.М. Сируняну (ЕрФИ) за поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.L.Bayatian et al.** J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **34**, 995 (2007).
2. **R.Adolphi et al.** Journal of Instrumentation (JINST), **3**, S08004 (2008).
3. **V.Abramov et al.** NIM A, **457**, 75 (2001).
4. **B.Maurizio et al.** NIM A, **386**, 301 (1997).
5. Geant4 User's Documents. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/Overview/html/index.html>
6. **H.William Press et al.** Modeling of Data, Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing (ISBN 0-521-43108-5).
7. **A.Sirunyan et al.** Preprint YERPHI-491, 34 (1981).
8. **P.Moisenz.** Magnetic field effects on calibration constants HE, CMS Week, CERN, Geneva, 2006. <http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=82&sessionId=5&resId=1&materialId=slides&confId=8832>.

MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON SCINTILLATORS BRIGHTENING OF COMPACT MUON SOLENOIDS ENDCAP HADRON CALORIMETERS ON THE LARGE HADRON COLLIDER

V.A. KHACHATRYAN

The magnetic field influence on scintillators brightening of Compact Muon Solenoids (CMS) endcap hadron calorimeters on the Large Hadron Collider (LHC) has been investigated. The experimental investigations were performed using cosmic rays muons in the CMS detector including magnetic field ($B = 3.8$ T) and without that. It is shown that the scintillators brightening in the magnetic field increases by 8.4%.