

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

*На правах рукописи*

**Клюхин Вячеслав Иванович**

**Карта магнитного поля установки CMS  
и прецизионное измерение импульсов мюонов  
из распадов бозона Хиггса на четыре лептона**

1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2025

Работа выполнена в Отделе экспериментальной физики высоких энергий  
Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Официальные оппоненты:

ВОДОПЬЯНОВ Александр Сергеевич,  
доктор физико-математических наук,  
Объединённый институт ядерных исследований,  
Лаборатория физики высоких энергий имени В. И. Векслера  
и А. М. Балдина,  
начальник научно-экспериментального отдела физики тяжелых ионов на LHC

ХАРЛОВ Юрий Витальевич,  
доктор физико-математических наук,  
Институт физики высоких энергий имени А. А. Логунова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,  
ведущий научный сотрудник

ШВЕДУНОВ Василий Иванович,  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Московский государственный университет имени  
М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт  
ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,  
Отдел электромагнитных процессов и взаимодействий  
атомных ядер,  
главный научный сотрудник

Защита состоится 10 апреля 2026 года в 15:00 на заседании диссертационного совета  
МГУ.013.2 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу:  
119991, Россия, Москва, Ленинские горы 1, строение 5 (19 корпус НИИЯФ МГУ) аудитория  
2-15.

Е-mail (диссертационного совета): [galan\\_lidiya@mail.ru](mailto:galan_lidiya@mail.ru)

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени  
М. В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на портале:  
<https://dissovet.msu.ru/dissertation/3739>

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2026 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета МГУ.013.2  
кандидат физико-математических наук



Л. И. Галанина

## Общая характеристика работы

Диссертация основана на результатах исследований, выполненных в 2000–2024 гг. в рамках эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (Compact muon solenoid – CMS) на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Женева) и Лаборатории сильных взаимодействий Отдела экспериментальной физики высоких энергий Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

### Актуальность темы и степень ее разработанности

Открытие бозона Хиггса [1–3] с массой  $125 \text{ ГэВ}/c^2$  стало возможным благодаря наблюдению сигнала от его рождения в протон-протонных взаимодействиях в двух каналах его распада. Первым, идущим с вероятностью 0,2% [4], является канал распада бозона Хиггса ( $H$ ) [5–7] на два гамма-кванта:  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Этот сигнал с трудом выделяется среди преобладающего фона от многочисленных электромагнитных распадов адронов. Вторым каналом распада, названным «золотым», является идущий с вероятностью 2,7% [4] распад бозона Хиггса на два  $Z$ -бозона, один из которых является виртуальным, с последующими их распадами на два противоположно заряженных лептона каждый:  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . В данном случае под лептонами  $l$  имеются в виду электроны (позитроны)  $e$  и мюоны  $\mu$ . При реконструкции инвариантной массы бозона Хиггса используются четыре-импульсы лептонов, для чего необходимо не только измерить трёхмерные импульсы лептонов, но и надёжно идентифицировать данные частицы.

Для измерения импульсов на начальных участках траекторий заряженных вторичных частиц, рождённых во взаимодействиях пучков первичных ускоренных частиц, в современных детекторах на кольцевых ускорителях, в частности, на Большом адронном коллайдере (LHC) [8], используются прецизионные трековые детекторы, размещённые в магнитном поле, которое придаёт траекториям частиц кривизну [9], зависящую от плотности магнитного потока  $B$  (магнитной индукции) в трековом детекторе. Бóльшая плотность магнитного потока обеспечивает бóльшую кривизну и, как следствие, более точное измерение импульса заряженной частицы. Идентификация электронов и мюонов производится с помощью других систем экспериментальной установки: электромагнитного калориметра и мюонного спектрометра [10, 11]. Как правило, в современных экспериментальных установках на кольцевых ускорителях со сталкивающимися пучками первичных частиц для создания магнитного поля используются сверхпроводящие соленоиды с центральной плотностью магнитного потока 1,5–4 Тл [12–18].

В период подготовки предложений многоцелевых экспериментов [19–23] по поиску рождения бозона Хиггса на кольцевых ускорителях при энергиях столкновения пучков частиц 6–14 ТэВ в системе центра масс (с.ц.м.), автор изучал процессы рождения бозона Хиггса с массой до 1 ТэВ/ $c^2$  [24–26] с распадом его на лептоны в конечном состоянии. При данной массе бозона Хиггса статистическая значимость сигнала от его рождения остаётся постоянной в области поперечных импульсов лептонов 50–100 ГэВ/ $c$ , следовательно, измерение импульса лептона в трековом детекторе должно происходить в данной области поперечных импульсов с высокой точностью. Было показано, что величина экспериментального разрешения по поперечному импульсу заряженной частицы напрямую связана не только с величиной плотности магнитного потока в объёме трекового детектора, но также определяется деградацией двойных интегралов магнитного поля по траекториям частиц в торцевых областях цилиндрического объёма трекового детектора [27, 28].

Современные магнитные системы многоцелевых детекторов на кольцевых ускорителях сталкивающихся первичных частиц являются в большей степени гетерогенными [17, 18, 29, 30], т. е. создаваемый ими магнитный поток пронизывает как немагнитные, так и ферромагнитные материалы экспериментальной установки. Стальное ярмо магнита установки (магнитопровод) используется, как правило, в качестве намагниченных слоёв, заворачивающих мюоны, что позволяет идентифицировать их в мюонном спектрометре и измерять в нём их импульсы. Большой объём стального ярма соленоидального магнита и неоднородность плотности магнитного потока, проходящего через ярмо магнита, затрудняют прямые измерения магнитной индукции  $B$  внутри блоков ярма. Существующие методики измерения магнитного поля с помощью датчиков Холла или датчиков ядерного магнитного резонанса успешно применяются внутри объёма соленоидального магнита и обеспечивают высокую точность измерений. Для применения подобных датчиков в измерениях плотности магнитного потока  $B$  внутри блоков стального ярма магнита необходимы тонкие разрезы, секущие блоки в плоскостях, перпендикулярных к силовым линиям поля, что значительно усложняет несущую конструкцию ярма. Альтернативным вариантом является использование снижения или сброса тока магнита с операционного значения до нуля и интегрирование по времени электрических сигналов, индуцированных изменением магнитного потока в сечениях специальных потоковых катушек, установленных вокруг блоков ярма. В этом случае в результате интегрирования может быть реконструирована начальная средняя плотность магнитного потока в сечении потоковой катушки.

Оба варианта позволяют провести только дискретные измерения распределения магнитного потока в стальном ярме магнита установки, что недостаточно для измерения импульсов мюонов в мюонном спектрометре.

## Цели и задачи работы

Цель работы заключается в измерении импульсов мюонов, оставляющих траектории в станциях мюонных камер, расположенных между намагниченными блоками магнитопровода, для чего необходимо знать непрерывные значения плотности магнитного потока вдоль траекторий частиц, заворачиваемых магнитным полем внутри стальных блоков.

На протяжении более 15 лет работы установки CMS [11] задачей автора является математическое моделирование магнитной системы методом конечных элементов, позволяющее получить точное распределение магнитного потока во всём объёме экспериментальной установки. Описание данной методики, разрабатываемой автором с 1990 года, и методов проверки значений плотности магнитного потока  $B$ , полученных в результате моделирования, результатами специально проведённых измерений составляют превалирующий объём данной диссертации. Итогом применения моделирования магнитного потока установки CMS явилось создание карты магнитного поля во всём объёме установки и прецизионное измерение импульсов электронов (позитронов) и мюонов, что позволило с высокой точностью реконструировать инвариантную массу бозона Хиггса – последнего кирпичика Стандартной модели (СМ) элементарных частиц. Автором проведено исследование влияния неоднородности магнитного поля в трековой системе экспериментальной установки на точность измерения импульсов заряженных частиц, в частности, заряженных лептонов  $e$  и  $\mu$ , происходящих из лептонных распадов бозона Хиггса. Данная оценка очень важна для понимания величины систематической ошибки при измерении массы бозона Хиггса.

## Объект и предмет исследования

Объектом исследования является установка «Компактный мюонный соленоид» (Compact muon solenoid – CMS) на Большом адронном коллайдере в Европейской организации по ядерным исследованиям.

Предметом исследования является карта магнитного поля установки CMS, определяющая значения плотности магнитного потока в каждой пространственной точке установки. Эта процедура соответствия трех компонент плотности магнитного потока  $B$  пространственным координатам вдоль траектории заряженной частицы является необходимым условием успешной реконструкции треков заряженных частиц в трековом детекторе установки CMS. Чем сильнее маг-

нитное поле, тем больше прогиб траектории частицы и тем точнее восстанавливается импульс частицы, а значит, тем точнее реконструируется масса резонанса, распадающегося на заряженные частицы. В настоящем исследовании таким резонансом, подлежащим изучению, является бозон Хиггса, распадающийся на четыре энергичных изолированных лептона.

### Научная новизна работы

Для большого гетерогенного магнита с центральной плотностью магнитного потока 3,8 Тл разработана компьютерная трехмерная модель, позволившая описать распределение магнитного потока во всём объёме магнитной системы установки CMS. С помощью специально созданной автоматизированной пневматической машины плотность магнитного потока измерена внутри сверхпроводящего соленоида диаметром 6 м и длиной 12,5 м в цилиндрическом объёме диаметром 3,448 м и длиной 7 м с точностью  $7 \times 10^{-4}$ . За пределами данного измеренного объема магнитный поток впервые рассчитан с помощью трехмерной модели магнита CMS. Внутри сверхпроводящего соленоида с центральной плотностью магнитного потока 3,8 Тл создана стационарная система измерения плотности магнитного потока с помощью 6 датчиков ядерного магнитного резонанса, установленных на границе центрального адронного калориметра и на границе трекового детектора, а также проведено мониторингирование плотности магнитного потока с помощью 4 трехмерных датчиков Холла, стационарно установленных на границе трекового детектора. С помощью оригинальной техники измерения плотности магнитного потока в сечениях стальных блоков ярма магнита с использованием потоковых катушек измерены и сравнены с расчетными значения магнитной индукции внутри магнитопровода, используемого для определения импульсов мюонов. В цилиндрическом объёме диаметром 18 и длиной 48 м на основе 11 136 трехмерных примитивных объёмов, содержащих компоненты плотности магнитного потока в 6 215 592 узлах пространственной сетки, создана карта магнитного поля установки CMS, используемая в программах моделирования и реконструкции событий протон-протонных взаимодействий при энергиях 7 – 13,6 ТэВ. Для оценки влияния неоднородности магнитного поля в трековом детекторе экспериментальной установки разработан метод двойных интегралов магнитного поля, позволяющий оценить вклад деградации магнитного поля в трековом детекторе в разрешение по поперечному импульсу заряженной частицы. В спектре инвариантной массы димюонов в событиях, отобранных с помощью димюонного триггера, достигнуто разрешение по массе резонансов, проявивших себя в области  $0,3\text{--}300 \text{ ГэВ}/c^2$ , на уровне  $100 \text{ МэВ}/c^2$  во всем диапазоне псевдобыстроты мюонных треков и  $70 \text{ МэВ}/c^2$  в центральной области псев-

добыстроты обоих мюонов. Точностью карты магнитного поля обеспечено разрешение по поперечному импульсу мюонов  $p_T$  в области  $20 < p_T < 100$  ГэВ/с на уровне от 1,3% до 2% в центральной области и не более 6% в торцевой области мюонной системы CMS. В наблюдаемом распределении по массе четырех заряженных лептонов ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) хорошее разрешение по поперечному импульсу лептонов и, в частности, мюонов, достигнутое благодаря точности карты магнитного поля, обеспечило малую систематическую ошибку в измерении массы узкого резонанса, совместимого с рождением бозона Хиггса Стандартной модели, при полученном значении инвариантной массы  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$  ГэВ/ $c^2$ .

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Теоретическая значимость работы связана с разработанным методом двойных интегралов магнитного поля, применимым к оценкам влияния неоднородности магнитного поля в трековых системах на разрешение по импульсам заряженных частиц, измеренным в магнитном поле. В частности, метод был многократно использован при разработке нескольких типов магнитных систем для детектора FCC-hh на предлагаемом Будущем кольцевом коллайдере. Практическая значимость работы заключается в разработке методов моделирования гетерогенных магнитных систем для экспериментальных установок на современных ускорителях частиц, а также в разработке методики измерения магнитного поля с высокой точностью, в том числе и в стальных магнитопроводах.

### **Методология и методы исследования**

Методология исследования материала, представленного в диссертации, основана на сравнении экспериментально измеренных величин с результатами моделирования. Для расчета модели магнита CMS использована хорошо зарекомендовавшая себя программа TOSCA (TwO SCAlar potential method) [31], разработанная в 1979 г. [32] в лаборатории Резерфорда – Эплтона. Основной идеей программы TOSCA является использование для решения задач магнитостатики нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с двумя скалярными магнитными потенциалами: полным (в уравнении Лапласа) и неполным (в уравнении Пуассона) [33]. Оба уравнения решаются в программе TOSCA методом конечных элементов [34] в узлах сетки, которая разбивает всю область модели магнитной системы на четырёхугольные и треугольные призмы.

Все экспериментальные измерения были проведены на основе требований и методов, принятых в коллаборации CMS.

## Положения, выносимые на защиту

1. Точность описания распределения плотности магнитного потока внутри сверхпроводящего соленоида диаметром 6 м и длиной 12,5 м находится в пределах 0,1%, а в стальном магнитопроводе, используемом в мюонном спектрометре, – в среднем на уровне 3%.

2. Методика измерения магнитного поля датчиками ядерного магнитного резонанса, трехмерными датчиками Холла и специализированными потоковыми катушками является достаточной для проверки расчетов, выполненных с помощью трехмерной модели магнита установки CMS.

3. Измерение плотности магнитного потока трехмерными датчиками Холла, перемещаемыми с помощью созданной автоматизированной пневматической машины внутри цилиндра диаметром 3,448 м и длиной 7 м, позволяет обеспечить относительную точность определения магнитного поля в трековой системе установки CMS на уровне 0,07%.

4. Измерение плотности магнитного потока в ярме магнита CMS с помощью специализированных потоковых катушек и трехмерных датчиков Холла, позволяет подтвердить на уровне 3% корректность распределения магнитного потока в мюонном спектрометре, полученного с помощью трехмерной модели магнита CMS.

5. Трехмерная карта магнитного поля установки CMS, созданная для обеспечения программ моделирования событий и реконструкции треков заряженных частиц значениями плотности магнитного потока в каждой требуемой точке установки, позволяет достигнуть относительного разрешения по поперечному импульсу мюонов в интервале 20 – 100 ГэВ/с на уровне 1,3% – 2% в центральной области и не хуже 6% в торцевой области мюонного спектрометра CMS, что определяет массовое разрешение в канале распада Хиггса на четыре заряженных мюона на уровне 1–2%.

6. Разработанный метод оценки влияния неоднородности магнитного поля в трековой системе экспериментальной установки на разрешение по поперечному импульсу заряженной частицы позволяет оценить вклад магнитного поля в деградацию разрешения по поперечному импульсу заряженной частицы на уровне существенно меньшем 1,25% при значениях псевдобыстроты частицы, меньших 1,63 и не превышающем 1,31% при значениях псевдобыстроты, меньших 2,4, что говорит о близости магнитного поля в трековой системе CMS к идеальному однородному полю.

7. Анализ метода регистрации бозона Хиггса по его распаду на четыре заряженных лептона ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) позволяет сделать вывод о том, что систематическая ошибка реконструкции массы бозона Хиггса в данном канале, равная



0,2 ГэВ/ $c^2$  при массе бозона 125,6 ГэВ/ $c^2$ , меньше систематической ошибки, равной 0,5 ГэВ/ $c^2$  при массе бозона 125,3 ГэВ/ $c^2$ , полученной в комбинации каналов распада бозона Хиггса на два гамма-кванта и на четыре лептона, что свидетельствуем о лучшей точности метода регистрации бозона Хиггса по его распаду на четыре заряженных лептона.

### **Личный вклад автора**

Автор диссертации принимал активное участие в эксперименте CMS на всех этапах его проведения: в разработке технического проекта магнитной системы установки, в расчёте её параметров, в создании автоматизированной машины для измерения плотности магнитного потока ***B*** внутри сверхпроводящего соленоида, в разработке системы измерений магнитного поля в стальных блоках ярма магнита CMS, в проведении измерений магнитного поля с помощью датчиков Холла, датчиков ядерного магнитного резонанса и потоковых катушек, в создании карты магнитного поля во всём объёме установки, в оптимизации работы мюонного спектрометра и трекового детектора, включая улучшение разрешения по поперечному импульсу мюонов, в физическом анализе экспериментальных данных. Лидирующее участие автора в перечисленных этапах работы подтверждается письмом руководителя коллаборации CMS.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

В основу диссертации положены 25 работ, выполненные в 1990–2024 гг. и опубликованные в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук, а также главы в книгах “Current Perspective to Physical Science Research” (Kolkata: Book Publisher International, 2024) [35–37] и “Science and Technology: Recent Updates and Future Prospects” (Kolkata: Book Publisher International, 2024) [38].

Эти работы докладывались на международных конференциях CHEP’92 (1992, Annecy, France), CHEP’94 (1994, San Francisco, CA, USA), CHEP’95 (1995, Rio de Janeiro, Brazil), CHEP’98 (1998, Chicago, IL, USA), MT-16 (1999, Ponte Vedra Beach, FL, USA), CHEP’01 (2001, Beijing, China), MT-17 (2001, Geneva, Switzerland), IMMW-12 (2001, Grenoble, France), MT-18 (2003, Marioka City, Iwate Prefecture, Japan), IEEE NSS/MIC 2003 (2003, Portland, OR, USA), CHEP’04 (2004, Interlaken, Switzerland), IEEE NSS/MIC 2004 (2004, Rome, Italy), ASC’06 (2006, Seattle, WA, USA), MT-20 (2007, Philadelphia, PA, USA), IEEE NSS/MIC 2008 (2008, Dresden, Germany), MT-21 (2009, Hefei, China), ICSM-2012 (2012, Istanbul, Turkey), ISCM-2014 (2014, Antalya, Turkey), 17 Ежегодной конференции сотрудничества RDMS и CMS (2014, Дубна, Россия), IEEE NSS/MIC 2015 (2015, San Diego, CA, USA), ICSM-2016 (2016, Fethiye, Turkey), IEEE NSS/MIC 2016 (2016,

Strasbourg, France), ICSM-2018 (2018, Antalya, Turkey), IEEE ICM2018 (2018, San Francisco, CA, USA), ISCM-2021 (2021, Milas-Bodrum, Turkey), 4 International Conference on Symmetry (2023, Barcelona, Spain).

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 176 страниц, включая 48 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 149 наименований.

### **Основное содержание работы**

Во **введении** представлена актуальность темы и степень ее разработанности, сформулированы цели и задачи работы, основные положения, выносимые на защиту, описаны объект и предмет исследования, методология и методы исследования, изложены научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы, а также достоверность полученных результатов, представлена информация об апробации работы и отмечен личный вклад автора.

В **первой главе** кратко описан состав детектора CMS и подробно описана методика моделирования гетерогенной магнитной системы CMS, начиная с формулирования задачи магнитостатики по моделированию магнитного потока сверхпроводящего соленоида установки CMS, заключённого в стальной магнитопровод. В главу включены разделы о кривых намагничивания различных типов стали, использованных в ярме магнита CMS, и об эволюции модели магнитной системы на протяжении 25 лет.

Основной трудностью при описании широко апертурных магнитных систем с возвратным ярмом большого объёма является описание распределения магнитного потока в стальных блоках ярма магнита (магнитопровода). Прямые непрерывные измерения плотности магнитного потока в стальных блоках ярма невозможны, и в обычной практике используется математическое моделирование магнитной системы с помощью специальных трехмерных компьютерных программ.

Созданная автором трехмерная модель магнитной системы установки CMS воспроизводит магнитный поток, создаваемый системой, в цилиндрическом объёме диаметром 100 м и длиной 120 м [35]. В качестве инструмента для создания модели магнитной системы была выбрана хорошо зарекомендовавшая себя программа TOSCA (Two SCAlar potential method) [31], разработанная в 1979 г. [32] в лаборатории Резерфорда – Эплтона.

Хорошо известно [39], что задача об определении магнитного поля линейных токов, в пренебрежении объёмом проводников, может быть решена как задача теории потенциала. Основной идеей программы TOSCA является использование для решения задач магнитостатики нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с двумя скалярными магнитными потенциалами: полным  $\psi$  (в уравнении Лапласа) и неполным  $\varphi$  (в уравнении Пуассона) [33]. Для этого в модели магнитной системы выделяются две области: в одной,  $\Omega_j$ , содержащей проводники с постоянным током, для решения используется неполный скалярный магнитный потенциал  $\varphi$ , а также закон Био – Савара для учёта магнитного поля проводников с током; в другой,  $\Omega_k$ , не содержащей проводников с током, но содержащей ферромагнитные изотропные или анизотропные материалы, для решения используется полный скалярный магнитный потенциал  $\psi$ , а на границе между двумя областями нормальные компоненты плотности магнитного потока  $B_n$  и тангенциальные компоненты напряжённости магнитного поля  $H_t$  удовлетворяют условию их непрерывности [39, 40]:

$$B_{nk} = B_{nj}, \quad (1)$$

$$H_{tk} = H_{tj}. \quad (2)$$

При этом на удалённых внешних границах области  $\Omega_k$  в зависимости от конфигурации магнитной системы используются граничные условия Дирихле  $\psi = 0$  или Неймана  $\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0$ , где  $\mathbf{n}$  – внешняя единичная нормаль к границе области  $\Omega_k$ .

Базовыми уравнениями для решения нелинейной магнитостатической задачи служат уравнения Максвелла [39]

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (4)$$

где вектором  $\mathbf{B}$  обозначена плотность магнитного потока, вектором  $\mathbf{H}$  – напряжённость магнитного поля, а  $\mathbf{J}$  является вектором заданной плотности тока в токовых элементах магнитной системы. При этом векторы  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{H}$  связаны между собой соотношением

$$\mathbf{B} = \mu(\mathbf{H})(\mathbf{H} - \mathbf{H}_c), \quad (5)$$

где  $\mu(\mathbf{H})$  – магнитная проницаемость среды, в которой определяется магнитное поле, а  $\mathbf{H}_c$  – коэрцитивная сила в среде. Для нелинейной задачи  $\mu(\mathbf{H})$  является функцией напряжённости магнитного поля в среде и в общем случае может быть тензором. Для изотропных материалов, таких, как конструкционная сталь, использованная в ярме магнита CMS,

$$\mu(|\mathbf{H}|) = \mu_r(|\mathbf{H}|)\mu_0, \quad (6)$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума, а  $\mu_r(|\mathbf{H}|)$  – относительная магнитная проницаемость, которая в магнитной среде является безразмерной нелинейной функцией величины напряжённости магнитного поля и в стальных материалах

достигает значения около 2000 единиц. Соотношение (5) представляет собой так называемую кривую намагничивания материала. При этом коэрцитивная сила  $H_c$  в большинстве магнитных материалов полагается равной нулю, но играет существенную роль в постоянных магнитах.

По теореме разложения Гельмгольца, если дивергенция и ротор векторного поля определены в каждой точке конечной открытой области пространства, то всюду в данной области векторное поле может быть представлено в виде суммы безвихревого и соленоидального полей. Тогда в области  $\Omega_k$ , где нет токовых элементов, вихревая часть напряжённости магнитного поля отсутствует, поле  $\mathbf{H}$  является соленоидальным и может быть представлено, как градиент полного скалярного потенциала  $\psi$  в любой точке данной области:

$$\mathbf{H} = -\nabla\psi, \quad (7)$$

а уравнение (3) с учётом соотношений (5), (6) переходит в уравнение Лапласа для скалярного потенциала  $\psi$ :

$$\nabla \cdot \mu_r \nabla \psi = 0. \quad (8)$$

В области  $\Omega_j$ , содержащей проводники с постоянным током, вектор напряжённости магнитного поля разбивается на две части: соленоидальное поле  $\mathbf{H}_m$ , представляемое, как градиент неполного скалярного потенциала  $\varphi$

$$\mathbf{H}_m = -\nabla\varphi, \quad (9)$$

и вихревое поле токовых элементов  $\mathbf{H}_s$ , которое на расстоянии  $\mathbf{R}$  от источника тока определяется по закону Био – Савара:

$$\mathbf{H}_s = \int_{\Omega_j} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{R}}{|\mathbf{R}|^3} d\Omega_j. \quad (10)$$

Теперь уравнение (3) с учётом соотношений (5), (6), (9) и (10) переходит в уравнение Пуассона для неполного скалярного магнитного потенциала  $\varphi$ :

$$\nabla \cdot \mu_r \nabla \varphi = \nabla \cdot \mu_r \mathbf{H}_s. \quad (11)$$

Оба уравнения (8) и (11) решаются в программе TOSCA методом конечных элементов [34] в узлах сетки, которая разбивает всю область модели магнитной системы на четырёхугольные и треугольные призмы. Компоненты напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  вычисляются затем как градиенты скалярного потенциала (7), (9), при этом в области неполного скалярного потенциала к ним добавляются компоненты напряженности магнитного поля, создаваемой проводниками с током, определяемые по закону Био – Савара (10). Компоненты плотности магнитного потока  $\mathbf{B}$  вычисляются с помощью уравнений (5), (6) при соблюдении условий непрерывности компонент (1) и (2).

В модели магнитной системы установки CMS область неполного скалярного потенциала  $\Omega_j$  представляет собой систему пяти цилиндров с полной длиной по оси соленоида, равной 12,666 м, и диаметрами от 6,94625 до 6,95625 м. Подобная конфигурация объёма, содержащего в себе сверхпроводящую катушку, отражает деформацию соленоида под действием электромагнитных сил при рабочем токе 18,164 кА. Весь остальной объём модели магнита CMS представляет собой область  $\Omega_k$  полного скалярного потенциала  $\psi$ , в том числе и внутри ферромагнитных элементов системы. Вся модель магнита CMS разбита на линейные конечные элементы с длинами по азимутальному направлению, соответствующими углу  $3,75^\circ$ . В области неполного скалярного потенциала  $\phi$  средняя длина конечного элемента по радиальному направлению составляет 65,5 мм, а по аксиальному направлению – 86,8 мм. При описании соленоида в модели магнита CMS учтены геометрические размеры и расположение при температуре жидкого гелия только сверхпроводящего кабеля, поскольку при достижении сверхпроводимости можно считать, что весь ток протекает через него. Каждый модуль катушки, за исключением одного, в котором по технологическим причинам отсутствует один виток кабеля, представлен в виде четырёх концентрических цилиндров длиной 2,4532 м и толщиной 20,54 мм со средними диаметрами, соответствующими деформации соленоида при достижении рабочего тока 18,164 кА. Плотность тока в цилиндрах рассчитана из числа Ампер-витков в сечении каждого цилиндра.

Начало системы координат установки CMS расположено в центре сверхпроводящего соленоида, ось  $X$  лежит в плоскости LHC и направлена к центру его кольца, ось  $Y$  направлена вверх и перпендикулярна к плоскости LHC, ось  $Z$  составляет с осями  $X$  и  $Y$  правую тройку и направлена вдоль вектора магнитной индукции, создаваемой на оси сверхпроводящей катушки.

На рис. 1-а представлена изометрическая проекция модели магнитопровода установки CMS. В качестве ферромагнитных элементов ярма магнита в модель включены пять многослойных стальных колец вокруг криостата соленоида, стальные носовые диски, четыре торцевых диска с каждой стороны криостата соленоида, стальные скобы крепления слоёв колец, стальные опоры колец и тележки торцевых дисков, стальные поглотители и воротники переднего адронного калориметра, стальные элементы радиационной защиты и коллиматоров протонных пучков, а также стальной пол экспериментального подземного зала площадью  $48 \times 9,9 \text{ м}^2$  и толщиной 40 мм [35].

По числу граней кольца и торцевые диски разделены на 12 азимутальных секторов по  $30^\circ$  каждый. Нумерация секторов идёт в сторону увеличения значений азимутального угла и начинается с горизонтально расположенного сектора S1, середина которого совпадает с осью  $X$ .

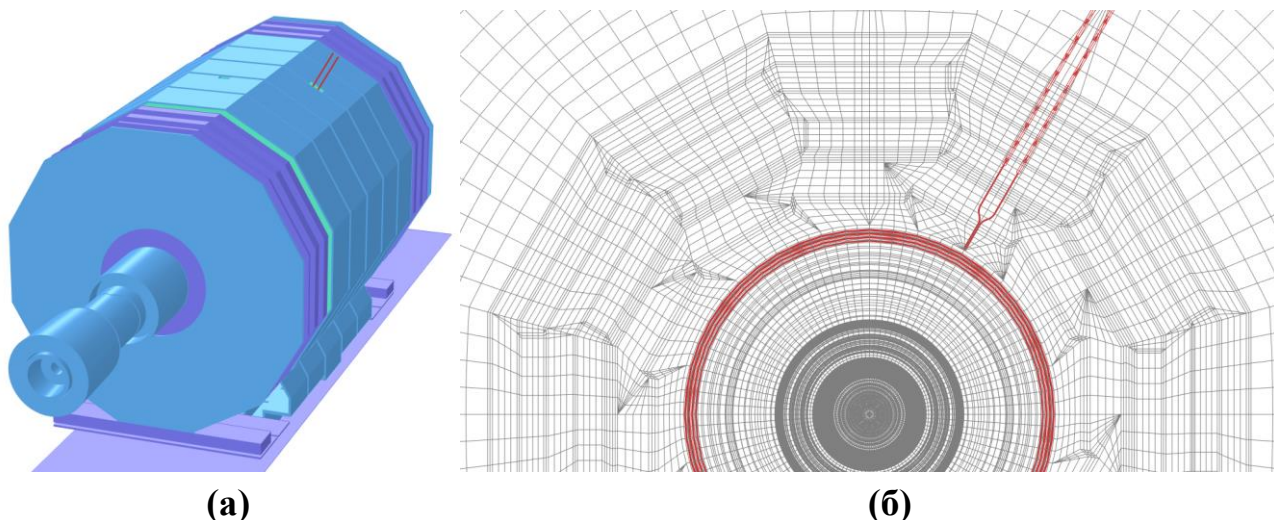


Рисунок 1: (а) Трёхмерная модель магнита CMS, использующая программу TOSCA [31] для расчёта магнитного потока при токе соленоида 18,164 кА. Различными цветовыми оттенками выделены ферромагнитные материалы магнитопровода, в которых использованы три различные кривые намагничивания; (б) Сеть конечных элементов в плоскости  $XY$  в присутствии четырёх слоёв сверхпроводящего кабеля и двух линейных проводников для ввода-вывода тока.

Каждый из секторов колец состоит из трёх слоёв, соединённых между собой стальными скобами: одного (L1) толщиной 0,285 м и двух (L2 и L3) толщиной 0,62 м каждый. Толстые слои состоят из стали двух типов: стали G – в обкладках толщиной 0,085 м и стали I – в сердцевине толщиной 0,45 м. В центральном кольце на расстоянии 3,868 м от оси соленоида находится дополнительный четвёртый слой ТС толщиной 0,18 м, состоящий, как и слой L1, из стали G. Тот же тип стали используется в соединительных скобах и опорах колец.

Материалом пола экспериментального зала служит сталь S. Сталь S используется в больших и малом торцевых дисках, замыкающих магнитопровод с каждой стороны криостата соленоида, а также в соединительных кольцах между ними и пластинах тележек дисков. Нарощенная часть четвёртых дисков состоит из двух стальных пластин толщиной 25 мм и специализированного бетона между ними, содержащего окислы бора и железа, при этом содержание железа составляет 57%. В модели магнитной системы CMS для пластин использована кривая намагничивания стали G, а бетон описан той же кривой с фактором упаковки 0,57.

При построении трёхмерной модели первоначально в плоскости  $XY$  создаётся двумерная сетка конечных элементов, представленная на рис. 1-б, в которой обозначаются размеры и расположение всех ферромагнитных элементов, используемых в модели. Затем эта сетка послойно экструдируется в направлении оси  $Z$ , при этом координаты узлов сети трансформируются для описания сложных геометрических объёмов, в основном, цилиндрических и конических, минимально возможным количеством узлов плоскостной сети. Слои в направлении

оси  $Z$  и расположение элементов в плоскостях  $XY$  между ними используется для описания материалов элементов модели. В настоящее время модель магнитной системы CMS содержит 140 слоёв и 8 759 730 узлов пространственной сетки в цилиндрическом объёме диаметром 100 м и длиной 120 м и требует для расчета 13 часов процессорного времени.

Для описания свойств ферромагнитных элементов магнитной системы установки CMS в модели использованы три кривые изотропной нелинейной зависимости плотности магнитного потока  $B$  от напряжённости магнитного поля  $H$  [35], представленные на рис. 2-а в полулогарифмическом масштабе.

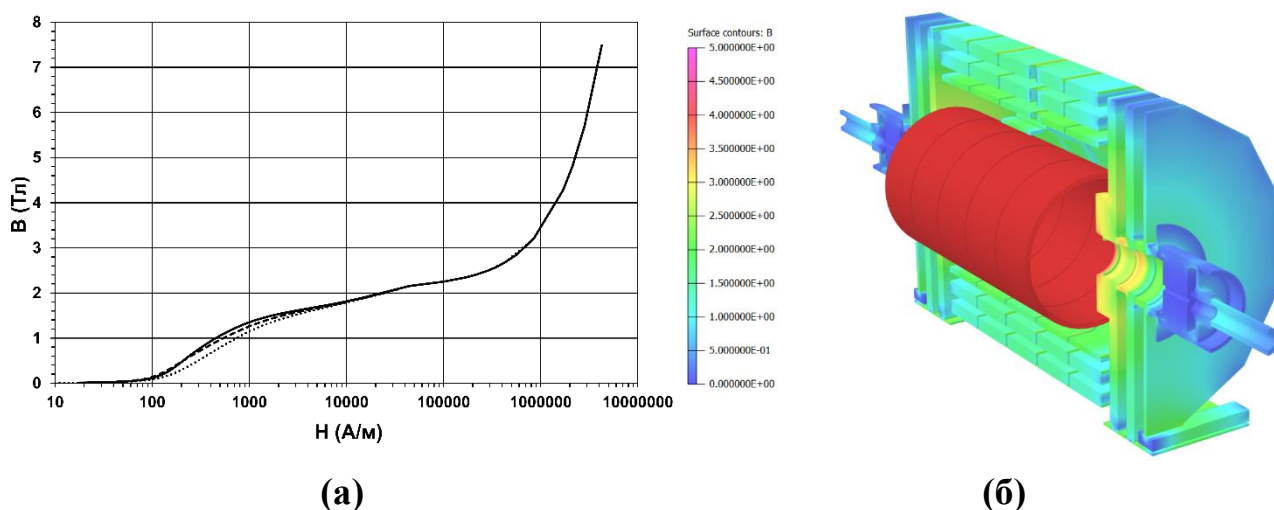


Рисунок 2: (а) Кривые намагничивания стали, использованной в ярме магнита установки CMS. Из стали I (пунктирная линия) выполнены блоки сердцевины толстых слоёв колец вокруг криостата соленоида. Сталь S (точечная линия) использована для производства носовых и торцевых дисков ярма; этой же кривой намагничивания в модели описаны свойства тележек дисков и пола экспериментального зала. Для всех остальных элементов магнитопровода используется кривая намагничивания стали G (сплошная линия).; (б) Модель магнита CMS версии 1103\_090322. Цветовая шкала описывает распределение плотности магнитного потока  $B$  и соответствует интервалу  $B$  от нуля до 5 Тл с шагом 0,5 Тл.

Каждая кривая была получена усреднением кривых намагничивания, измеренных для образцов, соответствующих различным плавкам данного типа стали, использованных в элементах магнитопровода. Для кривой намагничивания стали G усреднение произведено по 33 образцам, при этом разброс между кривыми намагничивания образцов составил, в среднем,  $(11,5 \pm 9,1)\%$ . Для кривой намагничивания стали I усреднение произведено по 65 образцам, а разброс между кривыми намагничивания образцов составил, в среднем,  $(8,7 \pm 8,0)\%$ . Для кривой намагничивания стали S усреднение произведено по 72 образцам, при этом разброс между кривыми намагничивания образцов составил, в среднем,  $(8,2 \pm 7,8)\%$ . Кривые намагничивания стальных образцов измерены в интервале  $B$  от 0,003 до 2 Тл. Для значений плотности магнитного потока, превышающих

2,15 Тл, во всех кривых используется кривая намагничивания стали I, измеренная до значения  $B$  7,4887 Тл. В этом интервале зависимость  $B$  от  $H$  становится линейной с коэффициентом наклона, бóльшим величины магнитной проницаемости вакуума на 0,42%.

Развитие модели магнитной системы CMS шло параллельно с развитием возможностей вычислительной техники: от первой модели с числом узлов пространственной сетки 81 863, созданной в июне 1997 г., до специализированной модели 2023 года с числом узлов пространственной сетки 12 858 342, потребовавшей для расчета 23,5 часа процессорного времени.

На рис. 2-б представлена модель версии 1103\_090322 с числом узлов пространственной сетки 1 993 452. Карта магнитного поля, созданная на основе данной модели, была использована на установке CMS на протяжении всего первого сеанса работы LHC в 2009–12 гг., и именно с этим описанием распределения магнитного потока в объёме установки был открыт бозон Хиггса [2, 3].

Во **второй главе** описана разработка методики измерения и мониторингирования магнитного поля установки CMS, основанная, в частности, на использовании датчиков ядерного магнитного резонанса и трехмерных датчиков Холла для измерения магнитного поля внутри сверхпроводящего соленоида и на использовании потоковых катушек, специально разработанных для измерения магнитной индукции в стальных блоках магнитопровода.

Проверка распределения магнитного потока, полученного с помощью модели магнитной системы CMS, была проведена с помощью четырёх систем измерения магнитного поля установки.

Первая система включает в себя датчики ядерного магнитного резонанса (ЯМР), разработанные компанией METROLAB и подключённые через мультиплексор к тесламетру PT 2025 [36], произведенному той же компанией. Четыре датчика ЯМР (A, B, E, F) были стационарно установлены на радиусе 2,9148 м за пределами адронного калориметра на расстояниях  $\pm 0,006$  м от срединной  $XY$ -плоскости установки [36]. Ещё два датчика ЯМР (C, D) установлены в области положительных  $X$ -координат на торцах трековой системы при значениях  $Z$ -координат  $-2,835$  и  $+2,831$  м на радиусе 0,651 м от оси соленоида. Датчики были связаны с мультиплексором, установленным в экспериментальном зале, коаксиальными кабелями длиной 30–35 м, а затем – с тесламетром, установленным в измерительном зале, коаксиальными кабелями длиной 64 м. В системе использованы датчики трёх типов: один (B) – с твердотельным активным объёмом, обогащённым водородом, – для измерения магнитной индукции в интервале от 0,7 до 2,1 Тл, один (F) – со стеклянной ампулой, заполненной тяжёлой водой, – для измерения магнитного поля в интервале от 1,5 до 3,4 Тл и четыре датчика ЯМР



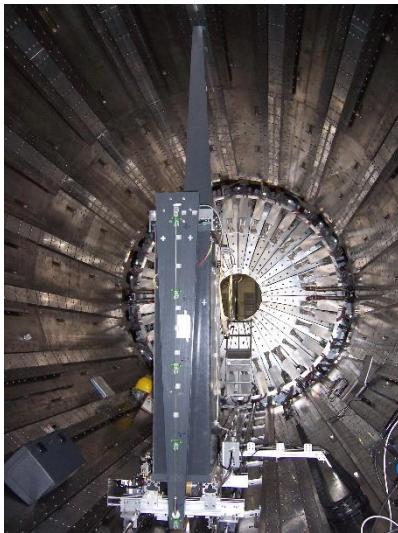
(А, С, D, E) – с аналогичной ампулой, заполненной  $D_2O$ , – для измерения плотности магнитного потока в интервале от 3 до 6,8 Тл. Диапазон измерений плотности магнитного потока  $B$ , проведённых датчиками ЯМР, охватывает интервал от 0,85 до 4 Тл. В этом интервале измеренная зависимость  $B$  от тока соленоида, изменяющегося от 4 до 19,14 кА, является линейной.

Второй измерительной системой явилась автоматизированная пневматическая машина, спроектированная и изготовленная в FNAL для измерения магнитного поля во внутреннем объеме криостата сверхпроводящего соленоида диаметром 6 м и длиной 12,5 м до того, как он был заполнен детекторами частиц. Измерительная машина, показанная на рис. 3-а, использует десять трехмерных В-сенсоров [36], разработанных в Национальном институте субатомной физики (NIKHEF, Амстердам, Нидерланды) и откалиброванных в CERN с точностью 0,03% при максимальном значении плотности магнитного потока 4,5 Тл. В-сенсоры, каждый из которых содержит три одномерных взаимно-ортогональных датчика Холла с чувствительным монокристаллом GaAs, были установлены на расстоянии 0,092; 0,5; 0,908; 1,316 и 1,724 м от оси соленоида на каждом из двух крыльев пропеллера автоматизированной измерительной машины. Вращение пропеллера происходило с шагом  $7,5^\circ$  по азимутальному углу, а измерения выполнялись одновременно в двух XY-плоскостях, разделённых расстоянием 0,95 м, при движении измерительной машины вдоль оси Z с шагом 0,05 м внутри цилиндра диаметром 3,448 м и длиной 7 м, т. е. в объёме  $65 \text{ м}^3$  [36].

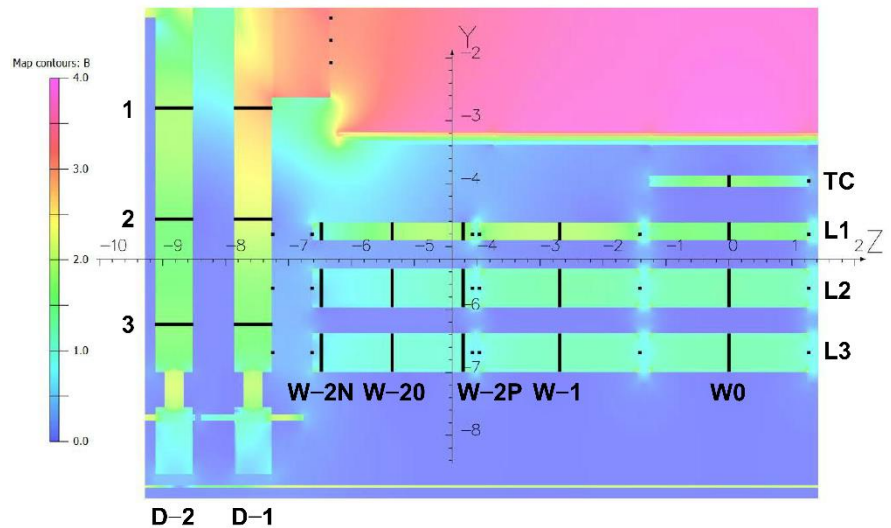
Третья система использовалась для мониторинга магнитного поля на торцах трекового детектора, на поверхностях носовых дисков, в зазорах между центральными кольцами магнитопровода и на поверхностях торцевых дисков ярма магнита с помощью 86 трехмерных В-сенсоров, аналогичных тем, которые применялись в автоматизированной измерительной машине.

Наконец, четвертая система измерения магнитного поля состояла из 22 потоковых катушек, стационарно расположенных, как показано на рис. 3-б, вокруг 10 стальных блоков вертикального  $30^\circ$  азимутального сектора центральных колец магнитопровода и вокруг блоков вертикального  $18^\circ$  азимутального сектора двух торцевых дисков толщиной 0,592 м.

Для разработки техники измерения плотности магнитного потока с помощью потоковых катушек содержащих 7–10 витков 45-жильного плоского ленточного кабеля и охватывавших области поперечных сечений от 0,3 до  $1,59 \text{ м}^2$  в блоках колец магнитопровода W0, W–1, W–2 и от 0,5 до  $1,12 \text{ м}^2$  в секторах торцевых дисков D–1, D–2 ярма магнита была проведена специальная программа НИОКР. Для проведения измерения необходимо снижать ток магнита с операционного значения 18,164 кА до нуля либо стандартным способом со скоростью 1–1,5 А/с, либо с помощью быстрого сброса тока с постоянной времени 190 с.



(а)



(б)

Рисунок 3: (а) Автоматизированная машина для измерения магнитного поля CMS, установленная внутри центрального адронного калориметра; (б) Распределение плотности магнитного потока в вертикальной плоскости в области размещения 22 потоковых катушек. Цветовая шкала имеет границы от нуля до 4 Тл с интервалом изменения 0,5 Тл. Черными линиями показаны сечения потоковых катушек. Черными квадратами обозначены проекции положений трехмерных датчиков Холла на вертикальную плоскость  $YZ$ .

В первом случае изменение величины магнитного потока индуцирует в потоковых катушках электродвижущую силу (ЭДС) с амплитудой 20–250 мВ, во втором случае амплитуда сигнала достигает величины 0,5–4,5 В, но при этом необходимо корректно учитывать вклад в сигнал вихревых токов, генерируемых в сечениях стальных блоков, где размещены потоковые катушки. Реконструкция плотности магнитного потока в сечении блока, соответствующей операционному значению тока, происходит с помощью автономного интегрирования ЭДС, наведенной в потоковой катушке, по времени снижения тока. Поскольку стандартное снижение тока магнита CMS длится 15000–17000 с, то для получения хорошей точности при интегрировании необходимо измерять аналоговую амплитуду наведенного сигнала прецизионно. Специальная программа НИОКР, выполненная автором в 1999-2002 гг. в FNAL параллельно с разработкой автоматизированной измерительной машины, послужила основой для отработки методики измерения плотности магнитной индукции с помощью потоковых катушек, что подробно описано в данной главе.

В **третьей главе** приведены результаты измерения плотности магнитного потока внутри объема сверхпроводящего соленоида CMS, выполненные с помощью специально разработанной измерительной машины, использующей откалиброванные трехмерные датчики Холла и датчики ядерного магнитного резонанса. Большой объем посвящён различным проверкам расчетного магнитного

поля в магнитопроводе CMS с помощью дискретных измерений, проведённых с использованием трехмерных датчиков Холла и потоковых катушек.

Плотность магнитного потока в центральной части детектора CMS была измерена в 2006 г. в 33840 пространственных точках цилиндрического объема диаметром 3,448 м и длиной 7 м с точностью  $7 \times 10^{-4}$  при пяти различных значениях центральной плотности магнитного потока (магнитной индукции)  $B_0$ : 2,02; 3,02; 3,52; 3,81 (дважды) и 4,01 Тл [36]. Измерения проведены с помощью 10 трёхмерных В-сенсоров, установленных на двух крыльях автоматизированной пневматической измерительной машины, перемещающейся вдоль оси сверхпроводящего соленоида. Расстояние между датчиками Холла, размещёнными на крыльях пропеллера со стороны отрицательных и положительных  $Z$ -координат (на отрицательном и положительном крыльях пропеллера), составляет 0,95 м вдоль оси  $Z$ . После первых 19 шагов измерительной машины вдоль оси соленоида в любом направлении датчики Холла одного крыла перемещаются в то же положение на оси  $Z$ , где раньше находились датчики Холла другого крыла. Таким образом, в каждой точке во внутреннем объёме соленоида в диапазоне  $Z$ -координат  $\pm 2,55$  м по отношению к средней плоскости катушки магнитное поле измеряется дважды за один и тот же проход измерительной машины. Разница между измерениями плотности магнитного потока  $B$ , произведёнными в одной и той же точке В-сенсорами различных крыл, не превышает 1 мТл. На рис. 4-а показана зависимость измеренной плотности магнитного потока  $B$  от значений координаты  $Z$  и азимутального угла  $\varphi$  при центральном значении  $B_0$ , равном 4,01 Тл. Измерения произведены вблизи оси соленоида с помощью трехмерных В-сенсоров, расположенных на радиусе 0,092 м от оси, и представлены без каких-либо поправок на ошибки в позиционировании датчиков. Представленные измерения отличаются высоким качеством и демонстрируют гладкость значений плотности магнитного потока вдоль азимутального угла.

В то же время магнитный поток во всем объёме детектора CMS рассчитан с помощью трехмерной модели магнитного поля [35], использующей для расчёта программу TOSCA [31]. Модель воспроизводит распределение плотности магнитного потока, измеренное с помощью автоматизированной машины внутри соленоида CMS, с точностью в пределах 0,1% [35]. Для проверки точности модели при значении  $B_0$ , равном 4,01 Тл, расчетные и измеренные значения плотности магнитной индукции на радиусе 0,092 м были усреднены по азимутальному углу  $\varphi$  и сравнены между собой. Типичное стандартное отклонение при усреднении измерений составляет  $4 \times 10^{-5}$  Тл, что даёт относительную ошибку  $\sim 1 \times 10^{-5}$ , в среднем. Относительная ошибка усреднения по азимутальному углу расчетных значений составляет, в среднем,  $\sim 1 \times 10^{-6}$ . На рис. 4-б представлена зависимость данной плотности магнитного потока от координаты  $Z$ .

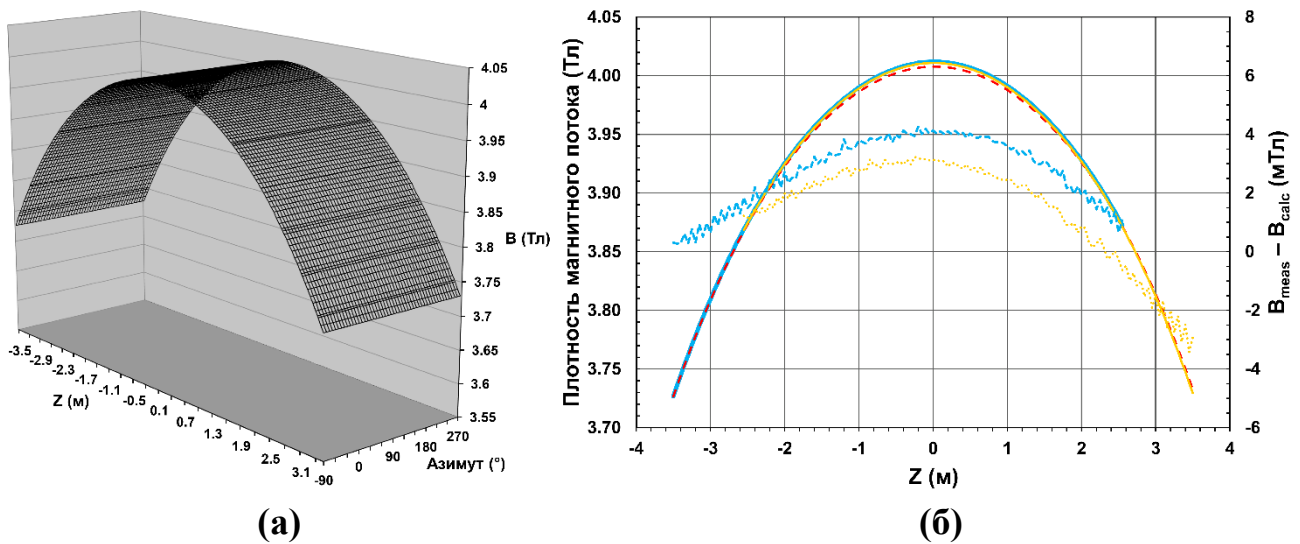


Рисунок 4: (а) Плотность магнитного потока, измеренная вдоль оси соленоида на радиусе 0,092 м в интервале координат  $Z \pm 3,5$  м относительно средней плоскости катушки; (б) *Левая шкала*: сравнение расчетной (пунктирная красная кривая) и измеренной (сплошные голубая и жёлтая линии) плотности магнитного потока, усредненных по всему диапазону азимутальных углов на радиусе 0,092 м. Кривые измерений отрицательного и положительного крыл перекрывают друг друга в области  $Z = \pm 2,55$  м. *Правая шкала*: различие между измеренными и рассчитанными значениями для В-сенсора на отрицательном крыле (прямоугольные голубые штрихи) и для В-сенсора на положительном крыле пропеллера измерительной машины (жёлтые точки).

Измерения отличаются от расчетных значений, в среднем, на  $2,1 \pm 2,0$  мТл для В-сенсора, расположенного на отрицательном крыле пропеллера, и на  $1,4 \pm 1,6$  мТл для В-сенсора, расположенного на положительном крыле пропеллера измерительной машины.

На максимальном радиусе 1,724 м в горизонтальной плоскости при значении  $B_0$ , равном 4,01 Тл, измерения при были проведены с помощью датчика ЯМР и с помощью В-сенсоров обоих крыльев пропеллера измерительной машины. Измерения отличаются, в среднем, от расчетных значений на  $4,0 \pm 1,0$  мТл для датчика ЯМР, на  $2,9 \pm 2,2$  мТл для В-сенсора, расположенного на отрицательном крыле пропеллера, и на  $3,5 \pm 1,4$  мТл для В-сенсора, расположенного на положительном крыле пропеллера измерительной машины. Данные всех типов измерений хорошо согласуются между собой.

Для перекрестной проверки расчёта магнитного потока в последней версии модели магнита CMS 18\_170812 при рабочем токе 18,164 кА, соответствующем  $B_0 = 3,81$  Тл, было проведено сравнение расчётной плотности магнитного потока с её измерениями, выполненными с помощью четырех датчиков ЯМР и четырех трехмерных В-сенсоров, установленных внутри соленоида [36]. Два датчика ЯМР расположены при значениях координат  $Z \pm 0,006$  м около средней плоскости катушки на радиусе 2,9148 м; еще два датчика установлены на торцах трекового детектора CMS при значениях координатах  $Z - 2,835$  и  $+2,831$  м на радиусе

0,651 м. Четыре трехмерных датчика Холла расположены на торцах трекового детектора CMS при значениях координат  $Z -2,899$  и  $+2,895$  м на радиусе 0,959 м. Усредненная точность измерений, выполненных с помощью датчика ЯМР, составляет  $(4,4 \pm 1,0) \times 10^{-5}$  Тл, а точность измерений В-сенсоров составляет  $(3,5 \pm 0,5) \times 10^{-5}$  Тл. Усредненная относительная разница расчётных и измеренных значений плотности магнитного потока, составляет  $(-5,4 \pm 1,6) \times 10^{-4}$  в местах расположения датчиков ЯМР и  $(-2,4 \pm 4,0) \times 10^{-4}$  в местах расположения В-сенсоров. Столь малая разница этих значений подтверждает хорошее описание распределения магнитного потока внутри объема сверхпроводящего соленоида с помощью модели магнита CMS.

Для проверки расчёта распределения магнитного потока в стальных блоках ярма в 2006 году во время испытаний магнита CMS были проведены измерения плотности магнитного потока в плоскостях специальных потоковых катушек во время быстрых проверочных сбросов тока соленоида CMS с постоянной времени 190 с. Эти изменения магнитного потока индуцировали в 22 потоковых катушках, размещённых на блоках ярма магнита в специальных пазах шириной 30 мм и глубиной 12–13 мм, ЭДС напряжением 0,5–4,5 В. Корректный учет вклада вихревых токов в сигналы потоковых катушек позволил получить усреднённые отношения  $(Meas - Calc)/Calc$  в слоях центральных колец на уровне  $(3,0 \pm 3,5)\%$  при токе магнита 17,55 кА ( $B_0 = 3,68$  Тл) и  $(1,5 \pm 2,9)\%$  при 19,14 кА ( $B_0 = 4,01$  Тл). Здесь *Meas* – значения плотности магнитного потока, измеренные в сечении каждой потоковой катушки, а *Calc* – значения, рассчитанные с помощью трехмерной модели магнита CMS. В торцевых дисках усреднённые отношения  $(Meas - Calc)/Calc$  составили  $(1,1 \pm 2,7)\%$  при токе 17,55 кА и  $(0,005 \pm 2,8)\%$  при токе 19,14 кА. Данные значения тока не соответствуют значению операционного тока магнита CMS 18,164 кА, но близки к нему, и проведенное сравнение результатов измерений с расчетами подтверждает корректность использования для наведения ЭДС в потоковых катушках быстрых сбросов тока соленоида.

Измерение плотности магнитного потока в стальных блоках магнитопровода CMS при операционном значении тока соленоида 18,164 кА ( $B_0 = 3,81$  Тл) проведено с использованием семи стандартных линейных снижений рабочего тока соленоида со скоростью не более 1–1,5 А/с, которые индуцировали в потоковых катушках ЭДС с амплитудами 20–250 мВ. Для реконструкции изначального магнитного потока в сечениях катушек наведённые ЭДС были оцифрованы 16-битными модулями системы сбора данных и затем интегрированы по времени снижения тока [36]. На рис. 5 и 6 представлены результаты сравнения значений измеренной плотности магнитного потока с расчетом в блоках центральных колец магнитопровода W0, W–1, W–2 и в секторах торцевых дисков D–1 и D–2.

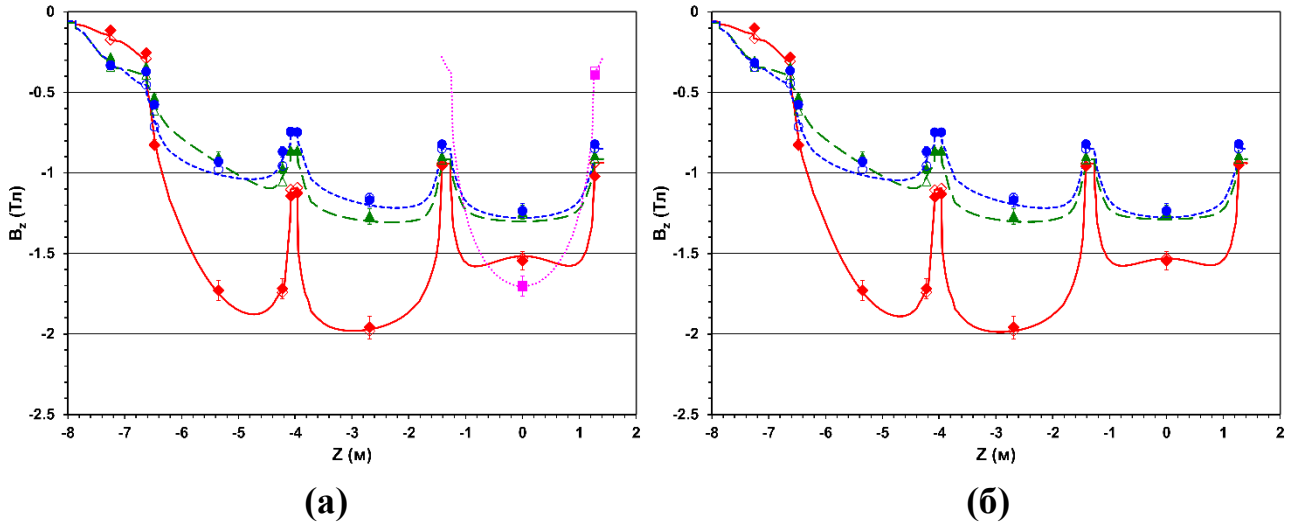


Рисунок 5: Магнитная индукция, измеренная при  $B_0$  3,81 Тл (сплошные маркеры) и рассчитанная в модели (открытые маркеры), в зависимости от координаты  $Z$ : (а) в блоках ТС (квадраты), L1 (ромбы), L2 (треугольники), и L3 (кружки) колец на ближней к ЛНС стороне ярма и (б) в блоках слоёв L1 (ромбы), L2 (треугольники) и L3 (кружки) на дальней от ЛНС стороне ярма. Кривые соответствуют магнитной индукции, рассчитанной вдоль рядов В-сенсоров в плоскостях, имеющих  $Y$ -координаты  $-4,805$  м (сплошная линия),  $-5,66$  м (пунктирная линия), и  $-6,685$  м (пунктирная линия с короткими штрихами).

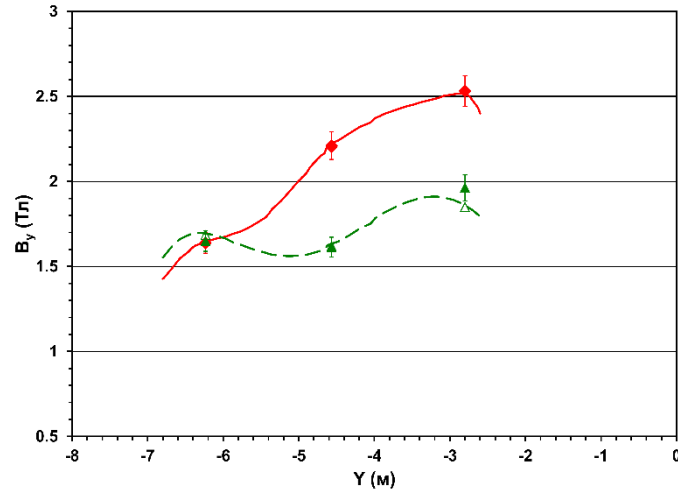


Рисунок 6: Магнитная индукция, измеренная при  $B_0$  3,81 Тл (сплошные маркеры) и рассчитанная в модели (открытые маркеры), в зависимости от координаты  $Y$  в секторах торцевых дисков D-1 (ромбы) и D-2 (треугольники). Кривые соответствуют расчётным значения магнитной индукции вдоль линий, пересекающих центры потоковых катушек.

В измерениях, кроме потоковых катушек, были задействованы 36 В-сенсоров, расположенных двумя рядами на торцах блоков трех слоёв L1, L2 и L3 (см. рис. 3-б) колец магнитопровода и на поверхности диска D-1. Еще один В-сенсор был размещен на торце блока ТС. В-сенсоры измеряли аксиальную компоненту плотности магнитного потока  $B_z$ , потоковые катушки на кольцах магнитопровода также измеряли  $B_z$ , а потоковые катушки, установленные на секторах торцевых дисков, – вертикальную компоненту  $B_y$ .

Рис. 5-а соответствует рядам В-сенсоров на ближней к ЛНС стороне магнитопровода, а рис. 5-б соответствует рядам В-сенсоров на дальней от ЛНС стороне магнитопровода CMS. Измеренные значения показаны открытыми маркерами, расчётные значения – сплошными маркерами. Кривые соответствуют расчётным значениям аксиальной компоненты  $B_z$  вдоль рядов В-сенсоров.

Рис. 6 соответствует измерениям и расчёту компоненты  $B_y$  в сечениях секторов торцевых дисков. Кривые рассчитаны вдоль середин потоковых катушек. Разброс между расчётными и измеренными значениями плотности магнитного потока в сечениях потоковых катушек составляет:  $(4,1 \pm 7,0)\%$  в блоках колец ярма магнита и  $(-0,6 \pm 2,7)\%$  в секторах торцевых дисков. Погрешность измерения плотности магнитного потока с помощью потоковых катушек, включает в себя стандартное отклонение в серии из семи измерений  $(7,6 \pm 5,0$  мТл или  $(0,59 \pm 0,32)\%$ , в среднем) и систематическую ошибку  $\pm 3,6\%$ , связанную с учётом толщины потоковой катушки. Разброс между расчётной и измеренной плотностью магнитного потока в местах размещения трехмерных датчиков Холла составляет  $(3 \pm 7)\%$ . Погрешность измерений, выполненных с помощью трехмерных датчиков Холла составляет  $0,02 \pm 0,01$  мТл. Наибольшее расхождение между расчетной и измеренной аксиальной плотностью магнитного потока достигается в области трех крайних потоковых катушек вблизи большого зазора между кольцом W-2 и торцевым диском D-1 (см. рис. 3-б). В этом зазоре в нижнем азимутальном секторе магнитопровода находятся крупные цилиндрические стальные опоры диска D-1, влияние которых на распределение магнитного потока в зазоре трудно учесть в модели магнита CMS.

В четвертой главе описана процедура создания трехмерной карты магнитного поля установки CMS, используемой в программах моделирования и реконструкции событий столкновений пучков первичных частиц на установке CMS.

Для описания распределения магнитного потока в объёме детектора была разработана система примитивных 3D-объёмов [37], содержащих значения плотности магнитного потока, измеренной во внутреннем объёме сверхпроводящей катушки [36] и смоделированной снаружи катушки на специальной сетке опорных узлов [35]. Эта система, называемая картой магнитного поля CMS, воспроизводит геометрические особенности стальных блоков магнитопровода и позволяет интерполировать плотность магнитного потока между узлами сетки для получения значений магнитного поля в любой пространственной точке внутри цилиндра диаметром 18 м и длиной 48 м, в объёме которого расположены все детектирующие системы CMS. Распределение полной плотности магнитного потока  $B$  в вертикальном сечении этого объёма показано на рис. 7.



Геометрия примитивных объёмов описывается внутри одного  $30^\circ$  азимутального горизонтального сектора S1 магнита CMS. Для получения значений

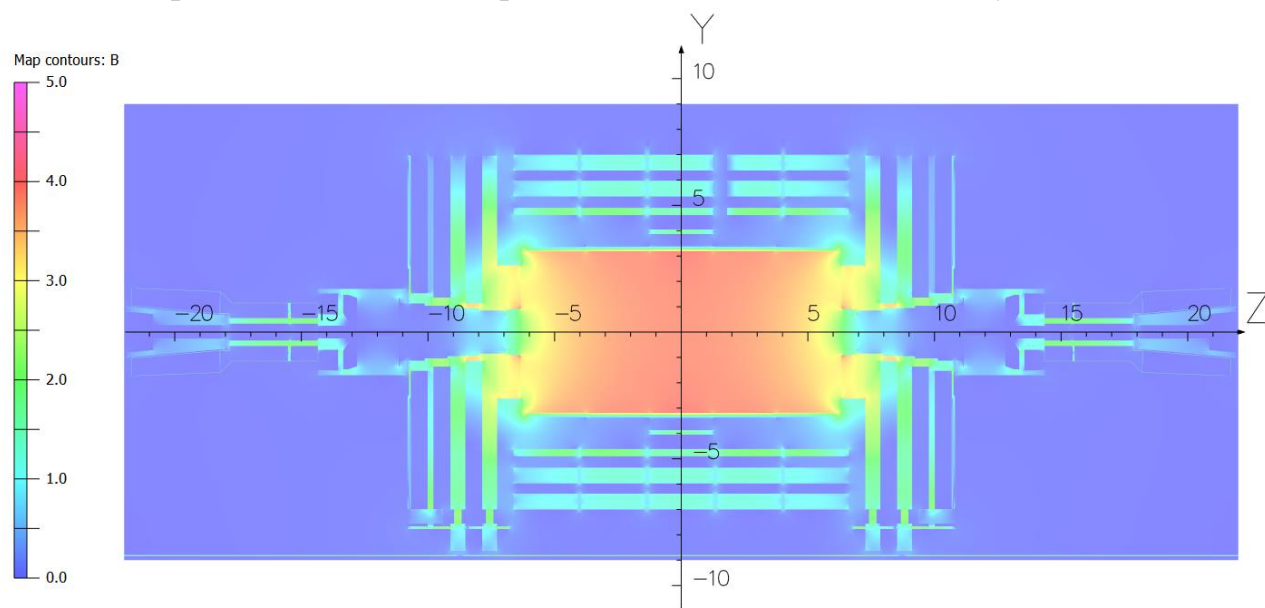


Рисунок 7: Распределение полной плотности магнитного потока  $B$  (Тл) в продольном сечении карты магнитного поля CMS в области  $18 \times 44 \text{ м}^2$  [37], рассчитанное в трехмерной модели магнита CMS [35] при рабочем токе соленоида 18,164 кА.

компонент плотности магнитного потока в области всего азимутального угла используется вращательная симметрия азимутальных секторов, позволяющая трансформировать координаты узлов сетки примитивных объёмов, описанных в горизонтальном секторе S1, в другие азимутальные секторы, что упрощает задачу геометрического описания сетки опорных узлов в полном объёме карты магнитного поля. При этом извлечение из модели магнита CMS значений компонент плотности магнитного потока в каждом секторе происходит индивидуально.

В пятой главе проведен анализ вклада неоднородности магнитного поля в трековой системе установки CMS в ошибки измерения импульсов заряженных частиц и рассмотрена методика регистрации четырех изолированных заряженных лептонов  $e$  и  $\mu$ , позволивших реконструировать инвариантную массу бозона Хиггса.

В системе отсчёта координат  $XYZ$ , связанной с центром установки CMS рассмотрим траекторию заряженной частицы, испускаемой в радиальной плоскости  $RZ$  под углом  $\theta$  к оси пучков  $Z$  из номинальной точки пересечения пучков частиц. При малом шаге  $dl$  вдоль направления движения частицы в идеальном соленоиде с однородным магнитным полем изменение угла поворота траектории частицы  $d\alpha$  лежит в поперечной плоскости, показанной на рис. 8, и определяется выражением



$$d\alpha = \frac{0.3}{p_T} B dl \sin\theta, \quad (12)$$

где  $l$  измеряется в метрах, поперечный импульс частицы  $p_T$  постоянной величины измеряется в ГэВ/с, а постоянный вектор плотности магнитного потока  $\mathbf{B}$  измеряется в Тл. В общем случае, в неоднородном поле, где вектор  $\mathbf{B}$  меняет свою величину и направление, траектория частицы заворачивается в направлении векторного произведения  $d\mathbf{l} \times \mathbf{B}$  [27, 28].

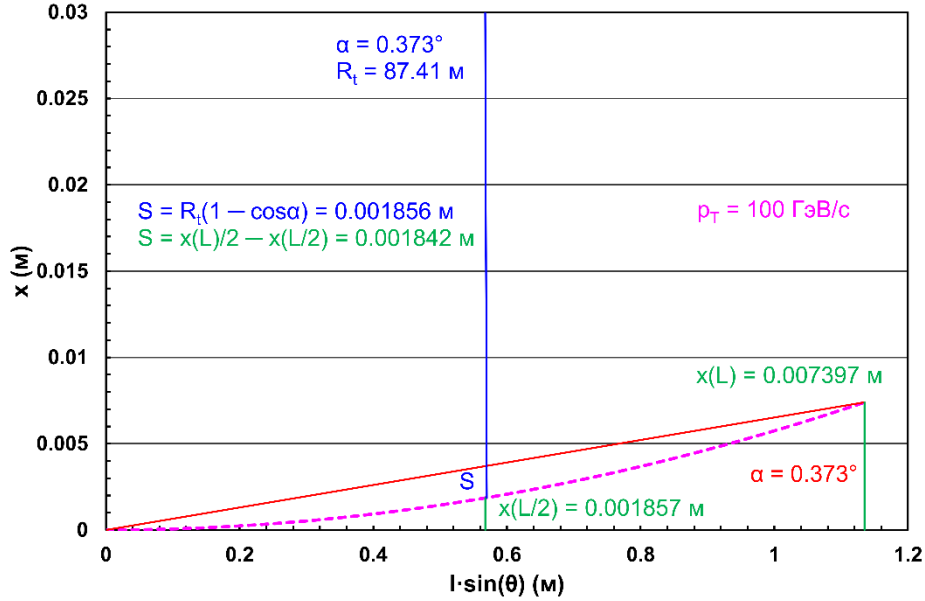


Рисунок 8: Траектория заряженной частицы (пунктирная линия) в плоскости, поперечной направлению магнитного поля. Частица с поперечным импульсом  $p_T = 100$  ГэВ/с, испущена в вертикальной азимутальной  $RZ$ -плоскости под полярным углом  $\theta = 90^\circ$ . Здесь:  $R_t$  – радиус траектории частицы,  $S$  – расстояние от центра дуги до центра ее основания (сагитта),  $\alpha$  – конечный угол поворота частицы,  $L$  – полная длина трека в плоскости  $RZ$ . Поперечное отклонение  $x$  определяется уравнением (14). Сагитта  $S$  рассчитывается двумя способами: по точной формуле  $S = R(1 - \cos \alpha)$  и по поперечным отклонениям  $x$ . Разница между двумя расчетными значениями находится в пределах 0,8%. Масштаб вертикальной оси искажает угол поворота радиуса траектории, половина которого также равна  $\alpha$ .

Для энергичных частиц отклонение в магнитном поле мало по сравнению с длиной трека, поэтому расстояние вдоль траектории можно аппроксимировать выражением  $l = r / \sin\theta$ , где  $r$  – поперечный радиус (расстояние между осью  $Z$  и  $l$  в радиальной плоскости  $RZ$ ), и приближение малых углов справедливо. При длине трека  $l$  в плоскости  $RZ$  угол поворота  $\alpha(l)$  трека относительно его начального направления в поперечной проекции определяется выражением

$$\alpha(l) = \frac{0.3}{p_T} \int_0^l B \sin\theta_{(dl,B)} dl. \quad (13)$$

Здесь полярный угол  $\theta_{(dl, B)}$  представляет собой продольную составляющую угла между проекцией трека на плоскость  $RZ$  и вектором поля, т. е. и длина трека, и вектор плотности магнитного потока считаются лежащими в плоскости  $RZ$ .

Полное поперечное отклонение  $x$ , показанное на рис. 8, получается путем интегрирования уравнения (13) по  $dr = dl \sin\theta$ :

$$x(l) = \frac{0.3}{p_T} \int_0^{l \sin\theta} \int_0^{r/\sin\theta} B \sin\theta_{(dl, B)} dl dr. \quad (14)$$

Для идеального соленоида, в котором магнитное поле постоянно по величине и направлению, отклонение  $x(l)$  пропорционально  $Bl^2$ .

В кремниевом трековом детекторе разрешение по импульсу при больших поперечных импульсах  $p_T$  [ГэВ/с] определяется пространственным разрешением детектора, и относительная точность измерения поперечного импульса  $\delta$  в идеальном соленоиде может быть аппроксимирована формулой Глюкштерна:

$$\delta = \frac{dp_T}{p_T} \approx \frac{\sigma p_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}, \quad (15)$$

выраженной для однородного поля соленоида  $B$  [Тл],  $N$  равноудаленных друг от друга плоскостей (слоёв) детектора, пространственного разрешения  $\sigma$  [м] в плоскости (слое) детектора и длины трека  $L$  [м] в объёме трекового детектора. В неоднородном магнитном поле член  $BL^2$  следует заменить двойным интегралом магнитного поля

$$I_2 = \int_0^{l \sin\theta} \int_0^{r/\sin\theta} B \sin\theta_{(dl, B)} dl dr. \quad (16)$$

Для обеспечения точного измерения импульса заряженной частицы сагитту трека можно аппроксимировать выражением  $x(L)/2 - x(L/2)$ , как показано на рис. 8, где  $L$  – полная длина трека в плоскости  $RZ$  объёма трекового детектора. Для идеального соленоида сагитта равна  $x(L/2)$ , поскольку из уравнения (14) следует  $x(L) = 4x(L/2)$ .

Из уравнений (14) и (15) относительная точность измерения поперечного импульса для реального – *inhomogeneous* (*i*) и идеального – *homogeneous* (*h*) соленоида определяется соотношением  $R = \delta_h / \delta_i$ , или  $R = x_i(L) / x_h(L)$ , или  $R = I_{2i} / I_{2h}$ , где индексы *h* и *i* обозначают однородное и неоднородное магнитное поле соответственно. Деградация относительной точности измерения поперечного импульса заряженной частицы пропорциональна  $1-R$ . Длина трека  $L$  зависит от псевдобыстроты  $\eta$ , определяемой соотношением  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ , где  $\theta$  – поляр-

ный угол частицы в системе координат установки. Значение  $\eta_c = 1,63489$  соответствует углу внутреннего объема трекового детектора CMS в плоскости  $RZ$ . Для значений псевдобыстроты, меньших  $\eta_c$ , длина  $L$  равна  $R_{max}/\sin\theta$ , для бóльших значений длина  $L$  равна  $Z_{max}/\cos\theta$ , где  $R_{max}$  и  $Z_{max}$  – радиус и половина длины активного внутреннего объема трекового детектора.

Двойные интегралы магнитного поля  $I_{2h}$  и  $I_{2i}$ , определяемые уравнением (16) вычисляются в четверти вертикальной плоскости  $RZ$  внутреннего объема трекового детектора в диапазоне псевдобыстроты от 0 до 3. Индексы  $h$  и  $i$  обозначают гипотетическое однородное и реальное неоднородное поле CMS, соответственно. Магнитная индукция  $B$  в идеальном (однородном) соленоиде предполагается постоянной по величине, равной 3,809442 Тл, что соответствует центральной плотности магнитного потока  $B_0$  в существующей конфигурации магнита CMS. На рис. 9-а представлена зависимость двойных интегралов  $I_{2h}$  и  $I_{2i}$  от псевдобыстроты  $\eta$ .

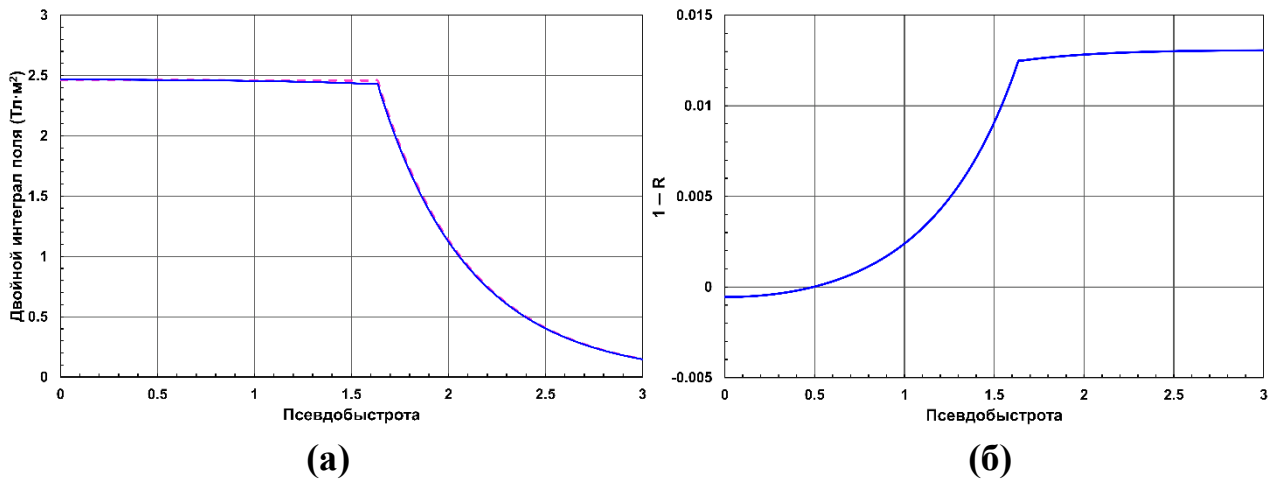


Рисунок 9: (а) Двойные интегралы магнитного поля  $I_{2h}$  (пунктир) и  $I_{2i}$  (сплошная линия) в вертикальной плоскости трекового детектора в зависимости от  $\eta$ ; (б) Зависимость от  $\eta$  деградации  $1-R$  двойного интеграла магнитного поля в вертикальной плоскости трекового детектора.

При  $\eta < \eta_c$  величина интеграла  $I_{2h}$  уменьшается от 2,4645 до 2,4578 Тл·м², а величина интеграла  $I_{2i}$  уменьшается с 2,4658 до 2,4271 Тл·м². В интервале псевдобыстроты  $\eta > \eta_c$  оба интеграла быстро падают из-за ограничения длины трека величиной  $Z_{max}$  и уменьшения угла между вектором полной магнитной индукции и направлением трека при больших значениях псевдобыстроты. Во всем диапазоне псевдобыстроты от 0 до 3 отношение  $R$  находится в пределах  $1,0006 > R > 0,9869$ . Этот результат показывает, что интеграл  $I_{2i}$  уменьшается с ростом псевдобыстроты быстрее двойного интеграла идеального магнитного поля  $I_{2h}$ .

На рис. 5.4-б показана величина деградации двойного интеграла неоднородного магнитного поля  $1-R$  относительно интеграла гипотетического однородного поля. Для интервала псевдобыстроты  $\eta > \eta_c$  деградация интеграла меняется

незначительно:  $0,0125 < 1-R < 0,0131$ . Этот результат свидетельствует о том, что вклад неоднородности магнитного поля в объёме трекового детектора CMS в относительную точность измерения поперечного импульса заряженной частицы в области значений псевдобыстроты  $1,6 < |\eta| < 2,4$  не превышает 1,3%.

Метод двойных интегралов магнитного поля позволяет оценить влияние неоднородности магнитного поля на разрешение по поперечному импульсу заряженных частиц, что особенно важно при проектировании новых магнитных систем для экспериментальных установок в физике высоких энергий [38].

Открытие бозона Хиггса в 2012 году в экспериментах ATLAS [1] и CMS [2, 3] является эпохальным событием в физике высоких энергий. Всем изложенным выше автор внес и свой вклад в это фундаментальное открытие. Магнитная система, в создании которой автор принимал участие на протяжении десяти лет, является сердцем установки CMS [11] и определяет работу всех ее подсистем.

В данном разделе рассмотрен канал распада бозона Хиггса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  [4], где  $Z$  и  $Z^*$  – реальный и виртуальный  $Z$ -бозоны, каждый из которых распадается на два лептона: либо на электрон и позитрон, либо на два мюона противоположного знака. Данный канал распада служит хорошим триггером для выделения процессов рождения бозона Хиггса в массе событий столкновений сгустков встречных пучков протонов, которые происходят в центре установки CMS с частотой до 40 МГц. Отбор нужных событий происходит в два этапа. Первый этап, или триггер первого уровня L1, отбирает события с определенными кинематическими характеристиками аппаратным образом и снижает частоту появления выделенных событий в образце данных до 100 кГц. На втором этапе отбора – триггере высокого уровня HLT – происходит частичная реконструкция объектов событий, таких как треки частиц с поперечными импульсами, превышающими пороговые значения, и в базе данных регистрируется образец событий с частотой их появления около 0,4 кГц. Этот образец подвергается последующей полной реконструкции кинематических переменных частиц и впоследствии используется в анализе, включающем в себя статистическую обработку данных.

Для выделения процессов распада бозона Хиггса на четыре лептона необходимо зарегистрировать события с изолированными лептонами, у которых величина поперечного импульса превышает пороговые значения, определяемые компьютерным моделированием процессов рождения и распада бозона Хиггса. Анализируемые данные получены в первом сеансе ускорителя LHC в 2010-2012 гг. при энергии столкновений протонных пучков в с.ц.м. 7 и 8 ТэВ, когда максимальная мгновенная светимость LHC составляла  $2,1 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (2010),  $4 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (2011) и  $7,7 \times 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (2012), что соответствует частоте событий на сечение процесса, равной 0,2; 4 и 7,7 Гц нбн<sup>-1</sup>. Интегральная светимость,

предоставленная установке CMS в первом сеансе, составила в 2010 г. (7 ТэВ) 44,2 пбн<sup>-1</sup>, в 2011 г. (7 ТэВ) 6,1 фбн<sup>-1</sup> и в 2012 (8 ТэВ) 23,3 фбн<sup>-1</sup>.

В триггере первого уровня L1 отбор событий происходит с помощью аппаратного анализа сигналов с электромагнитного ECAL и адронного HCAL калориметров, переднего адронного калориметра, а также с камер мюонного спектрометра. Измерение импульсов мюонов в системах DT и CSC происходит по величине искривления траекторий мюонов в стальных блоках ярма магнита CMS между последовательными мюонными станциями. В меню триггера L1 можно реализовать до 128 различных наборов требований к отбору объектов.

Триггер высокого уровня HLT отвечает за обеспечение того, чтобы образцы данных с потенциально интересными событиями регистрировались с высокой эффективностью и хорошим качеством. Отбор событий в триггере высокого уровня HLT осуществляется аналогично тому, как это используется при автономной обработке. Для каждого события реконструируются такие объекты, как электроны, мюоны и струи, и применяются критерии идентификации, чтобы отобрать только те события, которые представляют потенциальный интерес для анализа данных.

Нахождение треков заряженных частиц и вершин взаимодействий протонов является важным элементом реконструкции событий в триггере высокого уровня HLT. Для реконструкции вершин событий в триггере HLT не используется медленный алгоритм полной реконструкции треков частиц во всем объеме трековой системы CMS, а используются только данные с кремниевого пиксельного детектора. Эффективность реконструкции вершин в триггере HLT по сравнению с автономной обработкой данных составляет 92%.

Реконструкция импульсов высокоэнергичных электронов производится первоначально с помощью электромагнитного калориметра ECAL. При этом электронные и фотонные ливни в калориметре различаются по наличию или отсутствию трека в трековой системе CMS, соответствующего направлению электромагнитного ливня. Таким образом, идентификация электронов и гамма-квантов возможна только в триггере высокого уровня HLT и невозможна в триггере первого уровня L1.

В мюонном триггере высокого уровня с помощью объединения информации от мюонных и трековой систем производится идентификация мюонных кандидатов и определение их поперечных импульсов  $p_T$ . Алгоритм состоит из двух основных этапов: триггера второго уровня L2, в котором используется только информация от мюонной системы, и триггера третьего уровня L3, в котором объединяются измерения, выполненные в мюонных и трековой и системах.

На рис. 10 представлены результаты отбора событий с двумя мюонами противоположного знака, в образце, полученном после работы димюонного триггера высокого уровня HLT при низкой светимости LHC в 2010 году. Данный триггер позволил отобрать мюоны в области инвариантной массы, охватывающей более трёх порядков величины, от нескольких сотен МэВ/ $c^2$  до нескольких сотен ГэВ/ $c^2$ .

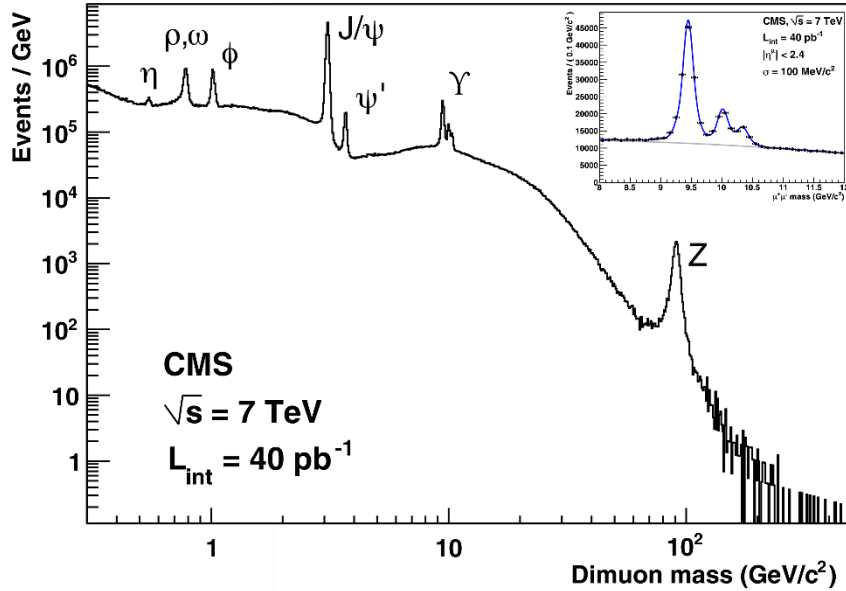


Рисунок 10: Полученный в 2010 году при низкой светимости LHC спектр инвариантной массы димюонов в событиях, отобранных с помощью димюонного триггера, в котором один мюон надежно идентифицирован в триггере L3, а второй является в худшем случае трековым мюоном. Вставка представляет собой увеличенное изображение области инвариантной массы 8–12 ГэВ/ $c^2$ , демонстрирующее три пика мезонов  $\gamma(nS)$ , четко разделяемых благодаря хорошему разрешению по массе, которое составляет около 100 МэВ/ $c^2$  во всем диапазоне псевдобыстроты мюонных треков и 70 МэВ/ $c^2$  в диапазоне псевдобыстроты обоих мюонов  $|\eta| < 1$ .

Эффективность реконструкции и идентификации мюонов с поперечным импульсом  $p_T$  больше нескольких ГэВ/ $c$  составляет более 95% во всей области псевдобыстроты  $|\eta| < 2,4$ , охватываемой мюонным спектрометром CMS. В то же время вероятность ошибочной идентификации адрона как мюона значительно ниже 1%. Эффективность срабатывания триггера одиночного мюона с  $p_T$  выше нескольких ГэВ/ $c$  составляет более 90% во всем диапазоне псевдобыстроты. Импульсы мюонов из распадов  $Z$ -бозонов измеряются с точностью 0,2%. Относительное разрешение по поперечному импульсу мюонов в области  $20 < p_T < 100$  ГэВ/ $c$  составляет от 1,3% до 2% в центральной области и не хуже 6% в торцевой области мюонной системы CMS.

Для отбора событий  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  с помощью дилептонных триггеров, дополненных трехэлектронными триггерами в канале распада на  $4e$ , минимальные импульсы первого и второго лептона составляют 17 и 8 ГэВ/ $c$  для двухлептонных триггеров, тогда как для трехэлектронного триггера они составляют 15, 8 и

5 ГэВ/с. Для надежного отбора прямых мюонов использована изоляция мюона – кинематическая переменная, рассчитываемая как скалярная сумма поперечных импульсов треков во внутренней трековой системе и поперечных энергий в ячейках электромагнитного и адронного калориметров ECAL и HCAL внутри конуса радиусом  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,3$ , центрированного вокруг вектора импульса мюонного кандидата, без учета вклада самого кандидата.

Кандидаты в электроны должны иметь поперечный импульс более 7 ГэВ/с и находиться в пределах геометрического аксептанса, определяемого соотношением  $|\eta^e| < 2,5$ . Реконструкция электронов объединяет информацию из электромагнитного калориметра ECAL и трековой системы. Комбинируя оба метода, удастся достичь разрешения по импульсу электрона в области от 7 до 100 ГэВ/с на уровне от 3,5 до 1,5%. Для надежного выделения лептонов, происходящих от сигнальных событий распада, используется их изолированность в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0,4$  вокруг направления лептона  $l$  в вершине взаимодействия, определяемого координатами  $(\eta^l, \varphi^l)$ .

Наличие кандидата в  $Z$ -бозон, распадающийся на два лептона одного аромата с противоположными зарядами, является необходимым условием отбора событий для поиска распада бозона Хиггса на  $4l$ . Та пара лептонов с противоположными зарядами, инвариантная масса которой наиболее близка к номинальной массе  $Z$ -бозона, обозначается  $Z_1$  и отбирается, если её масса  $m_{Z_1}$  удовлетворяет условию  $40 < m_{Z_1} < 120$  ГэВ / $c^2$ . Из оставшихся лептонов отбирается вторая пара  $l^+l^-$  ( $Z_2$ ) с массой, обозначаемой как  $m_{Z_2}$ . Если найдено более одного кандидата в пару  $Z_2$ , отбирается пара лептонов с наибольшей скалярной суммой  $p_T$ . Результаты моделирования показывают, что этот алгоритм отбирает истинную пару  $Z_2$  в большинстве случаев, не искажая при этом форму фона  $ZZ$ . Выбранная пара  $Z_2$  должна удовлетворять условию  $12 < m_{Z_2} < 120$  ГэВ/ $c^2$ . Для диапазона масс бозона Хиггса  $m_H < 180$  ГэВ/ $c^2$  по крайней мере один из кандидатов в  $Z$ -бозон находится вне массовой оболочки. Нижняя граница для величины  $m_{Z_2}$  обеспечивает оптимальную чувствительность для гипотезы массы бозона Хиггса в диапазоне  $110 < m_H < 160$  ГэВ/ $c^2$ . Среди четырех выбранных лептонов, образующих  $Z_1$  и  $Z_2$ , по крайней мере один лептон должен иметь  $p_T^l > 20$  ГэВ/с, а другой –  $p_T^l > 10$  ГэВ/с для гарантии того, что выбранные события содержат лептоны, находящиеся на плато эффективности триггера. В дальнейшем, для удаления событий с лептонами, происходящими из распадов адронов, вызванных фрагментацией струи, или из распадов адронных резонансов с малой массой, требуется, чтобы любая пара лептонов с противоположным зарядом, выбранная из четырех выбранных лептонов (независимо от аромата), удовлетворяла условию  $m_{l^+l^-} > 4$  ГэВ/ $c^2$ .

После отбора событий доминирующим фоном является фон от процессов рождения  $ZZ$  и  $Z + X$ . Распределение по инвариантной массе четырёх лептонов, реконструированное для объединённых каналов  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$ , показано на рис. 11 в сравнении с ожидаемыми значениями для фоновых процессов. Нормировка и форма фона от рождения  $ZZ$ , а также сигнала с  $m_H = 126 \text{ ГэВ}/c^2$  получены путём моделирования, в то время как нормировка и форма подавляемого фона оценены, исходя из контрольных выборок данных.

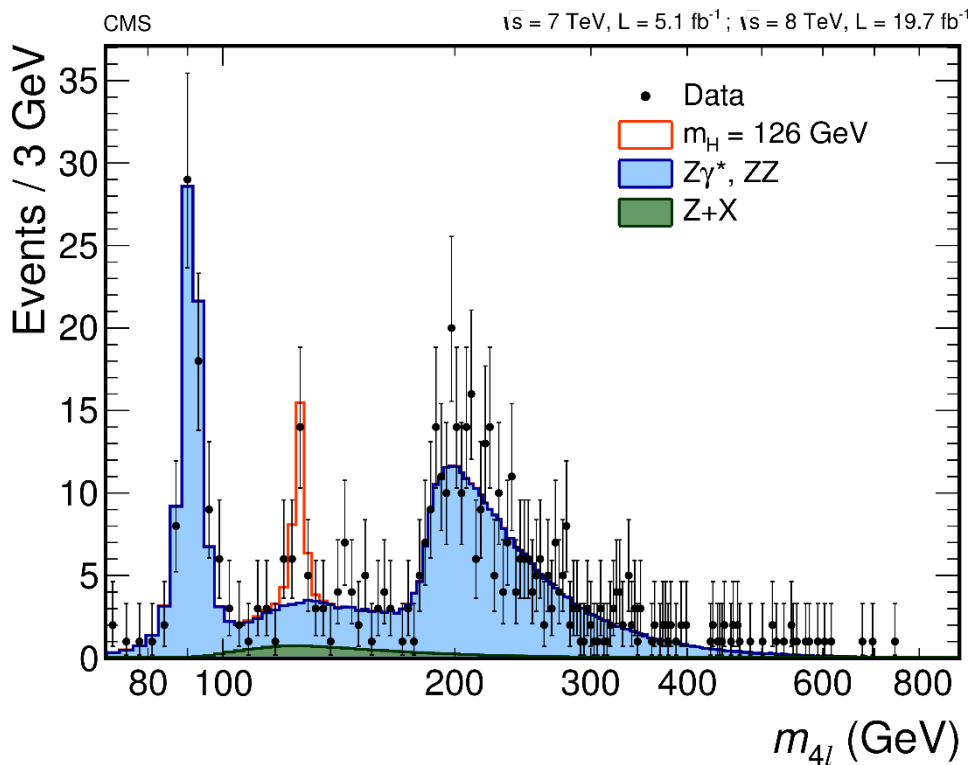


Рисунок 11: Распределение по реконструированной массе четырёх лептонов в диапазоне масс  $70 < m_{4l} < 1000 \text{ ГэВ}/c^2$  для суммы каналов распада  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$ . Точки с погрешностями представляют данные, заштрихованные гистограммы – фон, а незаштрихованная гистограмма – ожидаемый сигнал для предполагаемой массы  $m_H = 126 \text{ ГэВ}/c^2$ . И сигнал, и фон от рождения  $ZZ$  нормализованы к предсказанным СМ, а фон от процесса рождения  $Z + X$  оценен из выборки данных. Ожидаемые распределения представлены в виде сложенных гистограмм. В области  $m_{4l} > 800 \text{ ГэВ}/c^2$  событий не обнаружено.

Интервалы ошибок на точках данных соответствуют асимметричным пуассоновским неопределённостям, охватывающим 68%-ный интервал вероятности вокруг центрального значения.

В распределении по инвариантной массе четырёх лептонов наблюдается чёткий пик при  $m_{4l} = 126 \text{ ГэВ}/c^2$ , не ожидаемый для фоновых процессов и подтверждающий на большей выборке данных результаты, представленные ранее в работах [1–3]. Наблюдаемое распределение по массе четырех лептонов хорошо согласуется с ожидаемым фоном и имеет узкий резонанс, совместимый с рождением бозона Хиггса Стандартной модели с  $m_H$  около  $126 \text{ ГэВ}/c^2$ . Измеренная



масса составляет  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.}) \text{ ГэВ}/c^2$ . Измеренная ширина этого резонанса составляет менее  $3,4 \text{ ГэВ}/c^2$  на 95% уровне достоверности. Измеренное сечение рождения нового бозона, умноженное на долю распада на четыре лептона, составляет  $0,93^{+0,26}_{-0,23} (\text{стат.})^{+0,13}_{-0,09} (\text{сист.})$  от предсказанного Стандартной моделью. В области меньших инвариантных масс наблюдается резонансный пик от распада  $Z \rightarrow 4l$  [41] при  $m_{4l} = m_Z$  в полном соответствии результатам моделирования. Измеренное распределение при массах, превышающих  $2m_Z$ , определяется не подавляемым фоном от рождения и распадов пар  $Z$ -бозонов рождающихся на массовой оболочке.

Сравнивая систематическую ошибку массы бозона Хиггса полученную в канале распада  $H \rightarrow 4l$  с систематической ошибкой в массе бозона Хиггса  $m_H = 125,3 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,5(\text{сист.}) \text{ ГэВ}/c^2$  полученной в комбинации четырехлептонного распада с распадом  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [2, 3], можно сделать вывод о том, что импульсы лептонов измерены точнее, чем импульсы гамма-квантов, поскольку импульсное разрешение вносит определяющий вклад в систематическую ошибку инвариантной массы бозона Хиггса. Действительно, более поздние измерения массы бозона Хиггса в каналах распада  $H \rightarrow 4l$  [42] и  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [43] подтверждают эту точку зрения. Более того, в канале распада  $H \rightarrow 4\mu$  систематическая ошибка меньше, чем в каналах распада на  $2e2\mu$  и  $4e$ , что связано с лучшим измерением импульсов мюонов по сравнению с измерением импульсов электронов (позитронов).

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

## Заключение

1. Впервые для большого сверхпроводящего гетерогенного магнита с центральной плотностью магнитного потока 3,8 Тл разработана компьютерная трехмерная модель, основанная на расчете методом конечных элементов распределения скалярного магнитного потенциала внутри цилиндра диаметром 100 м и длиной 120 м в 7 111 713 узлах пространственной сетки. Данное распределение позволило вычислить значения трех компонент плотности магнитной индукции во всём объёме магнитной системы установки CMS диаметром около 14 м и длиной около 44 м.

2. Впервые внутри сверхпроводящего соленоида диаметром 6 м и длиной 12,5 м в цилиндрическом объёме диаметром 3,448 м и длиной 7 м с помощью специально созданной автоматизированной пневматической машины измерена плотность магнитного потока с относительной точностью  $7 \times 10^{-4}$ . Всюду за пре-

делами данного измеренного объема магнитный поток впервые рассчитан с помощью трехмерной модели магнита CMS. Модель воспроизводит распределение плотности магнитного потока, измеренное с помощью автоматизированной машины внутри соленоида CMS, с точностью в пределах 0,1%, а в магнитопроводе по сравнению с проведенными дискретными измерениями – с усреднённой точностью 3%.

3. Впервые внутри сверхпроводящего соленоида с центральной плотностью магнитного потока 3,8 Тл проведены многократные измерения плотности магнитного потока с помощью 6 стационарно установленных датчиков ядерного магнитного резонанса. Усредненная точность измерений составляет  $(4,4 \pm 1,0) \times 10^{-5}$  Тл, при этом усредненная относительная разница расчётных и измеренных значений плотности магнитного потока, составляет  $(-5,4 \pm 1,6) \times 10^{-4}$ , что подтверждает точность моделирования распределения магнитного потока внутри соленоида CMS.

4. Впервые внутри сверхпроводящего соленоида с центральной плотностью магнитного потока 3,8 Тл проведено мониторингирование плотности магнитного потока с помощью 4 стационарно установленных трехмерных датчиков Холла. Усредненная точность составляет  $(3,5 \pm 0,5) \times 10^{-5}$  Тл, при этом усредненная относительная разница расчётных и измеренных значений плотности магнитного потока, составляет  $(-2,4 \pm 4,0) \times 10^{-4}$ , что подтверждает точность моделирования распределения магнитного потока внутри соленоида CMS.

5. Впервые с помощью оригинальной техники измерения плотности магнитного потока в сечениях стальных блоков магнитопровода с помощью стационарно размещенных 22 потоковых катушек проведены измерения плотности магнитного потока при рабочем токе магнита 18,164 кА. В сравнении с измерениями расчетная магнитная индукция на  $(4,1 \pm 7,0)\%$  выше измеренной в блоках колец ярма магнита и на  $(0,6 \pm 2,7)\%$  ниже измеренной в секторах торцевых дисков магнитопровода.

6. Впервые в цилиндрическом объёме диаметром 18 и длиной 48 м создана карта магнитного поля, содержащая три компоненты плотности магнитной индукции в 6 215 592 узлах пространственной сетки конечных элементов и позволяющая получить значение магнитной индукции в любой точке установки CMS интерполяцией по 8 соседним узлам. Карта магнитного поля используется в программах моделирования физических процессов и реконструкции событий, зарегистрированных на установке CMS. Использование карты позволило измерить импульсы электронов, позитронов и мюонов из распадов бозона Хиггса на четыре лептона ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) с высокой точностью.

7. Впервые произведена оценка вклада неоднородности магнитного поля в трековом детекторе в деградацию разрешения по поперечному импульсу заряженной частицы по сравнению с разрешением в однородном постоянном поле. В трековом детекторе CMS деградация относительной точности измерения поперечного импульса  $\delta = \Delta p_T / p_T$  быстро растёт в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  до значения  $\Delta\delta/\delta = 0,0125$  при  $\eta = 1,63$  и затем в интервале  $\eta < 2,4$  не превышает 0,0131, что говорит о близости магнитного поля в трековой системе CMS к идеальному однородному полю.

8. В полученном при низкой светимости LHC спектре инвариантной массы димюонов в событиях, отобранных с помощью димюонного триггера, разрешение по массе резонансов, проявивших себя в области 0,3–300 ГэВ/ $c^2$ , составляет около 100 МэВ/ $c^2$  во всем диапазоне псевдобыстроты мюонных треков и 70 МэВ/ $c^2$  в диапазоне псевдобыстроты обоих мюонов  $|\eta| < 1$ .

9. С помощью дилептонных и трехэлектронных триггеров отобраны кандидаты в события распада бозона Хиггса на четыре заряженных лептона ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) с минимальными импульсами изолированных лептонов 17 и 8 ГэВ/ $c$  для двухлептонных и 15, 8 и 5 ГэВ/ $c$  для трехэлектронных триггеров. При этом разрешение по импульсу электрона в области от 7 до 100 ГэВ/ $c$  составило от 3,5 до 1,5%, а разрешение по поперечному импульсу мюонов в области  $20 < p_T < 100$  ГэВ/ $c$  составило от 1,3% до 2% в центральной области и не превысило 6% в торцевой области мюонной системы CMS. Столь хорошее разрешение по поперечному импульсу электронов и мюонов на установке CMS определяет массовое разрешение в канале распада Хиггса на четыре заряженных лептона ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) на уровне 1–2%.

10. Наблюдаемое распределение по инвариантной массе четырех заряженных лептонов ( $4e$ ,  $4\mu$ ,  $2e2\mu$ ) хорошо согласуется с ожидаемым фоном и имеет узкий резонанс, совместимый с рождением бозона Хиггса Стандартной модели с измеренной массой  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{сист.})$  ГэВ/ $c^2$ . Столь малая систематическая ошибка свидетельствует, в частности, о малом вкладе неоднородности магнитного поля в относительную ошибку разрешения по поперечному импульсу заряженного лептона.

### **Публикации автора по теме диссертации**

Основные идеи и положения работы изложены в 25 научных трудах автора общим объемом 49,44 п.л., в том числе в 25 статье (объемом 49,44 п.л.) в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук:

- 1 CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC // *Journal of Instrumentation*. – 2008. – Vol. 3, no. S08004. EDN: LKYERX. Импакт-фактор 1.3 (JIF), 19,54/0,65 п.л.
- 2 Сверхпроводящий соленоид для установки на встречных пучках / Вишняков И.А., Воробьев А.П., Кечкин В.Ф., Ключин В.И., Козловский Е.А., Мальяев В.Х., Селиванов Г.И. // *Журнал технической физики*. – 1992. – Т. 62, № 2. – С. 146–156. Импакт-фактор 0.558 (РИНЦ), 0,69/0,62 п.л.  
Superconducting solenoid for a colliding beams device / Vishnyakov I.A., Vobob'ev A.P., Kechkin V.F., Klyukhin V.I., Kozlovsky E.A., Malyaev V.Kh., Selivanov G.I. // *Soviet Physics Technical Physics*. – 1992. – Vol. 37, no. 2. – pp. 195–201. Импакт-фактор 0.165 (SJR), 0,44/0,39 п.л.
- 3 Final Design of the Solenoid Cold Mass / Kircher F., Bredy P., Calvo A., Curé B., Campi D., Desirelli A., Fabbriatore P., Farinon S., Hervé A., Horvath I., Klioukhine V., Levesy B., Losasso M., Lottin J.P., Musenich R., Pabot Y., Payn A., Pes C., Priano C., Rondeaux F., Sgobba S. // *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – pp. 407–410. DOI: 10.1109/77.828259. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,37/0,19 п.л.
- 4 3D Magnetic Analysis of the CMS Magnet / Klioukhine V.I., Campi D., Curé B., Desirelli A., Farinon S., Gerwig H., Green D., Grillet J.P., Hervé A., Kircher F., Levesy B., Loveless R., Smith R.P. // *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – pp. 428–431. DOI: 10.1109/77.828264. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,31/0,28 п.л.
- 5 Status of the Construction of the CMS Magnet / Hervé A., Blau B., Bredy Ph., Campi D., Cannarsa P., Curé B., Dupont Th., Fabbriatore P., Farinon S., Feyzi F., Fazilleau Ph., Gaddi A., Gerwig H., Greco M., Grillet J.P., Kaftanov V., Kircher F., Klyukhin V., Levesy B., Loveless R., Maire G., Musenich R., Pabot Y., Payn A., Perinic G., Petiot P., Rondeaux F., Rykaczewski H., Sbrissa E., Sequeira Tavares S., Sgobba S., Smith R.P., Veillet L., Waurick G. // *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*. – 2004. – Vol. 14, no. 2. – pp. 542–547. EDN: MDKLPN. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,63/0,32 п.л.
- 6 Measuring the Magnetic Field in the CMS Steel Yoke Elements / Smith R.P., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Grillet J.P., Hervé A., Klyukhin V., Loveless R. // *IEEE Transaction on Applied Superconductivity*. – 2004. – Vol. 14, no. 2. – pp. 1830–1833. EDN: LIJZIN. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,43/0,39 п.л.
- 7 Developing the Technique of Measurements of Magnetic Field in the CMS Steel Yoke Elements with Flux-loops and Hall Probes / Klyukhin V.I., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Grillet J.P., Hervé A., Loveless R., Smith R.P. //

- IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2004. – Vol. 51, no. 5. – pp. 2187–2192. EDN: LIRVXT. Импакт-фактор 1.9 (JIF), 0,51/0,46 п.л.
- 8 Analysis of Eddy Current Distributions in the CMS Magnet Yoke during the Solenoid Discharge / Klyukhin V. I., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Grillet J.P., Hervé A., Loveless R., Smith R. P. // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2005. – Vol. 52, no. 3. – pp. 741–744. EDN: LIXTBH. Импакт-фактор 1.9 (JIF), 0,47/0,42 п.л.
  - 9 Commissioning of the CMS Magnet / Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Klyukhin V., Maire G., Perinic G., Brédy Ph., Fazilleau Ph., Kircher F., Levesy B., Fabbriatore P., Farinon S., Greco M. // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2007. – Vol. 17, no. 2. – pp. 1185–1190. DOI: 10.1109/TASC.2007.897754. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,63/0,32 п.л.
  - 10 Measurement of the CMS Magnetic Field / Klyukhin V. I., Ball A., Bergsma F., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Korienek J., Linde F., Lindenmeyer C., Loveless R., M. Mulders, T. Nebel, R. P. Smith, D. Stickland, G. Teafoe, L. Veillet and J. K. Zimmerman // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2008. – Vol. 18, no. 2. – pp. 395–398. EDN: LLCY CJ. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,42/0,38 п.л.
  - 11 The CMS Magnetic Field Map Performance / Klyukhin V. I., Amapane N., Andreev V., Ball A., Curé B., Hervé A., Gaddi A., Gerwig H., Karimaki V., Loveless R., Mulders M., Popescu S., Sarycheva L. I., Virdee T. // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2010. – Vol. 20, no. 3. – pp. 152–155. EDN: MXNLVT. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,51/0,46 п.л.
  - 12 CMS Collaboration. Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays // Journal of Instrumentation. – 2010. – Vol. 5, no. T03021. EDN: URIQOF. Импакт-фактор 1.3 (JIF), 2,32/1,74 п.л.
  - 13 The CMS Collaboration. Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // Journal of Instrumentation. – 2012. – Vol. 7, no. P10002. EDN: RGJHWN. Импакт-фактор 1.3 (JIF), 5,42/2,71 п.л.
  - 14 Measuring the Magnetic Flux Density in the CMS Steel Yoke / Klyukhin V.I., Amapane N., Ball A., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Mulders M., Hervé A., Loveless R. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2013. – Vol. 26, no. 4. – pp. 1307–1311. EDN: RFFYXZ. Импакт-фактор 1.7 (JIF), 0,41/0,37 п.л.
  - 15 Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state / Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Physical Review D. – 2014. – Vol. 89, no. 9. – P. 092007. EDN: SKUYIT. Импакт-фактор 5.3 (JIF), 4,89/2,45 п.л.

- 16 Validation of the CMS Magnetic Field Map / Klyukhin V.I., Amapane N., Ball A., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Mulders M., Calvelli V., Hervé A., Loveless R. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2015. – Vol. 28, no. 2. – pp. 701–704. EDN: UGEKOP. Импакт-фактор 1.7 (JIF), 0,36/0,32 п.л.
- 17 Flux Loop Measurements of the Magnetic Flux Density in the CMS Magnet Yoke / Klyukhin V.I., Amapane N., Ball A., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Mulders M., Hervé A., Loveless R. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2017. – Vol. 30, no. 10. – pp. 2977–2980. EDN: XMVLAC. Импакт-фактор 1.7 (JIF), 0,31/0,28 п.л.
- 18 Using the Standard Linear Ramps of the CMS Superconducting Magnet for Measuring the Magnetic Flux Density in the Steel Flux-Return Yoke / Klyukhin V., Curé B., Amapane N., Ball A., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Loveless R., Mulders M. // IEEE Transactions on Magnetics. – 2019. – Vol. 55, no. 2. – P. 8300504. EDN: UAWFER. Импакт-фактор 1.9 (JIF), 0,5/0,45 п.л.
- 19 Klyukhin V. Design and Description of the CMS Magnetic System Model // Symmetry. – 2021. – Vol. 13, no. 6, P. 1052. EDN: UNXAFI. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 1,78 п.л.
- 20 The CMS Magnetic Field Measuring and Monitoring Systems / Klyukhin V., Ball A., Bergsma F., Boterenbrood H., Curé B., Dattola D., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Loveless R., Teafoe G., Wenman D., Zeuner W. Zimmerman J. // Symmetry. – 2022. – Vol. 14, no. 1, P. 169. EDN: YFFQHE. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 2,75/2,48 п.л.
- 21 Klyukhin V. for the CMS Collaboration. Influence of the high granularity calorimeter stainless steel absorbers onto the Compact Muon Solenoid inner magnetic field // Springer Nature Applied Sciences. – 2022. – Vol. 4, no. 8. – P. 235. EDN: SNJIWO. Импакт-фактор 2.4 (JIF), 0,56 п.л.
- 22 Amapane N., Klyukhin V. Development of the CMS magnetic field map // Symmetry. – 2023. – Vol. 15, no. 5. – P. 1030. EDN: GJVMKF. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 1,27/1,14 п.л.
- 23 Comparison of Two Detector Magnetic Systems for the Future Circular Hadron-Hadron Collider / Klyukhin V., Ball A., Berriaud C.P., Curé B., Dudarev A., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Mentink M., Riegler W., Wagner U., Ten Kate H. // Applied Sciences. – 2023. – Vol. 13, no. 18. – P. 10387. EDN: STIWDA. Импакт-фактор 2.5 (JIF), 1,23/1,11 п.л.
- 24 Klyukhin V. on behalf of the CMS Collaboration. Calculation of Forces to the High Granularity Calorimeter Stainless Steel Absorber Plates in the CMS Magnetic Field // Symmetry. – 2023. – Vol. 15, no. 11. P. 2017. EDN: UYPZXA. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 1,03 п.л.

- 25 Analysis of Measurements of the Magnetic Flux Density in Steel Blocks of the Compact Muon Solenoid Magnet Yoke with Solenoid Coil Fast Discharges / Klyukhin V., Curé B., Gaddi A., Kehrli A., Ostrega M., Pons X. // Symmetry. – 2024. – Vol. 16, no. 12, P. 1689. EDN: GGOPY. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 1,66/1,5 п.л.

## Список литературы

- [1] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 716, no. 1. – pp. 1–29.
- [2] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 716, no. 1. – pp. 30–61.
- [3] CMS Collaboration. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV // J. High Energy Phys. – 2013. – Vol. 2013, no. 06. – P. 081.
- [4] Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables. Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group / Editors: Dittmaier S., Mariotti C., Passarino G., Tanaka R. // arXiv:1101.0593; CERN-2011-002 – Geneva: CERN, 2011. – ISBN 978-92-9083-358-1. – <http://cds.cern.ch/record/1318996>.
- [5] Englert F., Brout R. Broken symmetry and the masses of gauge vector mesons // Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13, no. 9. – pp. 321–323.
- [6] Higgs P.W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. – 1964. – Vol. 12, no. 2. – pp. 132–133.
- [7] Higgs P.W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons // Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13, no. 16. – pp. 508–509.
- [8] LHC Machine / Editors: Evans L., Bryant P. // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08001.
- [9] Lorentz H.A. La théorie électromagnétique de Maxwell et son application aux corps mouvants // Arch. Néerl. – 1892. – Vol. XXV. – P. 451.
- [10] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08003.
- [11] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08004.
- [12] Сверхпроводящий соленоид для установки на встречных пучках / Вишняков И.А., Воробьев А.П., Кечкин В.Ф., Клюхин В.И., Козловский Е.А., Малаев В.Х., Селиванов Г.И. // Журнал технической физики. – 1992. – Т. 62, № 2. – С. 146–156; Препринт ИФВЭ 90-192. – Протвино, 1990.

- Superconducting solenoid for a colliding beams device / Vishnyakov I.A., Vorob'ev A.P., Kechkin V.F., Klyukhin V.I., Kozlovsky E.A., Malyaev V.Kh., Selivanov G.I. // Sov. Phys. Tech. Phys. – 1992. – Vol. 37, no. 2. – pp. 195–201.
- [13] E823 (DØ upgrade): Magnetic Tracking / The DØ Collaboration: Gomez B., Hoeneisen B., Mendoza D. et al. // DØ Note 1933. – Batavia, IL: FNAL, 1993. – [http://inspirehep.net/record/1234049/files/m\\_1933.pdf](http://inspirehep.net/record/1234049/files/m_1933.pdf).
- [14] DØ upgrade / The DØ Collaboration: Chen J., Forden G., Jenkins E. et al. // FERMILAB-PROPOSAL-0823. – Batavia, IL: FNAL, 1993. – <http://inspirehep.net/record/362587/files/fermilab-proposal-0823.PDF>.
- [15] The DØ upgrade / The DØ Collaboration: Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. // FERMILAB-Conf-95/177-E. – Batavia, IL: FNAL, 1995. – <http://inspirehep.net/record/397654/files/fermilab-conf-95-177.pdf>.
- [16] M.R. Wayne for the DØ Collaboration. The DØ upgrade // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 1998. – Vol. 408, no. 1. – pp. 103–109.
- [17] CMS. The Magnet Project. Technical Design Report // CERN/LHCC 97-10; CMS TDR 1. – Geneva: CERN, 1997. – ISBN 92-9083-101-4. – <http://cds.cern.ch/record/331056>.
- [18] ATLAS. Magnet System. Technical Design Report // CERN/LHCC 97-18; ATLAS TDR 6. – Geneva: CERN, 1997. – ISBN 92-9083-104-9. – <http://cds.cern.ch/record/338080>.
- [19] Current experiments in elementary particle physics / Galić H., Wohl C.G., Armstrong B., Dodder D.C., Klyukhin V.I., Ryabov Yu.G., Illarionova N.S., Lehar F., Oyanagi Y., Olin A., Frosch R. – LBL-91 Revised; UC-414. – Stanford, CA: SLAC, 1992 – P. 131. DOI: 10.2172/10181103.
- [20] Current experiments in particle physics / Galić H., Lehar F., Klyukhin V.I., Ryabov Yu.G., Bilak S.V., Illarionova N.S., Khachaturov B.A., Stokovsky E.A., Hoffman C.M., Kettle P.-R., Olin A., Armstrong F.E. // LBL-91 Revised; UC-414. – Stanford, CA: SLAC, 1996. – P. 46. DOI: 10.2172/970401.
- [21] The LHC Study Group. Design study of the Large Hadron Collider (LHC). A multiparticle collider in the LEP tunnel. // CERN-91-03; CERN-AC-DI-FA-90-06-REV. – Geneva: CERN, 1991. DOI: 10.5170/CERN-1991-003.
- [22] CMS. The Compact Muon Solenoid. Letter of Intent by the CMS Collaboration for a General Purpose Detector at the LHC. // CERN/LHCC/92-3; LHCC/I 1. – Geneva: CERN, 1992. – <https://cds.cern.ch/record/290808>.
- [23] ATLAS. Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN // CERN/LHCC/92-4; LHCC/I 2. – Geneva: CERN, 1992. – <http://cds.cern.ch/record/291061>.
- [24] Изучение распадов  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  и  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  для  $m_H = 1$  ТэВ/ $c^2$  при энергиях LHC / Ердоган А., Змушко В.В., Клюхин В.И., Фруадево Д. //



Ядерная физика. – 1994. – Т. 59, № 3. – С. 290–301; Препринт ИФВЭ 93-25. – Протвино, 1993.

On the Experimental study of the  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  Decays for  $m_H = 1 \text{ TeV}/c^2$  at LHC energies / Erdogan A., Froidevaux D., Klyukhin V., Zmushko V. // Phys. Atom. Nucl. – 1994. – Vol. 57, no. 2. – pp. 274–284; Preprint IHEP 93-25. – Protvino, 1993.

- [25] Study of  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  decays for  $m_H = 1 \text{ TeV}$  / Zmushko S., Erdogan A., Froidevaux D., Klioukhine S. // ATLAS Internal note PHYS-No-008. – Geneva: CERN, 1992. – <https://cds.cern.ch/record/682128>.
- [26] ATLAS. Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN // CERN/LHCC/94-43; LHCC/P2. – Geneva: CERN, 1994. – pp. 233–235. – ISBN 92-9083-067-0. – <http://cds.cern.ch/record/290968>.
- [27] Magnetic field integrals for the ATLAS tracking volume / Klyukhin V.I., Poppleton A., Schmitz J. // Preprint IHEP 93-38. – Protvino, 1993.
- [28] Field integrals for the ATLAS tracking volume / Klyukhin V.I., Poppleton A., Schmitz J. // arXiv:1808.00955; ATLAS Internal note INDET-NO-023. – Geneva: CERN, 1993. – <http://cds.cern.ch/record/685858>.
- [29] ALICE. Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the LHC // CERN/LHCC 95-71; LHCC/P3. – Geneva: CERN, 1995. – pp. 99–101. – ISBN 92-9083-088-077-8. – <http://cds.cern.ch/record/293391>.
- [30] ALICE. The forward muon spectrometer. Addendum to the ALICE Technical Proposal // CERN/LHCC 96-32; LHCC/P3-Addendum 1. – Geneva: CERN, 1996. – pp. 9–10. – ISBN 92-9083-088-3. – <http://cds.cern.ch/record/314011>.
- [31] TOSCA/OPERA-3d 18R2 Reference Manual // Cobham CTS Ltd. – Kidlington, Oxfordshire, UK. – 2018. – pp. 1–916.
- [32] Simkin J., Trowbridge. On the use of the total scalar potential in the numerical solution of field problems in electromagnetics // Int. J. Numer. Methods. Eng. – 1979. – Vol. 14, no. 3. – pp. 423–440.
- [33] Simkin J., Trowbridge C.W. Three-dimensional nonlinear electromagnetic field computations, using scalar potentials // IEEE Proc. B – Electrical Power Applications. – 1980. – Vol. 127, no. 6. – pp. 368–374.
- [34] Three-Dimensional Magnetic Field Determination Using a Scalar Potential – A Finite Element Solution / Zienkiewicz O.C., Lyness J., Owen D.J.R. // IEEE Trans. Magn. – 1977. – Vol. MAG-13, no. 5. – pp. 1649–1656.
- [35] Klyukhin V. The CMS magnetic field map (I). Design and description of the CMS magnetic system model // Current Perspective to Physical Science Research. – Vol. 5. Editor: Kassmi Kh. – Kolkata: Book Publisher International, 2024. – pp. 31–56. – ISBN 978-81-969009-0-8. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v5/8286A.

- [36] The CMS magnetic field map (II). The CMS magnetic field measuring and monitoring systems / Klyukhin V., Ball A., Bergsma F., Boterenbrood H., Curé B., Dattola D., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Loveless R., Teafoe G., Wenman D., Zeuner W. Zim-merman J. // Current Perspective to Physical Science Research. – Vol. 7. Editor: Purenovic J. – Kolkata: Book Publisher International, 2024. – pp. 37–70. – ISBN 978-81-970571-9-9. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v7/8666A.
- [37] Amapane N., Klyukhin V. The CMS magnetic field map (III). Development of the CMS magnetic field map // Current Perspective to Physical Science Research. – Vol. 7. Editor: Purenovic J. – Kolkata: Book Publisher International, 2024. – pp. 119–137. – ISBN 978-81-970571-9-9. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v7/8667A.
- [38] Comparing detector magnetic systems for the Future Circular hadron-hadron Collider / Klyukhin V., Ball A., Berriaud C.P., Curé B., Dudarev A., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Mentink M., Riegler W., Wagner U., Ten Kate H. // Science and Technology: Recent Updates and Future Prospects. – Vol. 1. Editor: Jakóbczak D.J. – Kolkata: Book Publisher International, 2024. – pp. 175–191. – ISBN 978-81-972870-4-6. DOI: 10.9734/bpi/strufp/v1/3463G.
- [39] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред // Москва: «Наука», 1982. – С. 154–163.
- [40] Тамм И.Е. Основы теории электричества // Москва: «Наука», 1976. – С. 285–288.
- [41] The CMS collaboration. Observation of Z decays to four leptons with the CMS detector at the LHC // J. High Energy Phys. – 2012. – Vol. 2012, no. 12. – P. 034.
- [42] The CMS collaboration. Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV // J. High Energy Phys. – 2017. – Vol. 2017, no. 11. – P. 045.
- [43] The CMS collaboration. Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV // J. High Energy Phys. – 2018. – Vol. 2018, no. 11. – P. 185.