

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
имени Д. В. СКОБЕЛЬЦИНА

*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

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2025

## СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
<b>ВВЕДЕНИЕ . . . . .</b>	<b>4</b>
<b>ГЛАВА 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ УСТАНОВКИ CMS . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1. Описание установки CMS . . . . .	21
1.2. Формулировка задачи магнитостатики по моделированию магнитного потока сверхпроводящего соленоида . . . . .	25
1.3. Описание модели сверхпроводящего соленоида установки CMS . . . . .	28
1.4. Описание модели ярма магнита установки CMS . . . . .	31
1.5. Кривые намагничивания стали в модели магнита CMS . . . . .	35
1.6. Эволюция модели магнитной системы установки CMS . . . . .	37
<b>ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ И МОНИТОРИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS . . . . .</b>	<b>45</b>
2.1. Разработка техники измерения магнитного поля внутри соленоида CMS . . . . .	46
2.2. Система мониторирования магнитного поля при работе детектора CMS . . . . .	51
2.3. Разработка техники потоковых катушек для измерения плотности магнитного потока внутри стальных блоков ярма магнита CMS . . . . .	56
2.4. Анализ распределения вихревых токов в ярме магнита CMS во время разряда соленоида . . . . .	67
<b>ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS . . . . .</b>	<b>73</b>
3.1. Измерения плотности магнитного потока внутри соленоида CMS . . . . .	74
3.2. Измерение плотности магнитного потока в блоках магнитопровода CMS . . . . .	80

3.3. Учет вихревых токов при анализе измерений плотности магнитного потока в стальных блоках магнитопровода CMS во время быстрых сбросов тока соленоида . . . . .	95
<b>ГЛАВА 4. СОЗДАНИЕ КАРТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS</b>	108
4.1. Описание геометрических объёмов карты магнитного поля установки CMS . . . . .	108
4.2. Описание интерфейса MagneticField в программном обеспечении CMS . . . . .	119
4.3. Эволюция карты магнитного поля установки CMS . . . . .	123
<b>ГЛАВА 5. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b>	126
5.1. Оценка качества магнитного поля установки CMS . . . . .	126
5.2. Наблюдение распада бозона Хиггса на четыре заряженных лептона . . . . .	134
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> . . . . .	153
<b>БЛАГОДАРНОСТИ</b> . . . . .	157
<b>СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ</b> . . . . .	158
<b>ЛИТЕРАТУРА</b> . . . . .	160

## ВВЕДЕНИЕ

### **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 каждого:  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . 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, рожденных 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  $\mathbf{B}$  (магнитной индукции) в трековом детекторе. Большая плотность магнитного потока обеспечивает большую 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  $1 \text{ ТэВ}/c^2$  [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  $\mathbf{B}$  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  $\mathbf{B}$  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 (Compact Muon Solenoid) [11] автор использует 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  $\mathbf{B}$ , 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

исследования влияние 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» (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  $\mathbf{B}$  пространственным координатам вдоль траектории заряженной частицы является необходимым условием успешной реконструкции треков заряженных частиц в трековом детекторе установки CMS. Чем сильнее магнитное 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.

## **Структура диссертации**

Структурно диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

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.

**Во второй главе** описана разработка методики измерения и мониторирования 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.

**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.

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

**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 заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации на основе работ [11, 12, 31–53].

## **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 объеме 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 мониторирование 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 объеме диаметром 18 и длиной 48 м на основе 11 136 трехмерных примитивных объемов, 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 псевдобыстроты обоих мюонов. Точностью карты магнитного поля обеспечено разрешение по поперечному импульсу мюонов  $p_T$  в области  $20 < p_T < 100\text{ ГэВ}/c$  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  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{систем.}) \text{ ГэВ}/c^2$ .

## **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) [86], разработанная в 1979 г. [87] 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) [89]. Оба уравнения решаются в программе TOSCA методом конечных

элементов [91] 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 значения псевдобыстроты, меньших 2,4, что 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  $0,2 \text{ ГэВ}/c^2$  при массе бозона  $125,6 \text{ ГэВ}/c^2$ , меньше систематической ошибки, равной  $0,5 \text{ ГэВ}/c^2$  при массе бозона  $125,3 \text{ ГэВ}/c^2$ , 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  $\mathbf{B}$  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 руково-

дителя коллаборации CMS.

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

В основу диссертации положены 25 работ [11, 12, 31–53], 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) [54–56] и “Science and Technology: Recent Updates and Future Prospects” (Kolkata: Book Publisher International, 2024) [57].

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).

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

Основные идеи и положения диссертации изложены в 25 научных трудах автора общим объемом 49,44 п.л., в том числе в 25 статьях объемом 49,44 п.л. (номера в квадратных скобках соответствуют нумерации в списке литературы):

- 1/[11] 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/[12] Сверхпроводящий соленоид для установки на встречных пучках / Вишняков И.А., Воробьев А.П., Кечкин В.Ф., Клюхин В.И., Козловский Е.А., Малеев 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., Vorob'ev A.P., Kechkin V.F., Klyukhin V.I., Kozlovsky E.A., Malyaev V.Kh., Selyivanov G.I. // Soviet Physics Technical Physics. – 1992. – Vol. 37, no. 2. – P. 195–201. Импакт-фактор 0.165 (SJR, 2024), 0,44/0,39 п.л.
- 3/[31] Final Design of the CMS Solenoid Cold Mass / Kircher F., Bredy P., Calvo A., Curé B., Campi D., Desirelli A., Fabbricatore 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. – P. 407–410. DOI: 10.1109/77.828259. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,37/0,19 п.л.
- 4/[32] 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. – P. 428–431. DOI: 10.1109/77.828264. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,31/0,28 п.л.
- 5/[33] Status of the Construction of the CMS Magnet / Hervé A., Blau B., Bredy Ph., Campi D., Cannarsa P., Curé B., Dupont Th., Fabbricatore 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. – P. 542–547. EDN: MDKLPN. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,63/0,32 п.л.

- 6/[34] 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. – P. 1830–1833. EDN: LIJZIN. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,43/0,39 п.л.
- 7/[35] 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. – P. 2187–2192. EDN: LIRVXT. Импакт-фактор 1.9 (JIF), 0,51/0,46 п.л.
- 8/[36] 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. – P. 741–744. EDN: LIXTBH. Импакт-фактор 1.9 (JIF), 0,47/0,42 п.л.
- 9/[37] 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., Fabbricatore P., Farinon S., Greco M. // IEEE Transaction on Applied Superconductivity., – 2007. – Vol. 17, no. 2. – P. 1185–1190. DOI: 10.1109/TASC.2007.897754. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,63/0,32 п.л.
- 10/[38] 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., Smith R. P., Veillet L., Zimmerman J. K. // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. – 2008. – Vol. 18, no. 2. – P. 295–298. EDN: LLCYCJ. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,42/0,38 п.л.
- 11/[39] 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. – P. 152–155. EDN: MXNLVT. Импакт-фактор 1.8 (JIF), 0,51/0,46 п.л.

- 12/[40] 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/[41] 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/[42] 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. – P. 1307–1311. EDN: RFFYXZ. Импакт-фактор 1,7 (JIF), 0,41/0,37 п.л.
- 15/[43] 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/[44] Validation of the CMS Magnetic Field Map / Klyukhin V.I., Amapane N., Ball A., Calvelli V., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Mulders M., Hervé A., Loveless R. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2015. – Vol. 28, no. 2. – P. 701–704. EDN: UGEKOP. Импакт-фактор 1,7 (JIF), 0,36/0,32 п.л.
- 17/[45] 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. – P. 2977–2980. EDN: XMVLAC. Импакт-фактор 1,7 (JIF), 0,31/0,28 п.л.
- 18/[46] 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: UAWFEP. Импакт-фактор 1,9 (JIF), 0,5/0,45 п.л.
- 19/[47] 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/[48] 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/[49] 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/[50] 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/[51] 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/[52] 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/[53] 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: GGOPRY. Импакт-фактор 2.2 (JIF), 1,66/1,5 п.л.

## **Объем диссертации**

Полный объем диссертации составляет 175 страниц, включая 49 рисунков, 2 таблицы и 23 уравнения. Список литературы содержит 149 наименований.

## ГЛАВА 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ УСТАНОВКИ CMS

В 1988 г. в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино) был дан старт подготовке проекта «Универсальный калориметрический детектор» (УКД) [20] на строящемся в ИФВЭ Ускорительно-накопительном комплексе (УНК) протонов, сталкивающихся с энергией 6 ТэВ в с.ц.м. Многофункциональная установка УКД включала в себя трековый детектор, электромагнитный калориметр, и начальную часть адронного калориметра, размещённые внутри широкоапертурного сверхпроводящего соленоида диаметром 5,3 м и длиной 6,36 м с центральной плотностью магнитного потока  $B_0$  1,5 Тл, а также заключительную часть адронного калориметра со стальным поглотителем адронов и мюонный спектрометр, расположенные вокруг сверхпроводящей катушки. При этом стальные пластины адронного калориметра служили в качестве ярма магнитной системы [12]. Существующие в то время технологии производства сверхпроводящих материалов и криогенной техники позволяли создать подобную магнитную систему в течение нескольких лет. В 1990 г. программа создания сверхпроводящих магнитов для УНК была остановлена по финансовым соображениям, и проект УКД остался нереализованным. Автор честно боролся за реализацию проекта и даже напечатал в многостражной газете ИФВЭ «Ускоритель» статью [58], приведённую на рис. 1.1, скорее, от отчаяния.

В конце 1980-х гг. конкуренцию УНК составляли два проекта: Tevatron [65] в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL, США) и LEP [66] в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Женева, Швейцария). Кольцевой ускоритель LEP, в котором электроны и позитроны сталкивались с энергией сначала 91,2, а затем 209 ГэВ в с.ц.м., первоначально был предназначен для прецизионного измерения характеристик  $W$ - и  $Z$ -бозонов [61–64], открытых в CERN в 1983 г. Кольцевой ускоритель Tevatron обеспечивал столкновения прото-

# МОЖЕМ? ДОЛЖНЫ!

«Планета есть колыбель разума, но нельзя вечно жить в колыбели... Человечество не останется вечно на Земле, но в погоне за светом и пространством сначала робко проникнет за пределы атмосферы, а затем завоюет себе все околосолнечное пространство».

Я часто размышляю над этими словами великого соотечественника. Непременно, рано или поздно перед Человечеством встанет задача экспансии во Вселенную. А для этого нужны новые мощнейшие источники энергии, нужно глубокое понимание свойств пространства — времени, свойств гравитационных сил, нужны новые способы перемещения в пространстве массивных тел и передачи колоссальных объемов информации на огромные расстояния.

Для решения всех этих задач требуется глубокое понимание процессов, происходящих на уровне микромира, процессов,

изучением которых занимается физика высоких энергий.

Нам с вами невероятно повезло. Мы живем в то самое золотое время, когда наука вплотную подошла к исследованию проблем, извечно волновавших Человечество: что есть наш мир, откуда произошла Вселенная, что лежит в первооснове всех превращений материи в природе. На наших глазах произошла настоящая революция в понимании природы: ученые поверили в существование кварков, глюонов, тяжелых промежуточных бозонов — всего того, что еще два десятилетия назад было всего лишь теоретической игрушкой — гипотезой. Именно сейчас, в конце такого бурного в научной жизни века, мы стоим на пороге новых, ошеломляющих открытий, стоим у предела, за которым — тайна, великая тайна природы!

И Человечество готово перешагнуть этот порог. Развер-

нуто строительство Ускорительно-накопительного комплекса в нашей стране, готовятся стартовать другие два грандиозных проекта исследования материи: Сверхпроводящий суперколлайдер в США и Большой адронный коллайдер в Западной Европе.

Современная физика высоких энергий — это гигантская индустрия. В обработке огромных объемов информации участвуют десятки ученых, в создании экспериментальных установок — сотни специалистов и рабочих, в строительстве источников частиц — ускорителей — тысячи коллективы людей. Требуемые капитальные вложения исчисляются миллиардами. И все эти затраты не напрасны, потому что конечная цель — благодория и высока: умножить человеческое знание о Природе, о самых глубинах ее тайнах.

В каком же состоянии находится физика высоких энер-

гий на пороге нового тысячелетия?

Мы знаем, как устроен атом, примерно понимаем, как устроено атомное ядро и научились практически использовать заключенную в нем энергию. Мы представляем себе устройство частиц, считавшихся когда-то «элементарными»: протона, нейтрона, других адронов. Мы поверили в кваркглюонную структуру этих частиц, знаем о существовании пяти сортов кварков, предполагаем наличие еще не открытого шестого, знаем о существовании трех поколений так называемых «лектононов» (электрона, мюона, тау-лептона, двух открытых и одного еще не открытого нейтрино). Мы были восхищены недавно экспериментальным подтверждением существования тяжелых промежуточных бозонов, но мы совершенно не понимаем пока, что лежит в первоос-

(Продолжение на 2 стр.)

3 стр.

# Можем? Должны!

(Начало на 1 стр.)

нове всех этих новых фундаментальных частиц: кварков, лептонов, массивных и безмассовых бозонов. Их, этих новых объектов исследования физики высоких энергий, слишком много для того, чтобы считать их элементарными. И главная трудность в описании природы этих частиц — широкий спектр их масс. Мы не понимаем пока, откуда и как у частицы возникнет масса, чем объяснить это свойство частиц — быть массивными или безмассивными.

Загадка может быть решена, если на новом поколении ускорителей мы откроем еще одну фундаментальнейшую частицу — предсказываемый теорией бозон Хиггса. Экспериментальное открытие этой частицы произведет в науке революцию, сравнимый с прорывом Человечества в космос. Это будет качественно новый уровень понимания природы микромира, и сейчас невозможно предсказать, к каким практическим последствиям это приведет.

В настоящее время ИФВЭ находится в самой благоприятной ситуации для того, чтобы попытаться завоевать приоритет в открытии этой фундаментальной частицы — бозона Хиггса. По сравнению с американскими и западноевропейскими физиками мы имеем не только некий временной запас, но и определенный задел в создании нового ускорителя. У нас уже выкопана половина

トンнеля кольца будущего ускорителя, мы уже давно занимаемся разработкой сверхпроводящих магнитов для УНК, у нас сконцентрированы, наконец, мощные интеллектуальные и строительные силы, все эти преимущества мы должны использовать!

Чего же нам не хватает?

Не хватает самого главного: единства действий на пути к единой стратегической цели — запланированному открытию.

Классическим примером единства действий является практическая реализация сделанного в 1976 г. на конференции в Аахене предложения К. Руббина открыть в ЦЕРН тяжелые промежуточные бозоны. Уже в 1981 г. запущенный ранее ускоритель ЦЕРН на энергию 400 ГэВ был переделан в протон-антипротонный коллайдер, были построены две крупномасштабные экспериментальные установки, и результат этих усилий не замедлил сказаться: теперь весь мир знает о фундаментальнейшем открытии тяжелых промежуточных бозонов, принесшем славу западноевропейским физикам.

Мы достаточно умны и изобретательны. Мы должны, обязаны воспользоваться благоприятной ситуацией и попытаться открыть бозон Хиггса здесь, в Протвино. Мы можем это сделать первыми. История дает нам шанс. Нам нельзя его упустить!

**В. КЛЮХИН,**  
научный сотрудник ОНФ.

Рисунок 1.1 Статья в газете ИФВЭ «Ускоритель» № 7 (16), 16 февраля 1989 г.

нов с антiprotonами при энергии 1,8 ТэВ в с.ц.м. Две экспериментальные установки на ускорителе Tevatron – CDF [65] и DØ [66] были нацелены, в первую очередь, на обнаружение  $t$ -кварка, замыкающего третье поколение кварков в СМ, который и был открыт в 1995 г. [67–70].

В марте 1995 г. эксперимент CDF при интегральной светимости [71] 67 пбн<sup>-1</sup> и эксперимент DØ при интегральной светимости 50 пбн<sup>-1</sup> объявили о наблюдении, соответственно, 19 (при фоне  $6,9^{+2,5}_{-1,9}$ ) и 17 (при фоне  $3,8 \pm 0,6$ ) событий рождения  $t$ -кварка при энергии столкновения протонов с антiprotonами 1,8 ТэВ в с.ц.м. Измеренные сечения рождения  $t$ -кварка оказались близки в пределах ошибок:  $6,8^{+3,6}_{-2,4}$  пбн (CDF) и  $6,4 \pm 2,2$  пбн (DØ), однако масса частицы, измеренная в эксперименте DØ и равная  $199^{+19}_{-21}$  (стат.)  $\pm 22$  (систем.) ГэВ/с<sup>2</sup> [59], оказалась на 23 ГэВ/с<sup>2</sup> (13%) выше массы  $t$ -кварка, измеренной в эксперименте CDF и равной  $176 \pm 8$  (стат.)  $\pm 10$  (систем.) ГэВ/с<sup>2</sup> [58]. В то время в техническом исполнении установок CDF [65] и DØ [66] было два существенных отличия. Во-первых, мюоны, образующиеся в результате столкновений первичных ускоренных частиц, в 70% объёма данных, полученных на установке DØ, не регистрировались в области псевдобыстроты  $|\eta| > 1$  [59] вследствие неожиданного старения торцевых мюонных камер. Во-вторых, трековый детектор установки CDF находился в центральном магнитном поле, создаваемом сверхпроводящим соленоидом диаметром 3 м и длиной 5 м с магнитной индукцией  $B_0$  1,4 Тл [72], в то время как на установке DØ центральное магнитное поле не было предусмотрено, и траектории всех заряженных частиц в трековой системе, электромагнитном и адронном калориметрах представляли собой прямые линии. Отсутствие регистрации мюонов в торцевых мюонных камерах было учтено поправкой на геометрический акцептанс установки DØ. Отсутствие же в ней центрального магнитного поля привело к переоценке энергии кварковых струй  $b, j$  из распадов  $t \rightarrow Wb, W \rightarrow jj$  вследствие того, что низкоэнергичные заряженные частицы, не имеющие отношения к кварковой струе, не выводились магнитным полем за пределы конуса в пространстве  $\eta\text{-}\varphi$ , использованного для определения изолированности кварковых струй [73] (здесь  $\eta$  – псевдобыстрота, определяемая, как

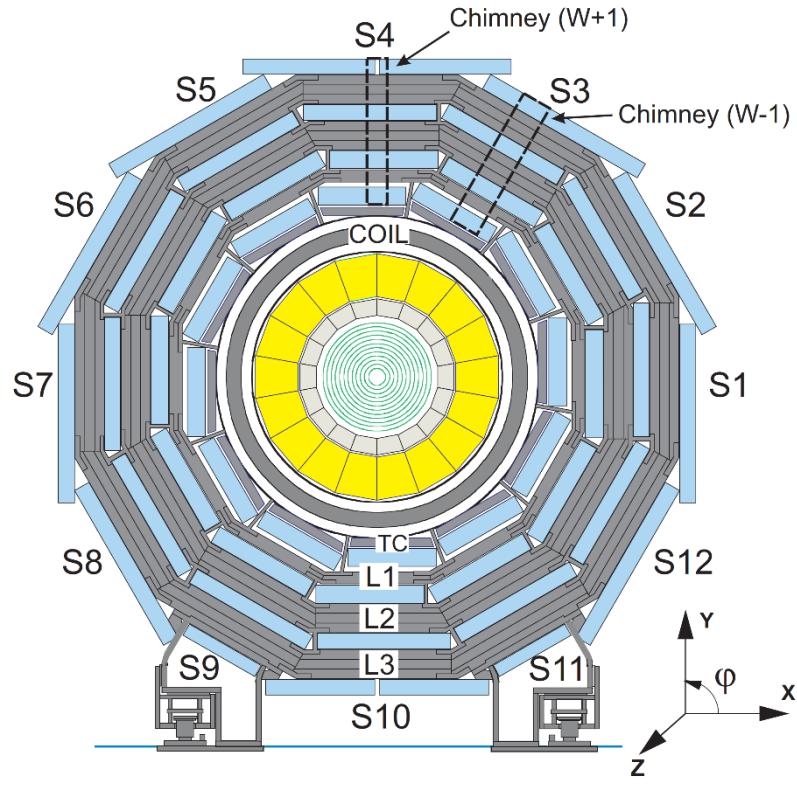
$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ ,  $\theta$  – полярный, а  $\varphi$  – азимутальный углы в радианах в системе координат установки), и их энергия добавлялась к энергии струи в адронном калориметре. Потребовалось более двух лет для того, чтобы улучшить калибровку энергии струй в адронном калориметре установки DØ и устранить систематическую ошибку в измерении массы  $t$ -кварка, которая при интегральной светимости  $125 \text{ pb}^{-1}$  оказалась равной  $173,3 \pm 5,6(\text{стат.}) \pm 6,2(\text{систем.}) \text{ ГэВ}/c^2$  [74].

Эта драматическая история наглядно продемонстрировала необходимость использования центрального магнитного поля в экспериментальных установках на кольцевых ускорителях со встречными пучками частиц и привела к модернизации установки DØ. К 2001 г. в ней был установлен сверхпроводящий соленоид с центральной плотностью магнитного потока  $B_0 2 \text{ Тл}$ , обеспечивший для модернизированного трекового детектора цилиндрический объём магнитного поля диаметром 1,067 м и длиной 2,73 м [75].

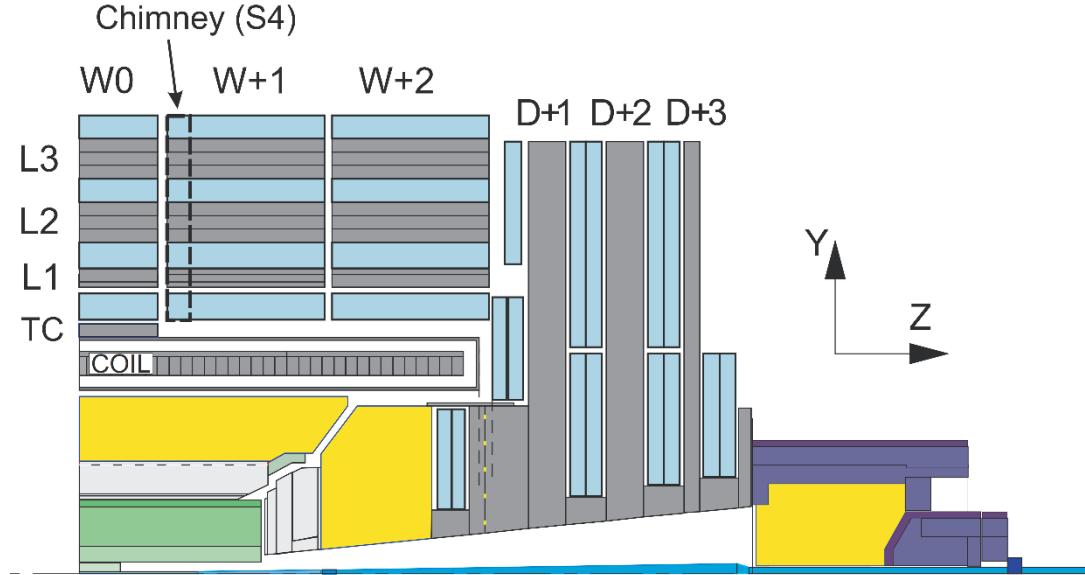
### 1.1. Описание установки CMS

В эксперименте CMS [11] на LHC [8] магнитное поле обеспечивается широкоапertureным сверхпроводящим тонким соленоидом [86] диаметром 6 м и длиной 12,5 м, создающим при постоянном рабочем токе 18,164 кА центральную плотность магнитного потока  $B_0 3,8 \text{ Тл}$  [31, 33, 37]. Многофункциональный детектор CMS, схематически изображённый на рис. 1.2, включает в себя кремниевый пиксельный трековый детектор [77], кремниевый полосковый трековый детектор [78], твердокристаллический электромагнитный калориметр [79] для регистрации  $e$  и  $\gamma$ , и адронный калориметр полного поглощения энергии адронов [80], расположенные внутри сверхпроводящего соленоида, а также мюонный спектрометр [81-84] и передний адронный калориметр [85], расположенные вне сверхпроводящей катушки. Одной из основных целей создания установки CMS было обнаружение бозона Хиггса по моде его распада на четыре лептона  $H \rightarrow 4l$ , где  $l = e, \mu$ , и техническое исполнение всех систем детектора привело к успеху в решении этой задачи.

Сердце установки CMS – магнитная система – включает в себя NbTi сверхпроводящий соленоид и магнитопровод, выполненный из конструкционной стали



(a)



(б)

Рисунок 1.2 Схематическое изображение установки CMS в поперечном (а) и продольном (б) разрезе. Обозначены: S1–S12 – азимутальные секторы установки; ТС, L1–L3, – слои колец (W) магнитопровода, D – торцевые диски магнитопровода; Chimney – пазы в кольцах W-1 и W+1 для трубопроводов криогенной системы и электроснабжения соленоида (COIL) [40, 47, 54].

содержащей до 0,17% углерода, до 1,22% марганца, а также небольшое количество кремния, хрома, и меди. Соленоид [31], создающий магнитный поток величиной 130 Вб, установлен в вакуумном криостате в центральном четырёхслойном кольце магнитопровода [33] системы. Магнитопровод, или ярмо магнита, включает в себя также по два трехслойных кольца вокруг криостата соленоида с каждой стороны от центрального кольца, по два носовых диска внутри каждого торца криостата соленоида и по четыре торцевых диска с каждой стороны криостата. Внутренний диаметр криостата соленоида составляет 5,945 м, диаметр носовых дисков – 5,26 м, вписанный диаметр 12-гранных колец вокруг криостата – 13,99 м, вписанный диаметр 12-гранных торцевых дисков – 13,91 м, длина ярма магнита составляет 21,61 м, а вес магнитопровода – более 10 тыс. тонн. За торцевыми дисками ярма на расстоянии 10,86 м с каждой стороны от центра соленоида расположены две половины переднего адронного калориметра за которыми следует радиационная защита вокруг вакуумопровода взаимодействующих в центре соленоида протонных пучков. Полная толщина стали по радиусу центрального кольца составляет 1,705 м, полная толщина торцевых дисков с каждой стороны – 1,541 м, толщина каждого носового диска – 0,924 м.

Только две трети магнитного потока, производимого соленоидом, проходит через сечения ярма магнита. Оставшаяся треть магнитного потока создаёт вокруг ярма магнита рассеянное магнитное поле, величина которого убывает с радиусом вокруг оси соленоида и с расстоянием вдоль оси. При радиусе 50 м от оси в центральной плоскости установки величина плотности магнитного потока составляет 2,1 мТл, а на расстоянии 50 м от центра соленоида вдоль его оси величина плотности магнитного потока становится равной 0,6 мТл. Вклад ярма магнита в центральное магнитное поле составляет 7,97%, вклад стального поглотителя переднего адронного калориметра, ферромагнитных элементов радиационной защиты и стального пола экспериментального зала толщиной 40 мм составляет всего 0,03%.

Установка CMS обеспечивает регистрацию заряженных частиц в области псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ , регистрацию  $e$  и  $\gamma$  в области  $|\eta| < 3$ , регистрацию адронных струй в области  $|\eta| < 5,2$  и регистрацию  $\mu$  в области  $|\eta| < 2,4$  [11].

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.

До 2013 года пиксельный трековый детектор [77] состоял из 1440 кремниевых модулей, полосковый трековый детектор [78] состоит из 15148 кремниевых модулей. В совокупности трековые детекторы обеспечивают разрешение по прицельному параметру заряженных частиц на уровне  $\approx 15$  мкм и разрешение по поперечному импульсу  $p_T$  заряженных частиц около 1,5% при  $p_T = 100$  ГэВ/с.

Электромагнитный гомогенный калориметр ECAL [79] состоит из 75848 кристаллов вольфрамата свинца и перекрывает области псевдобыстрооты  $|\eta| < 1,479$  в центральной части (EB) и  $1,479 < |\eta| < 3$  в двух торцевых частях (EE). В EB использованы кристаллы длиной 23 см с площадью торцевой поверхности  $2,2 \times 2,2$  см<sup>2</sup>, в то время, как в EE длина кристаллов составляет 22 см, а площадь торцевой поверхности –  $2,86 \times 2,86$  см<sup>2</sup>. Все кристаллы оптически изолированы друг от друга и направлены своими торцами в точку взаимодействия пучков первичных частиц, что позволяет определять направление  $e$  и  $\gamma$ , зарегистрированных в ECAL. Непосредственно перед EE размещён предливниевый кремниевый полосковый детектор со слоем свинца между двумя слоями чувствительных элементов, эквивалентным трём радиационным длинам. Предливниевый детектор имеет высокое пространственное разрешение, обеспечивающее разделение двух пространственно-близких фотонов.

Энергетическое разрешение ECAL для электронов с поперечной энергией около 45 ГэВ, происходящих из распадов  $Z \rightarrow e^+e^-$ , является лучшим, чем 2% в центральной области при  $|\eta| < 0,8$ , и лежит в интервале между 2% и 5% за пределами этой области.

Адронный гетерогенный калориметр HCAL [80] состоит из латунных слоёв поглотителя адронов и тонких пластин пластиковых сцинтилляторов между ними,

регистрирующих сигналы от прохождения частиц через калориметр. Регистрирующие ячейки калориметра сгруппированы по толщине калориметра в башни с протививной геометрией и гранулярностью  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$  в центральной области (HB) при  $|\eta| < 1,3$  и  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,17 \times 0,17$  в торцевой области (HE) при  $1,3 < |\eta| < 2,9$ . Передний адронный калориметр [85] увеличивает интервал регистрации адронных струй по псевдобыстроте до  $|\eta| < 5,2$ .

Наконец, мюонный спектрометр, перекрывающий интервал псевдобыстроты  $|\eta| < 2,4$ , состоит из трёх систем измерения импульсов мюонов: камер на основе дрейфовых трубок DT [81] в центральной части мюонного спектрометра, катодно-полосковых камер CSC [82] в торцевой его части и камер с резистивными пластинами RPC [83]. Глобальная подгонка траектории мюона в мюонном спектрометре под параметры мюонной траектории, найденной и реконструированной в трековых детекторах, даёт разрешение по поперечному импульсу частицы, усреднённое по азимутальному углу и псевдобыстроте, на уровне от 1,8% для поперечного импульса мюона  $p_T = 30 \text{ ГэВ}/c$  до 2,3% для  $p_T = 50 \text{ ГэВ}/c$  [84].

## 1.2. Формулировка задачи магнитостатики по моделированию магнитного потока сверхпроводящего соленоида установки CMS

Трехмерная модель магнитной системы установки CMS воспроизводит магнитный поток, создаваемый системой, в цилиндрическом объёме диаметром 100 м и длиной 120 м [34, 44, 47, 49, 50, 52, 53, 59]. В качестве инструмента для создания модели магнитной системы была выбрана хорошо зарекомендовавшая себя программа TOSCA (TwO SCAlar potential method) [86], разработанная в 1979 г. [87] в лаборатории Резерфорда – Эплтона.

Хорошо известно [88], 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 (в урав-

нении Лапласа) и неполным (в уравнении Пуассона) [89]. 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 [88] 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 [88, 90]:

$$B_{nk} = B_{nj}, \quad (1.1)$$

$$H_{tk} = H_{tj}. \quad (1.2)$$

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  $n$  – внешняя единичная нормаль к границе области  $\Omega_k$ .

Базовыми уравнениями для решения нелинейной магнитостатической задачи служат уравнения Максвелла [88]

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (1.4)$$

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

$$\mathbf{B} = \mu(\mathbf{H})(\mathbf{H} - \mathbf{H}_c), \quad (1.5)$$

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,

$$\mu(|\mathbf{H}|) = \mu_r(|\mathbf{H}|)\mu_0, \quad (1.6)$$

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 (1.5) 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:

$$\mathbf{H} = -\nabla\psi, \quad (1.7)$$

а уравнение (1.3) с учётом соотношений (1.5), (1.6) переходит в уравнение Лапласа для скалярного потенциала  $\psi$ :

$$\nabla \cdot \mu_r \nabla \psi = 0. \quad (1.8)$$

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  $\varphi$

$$\mathbf{H}_m = -\nabla\varphi, \quad (1.9)$$

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

$$\mathbf{H}_s = \int_{\Omega_j} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{R}}{|\mathbf{R}|^3} d\Omega_j. \quad (1.10)$$

Теперь уравнение (1.3) с учётом соотношений (1.5), (1.6), (1.9) и (1.10) переходит в уравнение Пуассона для неполного скалярного магнитного потенциала  $\varphi$ :

$$\nabla \cdot \mu_r \nabla \varphi = \nabla \cdot \mu_r \mathbf{H}_s. \quad (1.11)$$

Оба уравнения (1.8) и (1.11) решаются в программе TOSCA методом конечных элементов [91] в узлах сетки, которая разбивает всю область модели магнитной системы на четырёхугольные и треугольные призмы. Введение в программе TOSCA двух типов скалярных магнитных потенциалов обусловлено тем, что в ферромагнитных элементах магнитной системы за пределами проводников с током поля  $\mathbf{H}_m$  и  $\mathbf{H}_s$  направлены навстречу друг другу, и вычисление величины результирующей напряжённости магнитного поля методом неполного скалярного потенциала приводит к большим ошибкам. Использование в пространстве вокруг проводников с током полного скалярного магнитного потенциала существенно повышает точность вычислений.

Таким образом, решением магнитостатической задачи в программе TOSCA [86] является вычисление скалярного магнитного потенциала, полного или неполного, в узлах пространственной сетки конечных элементов. Компоненты напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  вычисляются затем как градиенты скалярного потенциала (1.7), (1.9), при этом в области неполного скалярного потенциала к ним добавляются компоненты напряженности магнитного поля, создаваемой проводниками с током, определяемые по закону Био – Савара (1.10). Компоненты плотности магнитного потока  $\mathbf{B}$  вычисляются с помощью уравнений (1.5), (1.6) при соблюдении условий непрерывности компонент (1.1) и (1.2).

### 1.3. Описание модели сверхпроводящего соленоида установки CMS

В модели магнитной системы установки CMS область неполного скалярного потенциала  $\Omega_j$  представляет собой систему пяти цилиндров с полной длиной по оси  $Z$ , равной 12,666 м, и диаметрами от 6,94625 до 6,95625 м. Наибольший диаметр имеет центральный цилиндр, диаметр двух соседних с ним цилиндров – на 4 мм меньше, а диаметр двух крайних цилиндров – ещё на 6 мм меньше диаметра центрального цилиндра. Подобная конфигурация объёма, содержащего в себе сверх-

проводящую катушку, отражает деформацию соленоида под действием электромагнитных сил при рабочем токе 18,164 кА, которая соответствует увеличению радиуса катушки на 5 мм в центральной плоскости соленоида [76]. Аксиальная длина объёма, равная 12,666 м, соответствует расстоянию между носовыми дисками ярма магнита при рабочем токе соленоида. 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°. В области неполного скалярного потенциала  $\varphi$  средняя длина конечного элемента по радиальному направлению составляет 65,5 мм, а по аксиальному направлению – 86,8 мм.

Обмотка сверхпроводящего соленоида установки CMS состоит из четырёх слоёв сверхпроводника сечением  $64 \times 21,6 \text{ мм}^2$ , стабилизированного чистым алюминием и намотанного «на ребро» внутри пяти модулей оправки из алюминиевого сплава толщиной 50 мм. Внутренний диаметр оправки составляет 6,846 м, аксиальная длина каждого модуля – 2,5 м, радиальная толщина соленоида, включая оправку, межвитковую и межслоевую электроизоляцию, составляет 0,313 м [31]. По направлению магнитного поля внутри соленоида вдоль оси  $Z$  модули имеют маркировку CB–2, CB–1, CB0 (центральный модуль), CB+1, CB+2. Каждый слой сверхпроводника в одном модуле катушки состоит из 109 витков, за исключением внутреннего слоя модуля CB–2, в котором намотано только 108 витков. Полное число витков в соленоиде – 2179, полная сила тока в катушке при рабочем токе 18,164 кА составляет 39,58 МА-витков. Потеря одного витка при намотке модуля CB–2 привела к сдвигу максимального центрального значения плотности магнитного потока по сравнению с началом системы координат установки CMS на 16 мм в положительном направлении оси  $Z$ , что было затем учтено в работе трековых детекторов.

Сверхпроводник скомпонован из сверхпроводящего кабеля сечением  $20,63 \times 2,34 \text{ мм}^2$ , алюминиевого стабилизатора тока вокруг него с чистотой 99,998% и сечением  $30 \times 21,6 \text{ мм}^2$  и двух армирующих проводник полос из высокопрочного

алюминиевого сплава сечением  $17 \times 21,6 \text{ мм}^2$  [92], приваренных по боковым сторонам стабилизатора тока методом электронно-лучевой сварки. Сверхпроводящий кабель свит из 32 сверхпроводящих проволок диаметром 1,28 мм, каждая из которых содержит от 500 до 700 нитей сверхпроводящего сплава NbTi, экструдированного в медной матрице высокой чистоты [93]. Все размеры даны при комнатной температуре 295 К. В модели соленоида положение сверхпроводящего кабеля соответствует температурному сокращению линейных размеров с коэффициентом 0,99585 при охлаждении соленоида жидким гелием до рабочей температуры 4,2 К.

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 CB–2, 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 [39, 42, 47, 54]. Так, например, в центральном модуле CB0 средние диаметры цилиндров с током составляют 6,37008, 6,50034, 6,6306 и 6,76086 м. Средние диаметры цилиндров с током в модулях CB $\pm 1$  – на 4 мм меньше каждый, в модулях CB $\pm 2$  диаметры цилиндров уменьшены ещё на 6 мм. Расстояние между цилиндрами соседних модулей в модели составляет 41,4 мм. Внутренний слой модуля CB–2 в модели состоит из двух цилиндров со средним диаметром 6,36008 м: одного витка длиной 2,33 мм и цилиндра длиной 2,4158 м с воздушным промежутком 35,07 мм между ними, при этом одиночный виток находится со стороны модуля CB–1. Плотность тока в цилиндрах рассчитана из числа Ампер-витков в сечении каждого цилиндра. Её величина имеет три значения: одно – для 19 цилиндров с одинаковой площадью сечения и два других – для цилиндров, соответствующих одному и 107 виткам сверхпроводящего кабеля, соответственно. Кроме цилиндров с током в модель включены также два линейных токовых проводника, соответствующие расположению элементов ввода и вывода тока в катушку. Эти проводники также окружены в модели областью неполного скалярного магнитного потенциала  $\varphi$ .

Точное описание геометрии токовых элементов в модели сверхпроводящего соленоида играет существенную роль при реконструкции траекторий мюонов, пронизывающих всю толщину обмотки катушки. Так, например, в срединной плоскости модуля CB0 внутри обмотки соленоида плотность магнитного потока ступенчато уменьшается от 2,94 Тл между первым и вторым слоями до 0,93 Тл между третьим и четвёртым слоями, что должно учитываться при реконструкции траектории заряженной частицы.

#### 1.4. Описание модели ярма магнита установки CMS

На рис. 1.3 представлена изометрическая проекция модели магнитопровода установки CMS. В качестве ферромагнитных элементов ярма магнита в модель включены пять многослойных стальных колец  $W0$ ,  $W\pm1$ ,  $W\pm2$  вокруг криостата соленоида, стальные носовые диски, четыре торцевых диска  $D\pm1$ ,  $D\pm2$ ,  $D\pm3$ ,  $D\pm4$  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  $48 \times 9,9$  м<sup>2</sup> и толщиной 40 мм [39, 42, 44, 46, 47, 54]. При этом в маркировке колец и дисков знаки «+» и «-» соответствуют положительным и отрицательным значениям координат вдоль оси  $Z$ .

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  $X$ . Как можно видеть из рис. 1.4-а, 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. Расстояние между тонким слоем  $L1$  и средним толстым слоем  $L2$  составляет 0,45 м, а между двумя толстыми слоями – 0,405 м. Воздушные зазоры между центральным кольцом  $W0$  и соседними с ним

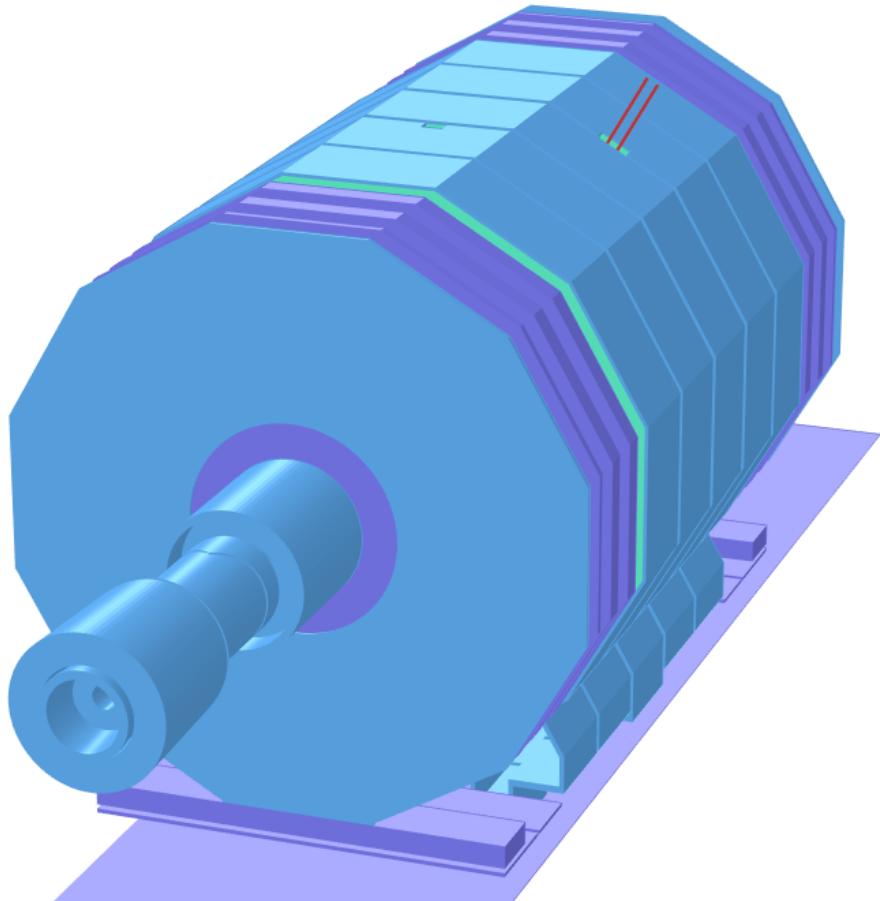


Рисунок 1.3 Трёхмерная модель магнита CMS [46, 47, 54], использующая программу TOSCA для расчёта магнитного потока при токе соленоида 18,164 кА. Различными цветовыми оттенками выделены ферромагнитные материалы магнитопровода, в которых использованы три различные кривые намагничивания. Показаны пять стальных колец  $W0$ ,  $W\pm1$ ,  $W\pm2$  с их опорами, по четыре стальных торцевых диска  $D\pm1$ ,  $D\pm2$ ,  $D\pm3$ ,  $D\pm4$  с каждой стороны центральной части с верхними частями их тележек, а также наиболее удалённые ферромагнитные элементы модели, простирающиеся до расстояний  $\pm21,89$  м в обе стороны от центра соленоида: стальные поглотители и воротники переднего адронного калориметра и ферромагнитные элементы радиационной защиты вакуумопровода, а также коллиматоров пучков протонов. Видны два линейных проводника для ввода и вывода тока через специальный паз в кольце  $W-1$ , а также паз в кольце  $W+1$  для трубопроводов криогенной системы соленоида и стальной пол толщиной 40 мм.

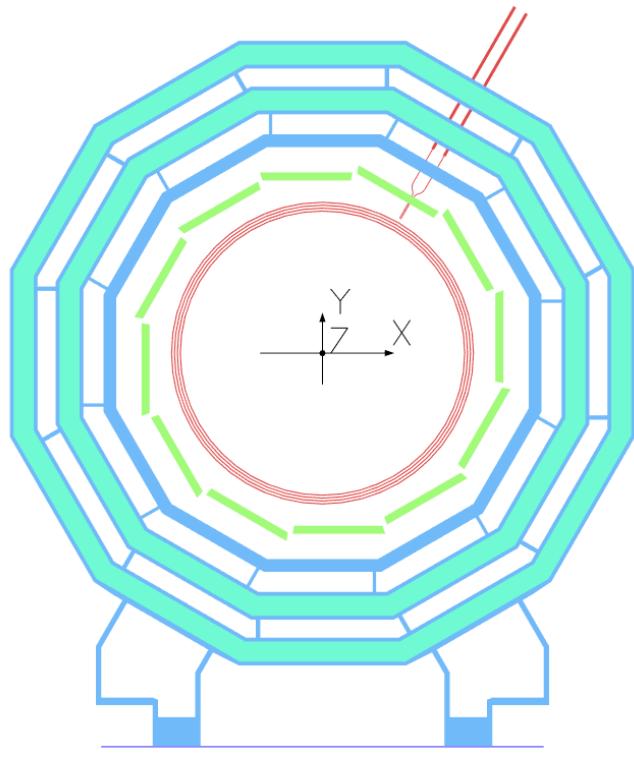
кольцами  $W\pm 1$  составляют 0,155 м, зазоры между кольцами  $W\pm 1$  и  $W\pm 2$  равны 0,125 м [42, 47, 54].

В центральном кольце  $W0$  на расстоянии 3,868 м от оси соленоида находится дополнительный четвёртый слой ТС толщиной 0,18 м, служащий для поглощения адронов, пронизывающих адронный калориметр вследствие его недостаточной толщины при малых значениях псевдобыстроты. Блоки этого слоя смешены по азимутальному углу на  $5^\circ$  по отношению к остальным блокам сектора [44, 47, 54]. Расстояние между слоями ТС и  $L1$  составляет 0,567 м, а их материалом служит сталь G. Тот же тип стали используется в соединительных скобах и опорах колец. Материалом пола экспериментального зала служит сталь S.

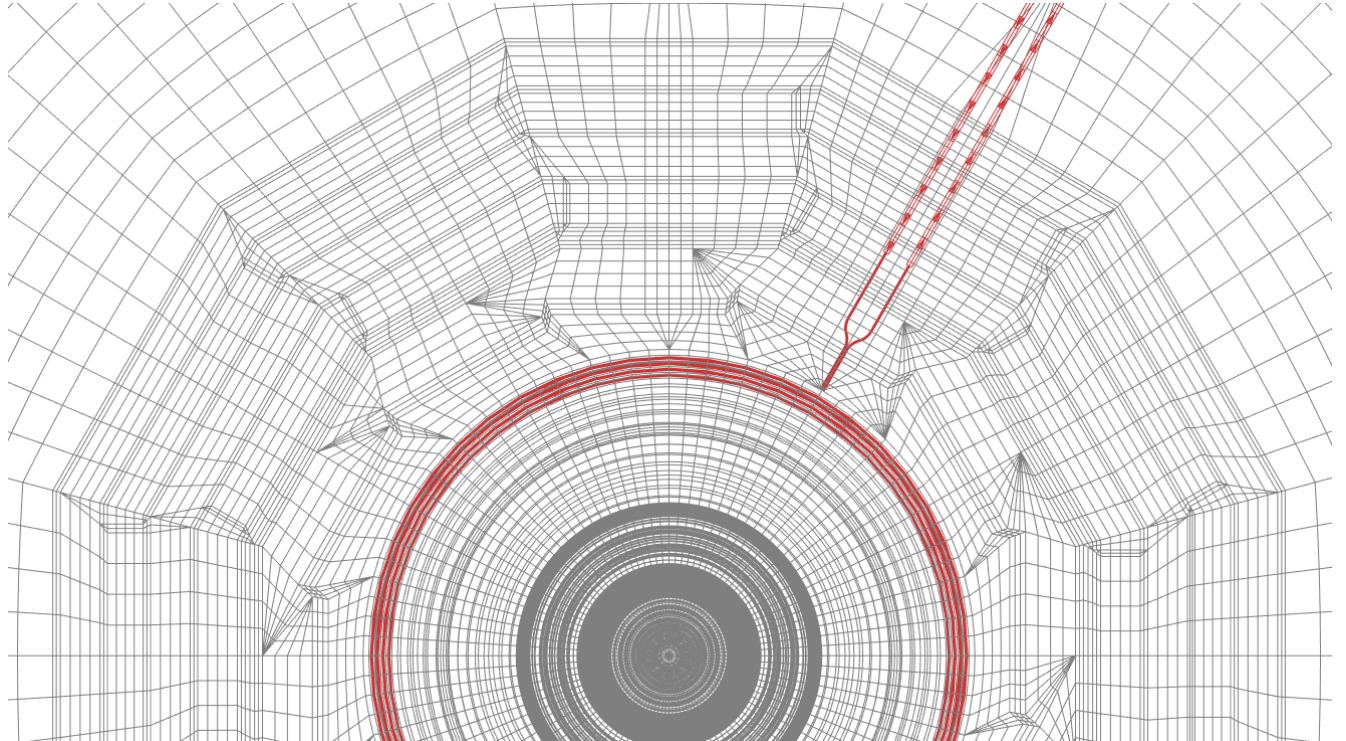
Сталь S используется в больших и малом торцевых дисках, замыкающих магнитопровод с каждой стороны криостата соленоида, а также в соединительных кольцах между ними и пластинах тележек дисков. Толщина каждого из первых двух дисков составляет 0,592 м, третий диск имеет толщину 0,232 м, четвёртый малый диск – 0,075 м. Воздушные зазоры между кольцами  $W\pm 2$  и дисками  $D\pm 1$  составляют 0,649 м, зазоры между дисками  $D\pm 1$  и  $D\pm 2$  равны 0,663 м, зазоры между дисками  $D\pm 2$  и  $D\pm 3$  составляют 0,668 м и, наконец, зазоры между дисками  $D\pm 3$  и  $D\pm 4$  равны 0,664 м [42, 47, 54].

В 2013–14 гг. четвёртый малый диск диаметром 5 м был увеличен до вписанного диаметра 13,91 м, а толщина этой внешней части диска составила 0,125 м [44, 47, 54]. Наращенная часть четвёртого диска 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. 1.4-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



(а)



(б)

Рисунок 1.4 (а) Модель центрального кольца W0 со стальными опорами и полом в присутствии четырёх слоёв сверхпроводящего кабеля и двух линейных проводников с током; (б) Сеть конечных элементов в плоскости XY.

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.

### 1.5. Кривые намагничивания стали в модели магнита CMS

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  $H$  [39, 47, 54], представленные на рис. 1.5 в полулогарифмическом масштабе.

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, большим величины магнитной проницаемости вакуума на 0,42%.

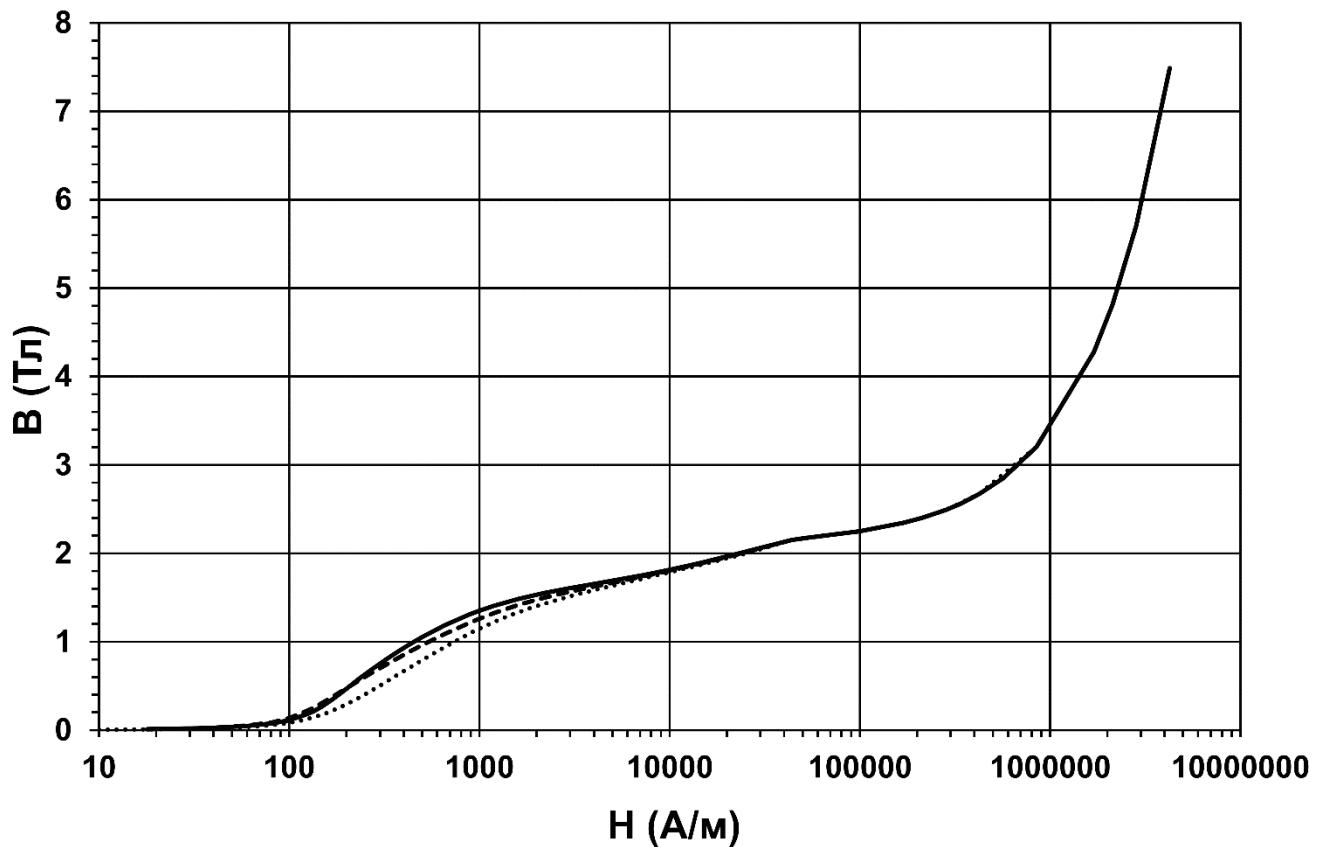


Рисунок 1.5 Кривые намагничивания стали, использованной в ярме магнита установки CMS. Из стали I (пунктирная линия) выполнены блоки сердцевины толстых слоёв колец вокруг криостата соленоида. Сталь S (точечная линия) использована для производства носовых и торцевых дисков ярма; этой же кривой намагничивания в модели описаны свойства тележек дисков и пола экспериментального зала. Для всех остальных элементов магнитопровода используется кривая намагничивания стали G (сплошная линия).

## 1.6. Эволюция модели магнитной системы установки CMS

Развитие модели магнитной системы CMS шло параллельно с развитием возможностей вычислительной техники. Первая модель, представленная на рис. 1.6-а, была создана в июне 1997 г. в рамках версии программы TOSCA 6.6 и рассчитана на электронно-вычислительной машине (ЭВМ) IBM RISC System 6000. Скалярный магнитный потенциал вычислялся в 1/8 части цилиндрического объёма радиусом 13 м. Длина части составляла 14 м. Модель включала в себя 20 цилиндров сверхпроводящего кабеля с размерами, соответствующими температуре 4,2 К и увеличенными на 5 мм для учёта действующих на соленоид электромагнитных сил, стальные кольца и четыре торцевых диска, для описания магнитных свойств которых использовалась одна кривая намагничивания, поскольку производство блоков магнитопровода ещё не началось. Модель содержала 81 863 узла пространственной сетки и требовала для расчёта 1,9 часа процессорного времени. В настоящее время эта модель рассчитывается на персональной ЭВМ с двухъядерным процессором с тактовой частотой 2,4 ГГц за 56 с процессорного времени.

Ограничение на максимальное количество узлов в версии программы TOSCA 6.6, равное 400 тыс., позволили расширить объём первой модели только до половины цилиндрического объёма радиусом 13 м и длиной 28 м, но этого оказалось достаточно для расчёта механических сил, действующих на сверхпроводящий соленоид при его возможных смещениях под действием электромагнитных сил [94, 95], что позволило выбрать систему крепления соленоида в криостате.

Через год была создана первая базовая модель версии 66\_980612 [32, 96], в которую были включены стальные элементы переднего адронного калориметра, и с помощью которой было исследовано влияние различных конфигураций магнитопровода CMS на поле внутри соленоида. В частности, из карты магнитного поля, представленной на рис. 1.6-б, и расчета аксиальных сил, действующих на элементы ярма магнита, был сделан вывод о необходимости изготовления опорных цилиндров для торцевых калориметров из немагнитной нержавеющей стали.

Следующей базовой моделью на протяжении трёх лет была модель версии 66\_001012, с помощью которой было исследовано влияние укороченных на 36 мм

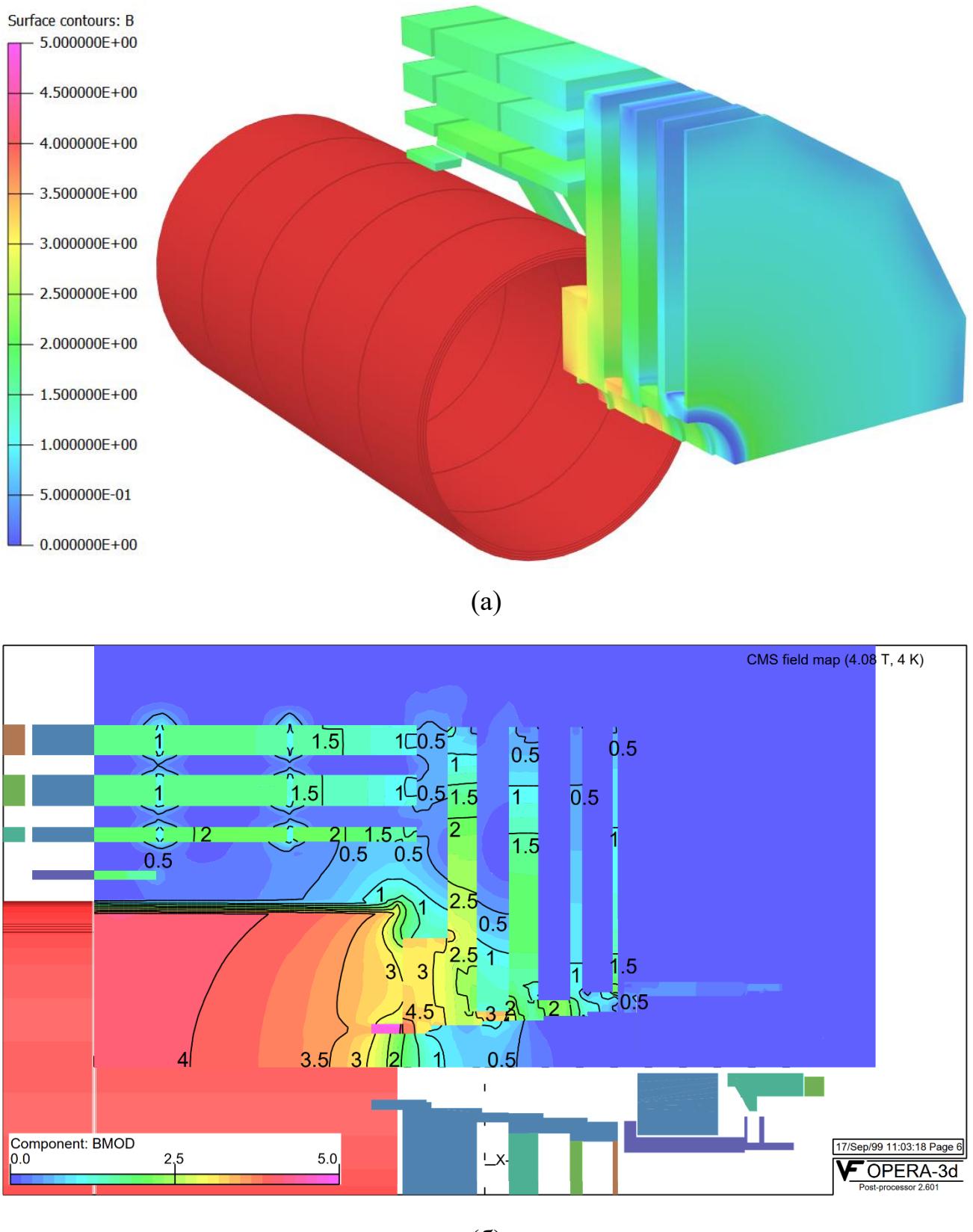


Рисунок 1.6 (а) Первая модель магнита CMS, разработанная в 1997 году, и содержащая 83 833 узла пространственной сетки конечных элементов; (б) Карта магнитного поля установки CMS, рассчитанная для тока соленоида 19,5 кА [32]. Цифрами обозначены значения плотности магнитного потока  $B$  в Тл.

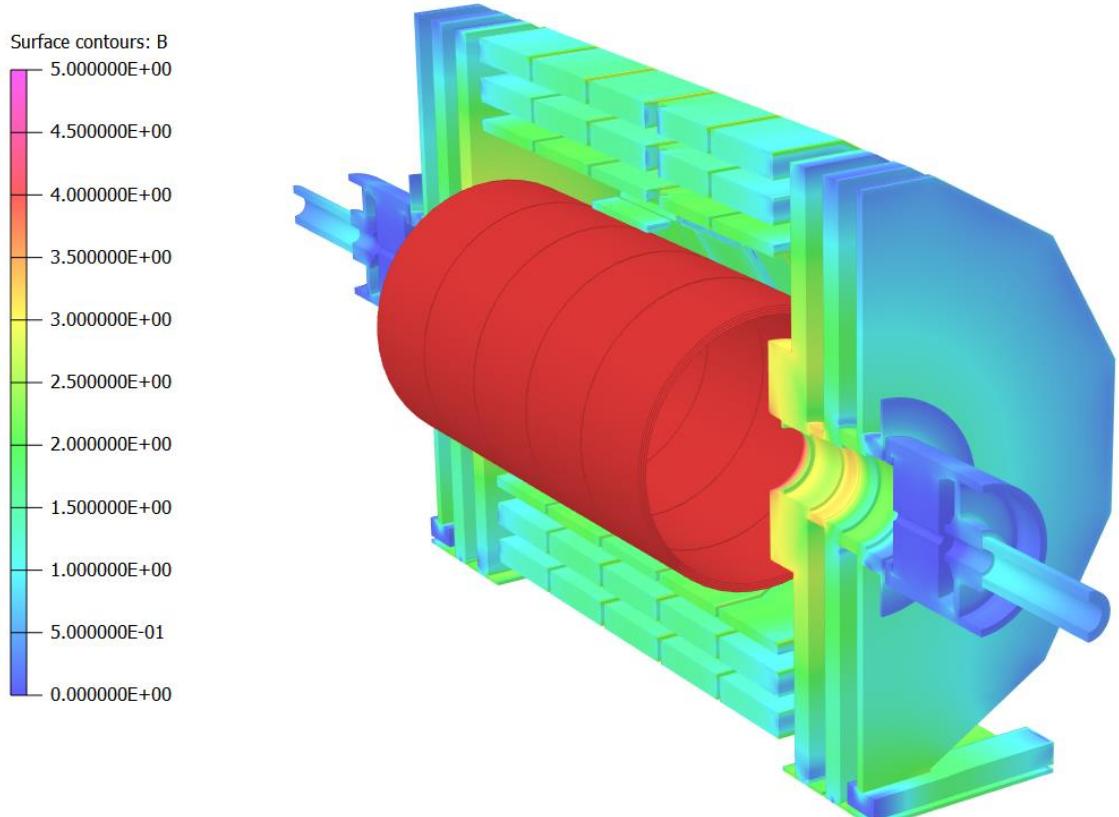
внешних тонких пластин слоёв L2 и L3 на распределение магнитного потока в зазорах между кольцами магнитопровода. В этой модели скалярный магнитный потенциал вычислялся в 1/24 части цилиндрического объёма радиусом 13 м. Длина части составляла 18 м. Как и в предыдущей версии модели, для получения распределения магнитного потока в полном объёме цилиндра диаметром 26 м и длиной 36 м использовались вращения азимутального сектора вокруг оси  $Z$  и отражение значений скалярного потенциала относительно срединной плоскости  $XY$  со знаком минус в область отрицательных координат оси  $Z$ . Важным отличием данной версии от предыдущей было использование в ней трёх кривых намагничивания для трёх марок стали магнитопровода. Модель рассчитывалась на ЭВМ Sun-4u с 64-битным процессором UltraSPARC на сетке, содержащей 219 678 пространственных узлов.

Модель версии 85\_030919, отличающаяся от предыдущей версии 66\_001012 только количеством узлов сетки, которое версия программы TOSCA 8.5 позволила увеличить до 822 492, стала первой моделью, на основе которой была создана пространственная карта распределения магнитного потока в полном объёме установки CMS [50, 56]. Идея карты пришла из более ранних работ [96, 97] и заключается в том, чтобы разбить всё пространство магнитной системы на примитивные объёмы нескольких типов, таких, как секторы цилиндров и конусов, в том числе полых и гранёных, а также призмы и параллелепипеды. В модели магнита CMS все объёмы вращения центрированы вдоль оси  $Z$ , а призмами и параллелепипедами можно описать элементы колец вокруг криостата соленоида. Такое расположение объёмов позволяет в каждом азимутальном секторе модели магнитной системы рассечь объёмы вращения  $YZ$ -плоскостями с постоянным шагом по азимутальному углу, а призмы и параллелепипеды рассечь плоскостями, параллельными внешним граням колец, с постоянным шагом между ними. Каждую секущую плоскость можно равномерно разбить на ячейки, и, таким образом, каждый примитивный объём будет содержать в себе сеть пространственных узлов, в которых по результатам работы программы TOSCA вычисляются три компоненты плотности магнитного потока, а поле между узлами определяется линейной интерполяцией значений магнитной индукции по восьми ближайшим узлам [96–98]. Представление карты магнитного

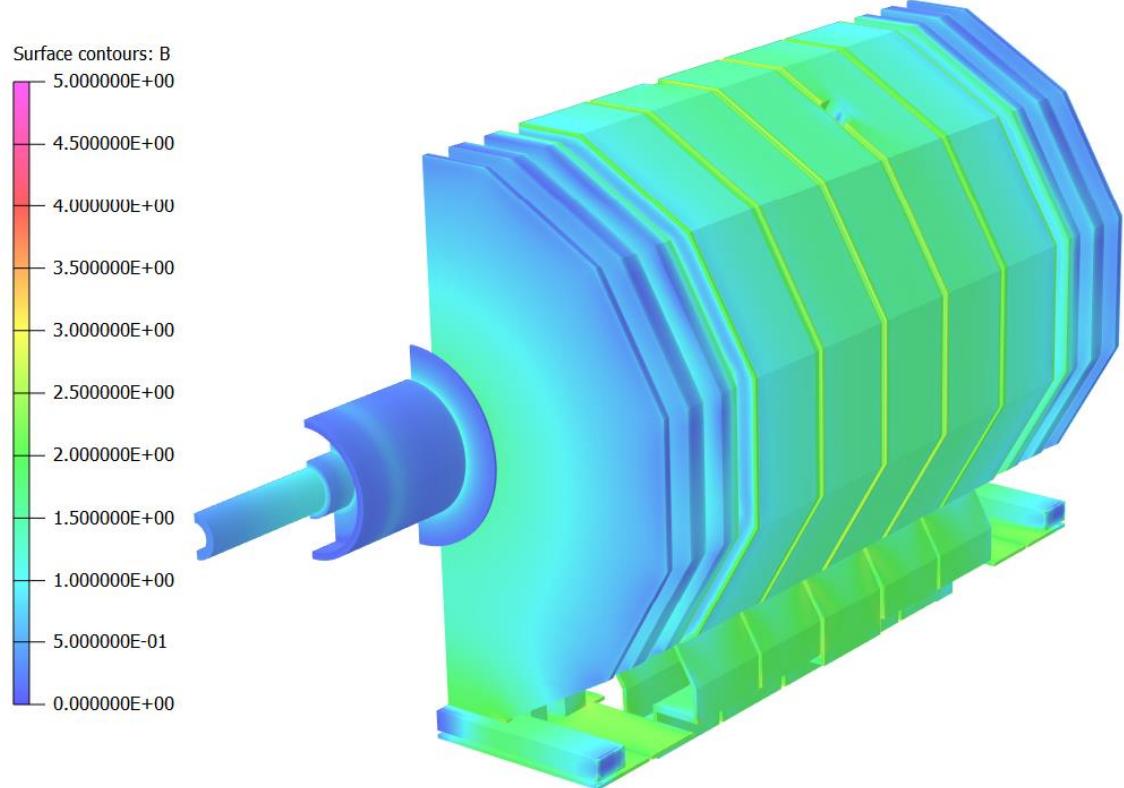
поля в виде примитивных объёмов делает более быстрым поиск нужных узлов вокруг координат запрашиваемых точек вдоль траекторий заряженных частиц.

При восстановлении траекторий заряженных частиц в программах моделирования и реконструкции событий столкновений первичных частиц специальный класс `MagneticField` возвращает значения компонент плотности магнитного потока для координат каждой запрашиваемой пространственной точки. В модели версии 85\_030919 был использован 271 примитивный объём в азимутальном секторе S1. Магнитное поле во всех других секторах определялось поворотом координат исходной точки в сектор S1 и последующей трансляцией компонент найденной магнитной индукции в исходную пространственную точку.

В начале 2007 года появилась версия программы TOSCA 11.03, которая в мае того же года была установлена в CERN на ЭВМ с 64-битными процессорами x86\_64 под операционной системой Linux. В этой версии программы ограничение на количество узлов сетки повысились до 5 млн., что позволило создать модель версии 1103\_071212 в половине цилиндрического объёма радиусом 13 м и длиной 40 м. Модель, представленная на рис. 1.7, потребовала для своего описания 1 922 958 узлов пространственной сетки и позволила учесть деформацию соленоида и смещение к центру катушки носового и торцевых дисков под действием электромагнитных сил, отсутствие одного витка во внутреннем слое модуля катушки СВ–2, а также в модель были включены стальные опоры колец и верхние пластины тележек торцевых дисков и цилиндрическая внутренняя часть радиационной защиты от пучков первичных частиц. Новая карта магнитного поля установки CMS использовала 312 примитивных объёмов, описывающих распределение магнитного потока в азимутальном секторе S1. В отличие от предыдущей версии карты магнитного поля, в новую версию были введены секторы S3 и S4, в которых имелись пазы для криогенных и электрических коммуникаций (см. рис. 1.2), а также сектор S11, содержащий опоры колец магнитопровода, и его отражение в область отрицательных  $X$ -координат. Магнитная индукция в остальных секторах определялась на основе примитивных объёмов сектора S1.



(а)



(б)

Рисунок 1.7 Модель магнита CMS версии 1103\_071212. Цветовая шкала соответствует интервалу плотности магнитного потока  $B$  от нуля до 5 Тл с шагом 0,5 Тл. Распределение магнитного поля представлено на внутренней (а) и внешней (б) поверхности магнитопровода.

Модельные значения магнитного поля были сравнены со значениями поля, полученными в 2006 году [37] с помощью автоматизированной машины [38] для измерения плотности магнитного потока  $\mathbf{B}$  внутри сверхпроводящего соленоида. Измерения были проведены с точностью 0,07%. Модель воспроизводила измеренное поле с точностью в пределах 0,1%. В данной модели впервые был использован рабочий ток соленоида 18,164 кА, дающий центральную плотность магнитного потока 3,81 Тл.

В конце 2008 года установка CMS была собрана в подземном экспериментальном зале и протестирована в потоке космических мюонов. Было замечено [40], что величина магнитного поля в слоях колец магнитопровода, особенно крайних, переоценена на несколько процентов. Этот эффект карты магнитного поля явился следствием сжатия возвратного магнитного потока соленоида недостаточным для его распространения полным объёмом модели. Объём половины цилиндра, использованной для вычислений, был увеличен за счёт увеличения радиуса цилиндра с 13 до 30 м и длины цилиндра с 40 до 70 м. Таким образом, число узлов пространственной сетки в новой модели 1103\_090322 возросло до 1 993 452. В модель был включён стальной пол подземного экспериментального зала толщиной 40 мм. 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].

В следующей версии 14\_120812 в модель были включены обе половины ярма магнита CMS. В состав модели вошли расширения чётвёртых торцевых дисков до полного диаметра установки, кили торцевых дисков в азимутальном секторе S10, внешняя оболочка радиационной защиты с цилиндрическими зазорами между защитой и воротником переднего адронного калориметра, а объём каждой половины цилиндра, использованной для вычислений, был увеличен по радиусу с 30 до 50 м и по длине с 70 до 120 м. Эта версия была последней, рассчитанной на ЭВМ с процессором x86\_64, и разделение модели на две половины было продиктовано ограни-

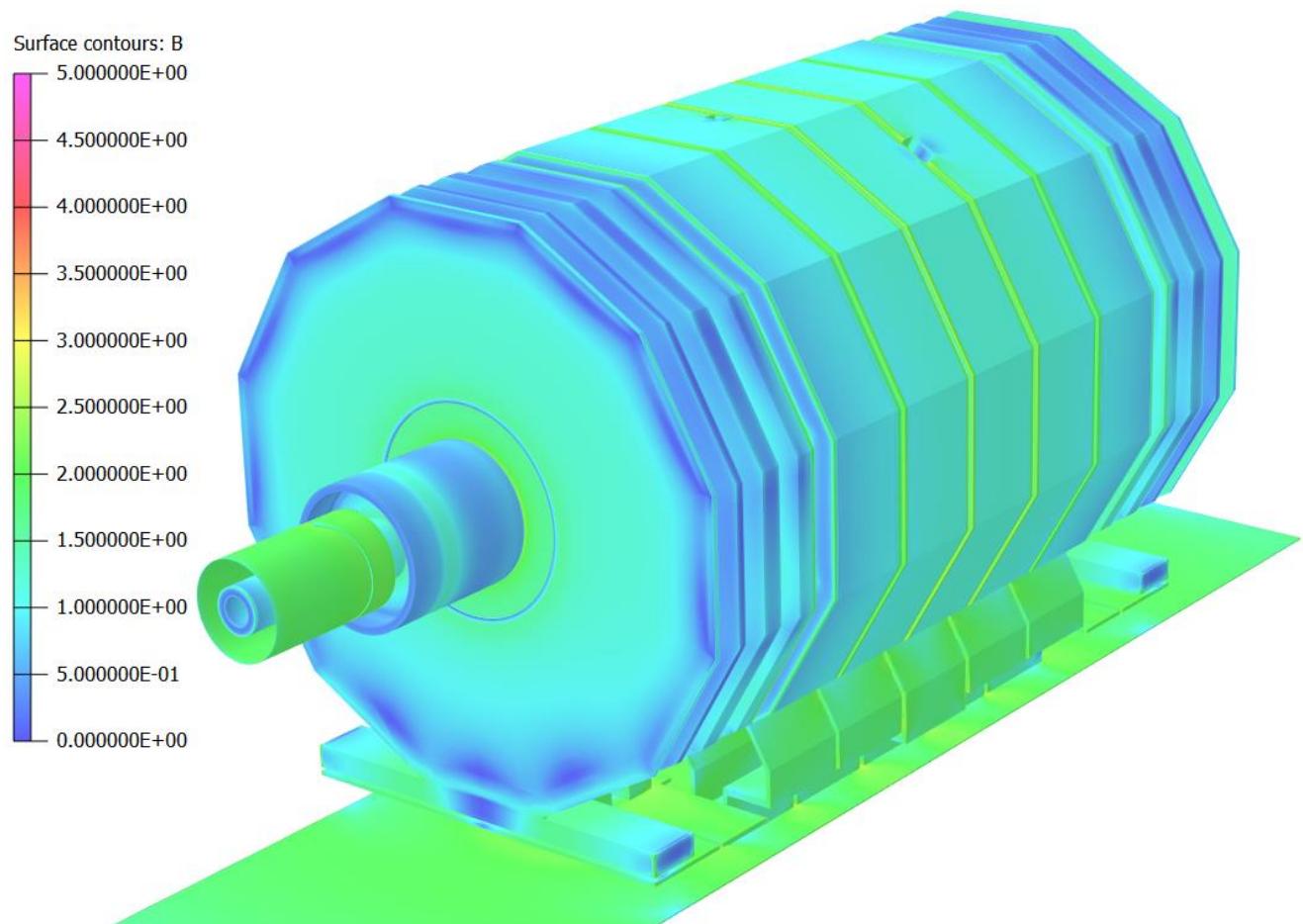


Рисунок 1.8 Модель магнита CMS версии 16\_130503. Цветовая шкала соответствует интервалу плотности магнитного потока  $B$  от нуля до 5 Тл с шагом 0,5 Тл. Распределение магнитного поля представлено на внешней поверхности магнитопровода.

ничением на число узлов сетки. Одна из половин модели содержала в себе 3 624 593 узла, другая – 3 584 357.

При создании карты магнитного поля были использованы 720 примитивных объёмов в каждом секторе, при этом сектор был поделён на две половины по  $15^\circ$  азимутального угла каждая. Полное число примитивных объёмов в цилиндре диаметром 18 м и длиной 40 м, использованном для описания распределения магнитного потока в установке CMS, составило 8640.

Обе половины модели 14\_120812 были объединены в единое целое в следующей версии модели 16\_130503, представленной на рис. 1.8. Начиная с этой версии, все последующие модели были рассчитаны на персональных ЭВМ с процессором Intel64/x64 под операционной системой Windows и с оперативной памятью 8–16 ГБ. Модель содержала 7 111 713 узлов пространственной сетки и требовала для расчёта 10 часов процессорного времени. При создании карты магнитного поля число примитивных объёмов в цилиндре с теми же размерами было увеличено до 9648 за счёт более подробного описания областей за пределами колец магнитопровода, где расположен последний слой центральных мюонных камер.

Наконец, две следующие версии модели 18\_160812 и 18\_170812 [47, 54] различаются между собой только незначительным уточнением кривой намагничивания стали S, которая, как и остальные кривые, не менялась после версии 66\_001012. С точки зрения завершения геометрического описания магнитной системы в обе версии модели была добавлена наиболее удалённая часть радиационной защиты, простирающаяся до расстояний  $\pm 21,89$  м в обе стороны от центра соленоида, как показано на рис. 1.3. Таким образом, длина цилиндра карты магнитного поля установки CMS была увеличена до 48 м, а число примитивных объёмов во всех 12 азимутальных секторах увеличилось до 11136 [50, 56].

Для исследований влияния слабого магнитного поля поглотителей из нержавеющей стали планируемого высокогранулярного калориметра на распределение магнитного потока внутри трекового детектора CMS [49, 52] число узлов пространственной сетки модели магнита CMS было увеличено до 12 858 342. При этом процессорное время, требуемое для расчета, увеличилось до 23,5 часов.

## ГЛАВА 2. РАЗРАБОТКА СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ И МОНИТОРИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS

Проверка распределения магнитного потока, полученного с помощью модели магнитной системы CMS, была проведена с помощью четырёх систем измерения магнитного поля установки. Плотность магнитного потока внутри сверхпроводящей катушки была измерена и в настоящее время мониторируется четырьмя датчиками ядерного магнитного резонанса (ЯМР), установленными на радиусе 2,9148 м за пределами адронного калориметра на расстояниях  $\pm 0,006$  м от срединной  $XY$ -плоскости установки [46, 48, 55]. Ещё два датчика ЯМР 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.

Поле внутри сверхпроводящего соленоида было измерено в 2006 г. [37] в цилиндрическом объёме диаметром 3,448 м и длиной 7 м с помощью 10 трёхмерных В-сенсоров, использующих эффект Холла [99], (датчиков Холла). Датчики 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 [38, 48, 55]. В дополнение к данным системам измерений была создана система мониторирования магнитного поля во время работы установки CMS. Внутри соленоида в горизонтальной плоскости на торцах трековой системы на расстояниях  $X = \pm 0.959$  м при значениях  $Z$ -координат  $-2,899$  и  $+2,895$  м установлены 4 трёхмерных В-сенсора [46, 48, 55]. На поверхностях носовых дисков в азимутальном секторе S10 установлены 12 трёхмерных В-сенсоров. В воздушных зазорах ярма магнита CMS в 11  $XY$ -плоскостях азимутального сектора S10 установлены 70 трёхмерных В-сенсоров, измеряющих плотность магнитного потока на торцах стальных колец и на поверхностях торцевых дисков магнитопровода [39, 48, 55].

Наиболее сложные измерения плотности магнитного потока внутри стальных блоков ярма магнита CMS были проведены с помощью специально разработанной техники потоковых катушек [34, 35, 36, 38, 39, 42, 44, 45, 46, 48, 55]. Катушки установлены в 22 сечениях блоков магнитопровода в пазах шириной 30 мм и глубиной 12–13 мм и состоят из 7–10 витков 45-жильного ленточного кабеля. Сечения блоков, охватываемые катушками, составляют от 0,3 до  $1,59\text{ m}^2$  в блоках стальных колец и от 0,5 до  $1,12\text{ m}^2$  в блоках торцевых дисков магнитопровода [42].

Система сбора данных (ССД) измерений и мониторирования магнитного поля занимает специальную стойку электроники в зале контроля магнита CMS расположенному в подземном измерительном зале. ССД включает в себя тесламетр РТ 2025 [100], специализированную ЭВМ с необходимым программным обеспечением, а также низковольтные источники питания, обеспечивающие аппаратуру считывания сигналов напряжением 5 и 12 В.

## 2.1. Разработка техники измерения магнитного поля внутри соленоида CMS

Система датчиков ЯМР, установленных внутри сверхпроводящего соленоида, использует разработанные компанией METROLAB датчики модели 1062, подключённые через мультиплексор 2030 к тесламетру РТ 2025 [100]. Схема датчика 1062 представлена на рис. 2.1. 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 (A, C, D, E) – с аналогичной ампулой, заполненной  $\text{D}_2\text{O}$ , – для измерения плотности магнитного потока в интервале от 3 до 6.8 Тл. Интервал измерения магнитного поля определяется частотой сигнала высокочастотного генератора, которая составляет от 30 до 90 МГц для датчика B, от 7,5 до 22,5 МГц для датчика F и от 15 до 45 МГц для всех остальных датчиков. Этот сигнал подаётся на приёмный высокочастотный контур, расположенный на активном элементе, и при небольшом возбуждении измеряемого поля слабым магнитным полем модулирующей катушки создаёт условия для проявления эффекта ЯМР при

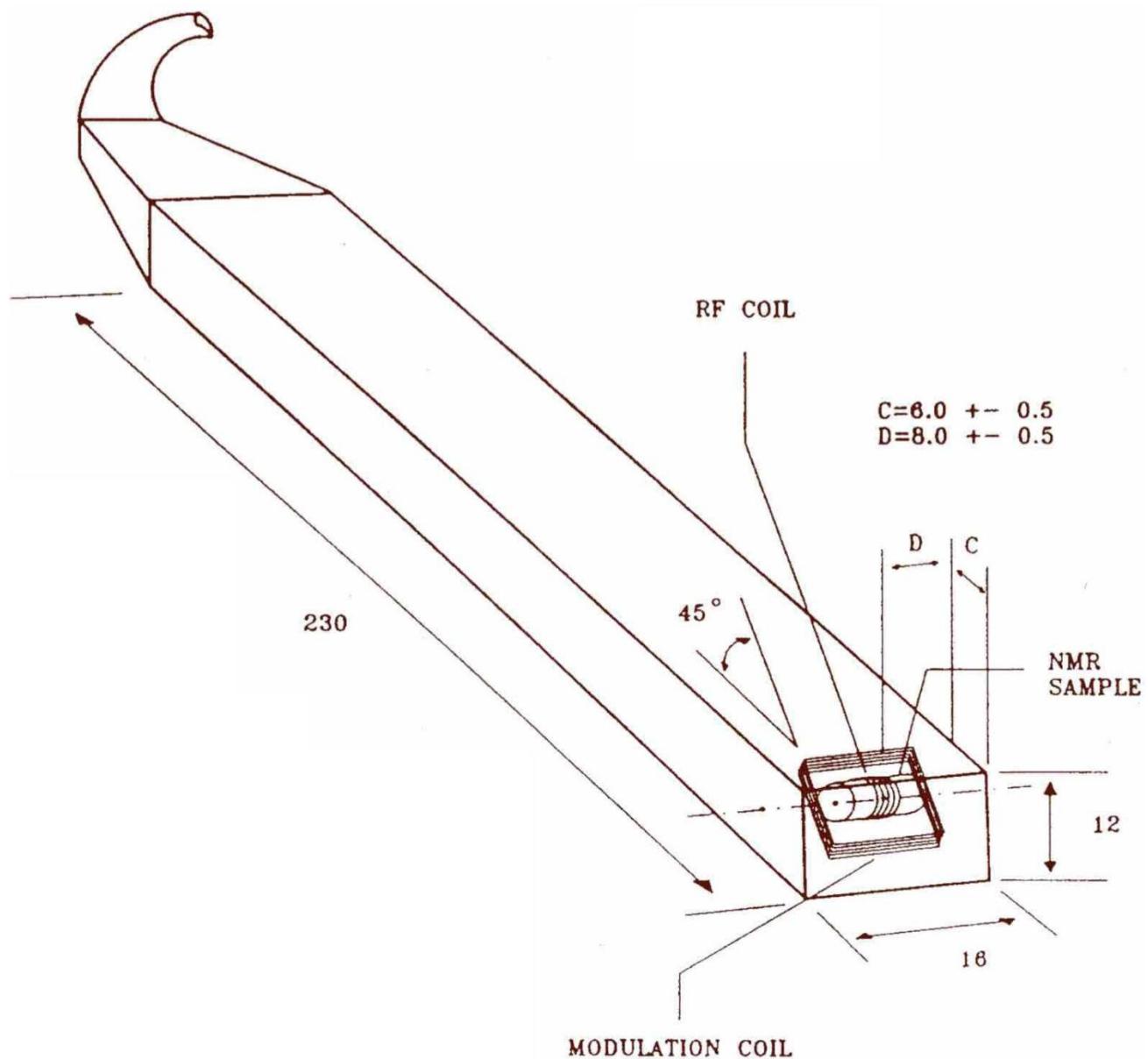


Рисунок 2.1 Схематическое изображение датчика ядерного магнитного резонанса. Показаны: внешние размеры датчика в мм ( $230 \times 16 \times 12$ ), положение активного объёма (NMR sample) с приёмным высокочастотным контуром (RF coil), а также наклон катушки модуляции (modulation coil), равный  $45^\circ$  относительно продольной оси датчика. Диаметр активного объёма составляет 4 мм при длине 4,5 мм. Измеряемое магнитное поле должно быть направлено вдоль оси корпуса датчика или перпендикулярно ей и оси активного объёма.

частоте, совпадающей с частотой прецессии магнитных моментов ядер активного объёма вокруг силовых линий измеряемого магнитного поля, что усиливает сигнал.

Частота модуляции измеряемого магнитного поля составляет от 30 до 70 Гц и вырабатывается дополнительным генератором треугольного сигнала, подаваемого на модуляционную катушку, плоскость которой расположена под углом  $45^\circ$  к направлению измеряемой плотности магнитного потока, что допускает как попеченную, так и аксиальную ориентацию датчика по отношению к вектору магнитного поля. Калибровка датчиков в известном магнитном поле позволяет связать наблюдаемую частоту осцилляции с соответствующей ей величиной плотности магнитного потока измеряемого поля. Комбинация высокочастотного и модуляционного сигналов обеспечивает точность измерения магнитного поля с разрешением 0,1 мкТл (1 Гц по частоте).

Активные объёмы датчиков А и В расположены на радиусе 2,9148 м от оси соленоида на расстоянии  $Z = -0,006$  м от срединной  $XY$ -плоскости установки CMS при значениях азимутального угла  $-135,1^\circ$  и  $44,9^\circ$ , соответственно. Активные объёмы датчиков F и E расположены на том же радиусе на расстоянии  $Z = +0,006$  м при соответствующих значениях азимутального угла  $-44,9^\circ$  и  $+135,1^\circ$ . Датчик С измеряет магнитную индукцию в точке с координатами  $(X, Y, Z) = (0,6425, 0,10517, -2,835)$  м, и датчик D – в точке с координатами  $(X, Y, Z) = (0,6425, 0,10517, 2,831)$  м; оба датчика расположены на торцах объёма трековой системы.

Тесlamетр PT 2025 находится в измерительном подземном зале и связан тремя 64-метровыми кабелями с находящимся в экспериментальном подземном зале мультиплексором 2030, к которому 5 датчиков ЯМР подсоединены 30-метровыми кабелями, а один (A) – 35-метровым.

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.

Точное измерение магнитного поля в цилиндрическом объеме радиусом 1,724 м и длиной 7 м внутри сверхпроводящего соленоида CMS было выполнено с

помощью автоматизированной машины, разработанной и изготовленной в FNAL [38, 48, 55]. Измерительная машина использует десять трехмерных В-сенсоров [101–103], разработанных в Национальном институте субатомной физики (NIKHEF, Амстердам, Нидерланды), откалиброванных в CERN с точностью 0,03% при максимальном значении плотности магнитного потока 4,5 Т [104–106]. Для измерения поля на оси катушки и на максимальном радиусе измеряемого объема использовались также два датчика ЯМР с активными объемами, заполненными D<sub>2</sub>O.

Измерительная машина, показанная на рис. 2.2 внутри измеряемого объема, перемещалась по рельсам, установленным параллельно оси катушки внутри центрального адронного калориметра, останавливаясь на заданных расстояниях, где два крыла пропеллера (положительное – со стороны положительных Z-координат и отрицательное – со стороны отрицательных) могли вращаться на 360° в прямом и обратном направлениях, останавливаясь при заданных значениях азимутального угла, где измерялось магнитное поле. Величина шага по азимуту составляла 7,5°. Величина шага вдоль оси катушки составляла 0,05 м и обеспечивалась качением специальной шестерни вдоль натянутого зубчатого кевларового ремня.

Каждое крыло пропеллера содержало пять трехмерных датчиков Холла, расположенных на радиусах 0,092; 0,5; 0,908; 1,316 и 1,724 м от оси катушки. Расстояние между датчиками Холла отрицательного и положительного крыльев по оси катушки составляло 0,95 м. Таким образом, через 19 шагов измерительной машины вдоль оси катушки в положительном направлении датчики Холла отрицательного крыла оказываются в том же положении, в котором раньше были датчики положительного крыла, и наоборот при обратном движении.

Измерительная машина была изготовлена из немагнитных материалов, управлялась сжатым азотом высокой чистоты, поток которого контролировался с помощью пьезоэлектрических клапанов, управляемых напряжением 24 В с помощью удалённого электронного устройства PLC (Programmable Logic Controller), программируемого с помощью системы команд LabVIEW [107]. При незапланированной остановке измерительной машины для абсолютного отсчета Z-координаты использовался лазерный дальномер.

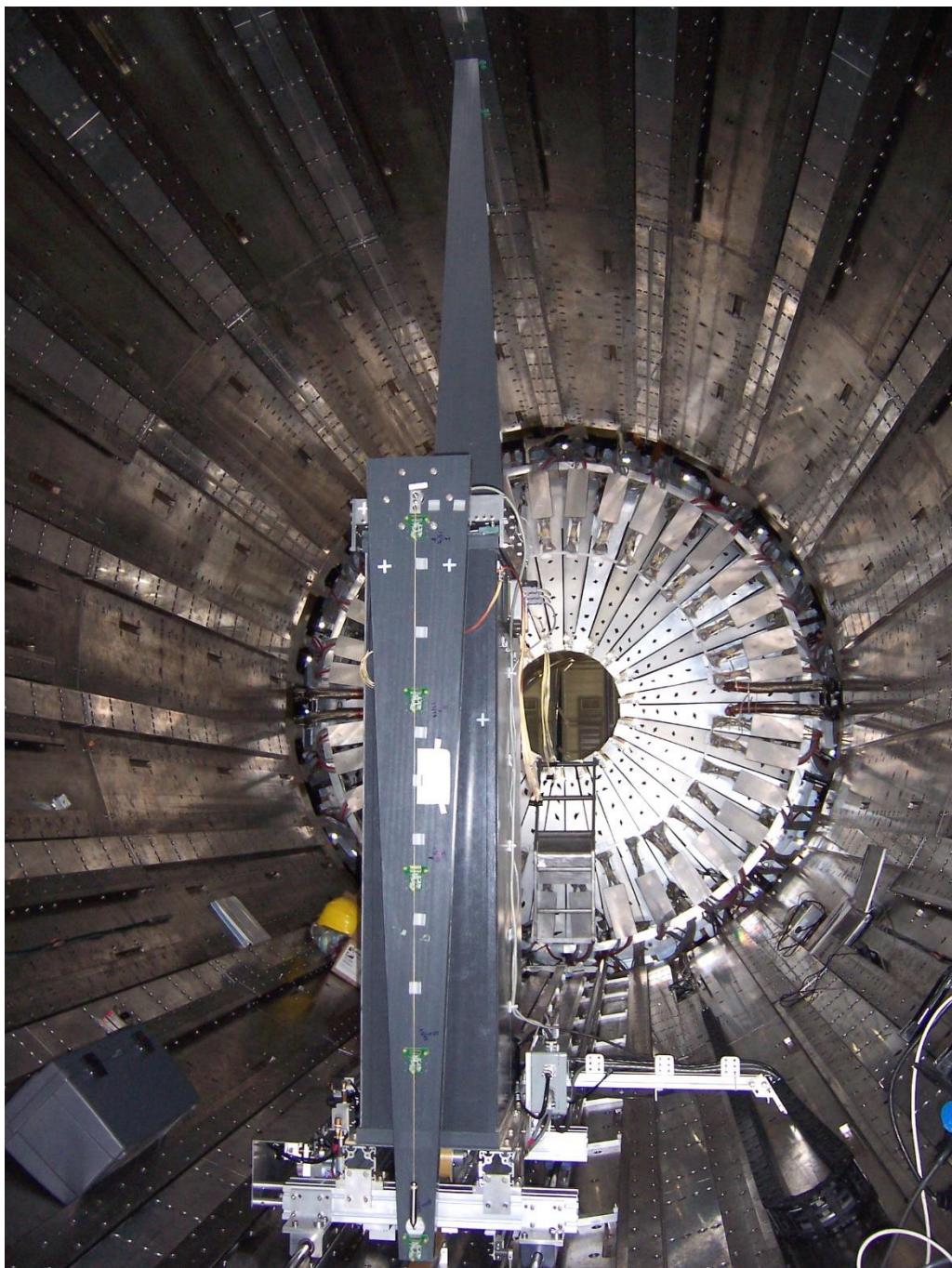


Рисунок 2.2 Автоматизированная машина [38] для измерения магнитного поля CMS, установленная внутри центрального адронного калориметра. Видны: каретка из алюминиевого сплава, перемещающаяся по рельсам вдоль оси  $Z$  с шагом 0,05 м, башня из прочного немагнитного материала, два крыла пропеллера, врачающегося по азимутальному углу в прямом и обратном направлении с шагом  $7,5^\circ$ , а также 5 трёхмерных В-сенсоров на крыле пропеллера со стороны положительных  $Z$ -координат (положительном крыле).

Юстирование положения оси вращения пропеллера относительно оси соленоида CMS было выполнено с точностью, лучшей 1,9 мрад. Считывание сигналов датчиков Холла производилось в рамках протокола CANopen [108, 109].

## 2.2. Система мониторирования магнитного поля при работе детектора CMS

На первом этапе система мониторирования магнитного поля CMS состояла из 86 трехмерных В-сенсоров: 17 трёхмерных датчиков Холла, откалиброванных при максимальной магнитной индукции 4,5 Тл, и 69 трёхмерных датчиков Холла, откалиброванных при максимальной магнитной индукции 1,4 Тл [104–106]. На рис. 2.3 показана печатная плата электроники В-сенсора. Три одноосных датчика Холла Siemens KSY44 [110] размером  $3,2 \times 2,3 \times 0,6$  мм<sup>3</sup> каждый приклеены к трем ортогональным поверхностям стеклянного куба размером  $4 \times 4 \times 2,4$  мм<sup>3</sup>. Каждый датчик включает в себя монокристалл GaAs в качестве детектирующего элемента. Используемый ток Холла составляет 230 мкА, что обеспечивает малое тепловыделение. Напряжения Холла оцифровываются 24-битным дельта-сигма-модулятором, обеспечивающим аналого-цифровое преобразование сигнала. Для измерения температуры рядом с датчиками Холла у куба находится откалибранный термистор, терmostат не используется. Три прецизионных отверстия в опорных ножках платы позволяют установить В-сенсоры в объёме детектора CMS с заданной точностью. Для идентификации каждого В-сенсора на плате размещена 8-байтовая микросхема DS2401 Dallas.

Калибровка трёхмерных В-сенсоров с точностью  $5 \times 10^{-4}$  [39] была выполнена путем вращения пакета из четырех печатных плат в постоянном однородном магнитном поле при различных абсолютных значениях поля и температуры [104–106]. Для этой цели в CERN было разработано и изготовлено специальное калибровочное устройство, показанное на рис. 2.4. При трех постоянных значениях однородной плотности магнитного потока  $B$  калибратор вращал небольшую головку с четырьмя печатными платами в двух ортогональных угловых направлениях  $\theta$  и  $\varphi$  с помощью шаговых двигателей, расположенных вне магнитного поля, и специальной трансмиссии, состоящей из длинных внутренней и внешней труб и конических

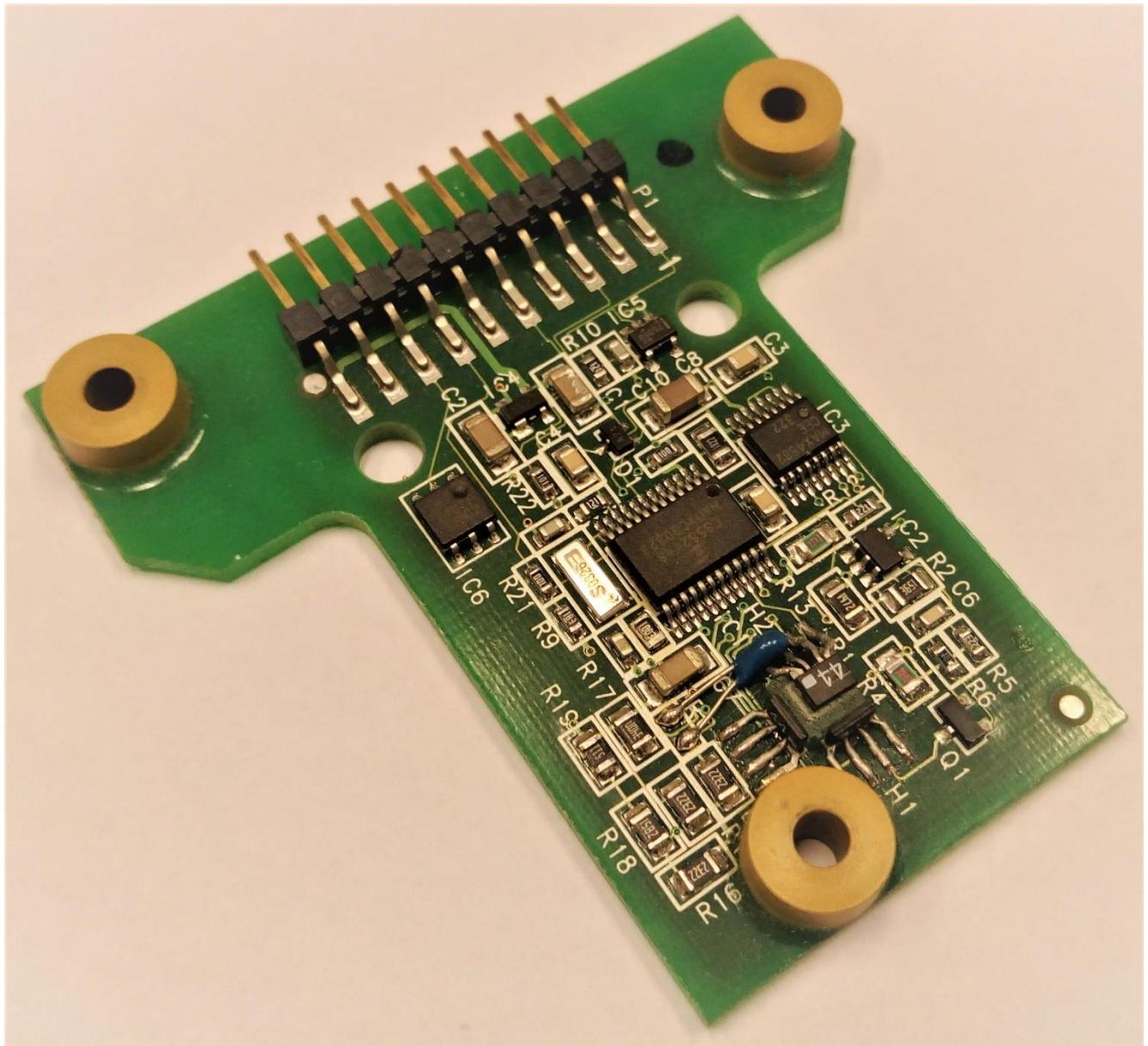


Рисунок 2.3 Датчики Холла на плате В-сенсора. Каждая печатная плата содержит три одноосных датчика Холла Siemens KSY44 [110], приклеенных к стеклянному кубу размером  $4 \times 4 \times 2,4$  мм<sup>3</sup>. Расстояние между центрами детектирующих элементов микросхем  $b_1$  (на вершине куба) и  $b_3$  (со стороны H1) составляет 1,8 мм. Расстояние между центрами микросхемы  $b_1$  и  $b_2$  (со стороны R18) составляет 2,6 мм. Датчики Холла имеют ошибку ориентации около 1 мрад, а ошибка относительной ориентации локальных измеренных полей  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  оценивается примерно в 0,2 мрад [111]. Аналоговые напряжения с датчиков Холла одновременно считаются 24-битным  $\Delta\Sigma$ -модулятором.

шестерен. Головка вращалась в термостате, где постоянная температура поддерживалась термоэлектрическим элементом Пельтье, а поток охлаждающего воздуха регулировался вентилятором. Средняя пластина головки содержала три ортогональные катушки  $b_1$ ,  $b_2$  и  $b_3$  для измерения составляющих плотности магнитного потока путем интегрирования магнитного потока в каждой катушке в локальной системе координат головки, также показанной на рис. 2.4. Четыре печатных платы В-сенсоров были прикреплены к опорной пластине катушек по две с каждой её стороны.

Полярный угол  $\theta$  определялся в локальной системе координат головки как угол между вектором  $\mathbf{B}$  и осью  $Z$ . Азимутальный угол  $\varphi$  определялся как угол между проекцией  $\mathbf{B} \cdot \sin\theta$  и осью  $X$ . Для охвата полного  $4\pi$ -пространства при вращении вектора  $\mathbf{B}$  в локальной системе координат потребовалось 6 поворотов головки в  $\theta$ -направлении и 5 поворотов головки в  $\varphi$ -направлении. Сигнальный кабель и кабель питания завивались вращением внешней трубы по углу  $\theta$ , но развивались вращением головки по углу  $\varphi$ . В конце калибровки кабель совершил всего один виток. Траектории единичного вектора плотности магнитного потока в локальной системе отсчета головки показаны на рис. 2.5 в плоскостях  $XY$  и  $YZ$ .

Напряжения с датчиков Холла  $V_H$ , индуцированные в трех одноосных микросхемах Siemens KSY44 во время вращения головки в постоянном однородном поле, оцифровывались каждые 1/15 с вместе с сигналами с катушек, а затем разлагались в ряд ортогональных функций следующим образом [103]:

$$V_H(|B|, t, \theta, \varphi) = \sum_k \sum_n \sum_l \sum_{m=0}^l c_{knlm} T_k(B) T_n(t) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (2.1)$$

где  $c_{knlm}$  – калибровочные константы,  $Y_{lm}$  – сферические функции [112] порядка  $l$ ,  $m$  для описания зависимости от углового направления поля в локальной системе координат,  $T_n$  – полиномы Чебышева первого рода [113] порядка  $n$  для описания температурной зависимости напряжений датчиков Холла,  $T_k$  – полиномы Чебышева первого рода порядка  $k$  для описания зависимости напряжений от абсолютного значения плотности магнитного потока,  $\theta$  и  $\varphi$  – полярный и азимутальный углы,  $|B|$  – абсолютное значение магнитной индукции, и  $t$  обозначает температуру.

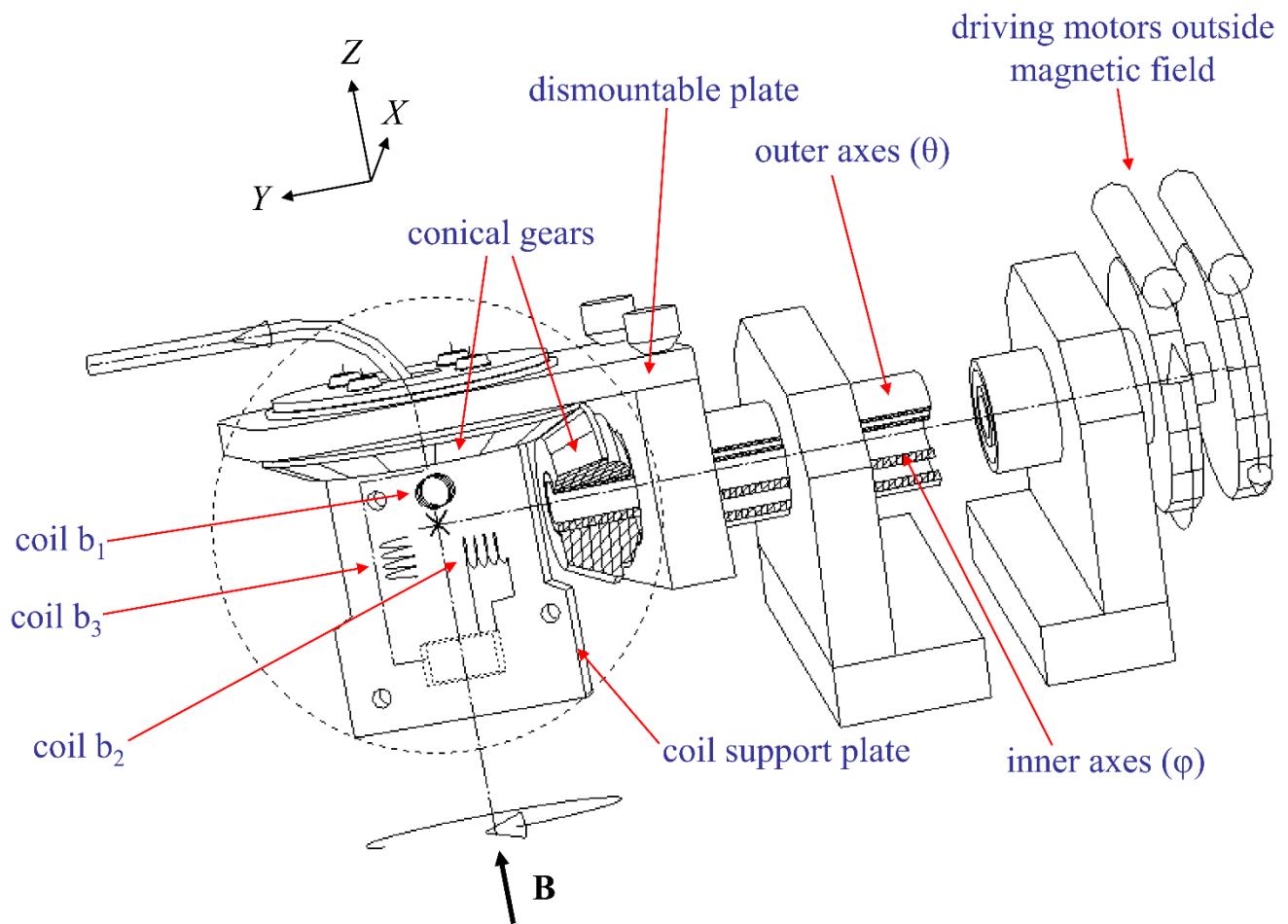


Рисунок 2.4 Схема калибратора датчиков Холла [104–106]. Локальная система координат  $XYZ$  поворачивается относительно вектора постоянной плотности магнитного потока  $\mathbf{B}$  в двух угловых направлениях: полярный угол  $\theta$  определяется между  $\mathbf{B}$  и осью  $Z$ , а азимутальный угол  $\varphi$  определяется между проекцией  $\mathbf{B} \cdot \sin\theta$  и осью  $X$ . Вращение головки калибратора в направлениях  $\theta$  и  $\varphi$  обеспечиваются внешней и внутренней осями калибратора, соответственно. Чтобы покрыть все  $4\pi$ -пространство в локальной системе отсчета, необходимо выполнить 6 оборотов внешней трубы и 6 оборотов внутренней трубы с конической передачей в противоположных направлениях. Четыре одинаково ориентированных печатных платы установлены по две с каждой стороны пластины с катушками. Три катушки измеряют компоненты магнитной индукции  $b_1$ ,  $b_2$  и  $b_3$  в локальной системе координат путем интегрирования магнитного потока в каждой катушке. Напряжения датчиков Холла и сигналы катушек оцифровываются каждые  $1/15$  с и затем аппроксимируются ортогональными сферическими функциями с набором калибровочных коэффициентов при трех значениях  $\mathbf{B}$  и двух значениях температуры.

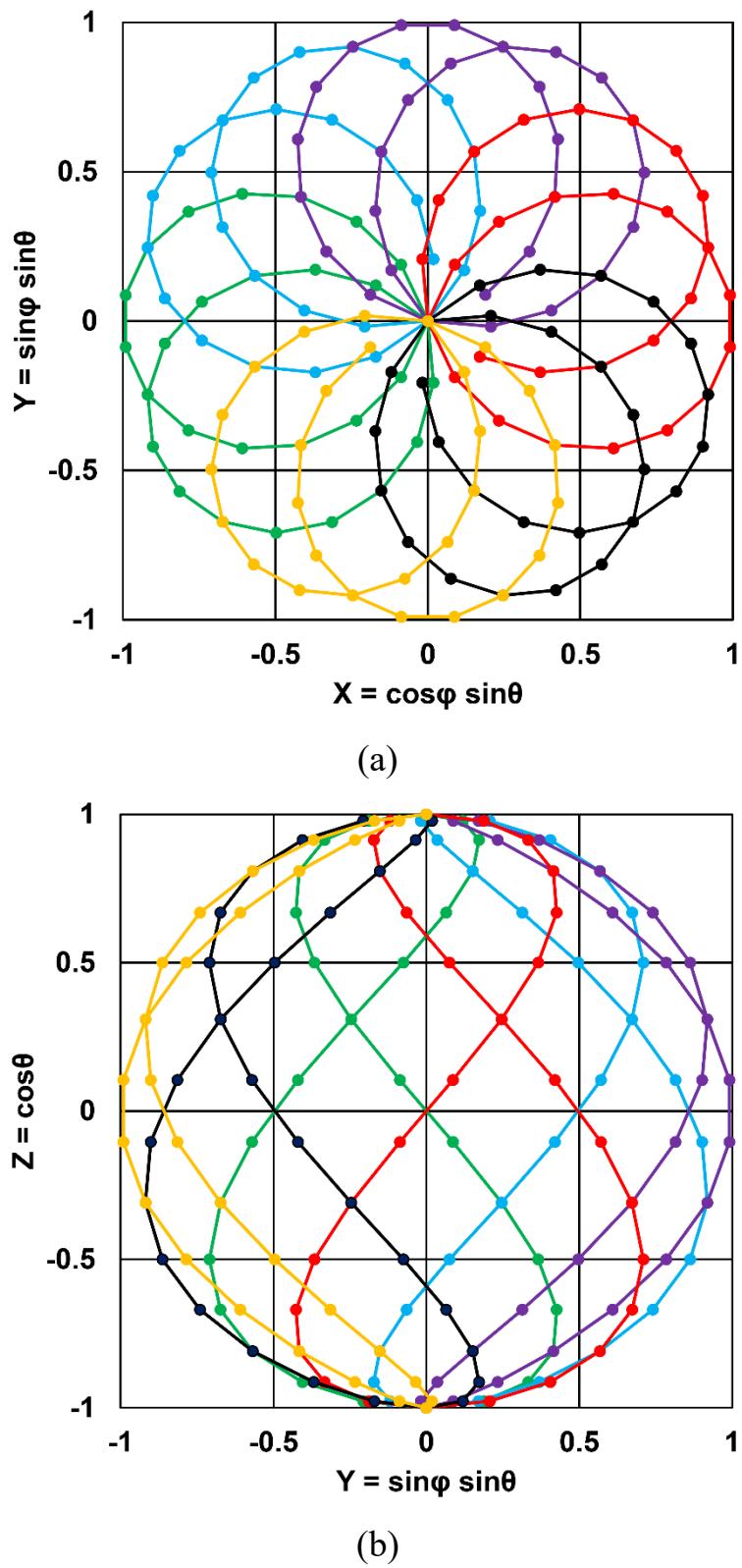


Рисунок 2.5 Траектории единичного вектора плотности магнитного потока в локальной системе координат головки калибратора: (а) – в плоскости  $XY$  и (б) – в плоскости  $YZ$ . Разные цвета соответствуют шести полным оборотам головки по углу  $\theta$ . Маркеры обозначают приращения по азимуту ( $10^\circ$ ) и полярному углу ( $12^\circ$ ) и соответствуют угловым расстояниям между зубьями двух конических шестерен.

Калибровка при каждой паре заданных значений магнитной индукции и температуры требовала три минуты. Для каждого В-сенсора калибровка была выполнена при трех значениях плотности магнитного потока (0,37; 0,885; 1,4 или 2,5; 3; 4,5 Тл в зависимости от области размещения В-сенсоров на установке CMS) и при двух значениях температуры ( $20^{\circ}\text{C}$  и  $24^{\circ}\text{C}$ ). Калибровочные константы для каждого откалиброванного В-сенсора сохранялись в базе данных и затем использовались во время измерений и мониторирования магнитного поля для преобразования измеренных напряжений датчиков Холла в величины плотности магнитного потока.

### 2.3. Разработка техники потоковых катушек для измерения плотности магнитного потока внутри стальных блоков ярма магнита CMS

Процедура измерения плотности магнитного потока внутри стальных элементов ярма магнита CMS была предложена в 2000 г. [114] и основывалась на использовании быстрого сброса тока соленоида CMS для индуцирования напряжений в специальных потоковых катушках, намотанных вокруг определённых блоков ярма магнита CMS. Измеряя напряжение, индуцированное в какой-либо катушке, и интегрируя форму сигнала по времени сброса тока, можно определить полный начальный магнитный поток в катушке. Напряжение, индуцированное в потоковой катушке, пропорционально скорости изменения магнитного потока в плоскости катушки и количеству витков в ней. Среднее значение магнитной индукции в плоскости потоковой катушки, определяется делением измеренного значения магнитного потока на площадь, охватываемую катушкой, и количество витков в ней.

Стандартное время подъёма или снижения тока соленоида CMS составляет примерно 4-5 часов в зависимости от скорости изменения тока, а время медленного сброса тока составляет около 19 часов. При скорости изменения тока 1,5 A/c стандартное снижение рабочего тока соленоида с 18,164 кА до 1 кА происходит за 11442,7 с. Начиная с величины тока 1 кА, запускается быстрый сброс тока который происходит как переходной процесс в цепи  $L-R(t)$  при замыкании индуктивности ( $L$ ) на внешнее сопротивление ( $R(t)$ ), изменяющееся со временем ( $t$ ), на что требуется еще 3600 с. Если средняя начальная плотность магнитного потока в потоковой

катушке площадью  $1 \text{ м}^2$  составляет  $1,5 \text{ Тл}$ , то начальный магнитный поток  $\Phi$  в поперечном сечении катушки составляет  $1,5 \text{ Вб}$ . Уменьшение этого значения до нуля за  $15042,7 \text{ с}$  вызывает в одном витке катушки электродвижущую силу (ЭДС) с напряжением  $V = \Delta\Phi / \Delta t$ , равным  $0,0997 \text{ мВ}$ . В катушке, состоящей из 400 витков, индуцированное напряжение достигает  $40 \text{ мВ}$ , что требует использования прецизионного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) для выделения данного слабого сигнала на фоне шума. Число витков в катушке ограничено поперечным сечением паза в стальном блоке, в котором она размещена.

Постоянная времени быстрого разряда соленоида составляет 190 секунд, что индуцирует напряжения с гораздо большей амплитудой и дает наиболее выгодную возможность для выполнения предусмотренных измерений. Во время нормальной работы магнита CMS быстрый сброс тока сверхпроводящего соленоида обычно запускается только при обнаружении некоего ненормального рабочего состояния, что с точки зрения безопасности требует разряда катушки настолько быстрого, насколько это возможно. Для проверки надлежащей работы системы безопасности магнита в 2006 г. было выполнено несколько быстрых разрядов, запускаемых вручную, во время проверки магнита CMS [37] перед его опусканием в подземный экспериментальный зал. Быстрые сбросы тока соленоида, индуцирующие большие амплитуды сигналов, дали возможность провести измерения магнитного поля в стальных блоках ярма магнита при использовании более простых АЦП.

Для того, чтобы оценить амплитуды сигналов, индуцируемых в потоковых катушках во время быстрого сброса тока соленоида, изменения магнитного потока в плоскостях различных потоковых катушек были рассчитаны с помощью трехмерной модели магнита CMS [34, 35]. Для 9 дискретных моментов времени ( $0, 50, 100, 125, 151, 176, 200, 251$  и  $306 \text{ с}$ ) во время моделирования быстрого разряда, показанного на рис. 2.6-а, магнитное поле было рассчитано во всем объеме детектора CMS. В блоках колец ярма магнита и торцевых дисков полученные значения плотности магнитного потока были проинтегрированы по областям, охватываемым потоковыми катушками. Эти области варьировались от  $0,34$  до  $1,86 \text{ м}^2$  на кольцах ярма и от  $0,59$  до  $1,42 \text{ м}^2$  в секторах торцевых дисков. По величине магнитного потока,

проходящего через каждую потоковую катушку в данный момент времени, были рассчитаны средние ЭДС, индуцированные в катушках изменением потока в каждом временном интервале, как показано на рис. 2.6-б и 2.6-в. Присутствие вихревых токов в стальных блоках и их вклад в ЭДС, наведенные в потоковых катушках, при расчетах, показанных на рис. 2.6-б и 2.6-в, не учитывались. Поскольку вихревые токи вызываются теми же изменениями потока, которые индуцируют напряжения в катушках, их наиболее значительный вклад в изменение магнитного потока происходит в моменты времени, далекие от начала и конца быстрого разряда соленоида. Для уменьшения вклада вихревых токов в конструкции ярма магнита CMS предусмотрены зазоры между толстыми стальными плитами колец ярма магнита.

В результате проведённого моделирования был сделан вывод о том, что сигналы, индуцированные в потоковых катушках, могут быть проинтегрированы с хорошей точностью для того, чтобы получить величину магнитного потока, а затем и среднюю величину магнитной индукции в выбранных сечениях ярма магнита.

В соответствии с данным исследованием каждая потоковая катушка была выполнена из 7–10 витков 45-жильного ленточного кабеля, намотанного в неглубокий паз шириной 30 мм и глубиной 12–13 мм, сделанный на поверхности выбранного стального блока во время его механической обработки. Потоковые катушки, содержащие 315–450 витков, были сформированы в результате соединения двух концов плоского ленточного кабеля так, чтобы проводники в ленте были смешены на один проводник, а оставшиеся два свободных проводника подключались к АЦП. Как видно из приведённых выше оценок ЭДС, представленных на рис. 2.6-б и 2.6-в, во время быстрого разряда соленоида в таких катушках могут быть индуцированы напряжения, достигающие по амплитуде нескольких вольт.

Чтобы проверить, могут ли эти напряжения быть измерены в режиме в линию и затем проинтегрированы по времени разряда так, чтобы обеспечить измерение магнитного потока в стальных блоках с точностью до нескольких процентов, из образцов различных марок стали ярма магнита CMS было изготовлено несколько дисков диаметром 127 мм и толщиной 12,7 или 38,1 мм.

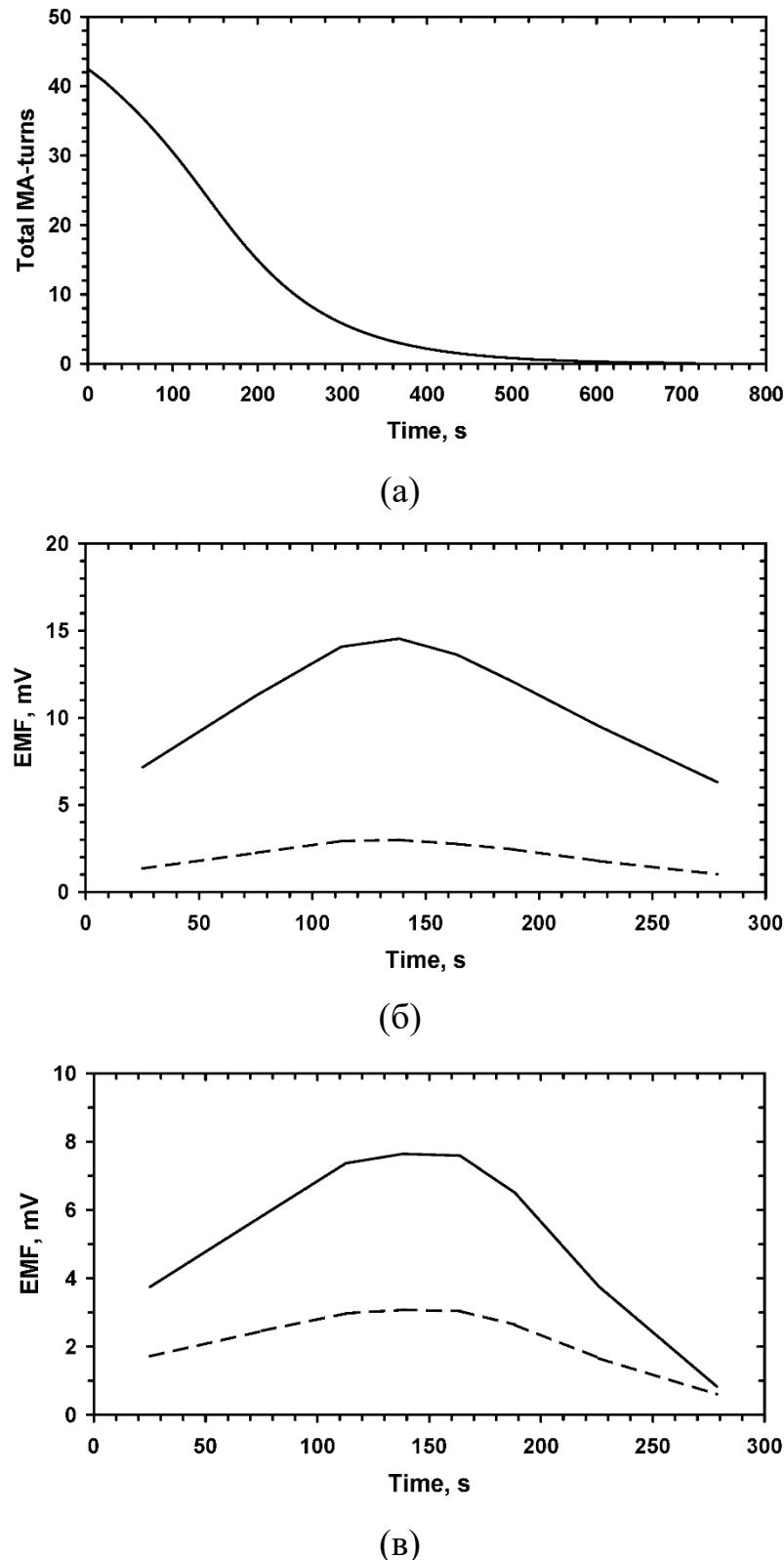


Рисунок 2.6 Расчет [35]: (а) тока соленоида CMS при быстром разряде; (б) минимального (пунктирная кривая) и максимального (сплошная кривая) напряжения ЭДС в одном витке потоковой катушки на блоке кольца ярма магнита CMS; (в) минимального (пунктирная кривая) и максимального (сплошная кривая) напряжения в одном витке потоковой катушки в сегменте торцевого диска ярма магнита.

Каждый диск помещался в магнитный поток, создаваемый лабораторным магнитом, ток в котором изменялся от максимального значения 320 А до нуля по форме, подобной форме быстрого сброса тока соленоида CMS. Измеряемое напряжение индуцировалось в тестовой катушке, установленной на диске между наконечниками полюсов магнита. Для обеспечения эквивалентного изменения магнитного потока, количество витков в тестовой катушке было выбрано большим, чем количество витков в потоковых катушках, предназначенных для размещения на блоках ярма магнита CMS, а продолжительность сброса тока лабораторного магнита была выбрана меньшей времени быстрого разряда соленоида установки CMS.

Тестовая катушка с 994 витками имела средний диаметр 140,6 мм. Она была намотана на неметаллическую бобину и подключена к АЦП в дифференциальном режиме для подавления синфазного шума. Высокое входное сопротивление схемы АЦП гарантировало, что величина тока в тестовой катушке будет незначительной в течение всего времени. Дифференциальные входы системы АЦП были заземлены через резисторы величиной 100 кОм. При подключении тестовой катушки к АЦП в лабораторных условиях, шумовые сигналы были ниже 1 мВ. При приближении к катушке небольшого постоянного магнита, в ней индуцировалось напряжение на уровне 1–2 мВ.

Тестовая катушка была установлена между наконечниками стальных полюсов лабораторного магнита GMW модели 3474, использующего источник питания Dan-physisk модели 8530, оборудованный шиной интерфейса общего назначения GPIB, таким образом, скорость подъёма и снижения тока в магните задавалась тем же программным обеспечением, которое использовалось для измерения напряжения в тестовой катушке. Диаметр катушки был выбран таким образом, чтобы катушка охватывала плоскую часть наконечников полюсов лабораторного магнита. Для интерпретации данных, полученных в результате тестовых испытаний, была разработана модель лабораторного магнита, показанная на рис. 2.7-а и использующая для расчёта программу TOSCA [86]. Для описания в модели магнитных свойств наконечников полюсов и ярма лабораторного магнита кривые намагничивания были

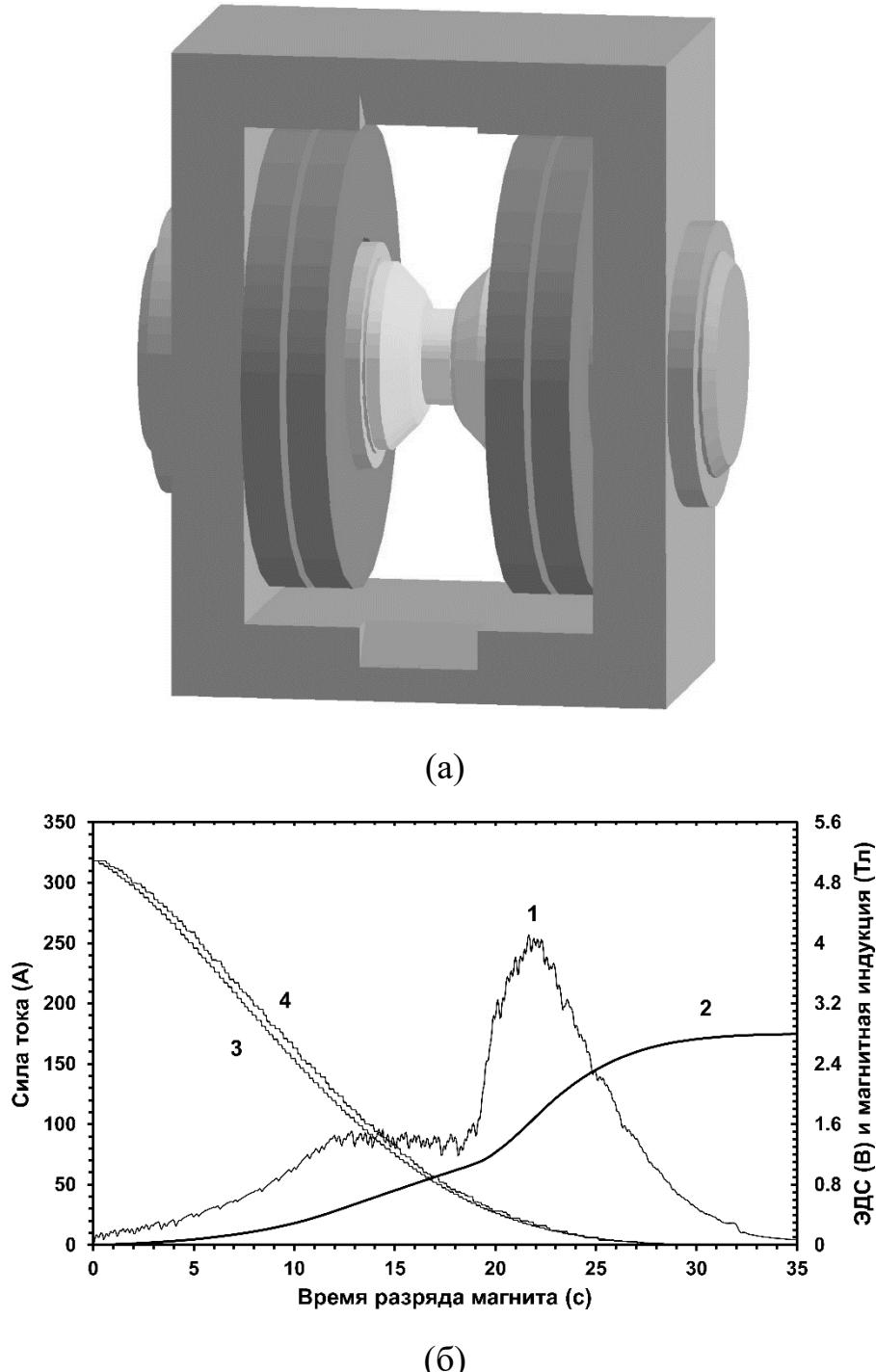


Рисунок 2.7 а) Трехмерная модель [35] лабораторного магнита со стальным диском диаметром 127 мм и толщиной 38,1 мм, вставленным между наконечниками полюсов магнита; (б) Наведенная ЭДС (кривая 1) и интегральная плотность магнитного потока (кривая 2), при снижении тока магнита с 320 А до нуля в течение 32 с [34]. Кривая 3 описывает изменение величины тока, заданное программным обеспечением работы магнита. Кривая 4 соответствует величине измеренного тока.

взяты из измерений магнитной проницаемости одного из образцов стали ярма магнита CMS.

При величине зазора между наконечниками полюсов лабораторного магнита 12,7 и 44,45 мм было выполнено несколько серий измерений. С зазором 12,7 мм были исследованы три случая: 1) внутри тестовой катушки не было ничего, кроме воздуха; 2) внутрь катушки был вставлен алюминиевый диск толщиной 12,7 мм и диаметром 127 мм; 3) в катушку был вставлен диск такого же размера, выполненный из конструкционной стали, использующейся в ярме магнита CMS. Были также проведены исследования образцов дисков толщиной 38,1 мм, изготовленных из различных марок стали, использованной в ярме магнита CMS. В этих исследованиях диски были вставлены в зазор между наконечниками полюсов магнита величиной 44,45 мм, и с обеих сторон диска имелись воздушные зазоры величиной 3,175 мм, в которых на оси диска были закреплены датчики Холла. Датчики Холла измеряли аксиальную плотность магнитного потока, при максимальном токе в лабораторном магните и остаточное поле после снижения тока до нуля.

В статических измерениях при максимальном токе модель лабораторного магнита точно предсказала величину плотности магнитного потока в свободном воздушном зазоре 12,7 мм между наконечниками полюсов, равную 2,65 Тл и близкую к величине, измеренной датчиками Холла (2,63 Тл), расположенными на поверхности наконечников. Со стальным диском толщиной 12,7 мм, вставленным в зазор, модель предсказала величину магнитной индукции в центре диска, равную 3,07 Тл. Как для воздушного зазора, так и для зазора, заполненного стальным диском, расчётная плотность магнитного потока возрастала с увеличением радиального расстояния от оси полюсов. Плотность магнитного потока быстро падала за пределами радиуса стального диска. В случае размещения стального диска толщиной 38,1 мм в зазоре, равном 44,45 мм с равными воздушными промежутками по обе стороны диска, при максимальном токе модель предсказывала величину аксиальной компоненты магнитной индукции в центре плоской стороны диска, равную 3,0 Тл, в то время как датчиками Холла она была измерена на уровне  $2,9397 \pm 0,0002$  Тл. На основании сравнения расчёта и измерений поправочный коэффициент 0,9799 был

применен ко всем последующим расчетным значениям, сравниваемым с измеренными величинами.

В начале динамических измерений тестовая катушка без какого-либо вкладыша была вставлена в зазор между наконечниками полюсов, равный 12,7 мм, и ток в лабораторном магните, был повышен до величины 320 А со скоростью 2,5 А/с. После паузы ток с той же скоростью был снижен до нуля. Напряжение на концах обмотки тестовой катушки измерялось с интервалом 50 мс (частота выборки сигнала составляла 20 Гц) и интегрировалось путем суммирования среднего напряжения в каждом временном интервале, умноженного на длину временного интервала. Интегрирование зависимости напряжения по времени повышения тока дало величину магнитного потока в катушке, равную 40,91 Вб. При снижении тока интеграл составил 40,02 Вб. Делением измеренной величины магнитного потока на площадь катушки и число витков в ней была определена плотность магнитного потока. Так, например, поток величиной 40,91 Вб соответствует величине магнитной индукции 2,65 Тл. Различие величин магнитного потока, измеренных при повышении и снижении тока магнита, находится в пределах 2%. Разница величин объясняется петлёй гистерезиса в материале полюсов лабораторного магнита, указывая на необходимость измерения остаточного поля в воздушном зазоре для точного восстановления плотности магнитного потока при максимальном токе лабораторного магнита.

Затем алюминиевый диск толщиной 12,7 мм был помещён в катушку, и данная сборка была вставлена между наконечниками полюсов магнита. Форма сигнала, индуцированного в катушке, не изменилась, что исключило существенный уровень вихревых токов в диске. Использование диска из конструкционной стали, также подтвердило данный вывод, в том числе и в случае разделения диска на электрически изолированные четверти.

Основные исследования были проведены с двумя образцами дисков толщиной 38,1 мм, изготовленными из тех же марок стали, что и большая часть ярма магнита CMS. Каждый диск был вставлен в катушку и отделен от наконечников полю-

сов магнита воздушными зазорами, равными 3,175 мм. В этих исследованиях повышение тока в магните всегда производилось со скоростью 2,5 А/с. При максимальном токе датчиками Холла, размещёнными в центрах плоских сторон диска, измерялась плотность магнитного потока, после чего следовали быстрые сбросы тока до нулевого значения. Были исследованы быстрые сбросы, происходящие за 32, 64, 128, 256 и 512 с по форме, аналогичной форме быстрого сброса тока соленоида CMS. На рис. 2.7-б показаны ЭДС, наведенная в катушке, и интегральная плотность магнитного потока для разряда магнита, происходящего за 32 с.

Форма сигнала  $v(t)$ , наведенного в катушке при быстром сбросе тока  $I$  магнита, хорошо описывается уравнением

$$v(t) = A \cdot N \cdot \frac{dB_z}{dI} \cdot \frac{dI}{dt}, \quad (2.2)$$

где  $A$  – площадь, соответствующая среднему диаметру тестовой катушки,  $N$  – количество витков в катушке, равное 994,  $B_z$  – аксиальная плотность магнитного потока через катушку. Для определения производной  $dB_z/dI$  в уравнении (2.2) сила тока в лабораторном магните повышалась ступенчатыми интервалами величиной от 0,1 до 10 А, и при 146 значениях силы тока величина плотности магнитной индукции в зазорах между стальным диском и полюсами лабораторного магнита была измерена двумя датчиками Холла, расположенными на торцах диска. Значения, усредненные по измерениям двум датчикам, использовались для нахождения производной в виде  $\Delta B_z/\Delta I$ , где  $\Delta I$  – величина интервала повышения силы тока, а  $\Delta B_z$  – разность значений плотности магнитного потока на концах данного интервала. Далее, значения силы тока и обеих производных из уравнения (2.2) были приведены в соответствие интервалам времени быстрого разряда, происходящего за 32 с. Полученные таким образом графики изменения силы тока, производных и аксиальной плотности магнитного потока в зависимости от времени разряда магнита представлены на рис 2.8. На этом же рисунке показаны форма ЭДС, наведенной в катушке, и кривая плотности магнитного потока, полученная интегрированием наведенной ЭДС по времени разряда. Уравнение (2.2) хорошо описывает форму сигнала, наведенного в катушке при быстром разряде, представленную на рис 2.7.

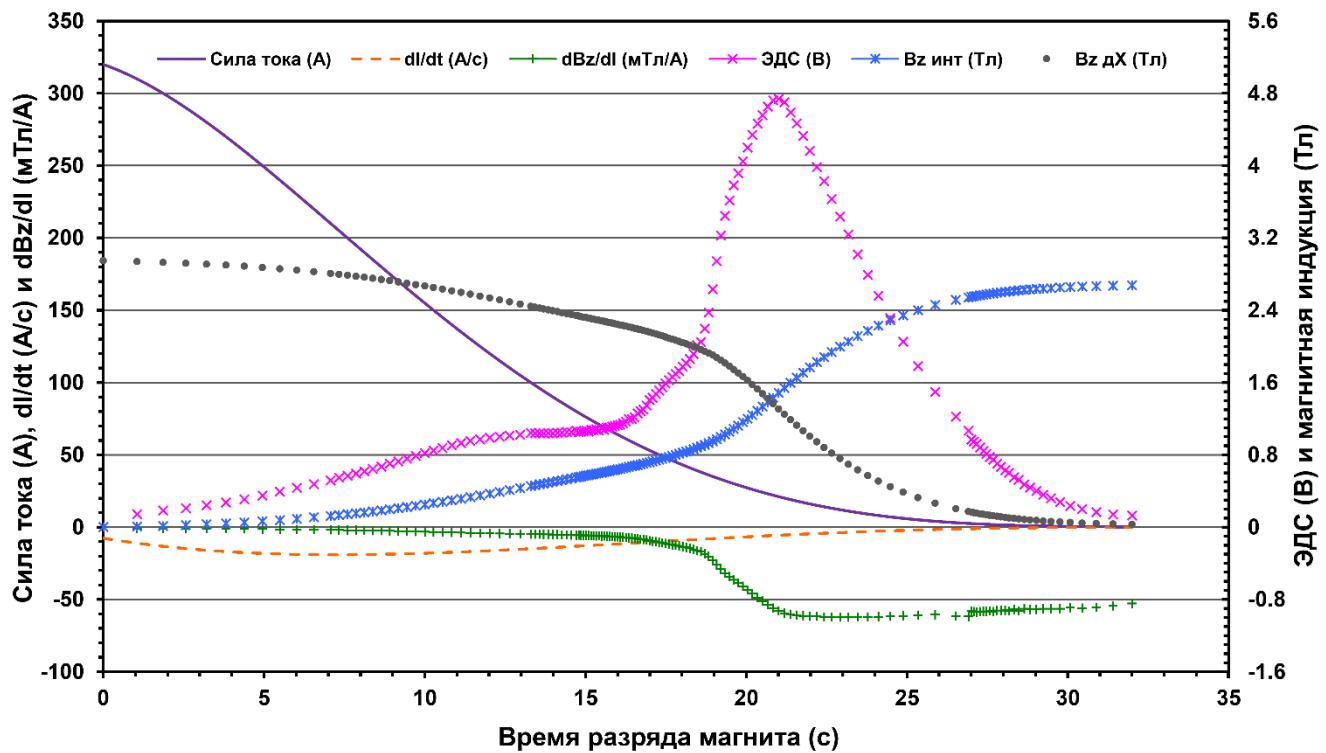


Рисунок 2.8 Реконструкция временной зависимости ЭДС (наклонные кресты, правая шкала), наведенной в тестовой катушке во время быстрого сброса тока магнита, произошедшего за 32 с. Сплошная линия описывает форму тока  $I$ . Штриховая линия соответствует зависимости скорости изменения силы тока от времени. Сплошными кружками (правая шкала) показано изменение аксиальной плотности магнитного потока  $B_z$  со временем разряда. Прямыми крестами показана зависимость производной  $dB_z/dI$  от времени разряда магнита. Звёздочками (правая шкала) обозначен результат интегрирования ЭДС по времени.

Во время быстрых разрядов лабораторного магнита перед повышением тока и в конце его сброса датчики Холла измеряли остаточную магнитную индукцию в воздушных зазорах  $B_{r\ ch}$ , и  $B_{r\ dis}$ , соответственно. Было замечено, что остаточная плотность магнитной индукции увеличивается при увеличении времени сброса тока. Она составляла 37 мТл для разряда длительностью 32 с и увеличилась до 59 мТл для разряда длительностью 512 с. Этот эффект вызван вихревыми токами в полюсах лабораторного магнита, и приводит к появлению длинного хвоста в индуцированном напряжении после запроса от программного обеспечения на установление нулевого значения тока в магните. Для всех величин постоянной времени быстрого сброса тока напряжение на протяжении этого хвоста измерялось в течение 70 с после  $t = 0$  (после 32–512 с с начала сброса тока), где  $t = 0$  соответствует времени появления запроса программного обеспечения на установление нулевого значения тока в магните. В случае самого короткого разряда длительностью 32 с вклад этого хвоста в интегральный магнитный поток составлял 1,8%. Для разряда длительностью 512 с этот вклад был на уровне 0,008%. Повышение и снижение тока лабораторного магнита происходили в виде серии небольших ступенчатых скачков тока, которые заметны на рис. 2.7-б.

За 11 циклов повышения и сброса тока с различной величиной постоянной времени были измерены суммы  $B_{r\ ch} + B_{i\ ch}$ , и  $B_{i\ dis} + B_{r\ dis}$ . Здесь  $B_{i\ ch}$  представляет собой величину плотности магнитного потока, полученную после интегрирования магнитного потока, прошедшего через катушку за время повышения тока в магните, а  $B_{r\ ch}$  остаточное поле, измеренное датчиками Холла до повышения тока. Индекс “dis” используется для тех же величин, измеренных в процессе сброса тока магнита, включая продолжительность временного хвоста длительностью 70 с. При этом датчики Холла измеряют остаточное поле в конце хвоста. Усреднение результатов 11 различных циклов дало значения  $\langle B_{r\ ch} + B_{i\ ch} \rangle = 2.8633 \pm 0.0018$  Т при повышении тока и  $\langle B_{i\ dis} + B_{r\ dis} \rangle = 2.8583 \pm 0.0028$  Т при его сбросе. Результаты согласуются в пределах 0.2%. Расчёт величины плотности магнитного потока лабораторного магнита в области катушки с поправкой на коэффициент 0,9799, даёт

значение плотности магнитного потока 2,8726 Тл, которое согласуется с величиной  $\langle B_{r\ ch} + B_{i\ ch} \rangle$  в пределах 0.3% и с величиной  $\langle B_{i\ dis} + B_{r\ dis} \rangle$  в пределах 0.5%.

Выполнение данной специальной программы НИОКР подтвердило, что величина плотности магнитного потока в стальном элементе, намагниченном внешним источником магнитного поля, может быть измерена с хорошей точностью с помощью комбинации потоковых катушек и датчиков Холла.

#### 2.4. Анализ распределения вихревых токов в ярме магнита CMS во время разряда соленоида

Во время выполнения специальной программы НИОКР, описанной выше, шестнадцать потоковых катушек, состоящих из 315–450 витков, были установлены в азимутальном секторе S10 колец W0, W–1 и W–2, а еще шесть катушек, содержащих 405–450 витков, были размещены в азимутальном секторе S10 торцевых дисков D–1 и D–2. Чтобы оценить вклад вихревых токов в сигналы, индуцированные в потоковых катушках при быстром сбросе тока соленоида установки CMS, была разработана специальная трехмерная модель магнита CMS, расчёт которой был сделан с помощью программы ELEKTRA компании Vector Fields [115]. Программа ELEKTRA, использующая векторный потенциал в областях, где ожидаются вихревые токи, требует для расчётов больших затрат процессорного времени ЭВМ. Чтобы сократить затраты процессорного времени до разумной величины, ярмо магнита CMS было описано в упрощенном виде, количество узлов конечных элементов модели было уменьшено до разумного значения, временной шаг варьировался от 6,25 до 25 с, а количество временных меток при анализе формы сброса тока, приведенной на рис. 2.6-а, не превышало 15 [36]. Для выполнения анализа вихревых токов в ярме магнита CMS с помощью программы ELEKTRA потребовалось 415 часов процессорного времени на ЭВМ с тактовой частотой процессора 450 МГц. Чтобы удовлетворить требованиям расчёта на ЭВМ в фоновом режиме и изменять временной шаг, анализ был перезапущен для временных меток 50, 100,

150, 200 и 300 с от начала расчётного сброса тока магнита. Для анализа распределения магнитного поля в отсутствие вихревых токов для тех же временных меток потребовалось 12,3 часа процессорного времени.

Модель, показанная на рис. 2.9-а, включала в себя сверхпроводящую катушку CMS с размерами, соответствующими криогенной температуре, и 1/24 часть ярма, которая затем воспроизводила электромагнитное поле в полном объёме установки CMS с помощью вращений и отражений полученного векторного потенциала. В этом  $30^\circ$  азимутальном секторе ярма магнита присутствовали два с половиной трехслойных кольца ярма, носовой диск и два толстых торцевых диска. Соединительные скобы между слоями колец, азимутальные зазоры между толстыми блоками колец отсутствовали. Тонкие торцевые диски и ферромагнитные части переднего адронного калориметра CMS также были исключены из модели.

Для описания трех различных областей ярма – ТС и L1 (область 1), L2 и L3 (область 2), носового и торцевых дисков (область 3) использовались три набора магнитных и электрических свойств материалов. Во всех трёх областях при расчёте использовался векторный потенциал. Величина удельного электрического сопротивления конструкционной стали, использованная в расчетах в областях 1, 2 и 3, составляла, соответственно, 0,18; 0,15 и 0,165  $\mu\Omega$ .

Расчет вихревых токов в ярме магнита CMS проводился для временных меток 0, 25, 50, 100, 125, 150, 175, 200, 250, 300, 350, 400, 500, 600 и 700 с от начала расчётного быстрого сброса тока сверхпроводящей катушки CMS. Для этих же временных меток с помощью программы ELEKTRA был проведен еще один анализ в модели, использующей бесконечную величину электрического сопротивления и полный скалярный магнитный потенциал во всех областях ярма магнита вместо векторного потенциала.

Распределения плотности вихревых токов были получены в сечениях ярма, в которых расположены 22 потоковых катушки. Расчет показал, что максимальная плотность вихревых токов в поперечных сечениях колец ярма достигается через 140 с после начала разряда соленоида, в то самое время, когда производная величины тока по времени достигает максимума. Плотность вихревых токов в попереч-

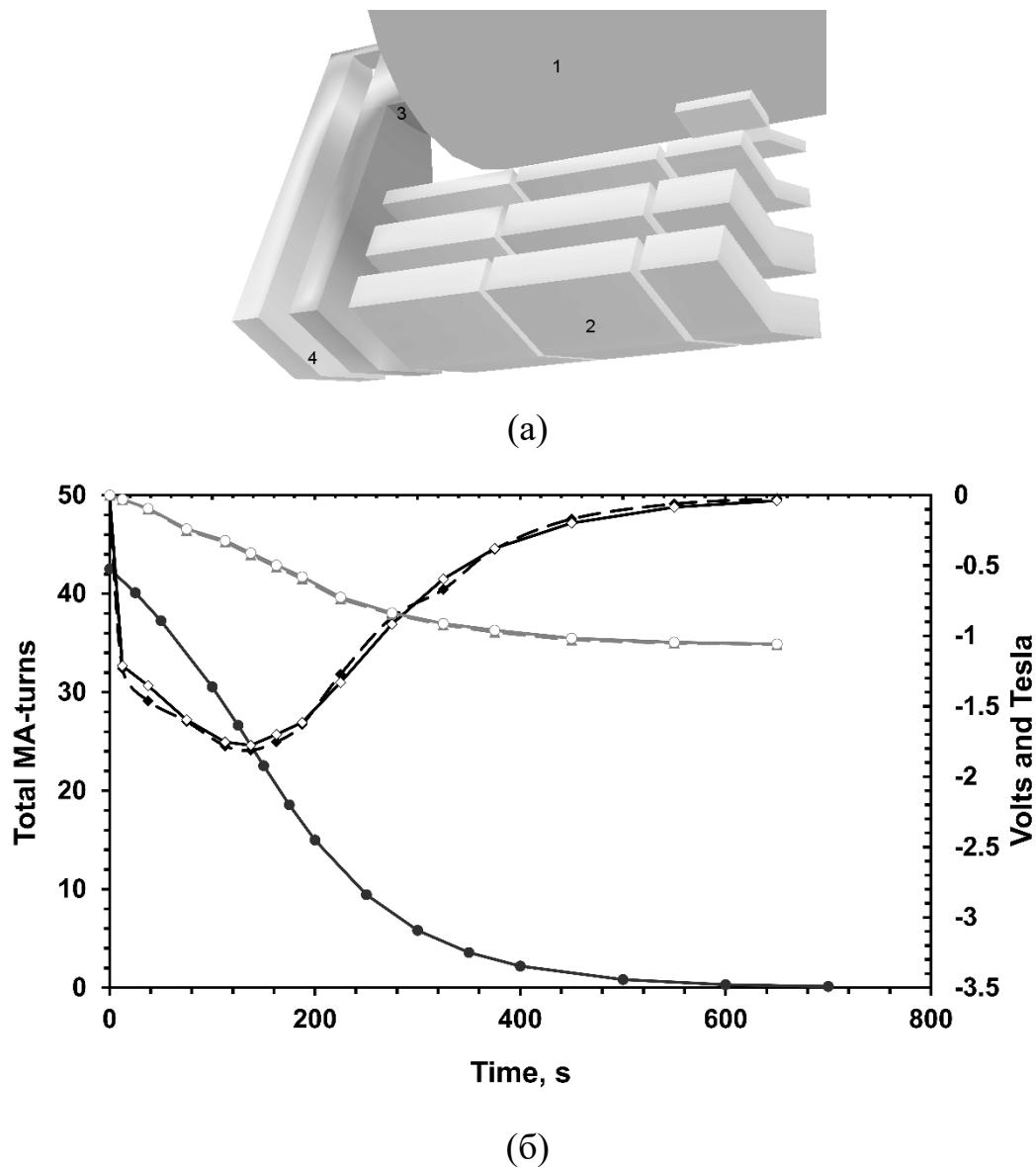


Рисунок 2.9 (а) Модель [36], используемая для расчета вихревых токов в блоках ярма магнита CMS с помощью программы ELEKTRA. Показаны: катушка CMS (1), секторы колец ярма (2), носовой диск (3) и торцевые диски (4); (б) Расчёт напряжения [36], индуцированного в первой потоковой катушке второго слоя кольца W–2, с учётом реального электрического сопротивления стали (сплошная черная линия с белыми ромбами) и бесконечного сопротивления (пунктирная черная линия с черными ромбами) во время быстрого сброса тока соленоида (темно-серая линия с темно-серыми кружками). Сплошная серая линия с белыми кружками представляет собой результат интегрирования напряжения при наличии вихревых токов. Пунктирная серая линия с серыми треугольниками отображает результат интегрирования напряжения из модели с подавленными вихревыми токами. Разница между двумя значениями интегральной плотности магнитного потока не превышает 0,3%.

ных сечениях секторов торцевых дисков достигает максимума примерно на 20 с позже.

Распределения плотности вихревых токов были получены в сечениях ярма, в которых расположены 22 потоковых катушки. Расчет показал, что максимальная плотность вихревых токов в поперечных сечениях колец ярма достигается через 140 с после начала разряда соленоида, в то самое время, когда производная величины тока по времени достигает максимума. Плотность вихревых токов в поперечных сечениях секторов торцевых дисков достигает максимума примерно на 20 с позже.

В кольцах ярма магнита в поперечном сечении блока ТС максимальная плотность вихревых токов составляет  $2,59 \text{ кA/m}^2$ . В сечениях слоя L1 максимальная плотность вихревых токов изменялась от  $4,16$  до  $12,9 \text{ кA/m}^2$ . В аналогичных сечениях второго слоя L2 максимальная плотность вихревых токов изменялась от  $5,14$  до  $12,5 \text{ кA/m}^2$ . В сечениях третьего слоя L3 максимальная плотность вихревых токов изменялась от  $5,42$  до  $7,38 \text{ кA/m}^2$ .

В сечениях сегмента первого торцевого диска максимальная плотность вихревых токов изменялась от  $27,12$  до  $51,98 \text{ кA/m}^2$ , а в сечении сегмента второго торцевого диска максимальная плотность вихревых токов варьировалась от  $11,21$  до  $17,52 \text{ кA/m}^2$ .

Средние величины ЭДС, индуцированных в потоковых катушках изменениями магнитного потока, в интервалах времени, использованных при расчёте, представлены на рис. 2.9-б и 2.10. ЭДС, полученные таким образом в обеих моделях, были проинтегрированы путем суммирования среднего напряжения в каждом временном интервале, умноженного на длину временного интервала. Интегрирование зависимости напряжения по времени сброса тока дало величину изначального магнитного потока в плоскости каждой потоковой катушки. Делением величины магнитного потока на площадь катушки и число витков в ней была определена плотность магнитного потока. Оценка влияния вихревых токов на рассчитанные значения средней плотности магнитного потока была получена путем сравнения этих значений, полученных в моделях с вихревыми токами и без них.

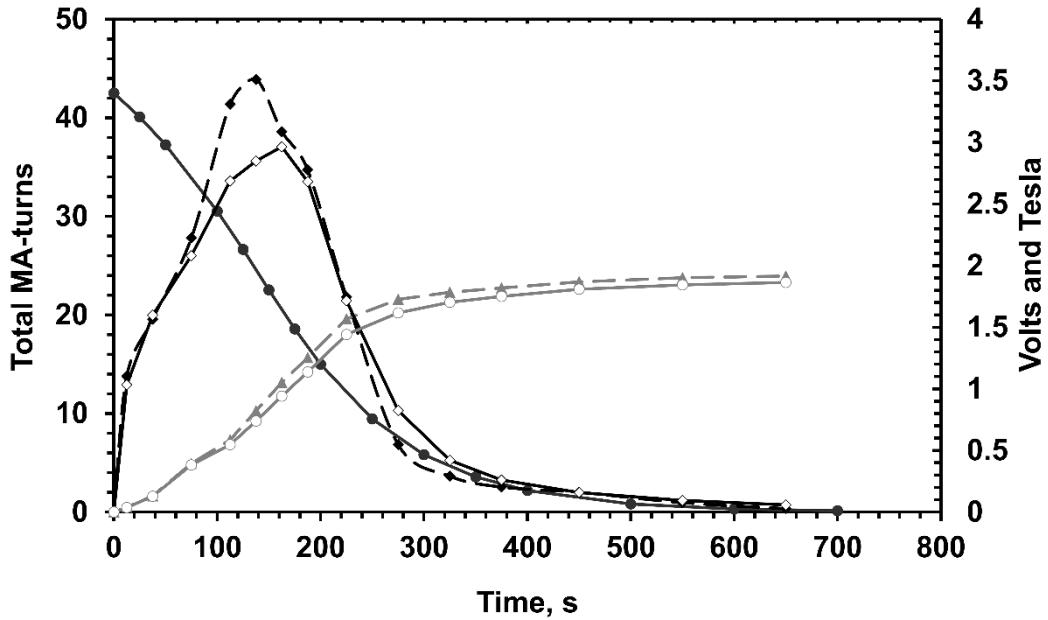


Рисунок 2.10 Расчёт напряжения, индуцированного в средней потоковой катушке в  $18^\circ$  секторе торцевого диска D–2, с учётом реального электрического сопротивления стали (сплошная черная линия с белыми ромбами) и бесконечного сопротивления (пунктирная черная линия с черными ромбами) во время быстрого сброса тока соленоида (темно-серая линия с темно-серыми кружками) [36]. Сплошная серая линия с белыми кружками представляет собой результат интегрирования напряжения при наличии вихревых токов. Пунктирная серая линия с серыми треугольниками отображает результат интегрирования напряжения из модели с подавленными вихревыми токами. Разница между двумя значениями интегральной плотности магнитного потока не превышает 2,8%.

Ожидаемые средние вклады вихревых токов составили:  $(0,22 \pm 0,89)\%$  в 16 попечных сечениях колец ярма,  $(-0,83 \pm 2,42)\%$  в 6 сечениях сегментов торцевых дисков и  $(-0,067 \pm 1,55)\%$  во всех 22 сечениях ярма магнита. Знак минус означает, что значение средней плотности магнитного потока, полученное в модели с вихревыми токами, меньше, чем аналогичное значение в модели без вихревых токов.

Расчётные величины вкладов вихревых токов в величины магнитного потока находятся в пределах погрешностей на уровне 2–3%, ожидаемых при измерениях средней плотности магнитного потока в стальных элементах ярма магнита CMS, как было оценено в итоге выполнения специальной программы НИОКР [34, 35].

### ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS

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. Плотность магнитного потока в цилиндрическом объеме диаметром 3,448 м и длиной 7 м в центральной части детектора CMS [11] была измерена с точностью  $7 \times 10^{-4}$  с помощью автоматизированной машины для измерения магнитного поля [38] до того, как внутренний объем криостата сверхпроводящего соленоида был заполнен детекторами частиц. Магнитный поток всюду за пределами этого измеренного объема рассчитан с помощью трехмерной модели магнитного поля [47, 54], использующей для расчёта программу TOSCA [86]. Модель воспроизводит распределение плотности магнитного потока, измеренное с помощью автоматизированной машины внутри соленоида CMS, с точностью в пределах 0,1% [39, 47, 54].

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 с помощью изменения проходящего через них магнитного потока 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, электродвижущую силу (ЭДС) напряжением 0,5–4,5 В. Обмотки катушек содержали 7–10 витков 45-жильного плоского ленточного кабеля и охватывали области поперечных сечений от 0,3 до  $1,59 \text{ м}^2$  в блоках колец магнитопровода и от 0,5 до  $1,12 \text{ м}^2$  в секторах торцевых дисков ярма магнита [42, 45, 55]. Для восстановления средней начальной плотности магнитного потока в поперечных сечениях стальных

блоков при полном токе магнита был разработан метод интегрирования магнитного потока [34, 35].

Для измерения плотности магнитного потока в стальных блоках магнитопровода при операционном значении тока соленоида использованы семь 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, а также быстрый сброс тока соленоида с операционного значения 18,164 кА. Для реконструкции изначального магнитного потока в плоскостях катушек наведённые ЭДС оцифрованы 16-битными модулями системы сбора данных (ССД) и затем интегрированы по времени.

### 3.1. Измерения плотности магнитного потока внутри соленоида CMS

Измерение магнитного поля во внутреннем объеме соленоида произведено с помощью трехмерных датчиков Холла (В-сенсоров), размещенных на двух крыльях пропеллера специализированной измерительной машины 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 [42]. При каждом из этих значений магнитная индукция измерена при 5 значениях радиальных расстояний в 141 азимутальной плоскости при 48 значениях азимутального угла. Таким образом, полное число пространственных точек, в которых выполнены измерения магнитного поля, составляет 33840. На каждом крыле пропеллера трехмерные датчики Холла расположены на радиальных расстояниях 92, 500, 908, 1316 и 1724 мм от оси катушки, совпадающей с осью  $Z$  системы координат установки CMS. Расстояние между датчиками Холла, размещенными 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 объеме соленоида в диапазоне  $Z$ -координат  $\pm 2,55$  м по отношению к средней плоскости катушки маг-

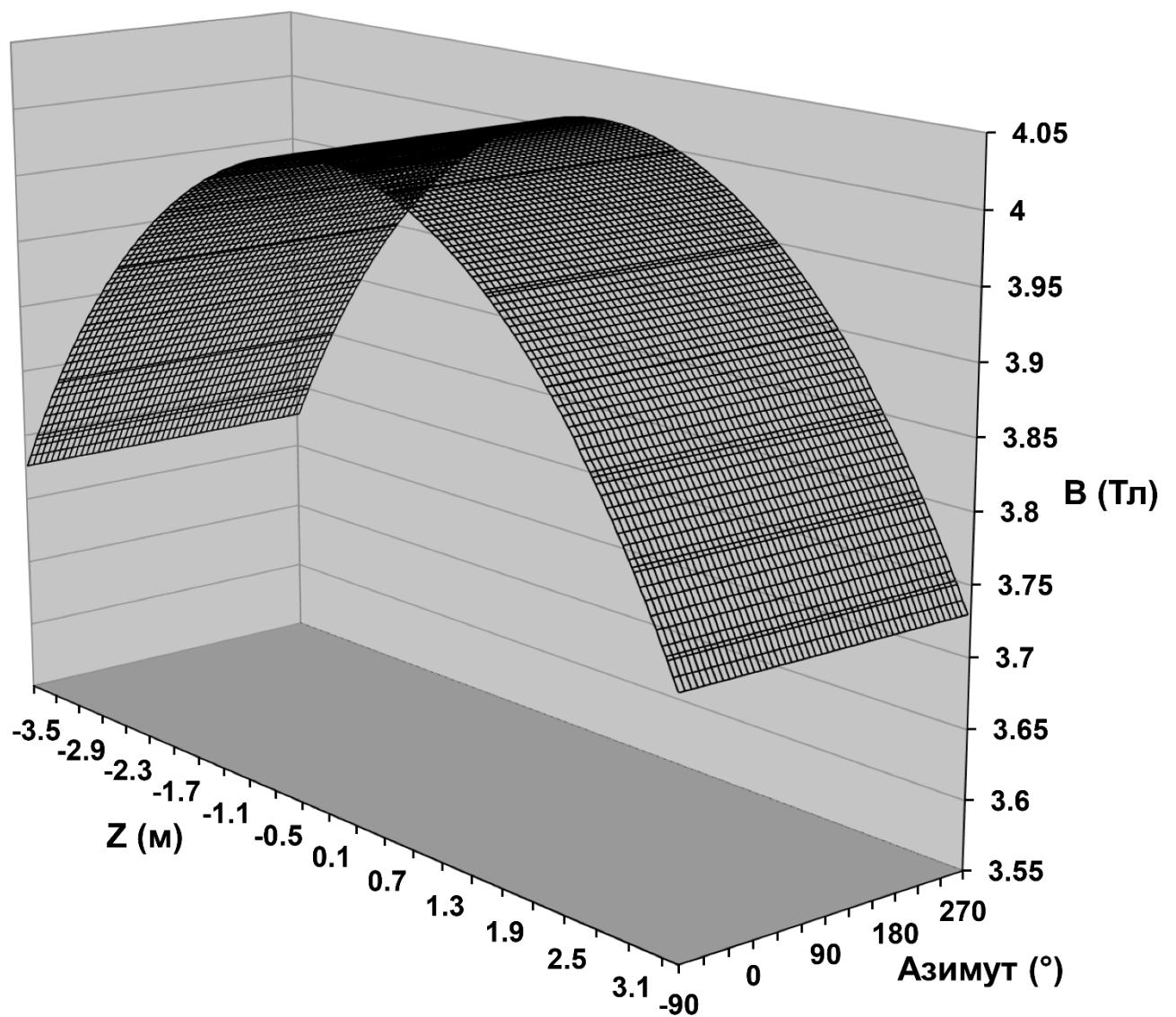


Рисунок 3.1 Плотность магнитного потока, измеренная вдоль оси соленоида [38] на радиусе 0,092 м при полном азимутальном покрытии в интервале координат  $Z \pm 3,5$  м относительно средней плоскости катушки.

нитное 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. 3.1 показана зависимость измеренной плотности магнитного потока  $B$  от значений координаты  $Z$  и азимутального угла при центральном значении  $B_0$ , равном 4,01 Тл. Измерения проведены вблизи оси соленоида с помощью датчиков Холла, 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 плотности магнитного потока вдоль азимутального угла. Полный объём измерений внутри соленоида выполнен с точностью 0,07%. В процессе измерений была обнаружена небольшая асимметрия плотности магнитного потока относительно средней плоскости катушки, вызванная техническим пропуском одного витка в модуле катушки СВ-2, т. е. уменьшением полного числа витков в соленоиде с 2180 до 2179.

Магнитное поле, измеренное с помощью автоматизированной машины, сравнено со значениями плотности магнитного потока, рассчитанными в полном объёме детектора с помощью трехмерной модели магнита CMS версии 1103\_090322, описанной в половине цилиндрического объёма радиусом 30 м и длиной 70 м [39, 47, 54] в конфигурации, соответствующей проведению испытаний магнита CMS в 2006 году.

При  $B_0$ , равном 4,01 Тл, плотность магнитного потока измерена двумя датчиками ЯМР, перемещаемыми вместе с измерительной машиной по оси соленоида и в горизонтальной плоскости вдоль максимального радиуса 1,724 м. Градиент магнитного поля и шумы электроники позволили измерить значения  $B$  с помощью датчиков ЯМР на оси – в интервале  $Z$ -координат от  $-1,675$  до  $3,025$  м, а на максимальном радиусе – в диапазоне координат  $Z$  от  $-1,767$  до  $2,583$  м. В то же время датчики Холла, расположенные на обоих крыльях пропеллера на радиусе 1,724 м от оси, обеспечили измерения плотности магнитного потока в интервале координат  $Z \pm 3,5$  м. На рис. 3.2 для центрального поля 4,01 Тл показано сравнение результатов измерения магнитного поля датчиком ЯМР на оси катушки и расчетных значений.

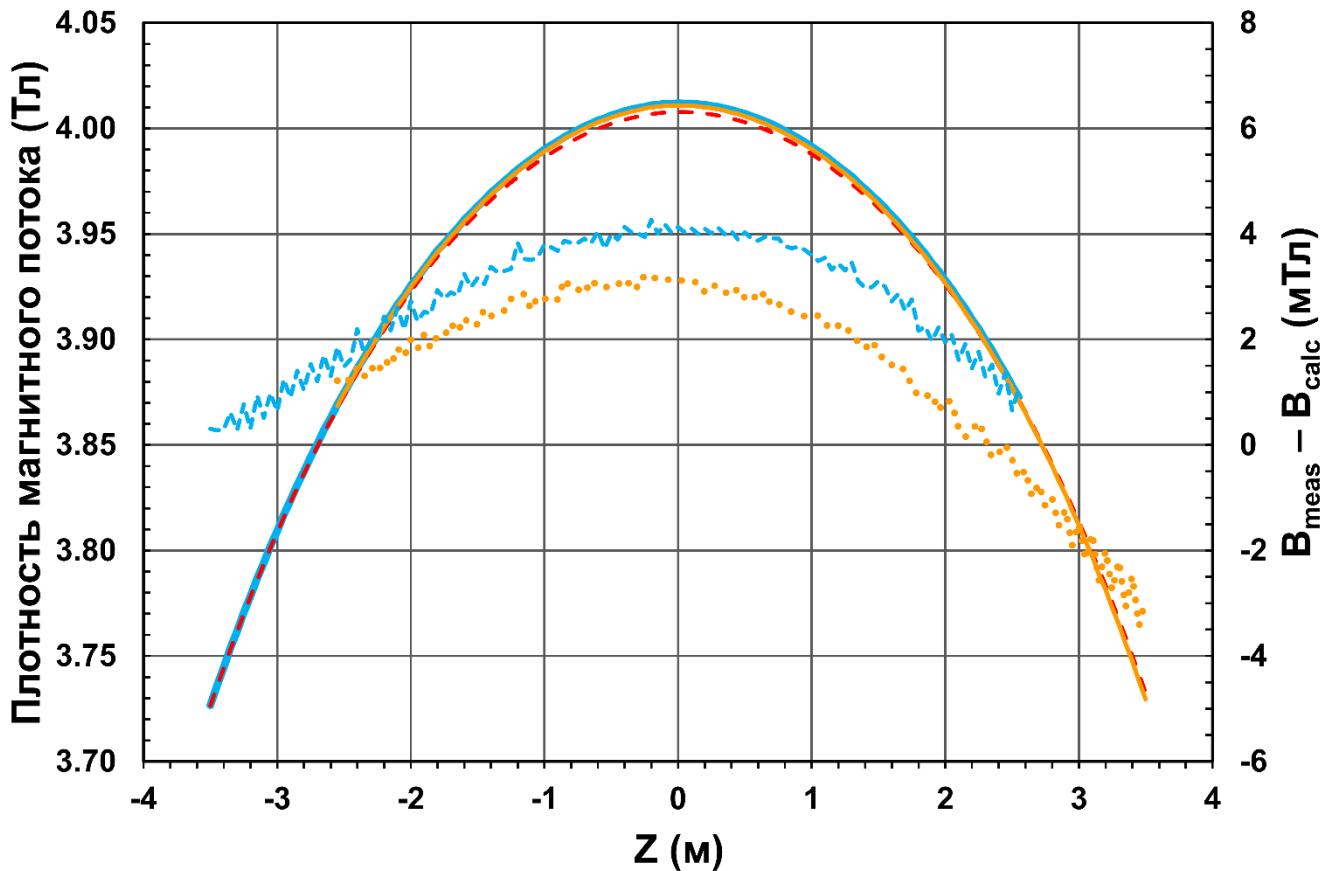


Рисунок 3.2 *Левая шкала:* сравнение расчетной (пунктирная красная кривая) и измеренной (сплошные голубая и жёлтая линии) плотности магнитного потока [39, 48, 55], усредненных по всему диапазону азимутальных углов. Измерения проводились двумя В-сенсорами, расположенными на радиусе 0,092 м относительно оси катушки на отрицательном (сплошная жирная голубая кривая) и положительном (сплошная тонкая желтая кривая) крыльях пропеллера. Кривые измерений 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. Для обоих В-сенсоров данные измерений и расчёта усреднены для каждого значения координаты  $Z$  по всему диапазону азимутального угла. 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. 3.3 для центрального поля 4,01 Тл приведено сравнение результатов измерения магнитного поля датчиком ЯМР и В-сенсорами, расположенными на радиусе 1,724 м, со значениями, рассчитанными с помощью трехмерной модели магнита CMS. 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.

Результаты измерений плотности магнитного потока для центрального поля 4,01 Тл согласуются с расчётными значениями в пределах 5 мТл. Трехмерная модель, учитывающая пропуск одного витка при намотке сверхпроводящей катушки, хорошо воспроизводит небольшую асимметрию магнитного поля, наблюдённую при измерениях. Согласующиеся между собой величины сдвига максимальных значений измеренной и расчетной плотности магнитного потока относительно начала координатной системы установки CMS указывают на отсутствие осевого смещения катушки относительно ярма магнита. Этот вывод подтверждается результатами юстировки положения соленоида в криостате и измерений положения самого криостата в магнитопроводе.

Для перекрестной проверки расчёта магнитного потока в последней версии модели 18\_170812 при рабочем токе 18,164 кА было проведено сравнение расчётной плотности магнитного потока с её измерениями, выполненными с помощью четырех датчиков ЯМР и четырех трехмерных В-сенсоров, установленных внутри

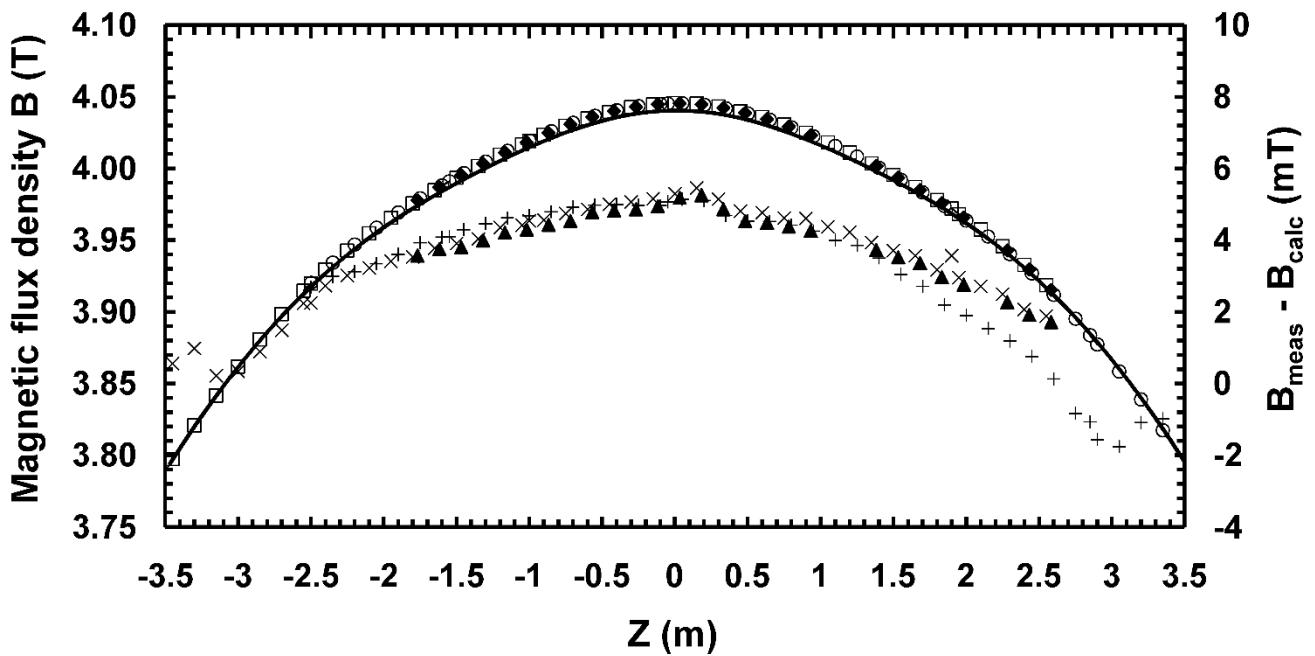
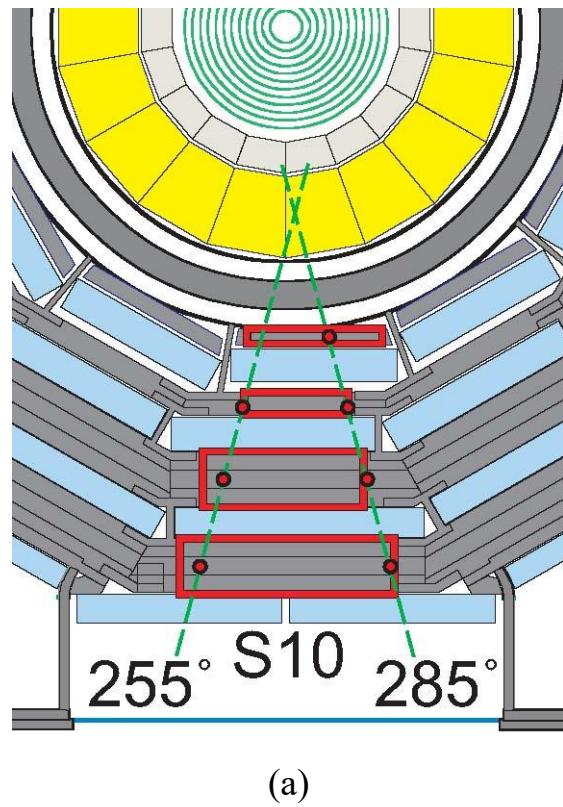


Рисунок 3.3 Плотность магнитного потока (левая шкала), измеренная и рассчитанная вдоль оси катушки в горизонтальной плоскости на радиусе 1,724 м в диапазоне координат  $Z \pm 3,5$  м относительно поперечной средней плоскости катушки [39, 48, 55]. Измерения выполнены с помощью датчика ЯМР (ромбы) и В-сенсоров, расположенных на отрицательном (квадраты) и положительном (кружки) крыльях пропеллера измерительной машины. Сплошная кривая соответствует расчету, выполненному с помощью трехмерной модели магнита CMS. Треугольниками показана разница (правая шкала) между измерениями, выполненными с помощью датчика ЯМР в интервале от  $-1,767$  до  $2,583$  м, и расчетом. Наклонными крестами показана разница между измерениями, выполненными с помощью В-сенсора на отрицательном крыле, и расчетом, а прямыми крестами – разница между измерениями, выполненными с помощью В-сенсора на положительном крыле пропеллера, и расчетом.

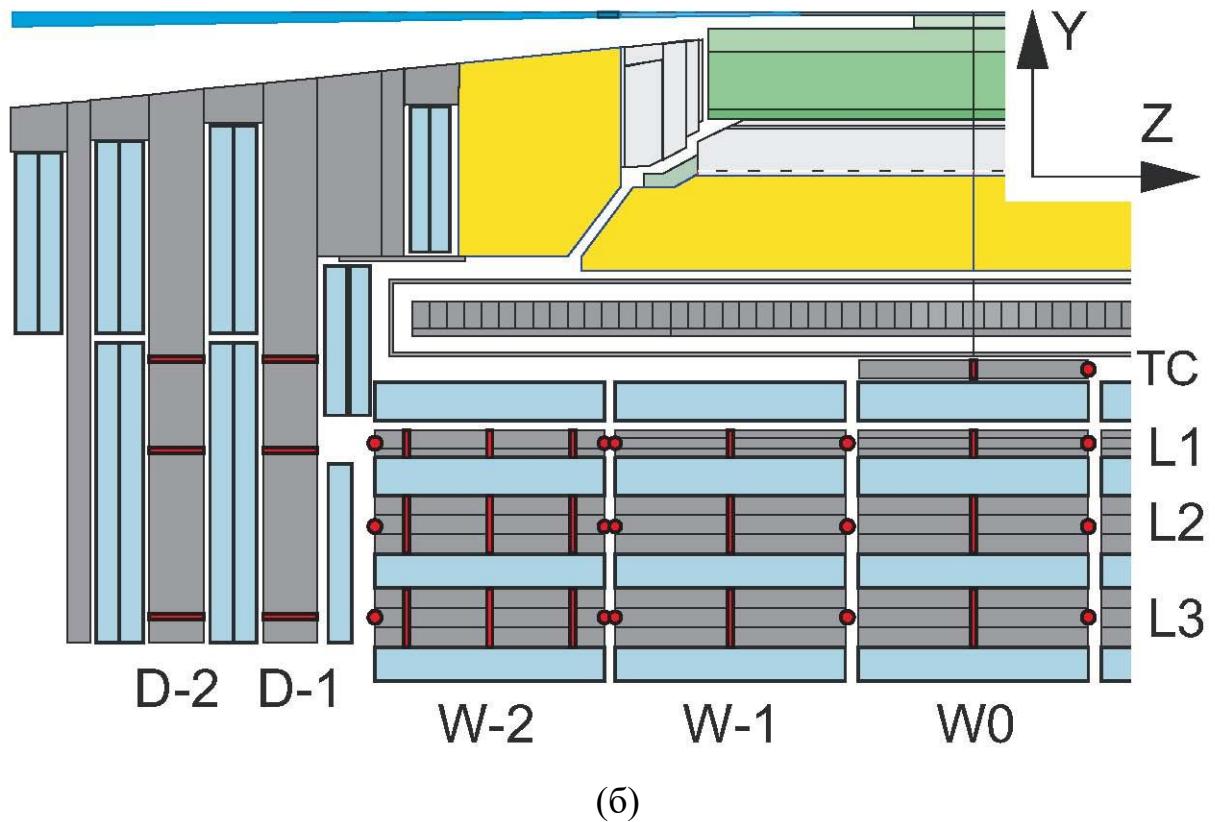
соленоида [46, 48, 55]. Два датчика ЯМР расположены при значениях координат  $Z \pm 0,006$  м около средней плоскости катушки на радиусе 2,9148 м; еще два датчика установлены на торцах трекового детектора CMS при значениях координатах  $Z -2,835$  и  $+2,831$  м на радиусе 0,651 м. Четыре трехмерных 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.

### 3.2. Измерение плотности магнитного потока в блоках магнитопровода CMS

На основе идеи, предложенной в 2000 г. [114] и развитой позднее [34, 35, 36], для измерения плотности магнитного потока в блоках магнитопровода CMS, расположенных в азимутальном секторе S10, разработана система потоковых катушек и трёхмерных В-сенсоров. Устройство этой системы показано на рис. 3.4. Система состоит из 16 потоковых катушек, намотанных вокруг 10 стальных блоков колец ярма магнита W0, W-1 и W-2, 6 потоковых катушек, намотанных на сегменты торцевых дисков D-1 и D-2, 12 В-сенсоров, установленных на внутренних поверхностях обоих носовых дисков, 31 В-сенсора, расположенного в воздушных зазорах на торцах стальных колец W0, W-1 и W-2, и 18 В-сенсоров, установленных на поверхностях торцевых дисков D-1 и D-2. Еще 18 В-сенсоров установлены симметрично на поверхностях торцевых дисков D+1 и D+2. Наконец, дополнительные 3 В-сенсора установлены в азимутальном секторе S4 на положительной стороне торцевого диска D-2 под азимутальным углом 92°. На кольцах ярма В-сенсоры закрыты специальными защитными коробками, выполненными из стеклотекстолита G10. На торцевых дисках сенсоры установлены с помощью подпружиненных длин-



(a)



(б)

Рисунок 3.4 Проекции потоковых катушек (красные линии) и В-сенсоров (красные кружки) на поперечное (а) и продольное (б) сечения детектора CMS в азимутальном секторе S10 [40]. В-сенсоры показаны только на кольцах ярма.

ных гибких полос внутри специальных алюминиевых труб прямоугольного сечения, а на каждом носовом диске В-сенсоры установлены в двух параллельных каналах внутри борополиэтиленового защитного экрана с помощью специальных вкладышей из того же материала.

Датчики Холла В-сенсоров располагаются в воздухе вблизи поверхностей стальных блоков ярма. На границе между двумя областями с различной магнитной проницаемостью нормальные составляющие  $B_n$  плотности магнитного потока удовлетворяют условиям непрерывности (1.1) [88, 90]. Таким образом, на границе разделя воздух-сталь нормальная составляющая магнитной индукции, измеренная с помощью В-сенсора в воздухе, равна нормальной составляющей  $B_n$  внутри стального блока. Потоковые катушки, расположенные на кольцах ярма, как показано на рис. 3.5, измеряют аксиальную составляющую  $B_z$  магнитной индукции. Потоковые катушки, расположенные на торцевых дисках, измеряют вертикальную составляющую  $B_y$  магнитной индукции. При анализе измерений плотность магнитного потока рассчитывается с помощью трёхмерной модели магнита CMS в тех областях магнитопровода, где расположены измерительные устройства. Помимо потоковых катушек, аксиальная плотность магнитного потока измеряется также датчиками Холла, установленными на расстоянии 5 мм от торцов колец ярма и на расстоянии 18 мм от поверхности первого торцевого диска. Координаты  $Z$  датчиков Холла, также показанных на рис. 3.5, составляют 1,273, -1,418, -3,964, -4,079, -6,625 и -7,251 м. Эти датчики расположены рядами в плоскостях, имеющих координаты  $Y$ , равные -3,958, -4,805, -5,66 и -6,685 м [49, 54, 60], на двух сторонах ярма магнита: ближней к центру LHC (положительные координаты  $X$ ) и дальней от центра LHC (отрицательные координаты  $X$ ). В плоскости координат  $Y = -4,805$  м ряды датчиков смешены относительно вертикальной плоскости на -0,56 м на дальней стороне и на 0,795 м на ближней стороне ярма.  $X$ -координаты датчиков Холла находятся в пределах областей потоковых катушек ближе к их границам. При анализе результатов измерений использованы также 12 трехмерных В-сенсоров, установленных в 5 мм от поверхности положительного носового диска и в 8 мм от поверхности отрицательного носового диска, как показано на рис. 3.5, с помощью которых плот-

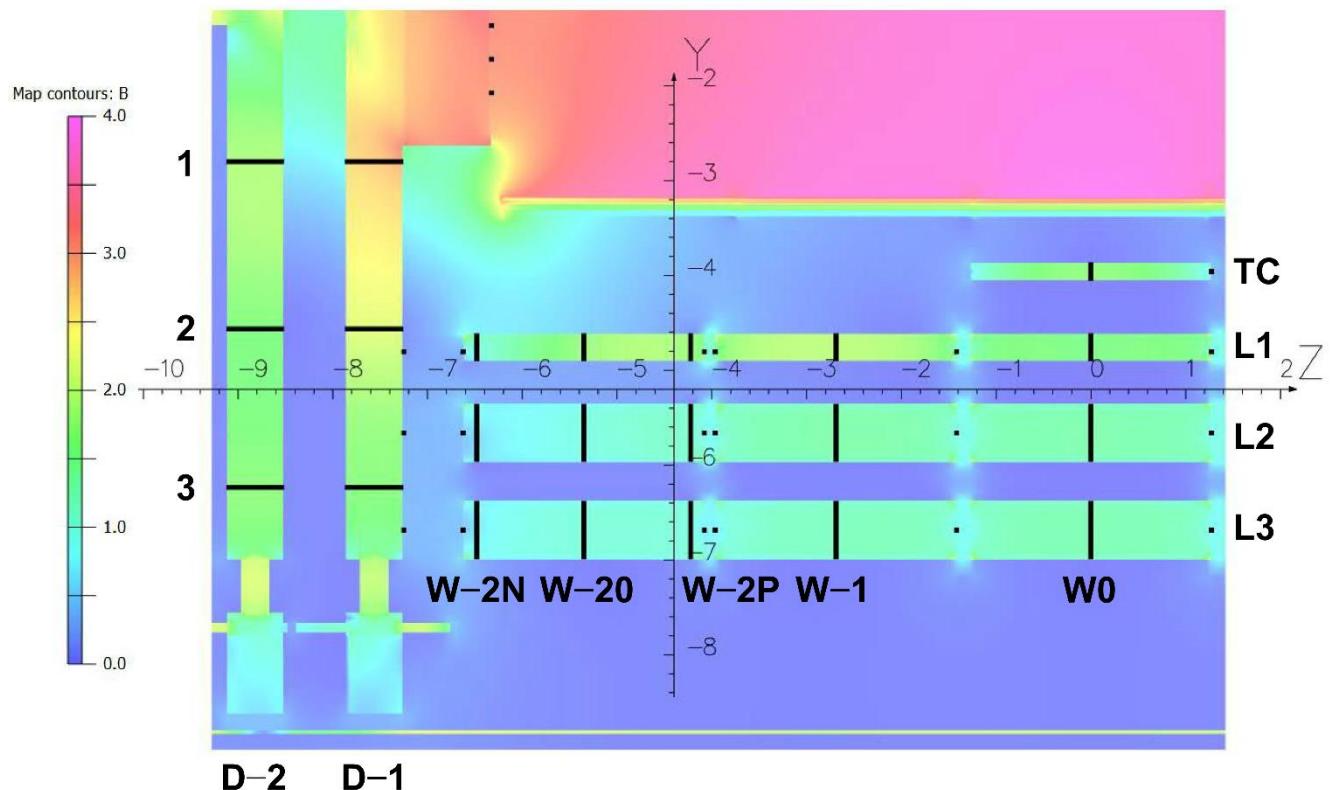


Рисунок 3.5 Распределение плотности магнитного потока в вертикальной плоскости в области размещения 22 потоковых катушек [53]. Цветовая шкала имеет границы от нуля до 4 Тл с интервалом изменения 0,5 Тл. Черными линиями показаны сечения потоковых катушек. Черными квадратами обозначены проекции положений трехмерных датчиков Холла на вертикальную плоскость  $YZ$ . По вертикальной оси  $Y$  и горизонтальной оси  $Z$  отложены расстояния в метрах, отсчитанные от центра сверхпроводящего соленоида.

нность магнитного потока измеряется на радиусах от 1,373 до 2,082 м от оси катушки.

Потоковые катушки, обозначенные на рис. 3.5, намотаны в 16 пазах шириной 30 мм и глубиной 12 мм на блоке ТС и блоках трех слоёв L1, L2 и L3 при Z-координатах 0 (W0), -2,691 (W-1), -4,244 (W-2P), -5,352 (W-20), и -6,48 (W-2N) м. Потоковые катушки на торцевых дисках D-1 и D-2 намотаны в 6 пазах шириной 30 мм и глубиной 13 мм при Y-координатах -2,8, (1) -4,565 (2) и -6,235 (3) м. Катушки выполнены из 7–10 витков 50-жильного ленточного кабеля с расстоянием между проводниками AWG 30, равным 0,635 мм. Кабель обрезан по ширине до 46 проводников, 45 из которых используются для формирования каждой катушки. Специальная печатная плата, показанная на рис. 3.6, была разработана для формирования каждой катушки путём соединения 45 проводников на обоих концах кабеля через разъёмы 3M<sup>TM</sup> с шагом 1,27 мм, закреплённые на концах кабеля и вставляющиеся в угловые разъёмы, смонтированные на плате и соединённые между собой по специальной схеме соединения проводников кабеля со смещением на один проводник, как показано на рис. 3.7. Два свободных проводника на концах кабеля подключены к разностному аналоговому входу модуля считывания сигнала AD-USB, изготовленному фирмой Measurement Computing [116]. Модули подключаются с помощью кабелей USB к двум сетевым концентраторам AnywhereUSB®/5 [117], подключенным к персональной ЭВМ через узловый центр 3Com® OfficeConnect® Dual Speed Switch 5 [118] и сетевой кабель.

Блок-схема системы измерения и мониторирования магнитного поля CMS представлена на рис. 3.8, где показаны все три системы, содержащие датчики ЯМР, В-сенсоры и потоковые катушки. Во время испытаний магнита CMS в 2006 г. для считывания сигналов, наведенных в потоковых катушках, использовались изготовленные фирмой Measurement Computing 12-битные модули USB-1208LS [38, 42]. В 2013–2014 гг. система считывания сигналов потоковых катушек была модернизирована и 12-битные модули AD-USB были заменены новыми 16-битными модулями USB-1608G того же производителя. Эта замена позволила измерять считываемые сигналы с точностью 0,15 мВ по сравнению с точностью 2,44 мВ, характери-

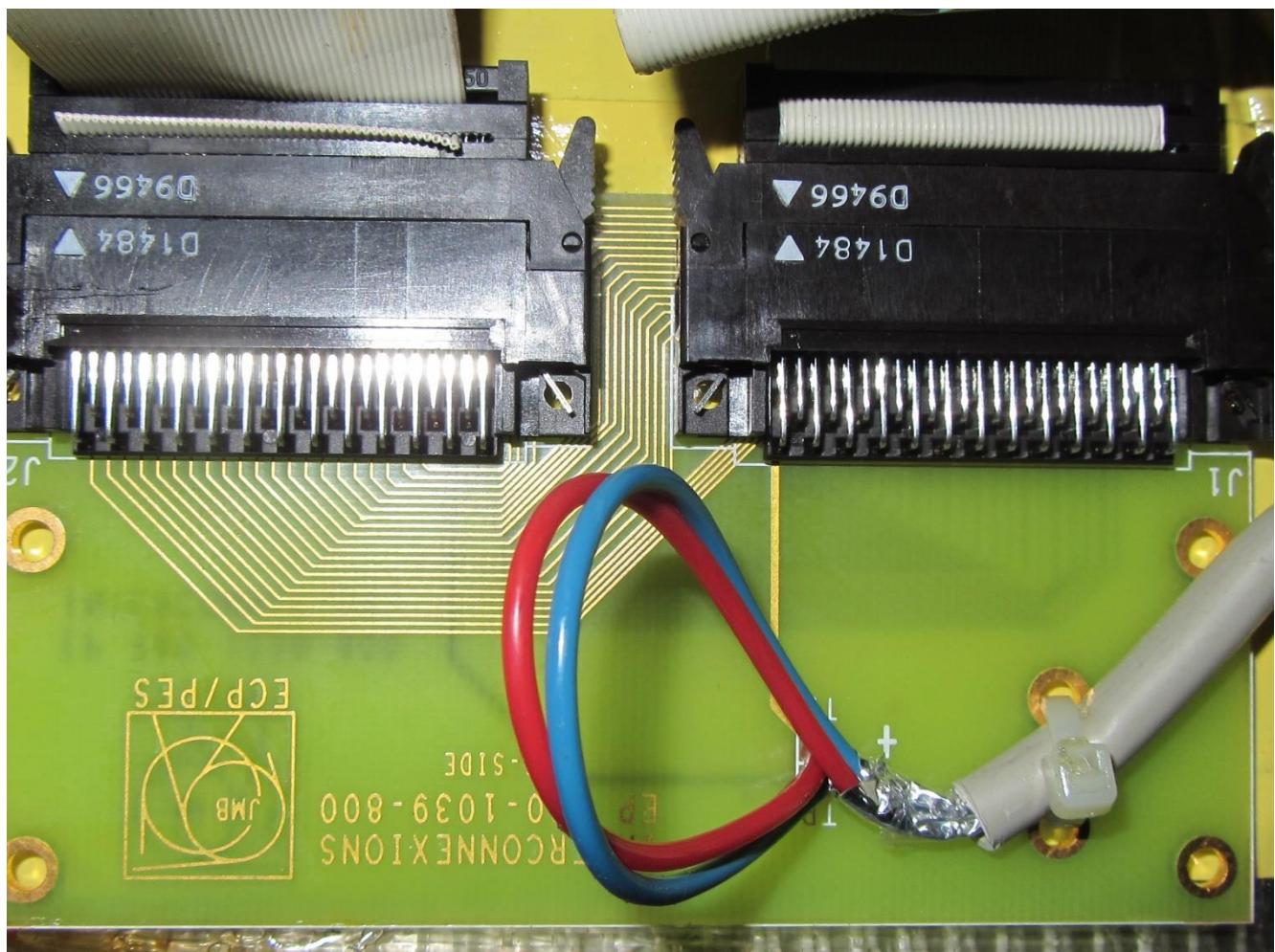


Рисунок 3.6 Двухслойная печатная плата [48, 55] для формирования потоковой катушки путём соединения 45 проводников AWG 30 на обоих концах плоского кабеля через разъёмы 3M™ с шагом 1,27 мм, закреплённые на концах кабеля и вставляющиеся в угловые разъёмы, смонтированные на плате и соединённые между собой по специальной схеме соединения проводников кабеля со смещением на один проводник. Потоковая катушка связана с модулем считывания AD-USB кабелем с экранированной витой парой проводников, подключенной к печатной плате в двух точках: TP1 (красный провод) и TP2 (синий провод). Разъем J1 находится с правой стороны печатной платы, а разъем J2 – с левой.

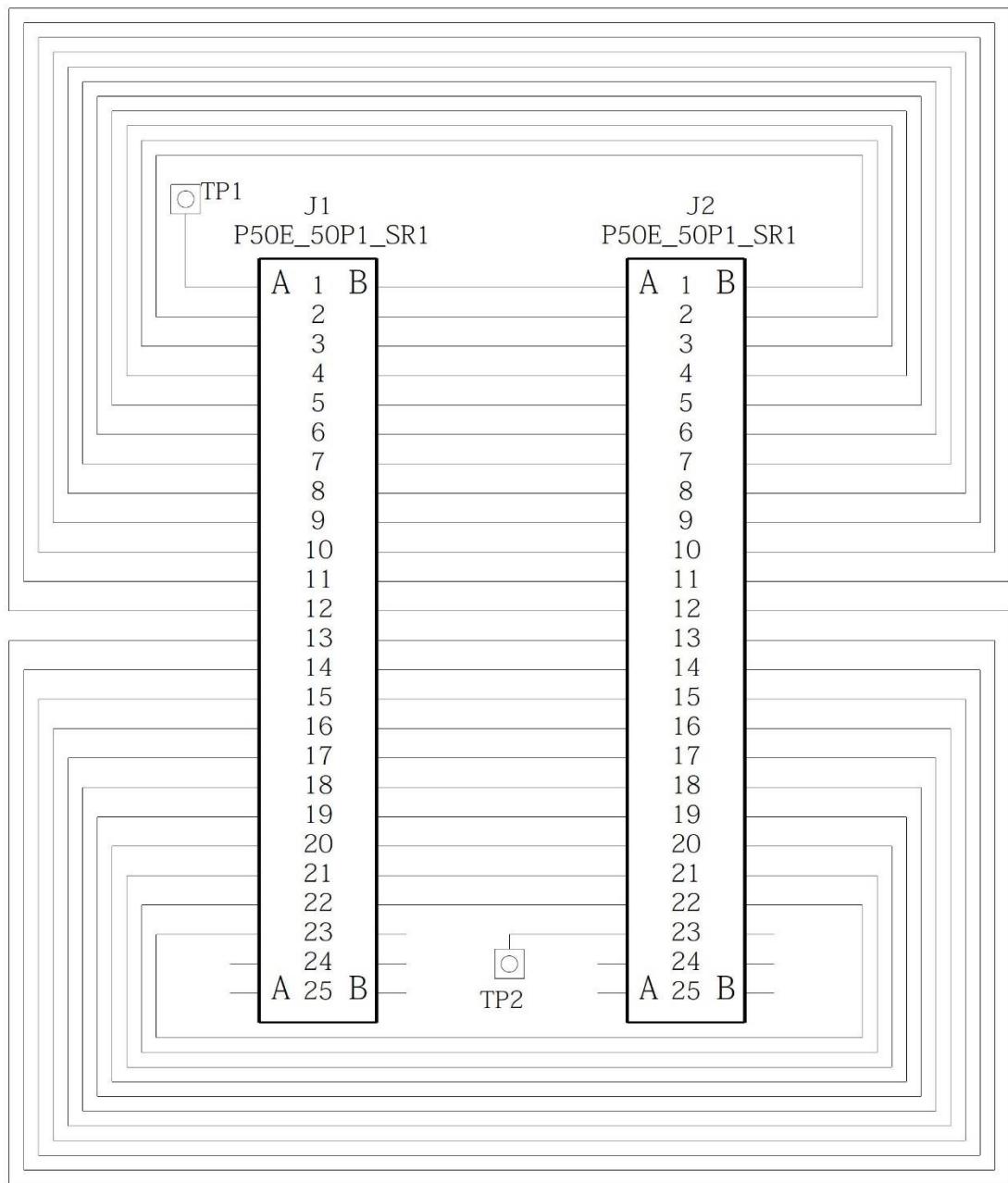


Рисунок 3.7 Схема смещения проводников плоского кабеля на один проводник на концах плоского кабеля. Контакт A1 разъема J1 на печатной плате подключается к одному концу проводника 1 ленточного кабеля и к точке подключения ТР1. Контакт A1 разъема J2 платы подключается к другому концу проводника 1 и к контакту B1 разъема J1. Контакт B1 гнезда J1 и контакт B1 гнезда J2 соединены проводником 2 плоского кабеля. Контакт B1 разъема J2 подключается к контакту A2 разъема J1 и т. д. Последний контакт A23 разъема J2 подключается к проводнику 45 и к точке подключения ТР2.

зующей 12-битные модули. Новые 16-битные модули обладают разрешением 0,75% при типичной амплитуде сигнала 20 мВ. Кабель локальной сети Ethernet длиной 90 м был заменен в 2013–2014 гг. на экранированный оптоволоконный кабель длиной 100 м, с двумя преобразователями световых колебаний в электрические Magnum CS14H-12VDC на обоих концах. Данная модификация позволила проводить измерения с помощью потоковых катушек при стандартном снижении тока магнита CMS со скоростью до 1–1,5 А/с с приемлемой точностью [45, 46, 48, 55]. Частота выборки сигнала при измерениях с помощью потоковых катушек составляет 4 Гц.

В результате измерений средние значения компонент плотности магнитного потока  $B_i$  ( $i = z, y$ ), ортогональные плоскостям потоковых катушек, получены как  $B_i = \Phi/A$ , где  $\Phi$  – магнитный поток, вычисленный путем интегрирования напряжений сигналов по полному времени измерений [35, 53], а  $A$  – площадь, охватываемая потоковой катушкой. Размеры области, охватываемой каждой потоковой катушкой, получены с учетом пространственного положения каждого отдельного проводника плоского кабеля и варьируются от 122 до 642 м<sup>2</sup>. Такой подход даёт систематическую ошибку, возникающую из-за толщины потоковой катушки, в среднем, на уровне ±3,6%, меньшем по сравнению с более ранними оценками площадей потоковых катушек [38, 42]. Площадь  $A$  катушки рассчитывается по формуле

$$A = N \cdot (a + c) \cdot (b + c) + d, \quad (3.1)$$

где  $N$  – общее количество витков в катушке,  $a$  и  $b$  – ширина и высота пятого витка плоского ленточного кабеля, а  $c$  и  $d$  – небольшие постоянные члены, зависящие от числа витков  $N$ . Расчеты, выполненные с помощью модели магнита CMS, показали, что плотность магнитного потока достаточно однородна по площади, охватываемой потоковой катушкой. Было сделано несколько попыток сравнения результатов измерений, выполненных с помощью потоковых катушек в 2006 г., с расчетами по трехмерной модели магнита CMS [38, 42, 44]. В ходе этих сравнениях основной проблемой, которая в то время не была решена полностью, является трудность правильной оценки вклада вихревых токов в наведенные ЭДС. Этот вклад завышает величины интегрированного магнитного потока и средней магнитной индукции в

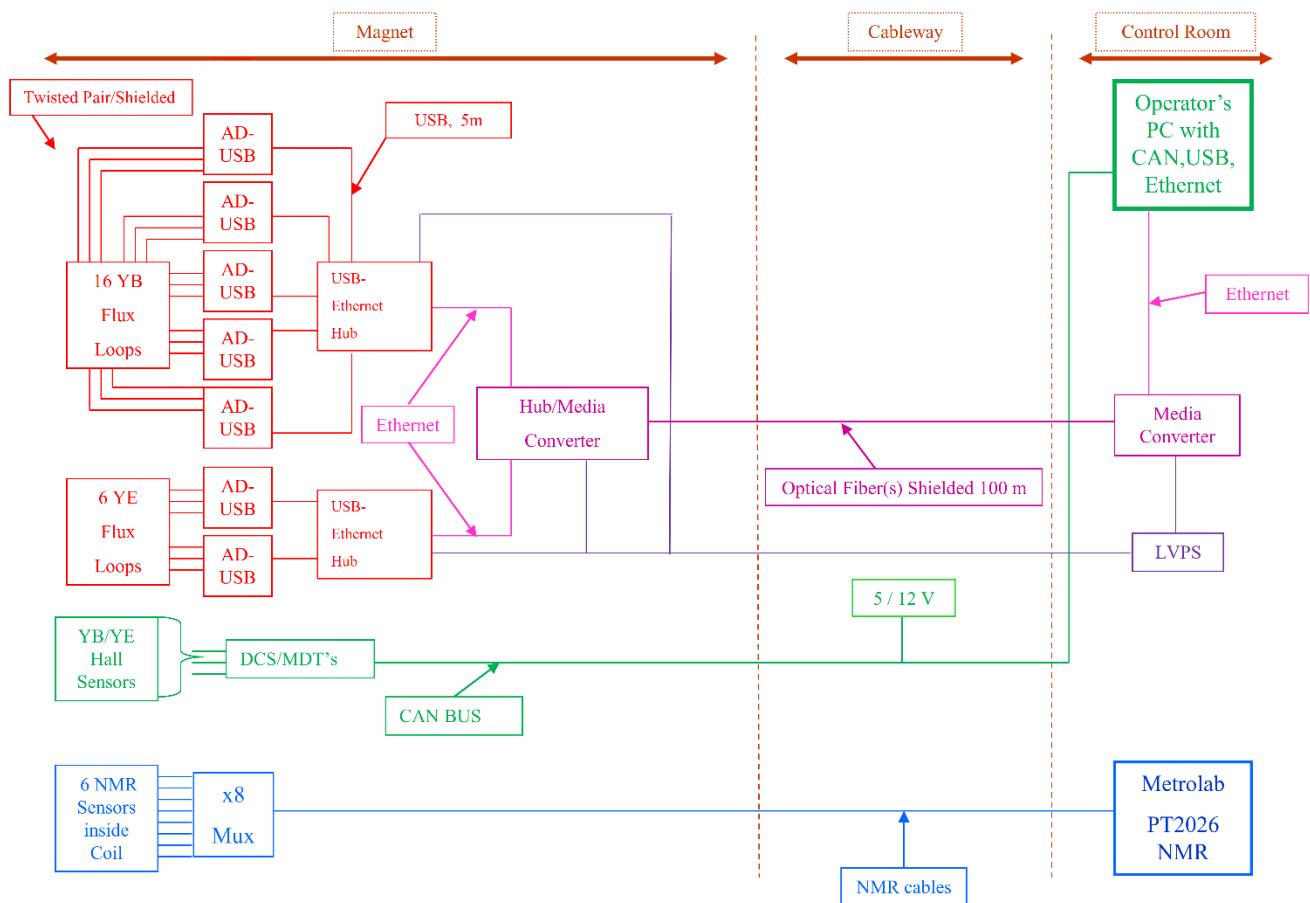


Рисунок 3.8 Блок-схема системы измерения и мониторинга магнитного поля установки CMS. В 2013–2014 годах изготовленные фирмой Measurement Computing 12-битные модули USB-1208LS для считывания сигналов, наведённых в потоковых катушках, были заменены новыми 16-битными модулями USB-1608G того же производителя.

плоскостях потоковых катушек. На рис. 3.9 показана форма сигналов, наведенных в потоковых катушках. Из сравнения рис. 3.9-а и рис. 2.8 вклад вихревых токов как в интегрированный магнитный поток, так и в среднюю плотность магнитного потока оценивается на уровне 4,6%. Это больше, чем было предсказано в анализе вихревых токов, выполненном с помощью программы ELECTRA [36]. Оба графика выполнены для одинаковых площадей данной потоковой катушки, одинакового числа витков и одинакового времени интегрирования сигнала.

Наилучший результат сравнения измерений, выполненных с помощью потоковых катушек и В-сенсоров в 2006 г., с расчетами по модели магнита CMS выглядел следующим образом [44]: разброс между расчетными и измеренными значениями плотности магнитного потока составляет  $(0,6 \pm 7,4)\%$ . в блоках колец ярма и  $(-4,0 \pm 2,0)\%$  в секторах торцевых дисков при максимальном токе 17,55 кА. Подобный разброс составляет  $(1,4 \pm 7,1)\%$  в блоках колец ярма и  $(-2,9 \pm 2,0)\%$  в секторах торцевых дисков при максимальном токе 19,14 кА. Погрешность измерения плотности магнитного потока с помощью потоковых катушек составляет  $\pm 8,5\%$  и включает в себя систематическую ошибку, связанную с учётом толщины потоковых катушек, и ошибку измерения наведённых сигналов. Погрешность измерений, выполненных с помощью В-сенсоров, составляет  $\pm 0,025 \pm 0,015$  мТл при токе 17,55 кА и  $\pm 0,012 \pm 0,001$  мТл при токе 19,14 кА.

Проведенная в 2013–2014 гг. модернизация системы измерений с помощью потоковых катушек позволила выполнить в 2015–2018 гг. новую серию измерений [45, 46]. Для регистрации сигналов, наведённых в потоковых катушках, было выполнено семь линейных снижений тока от 18,164 кА до нуля, как показано на рис. 3.10-а. Первое снижение тока, произведенное с 17 на 18 июля 2015 г. до величины тока 1 кА со скоростью 1,5 А/с, завершилось после 42 с паузы быстрым разрядом соленоида, запущенным в ручном режиме. ЭДС с максимальной амплитудой 20–250 мВ, наведенные в потоковых катушках, были проинтегрированы в течение 15061,5 с в катушках, расположенных на блоках колец ярма магнита, и в течение 15561,5 с в катушках, расположенных на торцевых дисках [45]. Типичный сигнал, индуцированный в течение первого снижения тока магнита, показан на рис. 3.10-б

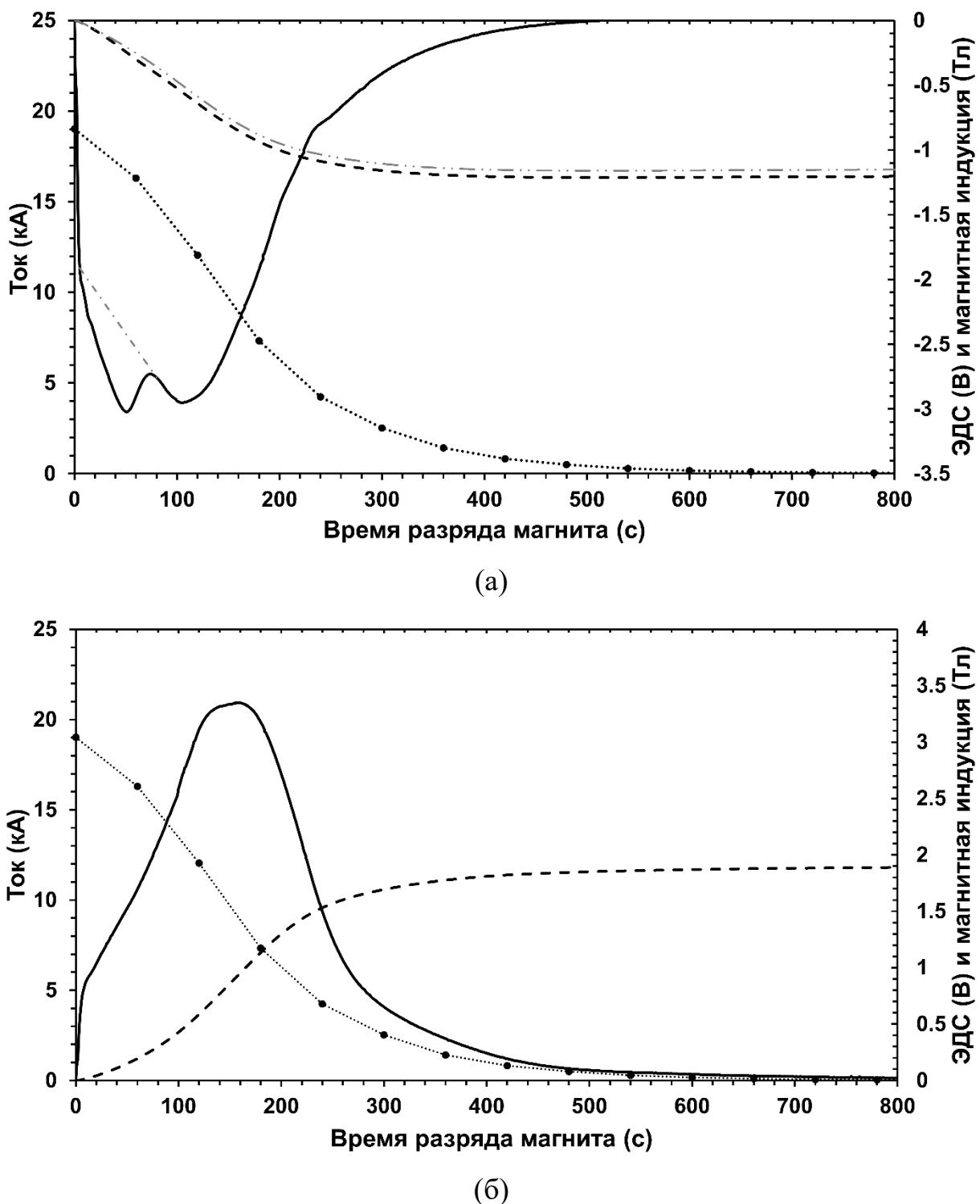


Рисунок 3.9 Наведённые сигналы (сплошные линии), индуцированные в потоковой катушке второго слоя кольца ярма W-2 (а) и в средней потоковой катушке торцевого диска D-2 (б) при измерениях магнитного поля в 2006 г. [48, 55] Показаны также интегрированная магнитная индукция (пунктирные кривые) и форма быстрого разряда тока катушки со значения 19,14 кА (точечные кривые). Штрихпунктирной кривой обозначен вклад вихревых токов в наведённый сигнал.

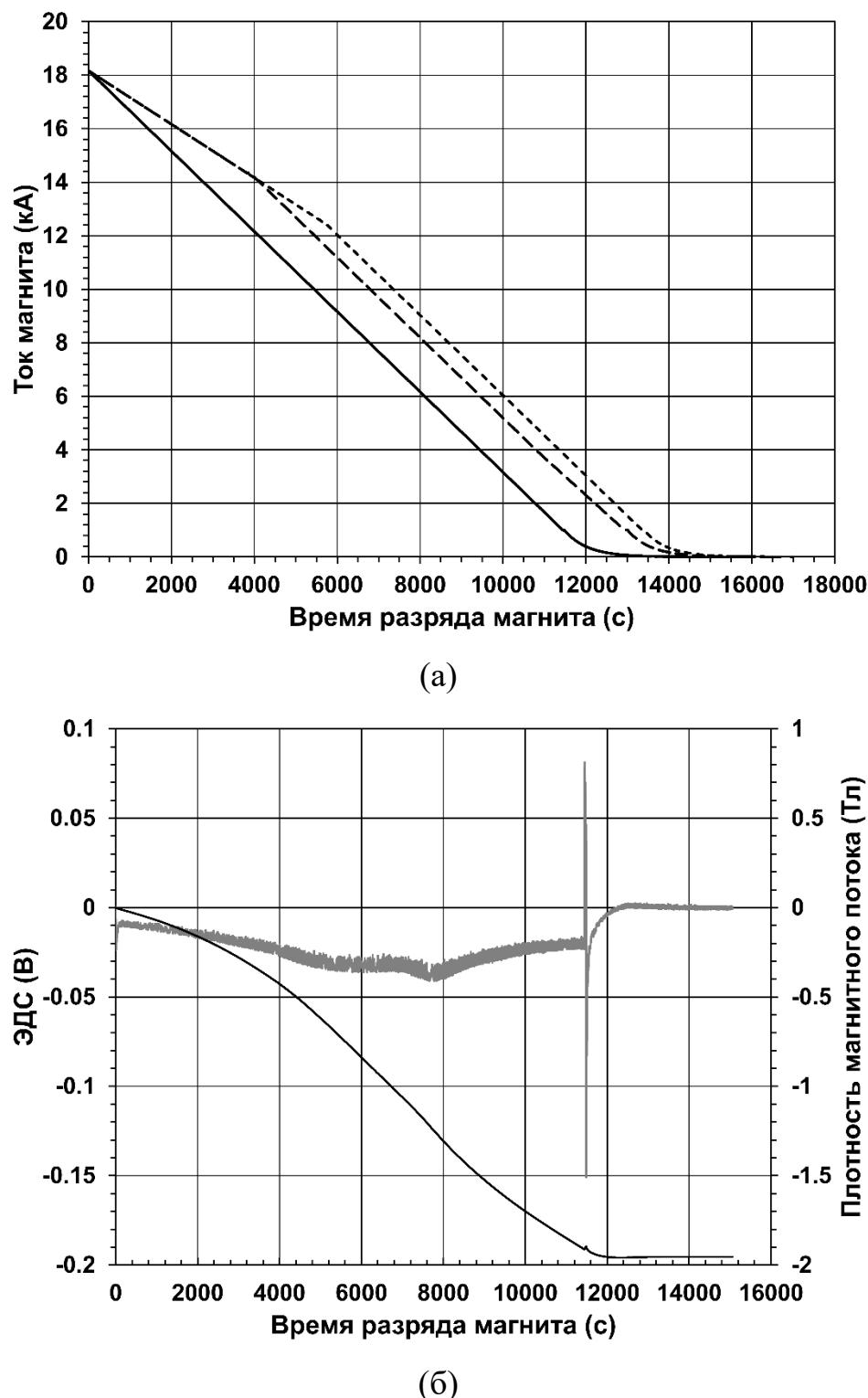


Рисунок 3.10 (а) Снижения тока соленоида от 18,164 кА до нуля, произведённые с 17 на 18 июля 2015 г. (сплошная линия), с 21 на 22 сентября 2015 г. (пунктирная линия) и 10 сентября 2016 г. (пунктирная линия с короткими штрихами); (б) Наведенный сигнал (левая шкала, кривая с шумом) и интегрированная средняя магнитная индукция (правая шкала, сплошная кривая) в сечении блока первого слоя L1 кольца W–1 при  $Z = -2,691$  м.

вместе с интегрированной средней плотностью магнитного потока. Резкие всплески напряжения на 11445 с соответствуют паузе в снижении тока и последующему началу быстрого разряда тока соленоида на внешнее сопротивление.

Второе снижение тока магнита было выполнено с 21 на 22 сентября 2015 г. с двумя постоянными значениями скорости снижения тока: 1 А/с до величины тока 14,34 кА, соответствующего значению центральной плотности магнитного потока 3 Тл, и 1,5 А / с до величины тока 1 кА.

Третий разряд магнита 10 сентября 2016 г. был аналогичным, но величина тока, при которой скорость изменилась с 1 до 1,5 А/с, составила 12,48 кА. Изменение величины тока, при котором произошла смена скорости тока, потребовалось по условиям работы криогенной системы соленоида. В обоих этих снижениях тока быстрые разряды инициировались при токе 1 кА, а интегрирование наведенных сигналов в катушках выполнялось в течение 17 000 с [46]. Заключительные четыре снижения тока соленоида были выполнены по второй схеме снижения тока.

На рис. 3.11 и 3.12 измеренные значения (сплошные маркеры) плотности магнитного потока в зависимости от координат  $Z$  и  $Y$  отображаются и сравниваются со значениями поля, рассчитанными с помощью модели магнита CMS (открытые маркеры) при рабочем токе 18,164 кА. Кривые, показанные на рис. 3.11 и 3.12 соответствуют плотности магнитного потока, рассчитанной вдоль линий, проходящих через  $XY$ -координаты датчиков Холла, местоположение которых находится на расстояниях от 0,155 до 1,325 м от центральных  $XY$ -координат потоковых катушек.

Это сравнение даёт следующий разброс между расчётными и измеренными значениями плотности магнитного потока в плоскостях потоковых катушек [48, 55]:  $(4,1 \pm 7,0)\%$  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

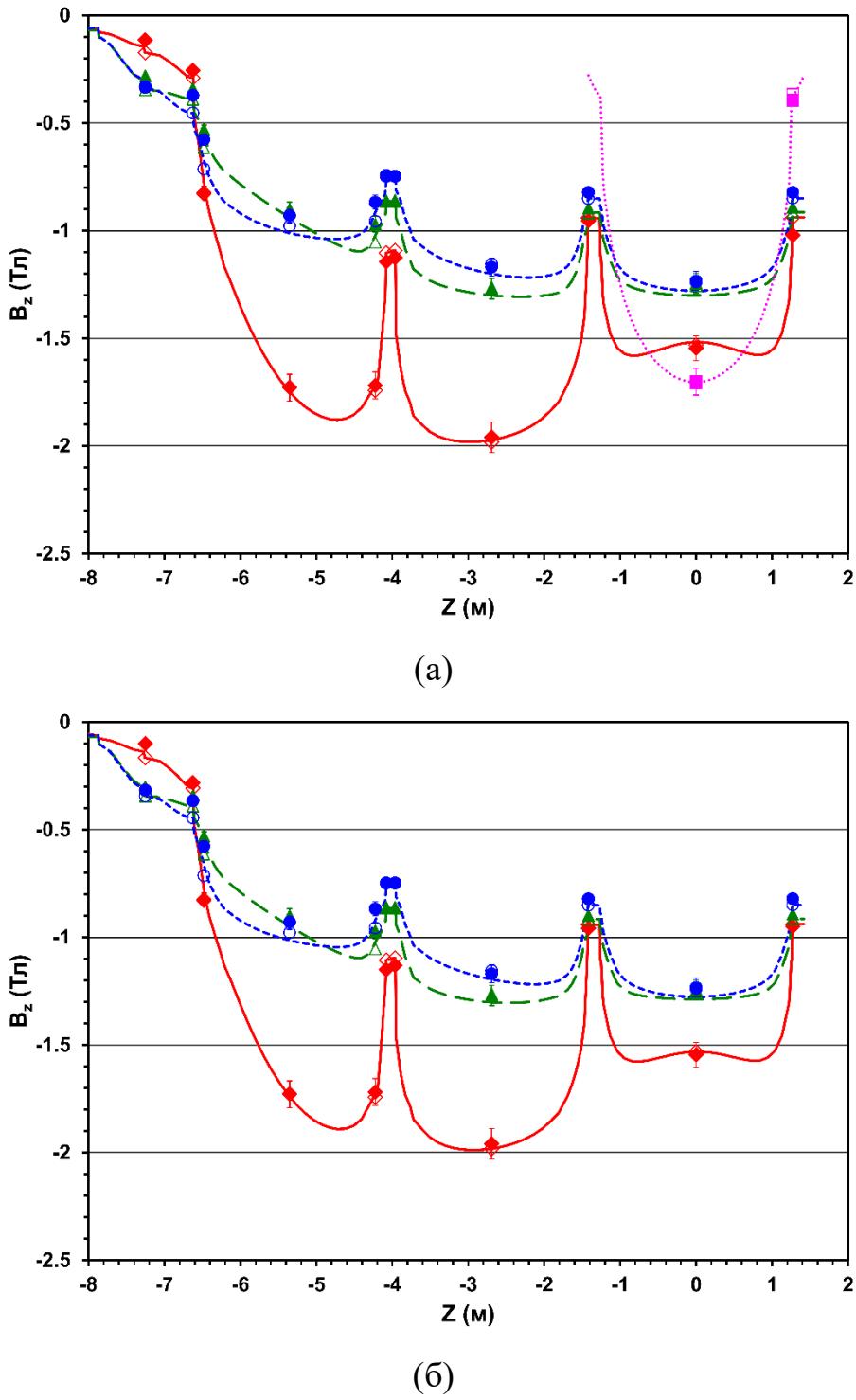


Рисунок 3.11 Магнитная индукция, измеренная при  $B_0$  3,81 Тл (сплошные маркеры) и рассчитанная в модели (открытые маркеры), в зависимости от координаты  $Z$ : (а) в блоках ТС (квадраты), L1 (ромбы), L2 (треугольники), и L3 (кружки) колец на ближней стороне ярма и (б) в блоках слоёв L1 (ромбы), L2 (треугольники) и L3 (кружки) на дальней стороне ярма. Кривые соответствуют магнитной индукции, рассчитанной в плоскостях, имеющих  $Y$ -координаты  $-4,805$  м (сплошная линия),  $-5,66$  м (пунктирная линия), и  $-6,685$  м (пунктирная линия с короткими штрихами).

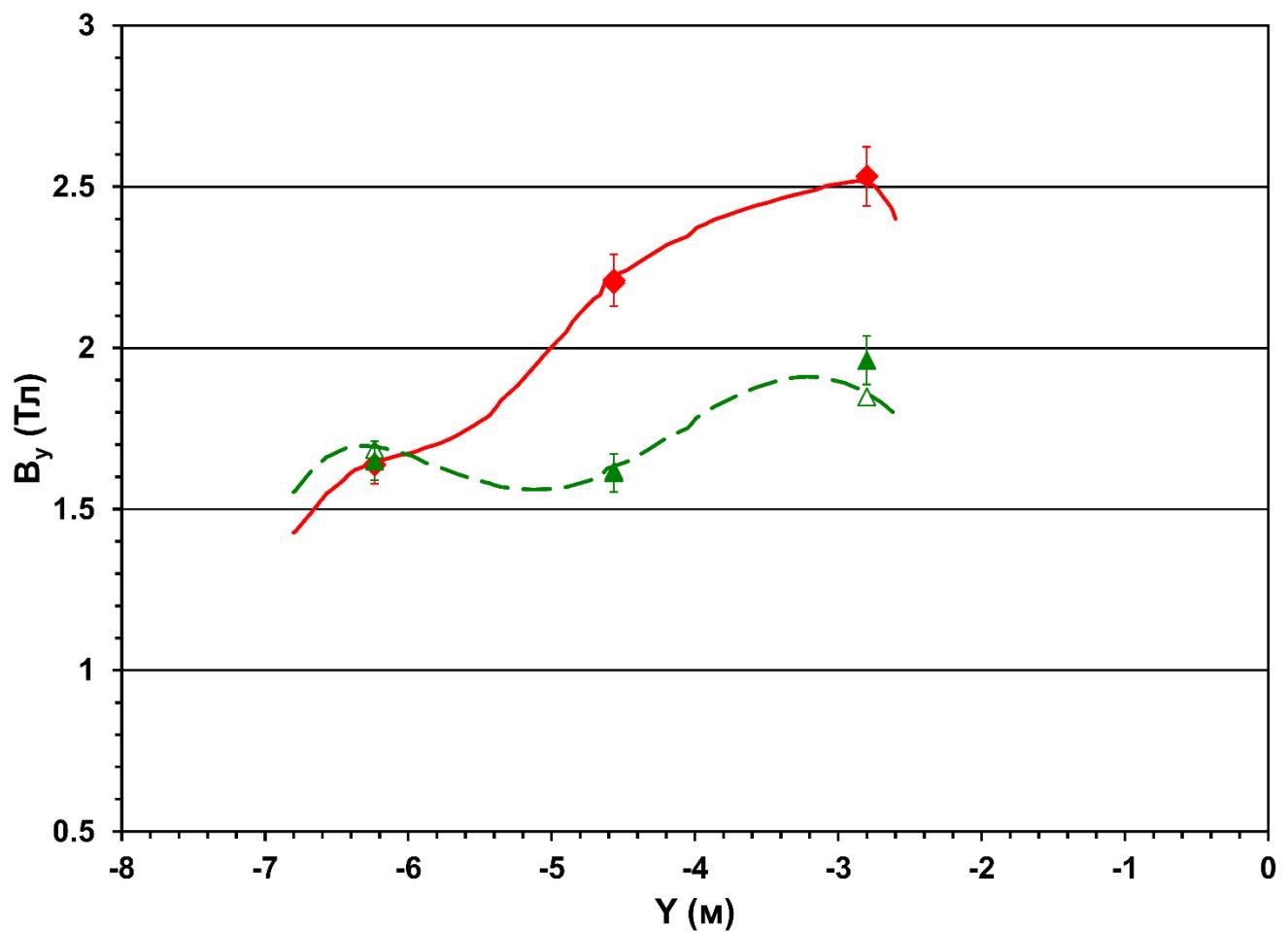


Рисунок 3.12 Магнитная индукция, измеренная при  $B_0$  3,81 Тл (сплошные маркеры) и рассчитанная в модели (открытые маркеры), в зависимости от координаты  $Y$  в секторах торцевых дисков D-1 (ромбы) и D-2 (треугольники). Кривые соответствуют расчётным значениям магнитной индукции вдоль линий, пересекающих центры потоковых катушек.

трехмерных датчиков Холла составляет  $0,02 \pm 0,01$  мТл.

### 3.3. Учет вихревых токов при анализе измерений плотности магнитного потока в стальных блоках магнитопровода CMS во время быстрых сбросов тока соленоида

После проведения измерений при стандартных снижениях тока соленоида результаты измерений, полученных в 2006 г. при быстрых сбросах тока магнита [44], были пересмотрены. Во время стандартного разряда магнита 30 ноября 2017 г. был принудительно выполнен быстрый сброс тока соленоида со значения 9,5 кА, соответствующего центральной плотности магнитного потока 2,02 Тл. Интегрирование сигналов, наведенных в потоковых катушках по полному времени разряда магнита показало превышение значений плотности магнитного потока над значениями, полученными в результате семи измерений, проведённых при стандартных снижениях тока [48, 55]. Сравнивая величины интегрированных магнитных потоков, полученные при измерениях 30 ноября 2017 г., с величинами магнитных потоков семи измерений, проведённых при стандартных снижениях тока, вклад вихревых токов в ЭДС, наведенные в потоковых катушках при измерениях 2006 года, был оценен на уровне  $(6,3 \pm 4,5)\%$  в катушках колец ярма и  $(5,9 \pm 3,2)\%$  в торцевых дисках, в среднем. Пересмотренная разница между расчетами, выполненными с помощью последней модели магнита CMS [47, 54], и измерениями 2006 года составила [53]  $(0,6 \pm 6,0)\%$  в блоках колец ярма и  $(-0,1 \pm 1,6)\%$  в секторах торцевых дисков при максимальном токе 17,55 кА, а также  $(-1,1 \pm 5,5)\%$  в блоках колец ярма и  $(1,3 \pm 1,7)\%$  в секторах торцевых дисков при максимальном токе 19,14 кА.

Первый быстрый сброс тока соленоида с операционного значения 18,164 кА был зарегистрирован после очередной модернизации ССД измерений и мониторирования магнитного поля, выполненной в 2022 г. [53]. В результате данной модернизации 16-битные модули USB-1608G были заменены новыми 16-битными модулями, произведенными в CERN, связанными между собой сетевыми кабелями, и передающими сигналы через мультиплексор на удалённое электронное устройство Siemens S7-1500 PLC [119], находящееся под управлением операционной системы WinCC OA версии 3.19. Данная ССД с частотой 1 Гц непрерывно регистрировала

значения ЭДС в потоковых катушках и запоминала их в удалённой базе данных. Такой режим позволил зарегистрировать 22 марта 2023 г. случайный сброс тока с операционного значения 18,164 кА, а также принудительный быстрый сброс тока со значения 15,221 кА [53], выполненный 16 августа 2023 г.. Поведение тока, измеренного в трех разрядах магнита CMS, включающих в себя быстрые сбросы тока соленоида со значений 18,164, 15,221 и 9,5 кА представлено на рис. 3.13.

Изменение тока соленоида  $I$  в зависимости от времени  $t$  приводит к изменению магнитного потока  $\Phi$  в сечении каждой из потоковых катушек, что индуцирует ЭДС  $v(t)$  в соответствие с уравнением

$$v(t) = \frac{d\Phi}{dt} = A \cdot \frac{dB_i}{dI} \cdot \frac{dI}{dt}, \quad (3.2)$$

где  $A$  – площадь, охватываемая катушкой с учетом количества витков в катушке, выражаемая формулой (3.1), а  $B_i$  означает аксиальную  $B_z$  или вертикальную  $B_y$  плотность магнитного потока. При быстром сбросе тока  $I$  изменение магнитного потока  $\Phi$  индуцирует существенные вихревые токи в сечении стального блока, охватываемого катушкой, что меняет форму сигнала  $v(t)$ .

По трем зарегистрированным сбросам тока  $I$  вклад вихревых токов в индуцированный сигнал каждой катушки может быть оценен сравнением потоков  $\Phi = \int v(t)dt$ , полученных интегрированием сигналов, индуцированных при разрядах магнита со значения тока 18,164 кА, с усредненными потоками, полученными ранее в семи стандартных разрядах магнита с того же значения тока, произошедших со скоростью изменения тока 1–1,5 А/с, где вклад вихревых токов амплитуды сигналов пренебрежимо мал. Вклад вихревых токов  $E.c. contr.$  может быть оценен, как

$$E.c. contr. = \frac{(\Phi_{FD} - \Phi_{SRD})}{\Phi_{SRD}} \cdot 100 \%, \quad (3.3)$$

Здесь  $\Phi_{FD}$  – магнитный поток через сечение данной катушки, измеренный при снижении тока от 18,164 кА, включающем в себя быстрый разряд, а  $\Phi_{SRD}$  – магнитный поток, усредненный по семи измерениям, выполненным при стандартных снижениях тока с того же значения 18,164 кА.

Полученные значения вкладов вихревых токов в сигналы, зарегистрированные в каждой из потоковых катушек, в зависимости от начального тока быстрого

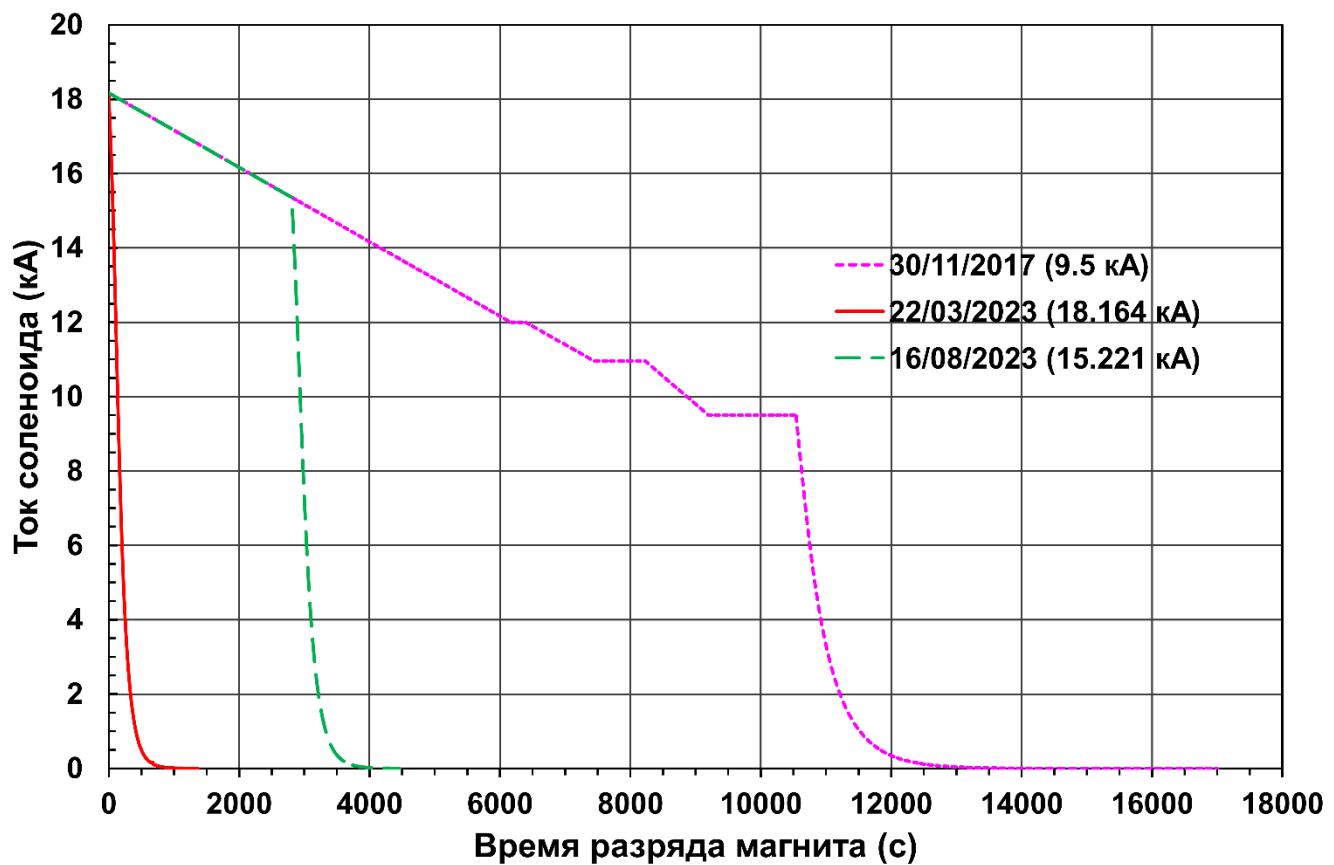


Рисунок 3.13 Временная зависимость тока, измеренного в трех разрядах магнита CMS, включающих в себя быстрые сбросы тока соленоида со значений 18,164 (22 марта 2023 г.), 15,221 (16 августа 2023 г.) и 9,5 кА (30 ноября 2017 г.). Быстрые сбросы тока со значений 15,221 и 9,5 кА были выполнены принудительно во время стандартных снижений тока соленоида со значения 18,164 кА, происходивших со скоростью 1–1,5 А/с. Быстрый сброс тока непосредственно со значения 18,164 кА произошел случайно.

разряда соленоида представлены в таблице 1 и на рис. 3.14.

Таблица 1

Вклад вихревых токов  $E.c. contr.$  (%), наведенных в стальных блоках ярма магнита, в сигналы потоковых катушек в зависимости от начального тока

быстрого разряда соленоида

Метка катушки	Начальный ток разряда соленоида (кА)						
	9,5	12,5	15	15,221	17,55	18,164	19,14
TC (%)	10.2	8.63	7.83	7.79	7.50	7.49	7.54
W0/L1 (%)	12.5	8.42	6.02	5.85	4.50	4.27	4.03
W-1/L1 (%)	18.1	16.8	16.0	16.0	15.5	15.5	15.4
W-2P/L1 (%)	5.07	4.45	3.74	3.67	2.83	2.59	2.17
W-20/L1 (%)	10.1	10.9	11.0	11.0	10.4	10.1	9.62
W-2N/L1 (%)	3.85	<b>3.85</b>	<b>3.85</b>	-4.12	<b>3.85</b>	<b>3.85</b>	<b>3.85</b>
Слой L1 (%)	9.9±5.8	8.9±5.8	8.1±5.3	6.5±7.6	7.4±5.4	7.3±5.4	7.0±5.5
W0/L2 (%)	6.19	4.78	3.61	3.50	3.50	<b>6.19</b>	3.50
W-1/L2 (%)	6.89	5.29	4.58	4.69	4.40	4.65	4.57
W-2P/L2 (%)	2.07	2.79	3.30	3.34	3.75	3.84	3.98
W-20/L2 (%)	8.30	7.81	7.73	7.74	7.97	8.08	8.29
W-2N/L2 (%)	4.22	3.05	2.65	2.64	2.77	2.88	3.11
Слой L2 (%)	5.5±2.4	4.7±2.0	4.4±2.0	4.4±2.0	4.5±2.0	5.1±2.0	4.7±2.1
W0/L3 (%)	2.75	2.52	2.33	2.31	2.31	<b>2.75</b>	2.31
W-1/L3 (%)	2.41	0.01	2.41	-2.15	<b>2.41</b>	<b>2.41</b>	<b>2.41</b>
W-2P/L3 (%)	3.11	2.03	1.12	1.04	1.04	<b>3.11</b>	1.04
W-20/L3 (%)	3.07	2.79	2.74	2.74	2.85	2.90	3.00
W-2N/L3 (%)	2.01	0.95	0.56	0.55	0.61	0.68	0.87
Слой L3 (%)	2.7±0.5	1.7±1.2	1.8±0.9	0.9±1.9	1.8±1.0	2.4±1.0	1.9±0.9
D-1/1 (%)	5.94	5.66	5.35	5.32	4.94	4.83	4.65
D-1/2 (%)	5.52	6.08	6.00	5.97	5.41	5.19	4.78
D-1/3 (%)	6.17	5.28	4.54	4.48	4.48	<b>6.17</b>	4.48
Диск D-1 (%)	5.9±0.3	5.7±0.4	5.3±0.7	5.3±0.7	4.9±0.5	5.4±0.7	4.6±0.2
D-2/1 (%)	7.50	5.04	3.77	3.70	3.19	3.16	3.20

В таблице 1 приведены значения вкладов вихревых токов для 20 потоковых катушек, работавших в двух из трех использованных быстрых разрядов. В дальнейшем для двух оставшихся катушек использованы значения вкладов вихревых

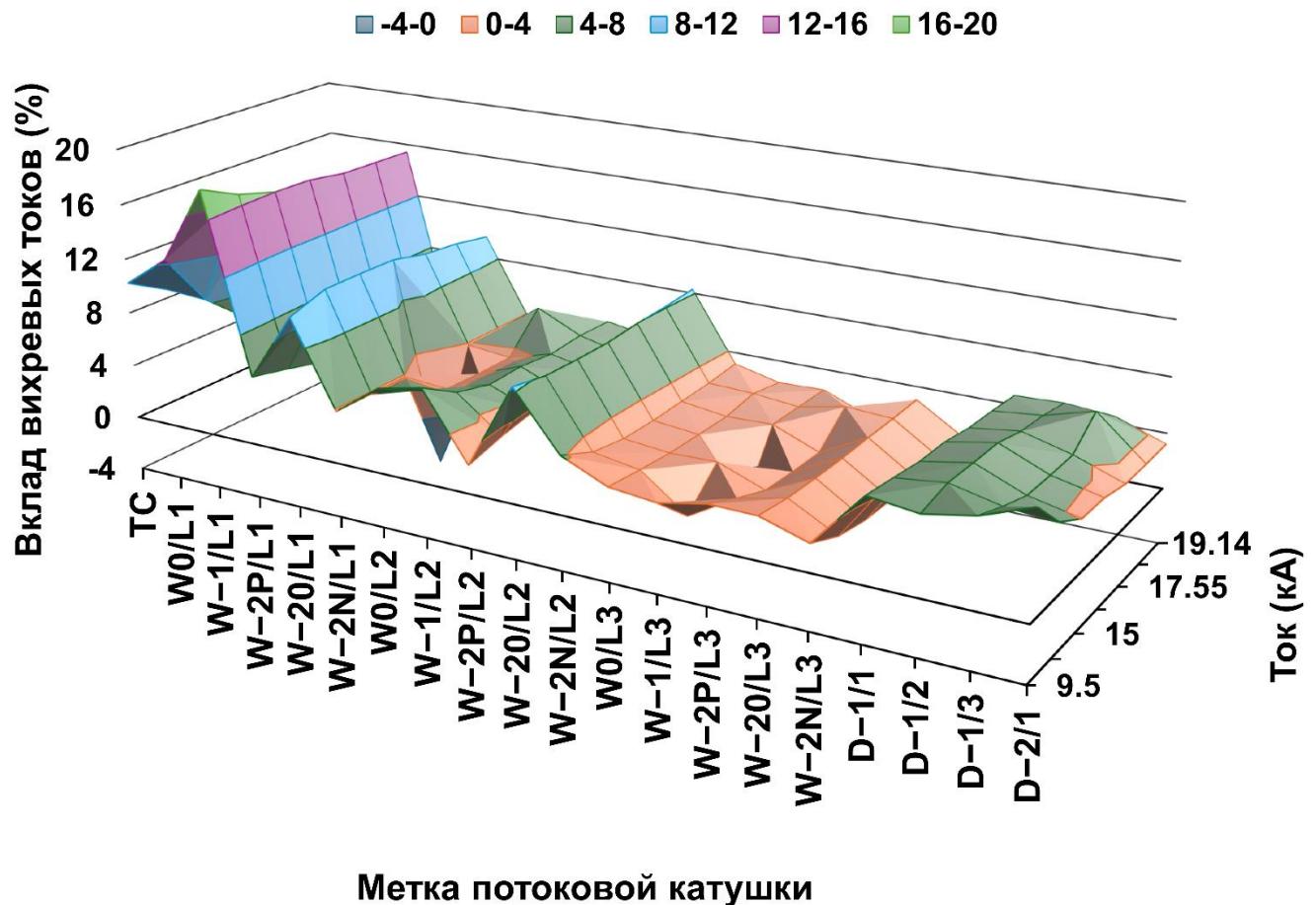


Рисунок 3.14 Вклад вихревых токов, наведенных в стальных блоках ярма магнита, в сигналы 20 потоковых катушек в зависимости от начального тока быстрого разряда соленоида. При быстрых сбросах тока со значений 18,164 и 15,221 кА катушки D-2/2 и D-2/3 по техническим причинам были отключены, и в дальнейшем вклад вихревых токов в их сигналы был оценен, исходя из измерений, выполненных при быстром сбросе тока со значения 9,5 кА.

токов, полученные при быстром разряде со значения тока 9,5 кА. Значения вклада вихревых токов  $E.c. contr.$ , полученные непосредственным сравнением потоков  $\Phi$  по формуле (3.3), выделены в таблице 1 курсивом. Значения, обозначенные прямым шрифтом, получены интерполяцией и экстраполяцией значений, полученных для каждой потоковой катушки в результате этих сравнений. При этом жирным шрифтом выделены значения  $E.c. contr.$ , полученные при быстром разряде со значения тока 9,5 кА и использованные для неработавших катушек. При быстром разряде со значения тока 18,164 кА не работали 8 из 22 катушек.

В таблице 1 для каждого начального значения тока быстрого разряда данные сгруппированы по слоям ТС, L1, L2 и L3 центральных колец магнитопровода, расположенных на разных радиальных расстояниях от оси соленоида, как это видно из рис. 3.5, а также по дискам D, находящимся на разных расстояниях вдоль оси соленоида. Площади сечений катушек в каждом слое равны. От слоя к слою площади сечений катушек увеличиваются с увеличением радиального расстояния от оси соленоида. Площади сечений катушек, расположенных на дисках D, увеличиваются с увеличением радиального расстояния от оси соленоида.

Из анализа данных, представленных в таблице 1 можно сделать несколько выводов. Во-первых, вклад вихревых токов в амплитуды сигналов катушек в каждом из слоев падает только на краях блоков центрального кольца W-2, где аксиальная плотность магнитного потока существенно меньше, чем в средних сечениях блоков, как это следует из рис. 3.11. При этом вклад вихревых токов в амплитуды сигналов катушек, расположенных вдоль диска D-1 практически неизменен. Во-вторых, вклад вихревых токов в сигналы катушек центральных колец магнитопровода уменьшается с увеличением радиального расстояния от оси соленоида, что так же связано с уменьшением величины аксиальной плотности магнитного потока, как представлено на рис. 3.11. В-третьих, вклад вихревых токов  $E.c. contr.$  уменьшается с увеличением значения начального тока быстрого разряда.

На рис. 3.15-а показана форма измеренного тока  $I$  быстрого разряда соленоида в зависимости от времени и начального значения тока разряда. На рис. 3.15-б и 3.15-в представлена форма сигнала в потоковых катушках W-2P/L2 и D-2/2, соот-

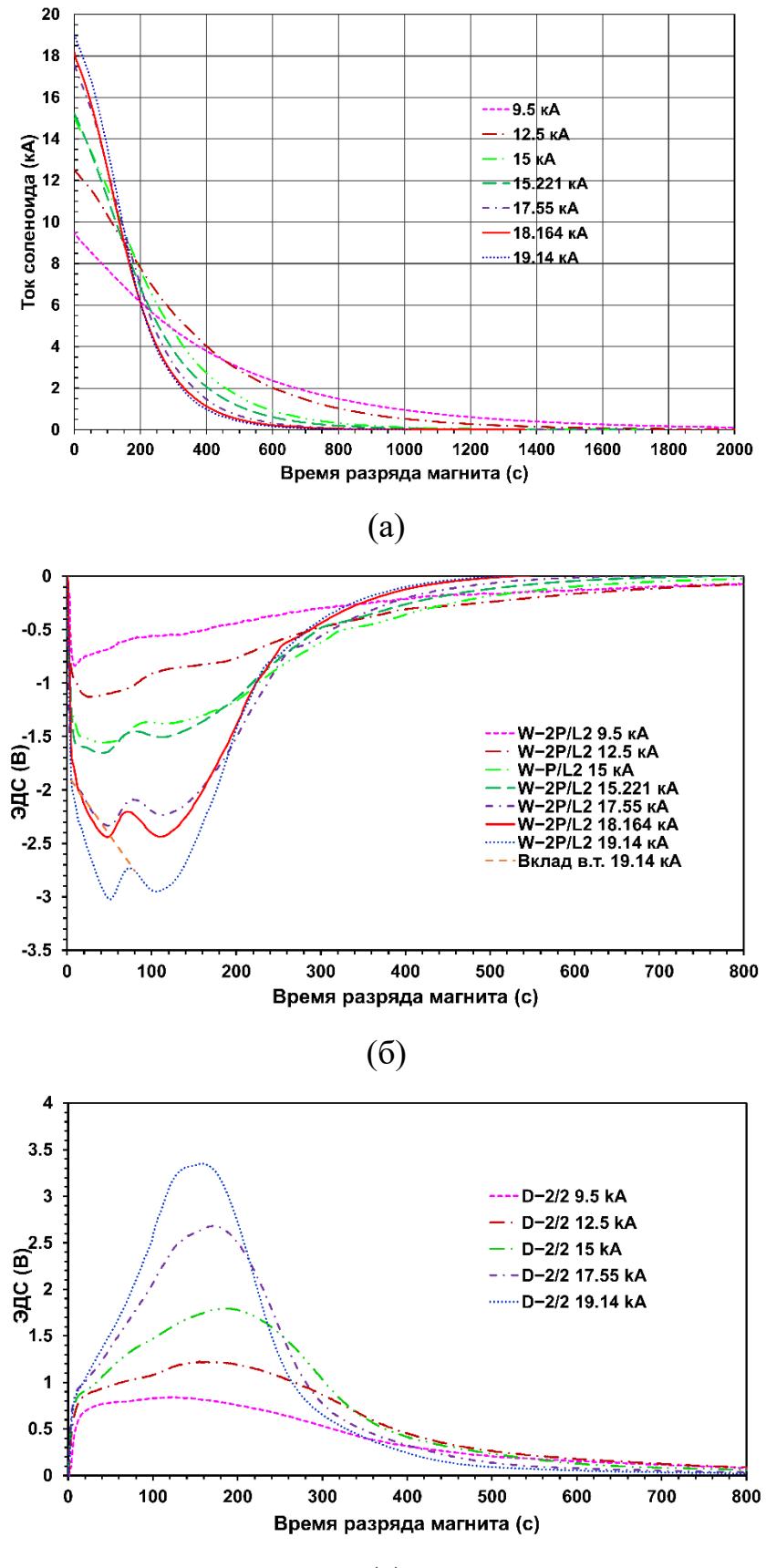


Рисунок 3.15 Зависимость от времени быстрого разряда магнита при разных значениях начального тока соленоида: (а) измеренного тока соленоида  $I$ ; (б) и (в) ЭДС, наведенных в потоковых катушках W–2P/L2 и D–2/2, соответственно [53].

ветственно, в зависимости от времени разряда магнита CMS и начального значения тока  $I$ . Рис. 3.15-б хорошо иллюстрирует уменьшение вклада вихревых токов  $E.c. contr.$  в амплитуду сигнала потоковой катушки при увеличении начального значения тока быстрого разряда соленоида. Это связано с уменьшением величины производной  $dB_z/dI$  в уравнении (3.3) на начальных участках падения тока соленоида при увеличении начального значения тока  $I$ . Действительно, в поперечном сечении данной потоковой катушки W–2P/L2 расчетная аксиальная магнитная индукция составляет  $-0,524$  Тл при токе  $9,5$  кА,  $-0,856$  Тл при токе  $15,221$  кА и  $-1,053$  Тл при токе  $18,164$  кА. Согласно кривой намагничивания стали [47, 54] в этом блоке значения  $dB_z/dI$  в уравнении (3.3) выше при малых значениях тока.

Используя полученные значения вкладов вихревых токов, магнитные потоки, полученные интегрированием сигналов, индуцированных при быстрых разрядах магнита, были уменьшены в каждой потоковой катушке на величину  $E.c. contr.$  в соответствие с таблицей 1. Делением величин данных магнитных потоков на величины площадей, охватываемых потоковыми катушками и выражаемых формулой (3.1), были получены измеренные значения  $Meas$  плотности магнитного потока в сечении каждой потоковой катушки. Данные значения сравнены с величинами плотности магнитного потока  $Calc$ , рассчитанными в сечениях потоковых катушек с помощью трехмерной модели магнита CMS для каждого начального значения тока в семи зарегистрированных быстрых разрядах магнита. Полученные для каждой потоковой катушки отношения  $(Meas - Calc)/Calc (\%)$  показаны на рис. 3.16 и представлены в таблице 2 в зависимости от начальных значений тока быстрого разряда соленоида. В таблице 2 жирным шрифтом выделены колонки новых измерений плотности магнитного потока, полученных в результате анализа быстрых сбросов тока соленоида со значений  $9,5$ ,  $15,221$  и  $18,164$  кА. Колонка сравнения величин  $Meas$  и  $Calc$ , соответствующих начальному току быстрого разряда  $18,164$  А, выделена также курсивом. В данной колонке отношение  $(Meas - Calc)/Calc$  приравнено к аналогичному отношению, полученному при сравнении расчетной плотности магнитного потока с результатами ее усреднения по семи измерениям, выполненным в семи стандартных снижениях тока соленоида со значения  $18,164$  кА.

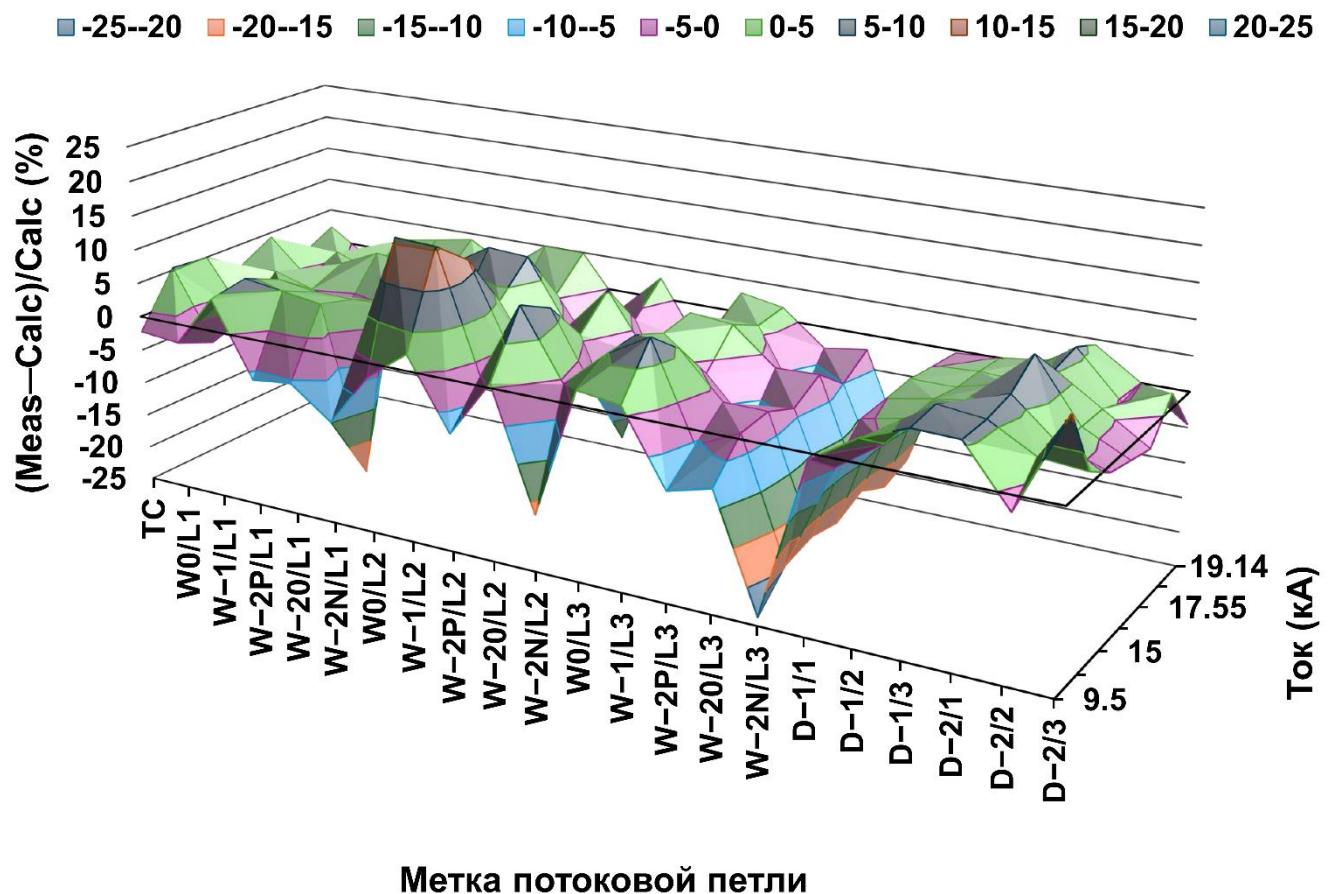


Рисунок 3.16 Сравнение измеренных и расчётных значений аксиальной плотности магнитного потока  $B_z$  или вертикальной компоненты плотности магнитного потока  $B_y$ , полученных в каждом из 22 поперечных сечений потоковых катушек при семи значениях начального тока в катушке CMS.

Таблица 2

Отношение (*Meas – Calc*)/*Calc* (%) для каждой потоковой катушки в зависимости от начального значения тока быстрого разряда соленоида

Метка катушки	Начальный ток разряда соленоида (кА)						
	9,5	12,5	15	15,221	17,55	18,164	19,14
TC	<b>-2.27</b>	5.34	4.90	<b>1.57</b>	4.25	<b>-0.30</b>	2.16
W0/L1	<b>-2.83</b>	-4.93	-3.10	<b>1.81</b>	-1.21	<b>0.96</b>	-1.68
W-1/L1	<b>4.76</b>	5.74	3.61	<b>0.09</b>	2.14	<b>-1.17</b>	1.94
W-2P/L1	<b>-6.04</b>	4.96	2.75	<b>-1.37</b>	4.74	<b>-1.33</b>	2.95
W-20/L1	<b>-5.38</b>	4.11	2.70	<b>0.28</b>	3.96	<b>0.08</b>	4.01
W-2N/L1	<b>-9.87</b>	-19.8	2.93	<b>-1.04</b>	5.07	<b>-0.57</b>	0.61
Слой L1	<b>-3.9±5.4</b>	-2.0±11	1.5±3.1	<b>-0.5±1.3</b>	2.9±2.6	<b>-0.4±0.9</b>	1.6±2.2
W0/L2	<b>-2.05</b>	15.8	12.7	<b>1.22</b>	8.60	<b>-0.89</b>	4.95
W-1/L2	<b>2.38</b>	15.5	11.6	<b>3.62</b>	8.19	<b>0.60</b>	4.91
W-2P/L2	<b>-7.76</b>	-1.90	-0.54	<b>-5.67</b>	-1.24	<b>-7.86</b>	-2.65
W-20/L2	<b>0.64</b>	9.39	6.87	<b>0.91</b>	5.31	<b>-1.12</b>	3.06
W-2N/L2	<b>-16.7</b>	-0.55	-3.69	<b>-13.1</b>	-3.48	<b>-13.6</b>	-6.38
Слой L2	<b>-4.7±7.7</b>	7.6±8.5	5.4±7.3	<b>-2.6±6.8</b>	3.5±5.5	<b>-4.6±6.0</b>	0.8±5.1
W0/L3	<b>2.12</b>	4.79	5.25	<b>3.32</b>	4.16	<b>-0.31</b>	2.93
W-1/L3	<b>1.30</b>	8.30	4.48	<b>-1.33</b>	3.55	<b>1.27</b>	1.81
W-2P/L3	<b>-9.17</b>	-5.47	-1.83	<b>-7.77</b>	-1.61	<b>-9.25</b>	-3.16
W-20/L3	<b>-7.42</b>	-2.42	-1.88	<b>-3.85</b>	-1.38	<b>-5.03</b>	-2.26
W-2N/L3	<b>-23.7</b>	-19.45	-18.22	<b>-19.0</b>	-17.1	<b>-19.1</b>	-17.6
Слой L3	<b>-7.4±10</b>	-2.8±11	-2.4±9.4	<b>-5.7±8.4</b>	-2.5±8.6	<b>-6.5±8.2</b>	-3.7±8.2
D-1/1	<b>-0.83</b>	-4.48	-0.37	<b>-0.02</b>	0.42	<b>-0.04</b>	-0.45
D-1/2	<b>3.30</b>	0.07	0.92	<b>1.18</b>	0.41	<b>0.36</b>	0.02
D-1/3	<b>5.85</b>	6.49	4.23	<b>2.13</b>	2.25	<b>-0.02</b>	0.86
Диск D-1	<b>2.8±3.4</b>	0.7±5.5	1.6±2.7	<b>1.1±1.1</b>	1.0±1.1	<b>0.1±0.2</b>	0.1±0.7
D-2/1	<b>5.67</b>	5.79	6.68	<b>9.64</b>	5.30	<b>6.13</b>	4.19
D-2/2	<b>-2.21</b>	2.25	1.22	<b>1.16</b>	1.11	<b>-0.38</b>	-0.04
D-2/3	<b>11.5</b>	1.70	-1.04	<b>-2.02</b>	-3.00	<b>2.13</b>	-4.55
Диск D-2	<b>5.0±6.9</b>	3.2±2.2	2.3±4.0	<b>2.9±6.0</b>	1.1±4.2	<b>2.6±3.3</b>	-0.1±4.4

Обычный шрифт в четырех колонках таблицы 2 соответствует набору старых измерений плотности магнитного потока, полученных в результате анализа быстрых

сбросов тока соленоида, выполненных в 2006 г. со значений 12,5, 15, 17,55 и 19,14 кА. В этой таблице можно заметить систематическую разницу между новыми и старыми наборами измерений, которая отражает различную точность аппаратуры, использованной для считывания напряжений в 2006 году (12-битные модули AD-USB) и после 2015 года (16-битные модули ССД). В целом разница между измеренными и расчетными значениями плотности магнитного потока в стальных блоках ярма магнита CMS достигает нескольких процентов.

Как уже отмечалось, при использовании оценок вклада вихревых токов, полученных при быстром разряде тока соленоида со значения 9,5 кА, который произошел в 2017 году [46] для отношений  $(Meas - Calc)/Calc$  были получены следующие значения:  $(0,6 \pm 6,0)\%$  в слоях центральных колец и  $(-0,1 \pm 1,6)\%$  в торцевых дисках при токе 17,55 кА и  $(-1,1 \pm 5,5)\%$  в слоях центральных колец и  $(1,3 \pm 1,7)\%$  в торцевых дисках при токе 19,14 кА. Эти значения совместимы с новыми соответствующими значениями  $(1,5 \pm 6,1)\%$  в слоях центральных колец и  $(1,1 \pm 2,7)\%$  в торцевых дисках при 17,55 кА и  $(-0,3 \pm 5,6)\%$  в слоях центральных колец и  $(0,005 \pm 2,8)\%$  в торцевых дисках при 19,14 кА, что подтверждает обоснованность новой процедуры, используемой для оценки вклада вихревых токов.

На рис. 3.17 показан результат сравнения в каждой потоковой катушке расчетной плотности магнитного потока и плотности, усредненной по трем наборам измерений: новому (9,5; 15,221 и 18,164 кА), старому (12,5; 15; 17,55 и 19,14 кА) и объединенному. На этом же рисунке приведен результат сравнения расчета и измерений, выполненных с помощью трехмерных датчиков Холла (В-сенсоров), размещенных в воздушных зазорах между блоками центральных колец ярма магнита CMS. Кривые на рис. 3.17 демонстрируют большие расхождения между измеренными и расчетными значениями в сечениях потоковых катушек W–2N во всех трех слоях. Как следует из рис. 3.5, этот край кольца W–2 находится вблизи большого зазора между кольцом и торцевым диском D–1. В этом зазоре вблизи азимутального сектора S10 находятся крупные цилиндрические стальные опоры диска D–1, влияние которых на распределение магнитного потока в зазоре трудно учесть в модели магнита CMS. В-сенсоры, расположенные в этом зазоре на краях каждого слоя

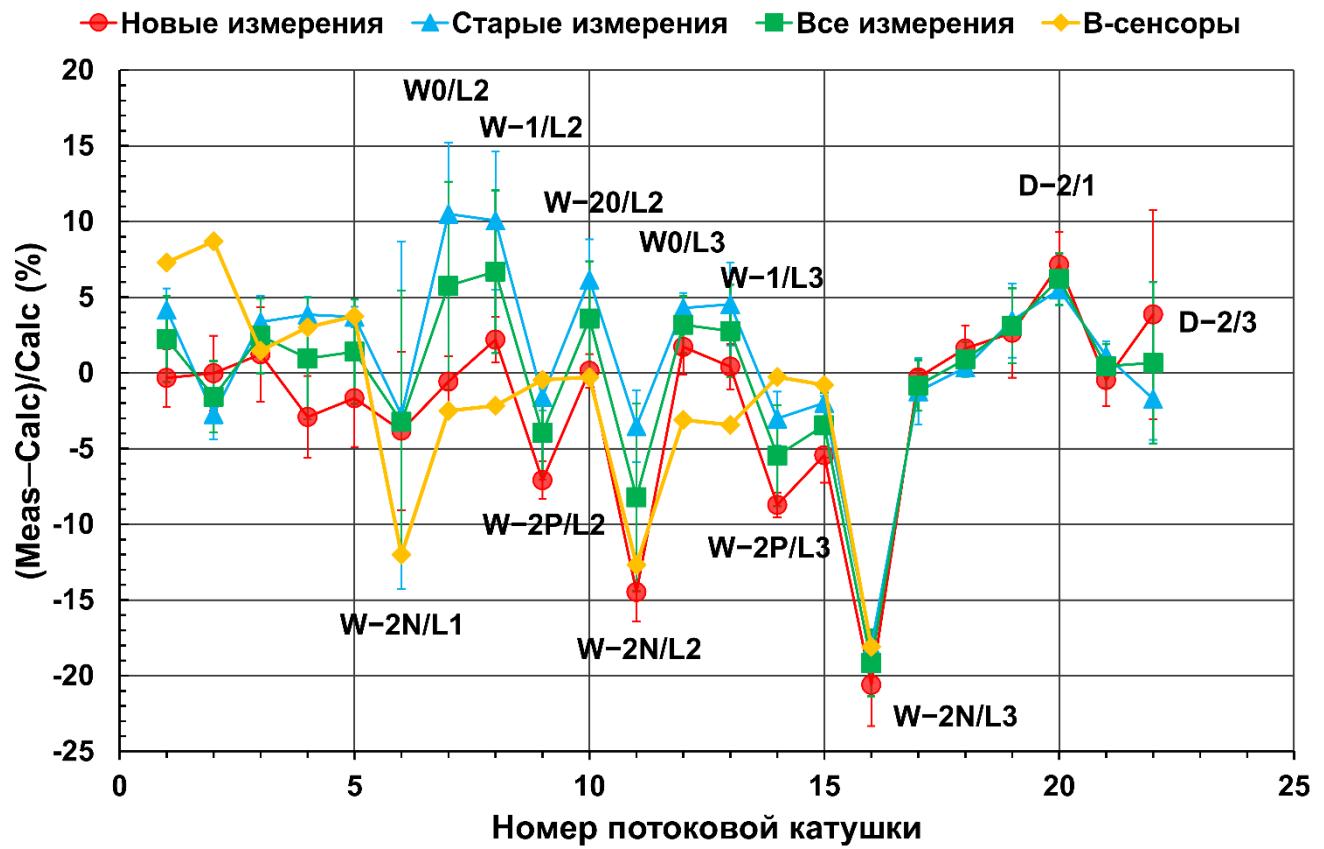


Рисунок 3.17 Сравнение измеренной и расчётной аксиальной плотности магнитного потока,  $B_z$  или вертикальной плотности магнитного потока  $B_y$ , полученных в каждом из 22 поперечных сечений потоковых катушек, усредненных по различным наборам измерений [53]: набору новых измерений при 9,5; 15,221 и 18,164 кА (кружки), набору старых измерений при 12,5; 15; 17,55 и 19,14 кА (треугольники) и по обоим наборам измерений (квадраты). Ромбами представлены сравнения аксиальной плотности магнитного потока, соответствующей операционному току соленоида 18,164 кА, измеренной с помощью трехмерных датчиков Холла (В-сенсоров) [48, 55] и рассчитанной с помощью модели магнита CMS [47, 54].

кольца W–2, также указывают на расхождение между расчетной и измеренной аксиальной плотностью магнитного потока. Поскольку измерения, выполненные с помощью потоковых катушек и В-сенсоров независимы, единственным объяснением этих расхождений является то, что модель магнита CMS недостаточно хорошо описывает магнитный поток в этой области. Для оценки влияния этого эффекта на отношение  $(Meas - Calc)/Calc$  три потоковые катушки W–2N/L1, W–2N/L2 и W–2N/L3 были исключены из рассмотрения. При таком подходе значения отношения  $(Meas - Calc)/Calc$  в слоях центральных колец стали равными  $(3,0 \pm 3,5)\%$  при 17,55 кА и  $(1,5 \pm 2,9)\%$  при 19,14 кА. Это делает измерения и расчеты совместимыми в пределах точности 3%. Отношение  $(Meas - Calc)/Calc$  составляет менее 1,5% в от 9,1% (быстрый разряд со значения тока 12,5 кА) до 68,2% (быстрый разряд со значения тока 18,164 кА) поперечных сечений потоковых катушек и между 1,5% и 3% в от 4,5% (быстрый разряд со значения тока 18,164 кА) до 36,4% (быстрый разряд со значения тока 19,14 кА) поперечных сечений потоковых катушек.

Попытка уменьшить влияние вихревых токов, используя для интегрирования ЭДС, наведенных в потоковых катушках, стандартные линейные снижения тока соленоида, была предпринята до модернизации системы считывания наведённых сигналов, выполненной в 2013–2014 гг., но дала крайне большие ошибки из-за считывания малых напряжений с помощью изначальных 12-битных модулей AD-USB. Модернизация считающей электроники и уточнение величин областей, охватываемых потоковыми катушками, позволили использовать стандартные линейные снижения тока соленоида для того, чтобы избежать большого вклада вихревых токов в наведённые сигналы [45, 46], а затем использовать стандартные снижения тока, сопровождаемые быстрыми разрядами соленоида, для корректной оценки вклада вихревых токов в сигналы, полученные при семи быстрых разрядах магнита [63], и уточнения результатов, полученных в измерениях 2006 года.

Стабильность сравнительного анализа всего объема проведённых измерений подтверждает правильность описания распределения магнитного потока в объёме установки CMS, рассчитанного с помощью трёхмерной модели магнита CMS.

## ГЛАВА 4. СОЗДАНИЕ КАРТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ УСТАНОВКИ CMS

Предметом данной главы является новаторская работа [50, 56] по созданию трехмерной (3D) карты магнитного поля во всем объёме детектора CMS [11] на LHC [8]. В гетерогенной магнитной системе детектора CMS магнитный поток создается сверхпроводящей соленоидальной катушкой, заключенной в стальное ярмо возвратного потока (магнитопровод). Для описания распределения магнитного потока в объёме детектора была разработана система примитивных 3D-объёмов [50, 56], содержащих значения плотности магнитного потока, измеренной во внутреннем объёме сверхпроводящей катушки [38] и смоделированной снаружи катушки на специальной сетке опорных узлов [47, 57]. 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. Геометрия объёмов описывается внутри одного  $30^\circ$  азимутального сектора S1 магнита CMS. Для получения значений компонент плотности магнитного потока в области всего азимутального угла используется вращательная симметрия азимутальных секторов, позволяющая трансформировать координаты узлов сетки примитивных объёмов, описанных в 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.

### 4.1. Описание геометрических объёмов карты магнитного поля установки CMS

Сетка конечных элементов, используемая в модели магнита CMS разбивает всю область модели на четырехгранные и трехгранные призмы. В каждом узле сетки база данных программы TOSCA [86] содержит расчетные значения скаляр-

ного магнитного потенциала [47, 54], полученные в результате моделирования распределения магнитного потока. Размер этой базы данных для магнита CMS составляет порядка 3,6 ГБ. В нее не входят значения компонент плотности магнитного потока, которые вычисляются из значений скалярного магнитного потенциала с помощью специального пост-процессорного модуля пакета Opera-3d [86]. Весь объём модели магнита CMS представляет собой цилиндр диаметром 100 м и длиной 120 м, содержащий 8 759 730 узлов пространственной сетки конечных элементов.

Программы моделирования и реконструкции импульсов частиц, возникающих в результате столкновений первичных протонов, требуют знания значений компонент плотности магнитного потока в координатах точек пространства вдоль траекторий заряженных частиц. Для выполнения этой задачи используется только часть всего пространства 3D-модели. Для описания распределения магнитного потока во всех детектирующих системах CMS достаточно цилиндра диаметром 18 м и длиной 48 м. Карта магнитного поля CMS, описывающая магнитный поток внутри данного цилиндра, представляет собой набор примитивных геометрических объёмов в виде 11 136 таблиц, содержащих в целом координаты 6 215 592 узлов, каждому из которых соответствуют три компоненты плотности магнитного потока.

Создание карты магнитного поля в гетерогенной магнитной системе является нетривиальной задачей. Резкие границы ферромагнитных частей установки CMS на карте магнитного поля, показанной на рис. 4.1, практически невозможно описать с помощью регулярной сетки. Несмотря на то, что значения скалярного магнитного потенциала непрерывны на границе раздела воздух–сталь, полная плотность магнитного потока на данной границе имеет разрыв в непрерывности значений из-за разницы величины магнитной проницаемости в воздухе и стали. Для того, чтобы избежать неопределенности величины магнитной проницаемости на границе раздела воздух–сталь, в карте магнитного поля CMS применено специальное решение: границы соседних стальных и воздушных объёмов отступают внутрь объёмов на 0,1 мм от номинальной границы их соприкосновения. Таким образом соблюдается однородность материала внутри каждого из 928 примитивных объёмов, описывающих распределение магнитного потока в каждом из 12 азимутальных секторов маг-

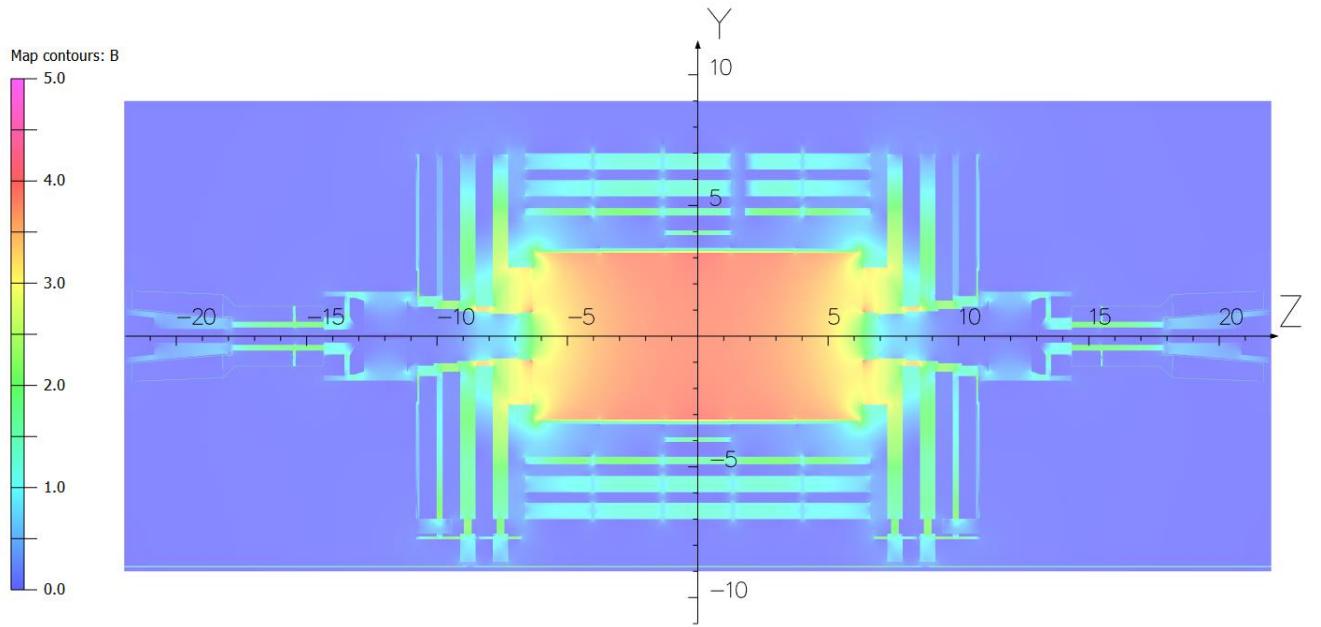


Рисунок 4.1 Распределение полной плотности магнитного потока  $B$  (Тл) в продольном сечении карты магнитного поля CMS в области  $18 \times 44$  м $^2$  [50, 56], рассчитанное с помощью программы TOSCA [92] в 3D-модели магнита CMS [47, 54] при рабочем токе соленоида 18,164 кА. На координатных осях  $Y$  и  $Z$  в метрах показаны расстояния вдоль осей от центра катушки. Видимые на карте стальные элементы ярма магнита включают в себя [47, 54]: пять центральных колец вокруг сверхпроводящей катушки соленоида; два носовых диска с каждой стороны катушки; по четыре стальных диска с верхними частями их тележек и килями с каждой стороны от центральных колец; стальные поглотители и воротники переднего адронного калориметра и ферромагнитные элементы радиационной защиты и коллиматоров протонных пучков. Внизу виден стальной пол экспериментального зала толщиной 40 мм.

нитопровода CMS. Четкость изображения распределения плотности магнитного потока на рис. 4.1 обеспечивается тем же специальным решением, в данном случае – в плоскости. Рис. 4.1 составлен из отдельных прямоугольников и трапеций, соответствующих сечениям примитивных геометрических объёмов карты магнитного поля CMS вертикальной плоскостью  $YZ$ . Малость зазоров между использованными границами примитивных объёмов создает видимость целостности изображения распределения плотности магнитного потока. В трехмерной карте магнитного поля CMS значения компонент плотности магнитного потока в узлах примитивных объёмов позволяют получить значения компонент между узлами простой линейной интерполяцией в однородном материале объёма. Для получения значений компонент в зазорах между использованными границами объёмов применяется линейная экстраполяция из внутреннего пространства ближайшего объёма.

Для описания геометрии примитивных объёмов используется только азимутальный сектор  $S1$ , показанный на рис. 4.2 и 4.3. Этот сектор содержит по 464 примитивных объёма в каждом из двух полусекторов: одном, «положительном», включающим объёмы в азимутальном угле  $\varphi$  от 0 до  $15^\circ$ , другом, «отрицательном», включающим объёмы в азимутальном угле  $\varphi$  от  $-15^\circ$  до 0. Как видно на рис. 4.3, в области слоя ТС объёмы смещены по азимутальному углу на  $5^\circ$  в положительном направлении относительно азимутальных углов  $\pm 15^\circ$ . Геометрическое описание 10 208 других примитивных объёмов в азимутальных секторах  $S2-S12$  получены путем вращения объёмов сектора  $S1$  вокруг оси  $Z$  и присваивания соответствующего материала (воздуха или стали) прямоугольным параллелепипедам, видимым на рис. 4.3 в области четвертого слоя мюонных камер в центральных кольцах магнитопровода. Значения компонент плотности магнитного потока в каждом примитивном объёме азимутальных секторов  $S1-S12$  извлекаются из модели магнита CMS индивидуально согласно полученным при вращении сектора  $S1$  координатам опорных узлов.

Внутри каждого объёма компоненты плотности магнитного потока вычисляются и табулируются для наборов узлов, расположенных на сетке в трех-семи равноудаленных плоскостях. С точки зрения программного обеспечения примитивный

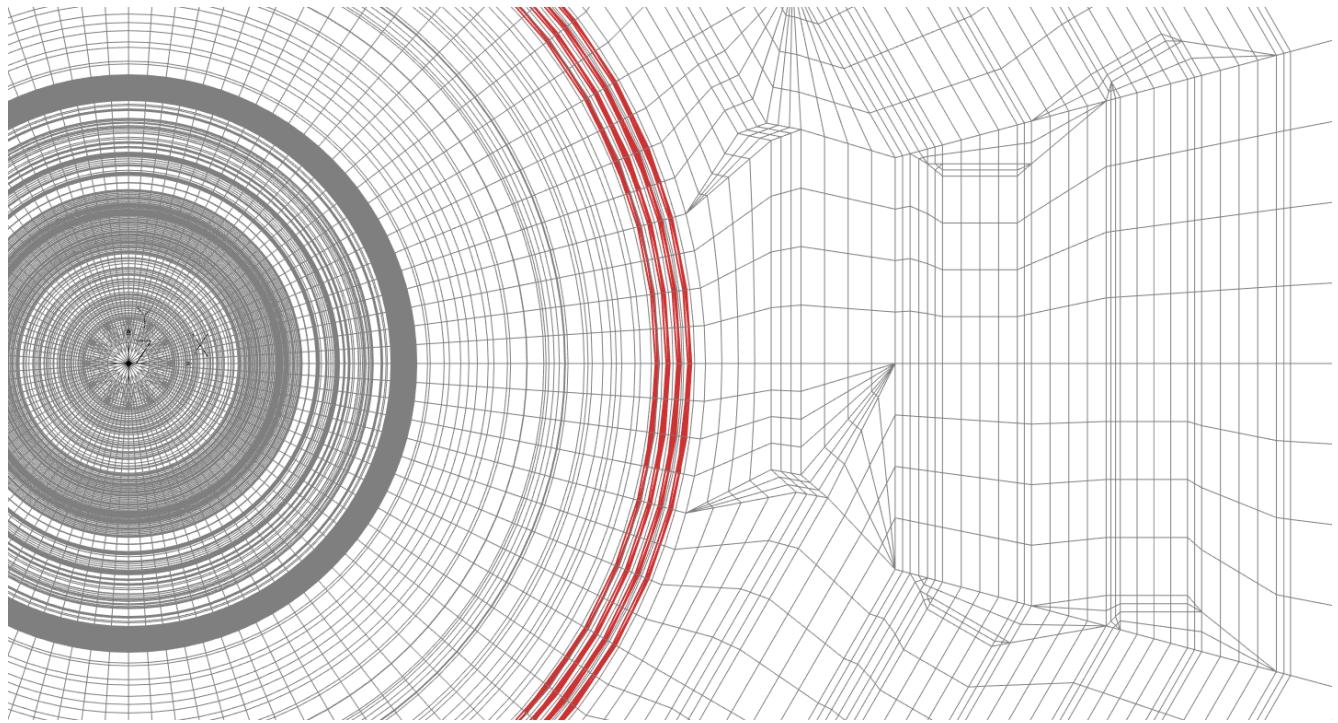


Рисунок 4.2 Сетка опорных узлов модели магнита CMS в поперечном сечении азимутального сектора S1, расположенного под нулевым азимутальным углом [56]. Начало декартовой системы координат  $XYZ$  расположено в центре сверхпроводящего соленоида. Красным цветом показаны слои сверхпроводника соленоида, описанные в модели в виде концентрических цилиндров толщиной 20,54 мм.

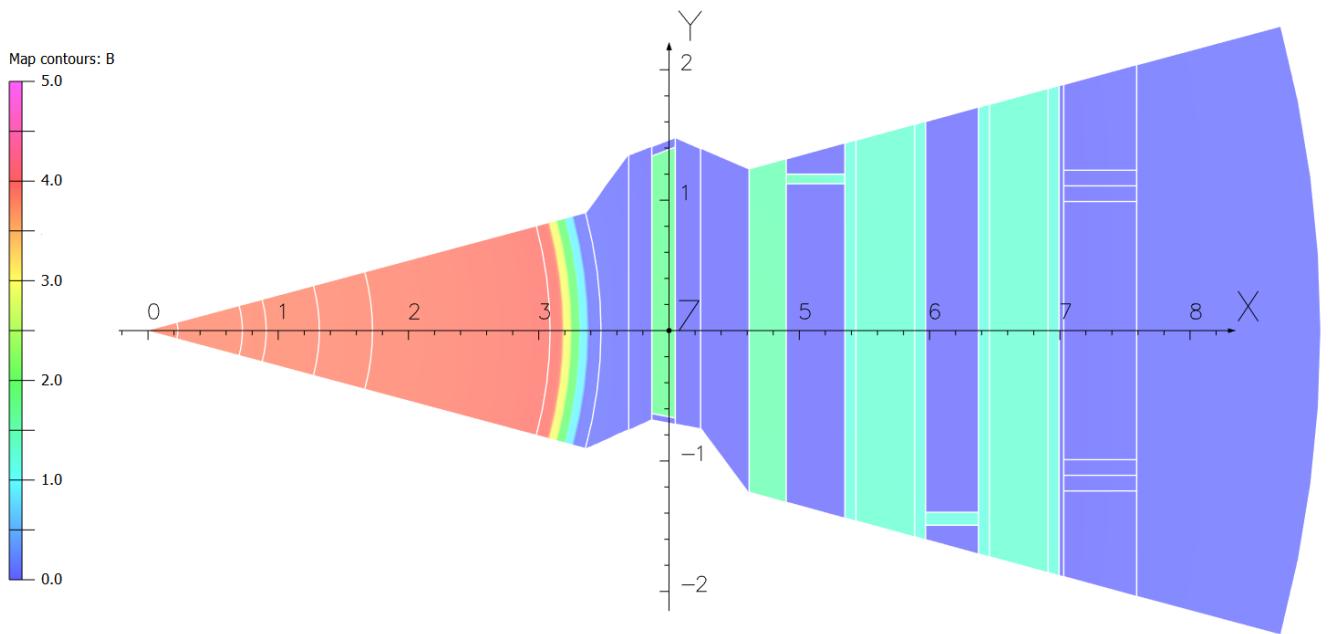


Рисунок 4.3 Схема примитивных объёмов в поперечном сечении детектора CMS [56]. Цветовая шкала соответствует распределению полной плотности магнитного потока  $B$  (Тл) внутри примитивных объёмов в поперечном сечении карты магнитного поля при  $Z = 0$  м. На координатных осях  $X$  и  $Y$  показаны расстояния от оси сверхпроводящей катушки в метрах. Границы элементов представлены белыми линиями. Четыре небольших прямоугольных параллелепипеда при  $X = 7,03\text{--}7,59$  м используются по два в азимутальных секторах S9 и S11 для описания стальных опор центральных колец в области 4-го слоя мюонных камер.

объём представляет собой таблицу кодов ASCII, где каждая строка включает три координаты узла (м), три компонента плотности магнитного потока ( $B_x$ ,  $B_y$  и  $B_z$  в Тл), значение относительной магнитной проницаемости в примитивном объёме и значение магнитного скалярного потенциала (А). В зависимости от типа координат узлов, используемых в примитивных объёмах, объёмы разделяются на два типа:  $r\varphi z$ -объёмы ( $r$  или  $R$  – радиусы узлов от оси катушки в поперечной плоскости, а  $\varphi$  – азимутальный угол  $RZ$ -плоскости) и  $xuz$ -объёмы. Первые применяются для геометрического описания примитивных объёмов везде, кроме центральных колец магнитопровода. В области центральных колец применяются  $xuz$ -объёмы.

Как показано на рис. 4.4, соответствующем положительному полусектору азимутального сектора S1,  $r\varphi z$ -объёмы содержат пять  $RZ$ -плоскостей, каждая из которых отстоит от другой на азимутальный угол  $\varphi = 3,75^\circ$  и содержит компоненты плотности магнитного потока, рассчитанные в опорных узлах. Подобные  $r\varphi z$ -объёмы составляют 42,89% примитивных объёмов карты магнитного поля CMS. Геометрическое описание блоков центральных колец ярма  $RZ$ -плоскостями не представляется возможным, поскольку соединительные кронштейны между слоями колец имеют форму прямоугольных параллелепипедов и ортогональны слоям колец. В этой части ярма используются  $xuz$ -объёмы, показанные на рис. 4.5 в положительном полусекторе азимутального сектора S1. Подобные объёмы состоят из трехсеми  $YZ$ -плоскостей, содержащих компоненты плотности магнитного потока в опорных узлах, и составляют оставшиеся 57,11% примитивных объёмов карты магнитного поля CMS.

Примитивные  $r\varphi z$ -объёмы в каждом полусекторе состоят из четырёх типов: 113 трубчатых секторов *Tubs*, 23 трубчатых сектора *TruncTubsOut*, усеченных по внешнему радиусу, 19 трубчатых секторов *TruncTubsIn*, усеченных по внутреннему радиусу, и 44 конических секторов *Cone*. На рис. 4.3 первые семь примитивных объёмов представляют собой *Tubs* с внешними радиусами 0,23, 0,725, 0,908, 1,316, 1,724, 3,087345 и 3,478125 м. Первые пять радиусов выбраны так, чтобы иметь узлы сетки на радиусах, где плотность магнитного потока измерялась с помощью автоматизированной измерительной машины [38]. Между двумя последними радиуса-

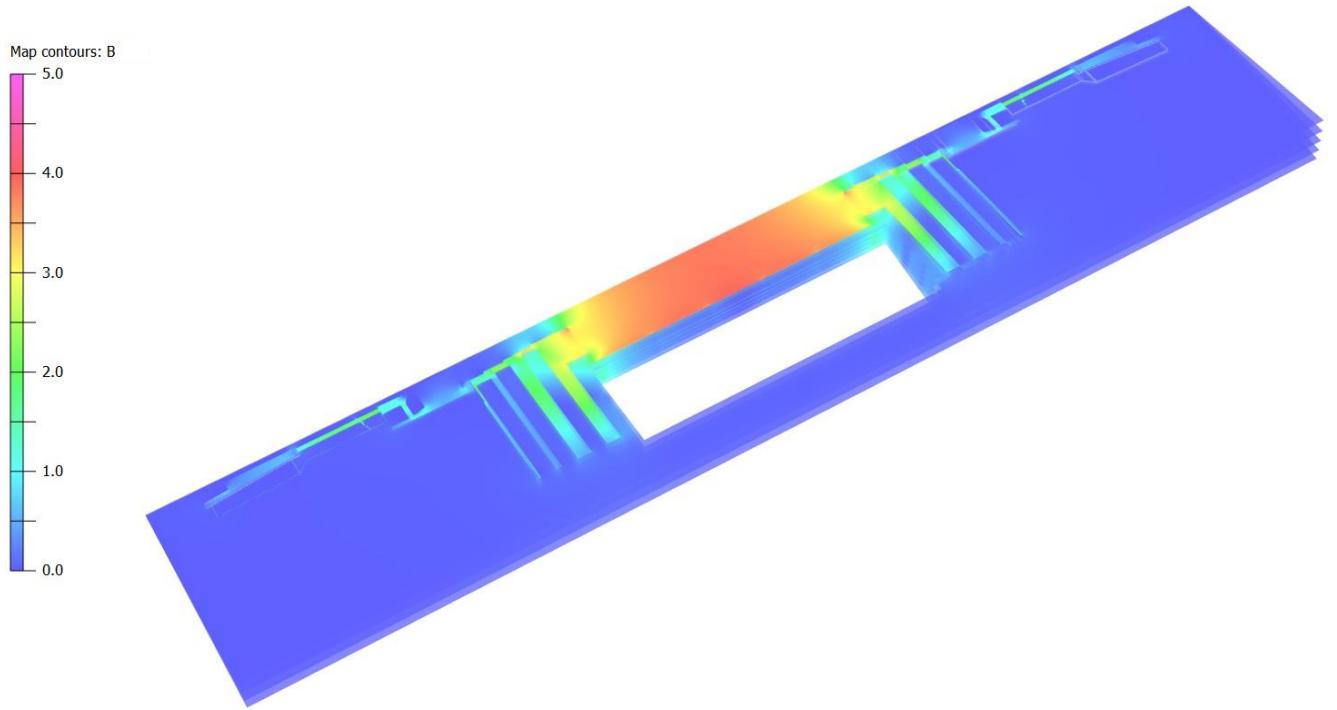


Рисунок 4.4 Распределение плотности магнитного потока  $B$  (Тл) в  $r\varphi z$ -объёмах положительного полусектора азимутального сектора S1 [56], занимающих всю длину 48 м карты магнитного поля в радиусе 9 м, за исключением показанного пустого пространства длиной 13,24 м и шириной около 3,9 м, которое соответствует  $xuz$ -объёмам, представленным на рис. 4.5.

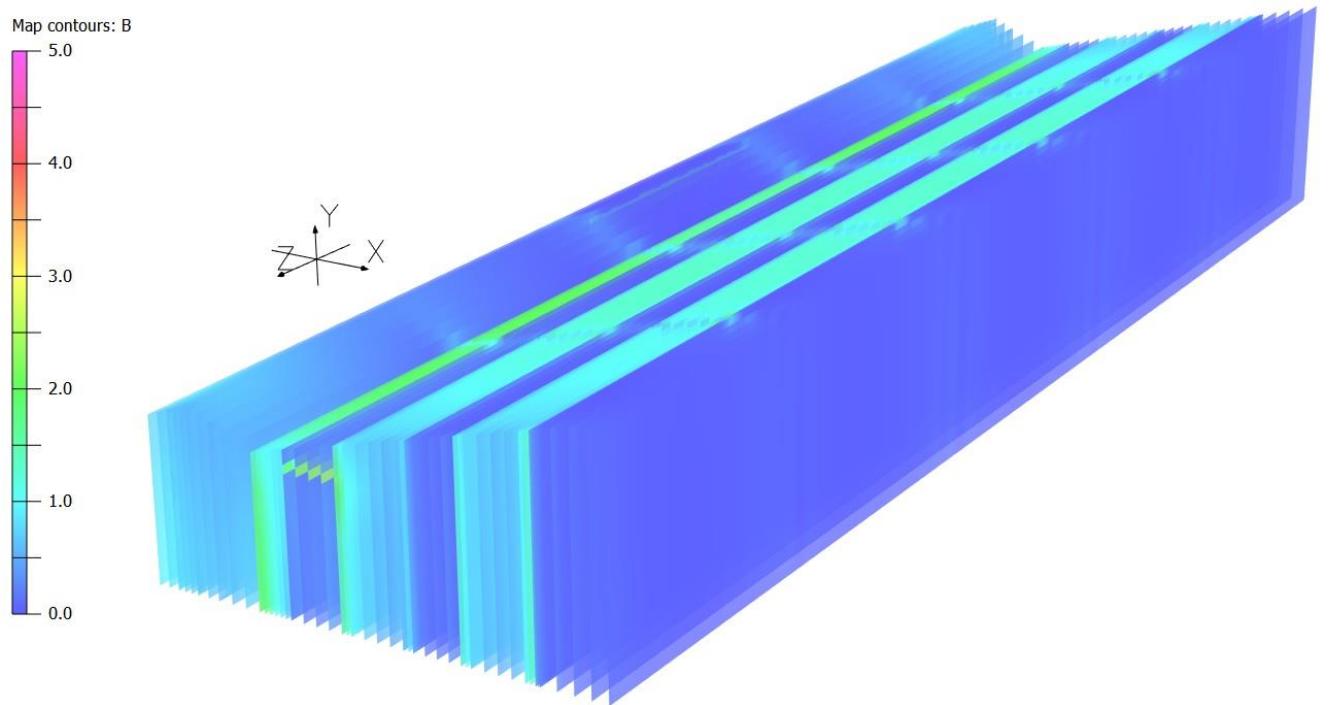


Рисунок 4.5 Распределение плотности магнитного потока  $B$  (Тл) в  $xyz$ -объёмах положительного полусектора азимутального сектора S1 [56]. Области синего цвета соответствуют воздушным зазорам между стальными слоями центральных колец, где плотность магнитного потока, окрашенная зелеными оттенками выше. Вдоль оси  $Z$  видны воздушные зазоры шириной 155 мм по бокам центрального кольца и два других воздушных зазора шириной 125 мм между двумя крайними кольцами с каждой стороны центрального кольца, а также соединительные кронштейны между первым слоем центральных колец и вторым. Показаны направления осей декартовой системы координат CMS, помогающие понять ориентацию и размеры этой области положительного полусектора азимутального сектора S1, которая располагается по координате  $X$  от 3,690707 до 7,59 м и по координате  $Z$  в пределах  $\pm 6,62$  м в объёме азимутального угла  $\varphi$  от 0 до  $15^\circ$ .

ми, где магнитное поле ступенчато падает от 3,94 до 0,07 Тл, расположена сверхпроводящая катушка. Восьмой примитивный объём на рис. 4.3 – это *TruncTubsOut*, который создает интерфейс между  $r\varphi z$ - и  $xuz$ -объёмами при  $X = 3,690707$  м. Последний  $r\varphi z$ -объём на рис. 4.3 – это *TruncTubsIn* с внешним радиусом 9 м. Он создает интерфейс с предыдущими  $xuz$ -объёмами при  $X = 7,59$  м.

Примитивные  $xuz$ -объёмы в каждом полусекторе состоят из двух типов: 109 прямоугольных параллелепипедов *Box* и 156 трапециевидных призм *Trapezoid*. На рис. 4.3 все примитивные объёмы между значениями координаты  $X = 3,690707$  и 7,59 м относятся к этим типам. Эти объёмы описывают распределение плотности магнитного потока в стальных блоках ярма, воздушных зазорах и стальных соединительных кронштейнах между слоями центральных колец [47, 54]. Распределение плотности магнитного потока в  $xuz$ -объёмах слоев положительного полусектора центральных колец в азимутальном секторе S1 показано на рис. 4.5.

Каждый полусектор в пределах  $|Z| < 24$  м содержит 24,35% объёмов типа *Tubs*, 4,96% объёмов типа *TruncTubsOut*, 4,09% объёмов типа *TruncTubsIn*, 9,48% объёмов типа *Cone*, 23,49% объёмов типа *Box* и 33,62% объёмов типа *Trapezoid*. Описание параметров объёмов выполнено в формате *XML* и содержит геометрические размеры, тип материала и положение объёмов в системе координат CMS. Геометрические размеры описаны в азимутальном секторе S1, а координаты объёмов в других азимутальных секторах получены вращением сектора S1 относительно оси соленоида с шагом  $30^\circ$ . На рис. 4.6 описание  $r\varphi z$ -объёма типа *TruncTubsOut* представлено в формате *XML* полученном из исходного описания, выполненного вручную. Для преобразования исходного описания всех 928 объёмов азимутального сектора S1 в формат *XML* создана специальная программа.

Таблицы объёмов, содержащие плотность магнитного потока в узлах объёма, подготавливаются с помощью модуля пост-процессора *Opera-3d* [86] и затем преобразуются в двоичную форму для использования в пакете *MagneticField* программного обеспечения CMS для возврата значений компонент плотности магнитного потока, соответствующих координатам каждой запрошенной точки пространства вдоль траекторий заряженных частиц в программах моделирования и рекон-

```

Volume number = 1033 (YE/+1)
Type = TruncTubsOut
Phi1 (deg) = 0
Phi2 (deg) = 15
R_min (m) = 1.1349 (1.135)
R_max1 (m) = 6.9549 (6.955) at Phi=0
R_max2 (m) = 7.200242307 = 6.9549/cos(15) (7.20034=6.955/cos(15)) at Phi=15 deg
Z_min (m) = 7.2691 (7.269)
Z_max (m) = 7.8609 (7.861)
Material = ss400 steel
Nodes along R = 69 +(1)
Nodes along Phi = 4 +(1)
Nodes along Z = 4 +(1)
<Delta R, m> = 0.08435 at Phi=0; 0.0879 at Phi=15 deg
<Delta Phi, deg> = 3.75
<Delta Z, m> = 0.14795

```

```

<SolidSection>
  <TruncTubs name="V_1033" rMin="1.1349*m" rMax="7.20024*m"
    cutAtStart="6.9549*m" cutAtDelta="7.20024*m" cutInside="false"
    startPhi="0*deg" deltaPhi="15*deg" zHalf="0.2959*m"/>
</SolidSection>
<LogicalPartSection>
  <LogicalPart name="V_1033" category="unspecified">
    <rSolid name="V_1033"/>
    <rMaterial name="materials:Iron"/>
  </LogicalPart>
</LogicalPartSection>
<Algorithm name="global:DDAngular">
  <rParent name="cmsMagneticField:MAGF"/>
  <String name="ChildName" value="V_1033"/>
  <Numeric name="N" value="12"/>
  <Numeric name="StartCopyNo" value="1"/>
  <Numeric name="IncrCopyNo" value="1"/>
  <Numeric name="StartAngle" value="0*deg"/>
  <Numeric name="RangeAngle" value="360*deg"/>
  <Numeric name="Radius" value="0*m"/>
  <Vector name="Center" type="numeric" nEntries="3"> 0, 0, 7.565*m </Vector>
  <Vector name="RotateSolid" type="numeric" nEntries="3"> 0, 0, 0*deg </Vector>
</Algorithm>

```

Рисунок 4.6 Сравнение формата *XML* (внизу)  $r\varphi z$ -объёма типа *TruncTubsOut* в положительном полусекторе азимутального сектора S1 с исходным описанием, сделанным вручную (вверху) [56]. Ячейки карты магнитного поля, используемые в этом объёме, имеют размеры от 84,35 до 87,9 мм по радиусу и 147,95 мм по оси катушки. Объём представляет собой полусектор первого торцевого диска ярма. Знак звездочки используется для разделения значения и единицы значения в атрибуте или дочернем элементе.

структурой событий первичного столкновения частиц. Командные файлы пре-процессора для подготовки таблиц данных созданы для азимутального сектора S1 и применяются к другим секторам, используя в качестве параметра центральный азимутальный угол  $\varphi$  любого другого сектора.

#### 4.2. Описание интерфейса MagneticField в программном обеспечении CMS

Обращение к карте магнитного поля происходит многократно в процессе моделирования или реконструкции каждого отдельного трека заряженной частицы, поэтому эффективная реализация быстрого извлечения значений компонент плотности магнитного потока из карты поля имеет важное значение для обеспечения приемлемого времени обработки треков частиц. С этой целью в программном обеспечении CMS был разработан специальный программный пакет, использующий в качестве базы данных геометрическое описание примитивных объёмов и таблицы данных со значениями плотности магнитного потока внутри каждого объёма, полученные так, как описано в предыдущем разделе. В качестве выходных данных пакет выдаёт три компонента плотности магнитного потока в запрашиваемой пространственной точке с заданными координатами. Задача определения компонент плотности магнитного потока в произвольной точке пространства разбивается на два этапа: быстрый оптимизированный поиск объёма, содержащего запрашиваемую точку, и простая интерполяция значений в узлах, определенных в каждом объёме. Кроме того, в центральной области соленоида используется также параметризация значений плотности магнитного потока.

Сложность алгоритма поиска объёма, содержащего заданную точку в пространстве, может быть упрощена за счет использования выстроенной структуры примитивных геометрических объёмов карты магнитного поля CMS. В карте магнитного поля CMS объёмы организованы в иерархическую структуру в соответствии со значениями координат  $R$ ,  $\varphi$  и  $Z$ . На высшем уровне иерархии объёмы сгруппированы в центральную и торцевые области, определяемые их границами по координате  $Z$ . Затем объёмы в торцевых областях группируются в азимутальные

секторы по координате  $\varphi$ , причем каждый сектор подразделяется на слои вдоль координаты  $Z$ . В центральной области объемы группируются по слоям с границами, определяемыми координатой  $R$ , соответствующей либо радиусам цилиндрических поверхностей объемов, либо вписанным радиусам плоскостей объема. Каждый слой подразделяется на азимутальные секторы, а каждый сектор на несколько смежных параллелепипедов и трапеций, как показано на рис. 4.3. Поиск объема в такой иерархической структуре, сводится к простой одномерной задаче бинарного поиска в отсортированном ограниченном массиве данных для каждого уровня иерархии. Более того, фактические шаблоны доступа в программах моделирования и реконструкции треков частиц очень локализованы: траектория заряженной частицы отслеживается на протяжении многих шагов, что приводит к нескольким последовательным запросам в пределах одного и того же объема. После того, как начальный объем найден, механизм кэширования объема используется для пропуска дальнейшего глобального поиска объема до тех пор, пока трек частицы не выйдет из объема. При этом частота попаданий в кэшированный объем может достигать 98% [98], что приводит к существенному сокращению процессорного времени, требуемого на обработку трека частицы.

После того, как объем, содержащий запрашиваемую пространственную точку, найден, для получения значений компонент плотности магнитного потока используется интерполяция в пределах узлов, определяемых на сетке, адаптированной к форме каждого объема. В модели магнита CMS все объемы вращения (секторы цилиндров, конусов, труб и усеченных труб) центрированы на оси  $Z$ , а объемы центральных колец описываются призмами и параллелепипедами. Такое расположение объемов позволяет разрезать объемы вращения в каждом азимутальном секторе магнита CMS  $RZ$ -плоскостями с постоянным шагом вдоль азимутального угла, а призмы и параллелепипеды – плоскостями, параллельными внешним граням центральных колец, с постоянным шагом между ними. Каждая плоскость разрезания объема делится на ячейки с узлами, в которых вычисляется или измеряется плотность магнитного потока. Такое распределение сетки узлов в пределах примитив-

ных объемов позволяет быстро находить ближайшие узлы вокруг координат запрашиваемой точки. Эта идея восходит к более ранним работам [96, 97]. В работе [97] рассматривается реализация карты магнитного поля детектора частиц в виде  $RZ$ -плоскостей рассекающих магнитную систему. Запрашиваемая пространственная точка проецировалась на соседние  $RZ$ -плоскости, которые составлялись из нескольких участков с регулярной сеткой, по форме соответствующих элементам магнитной системы. Радиальная ( $B_r$ ) и аксиальная ( $B_z$ ) компоненты плотности магнитного потока в спроектированных точках вычислялись методом интерполяции по ближайшим четырем узлам, показанным на рис. 4.7, в соответствии с уравнением:

$$B_i = \frac{(B_{i1} \cdot r_2 + B_{i2} \cdot r_1)z_2 + (B_{i3} \cdot r_2 + B_{i4} \cdot r_1)z_1}{(r_1 + r_2)(z_1 + z_2)}, \quad (4.1)$$

где  $i = r, z$ . Аналогичные выражения были получены и для  $YZ$ -плоскостей сектора S1 или соответствующих плоскостей других азимутальных секторов. Интерполяция между соседними плоскостями выполняется либо с использованием азимутального угла в случае  $RZ$ -плоскостей, либо с использованием расстояния между  $YZ$ -плоскостями.

Линейная интерполяция является обычным приёмом, используемым в анализе, основанном на методе конечных элементов [91]. Количество узлов в объемах карты магнитного поля соответствует количеству узлов конечных элементов в модели магнита CMS [47, 54] в данных объемах. Внутри сверхпроводящей катушки средняя длина конечного элемента составляет 65,5 мм в радиальном направлении и 86,8 мм в аксиальном направлении. При использовании значений плотности магнитного потока, полученных с помощью карты магнитного поля CMS, неоднородного в области трековой системы, ухудшение разрешения поперечного импульса заряженных частиц при его величине 100 ГэВ/с составляет от  $-0,05\%$  до  $+1,31\%$  по сравнению с разрешением аналогичного поперечного импульса заряженных частиц, достижимым в постоянном однородном магнитном поле [49].

Большинство запросов к карте магнитного поля во время реконструкции трека частицы происходит в центральной области внутри сверхпроводящего соленоида,

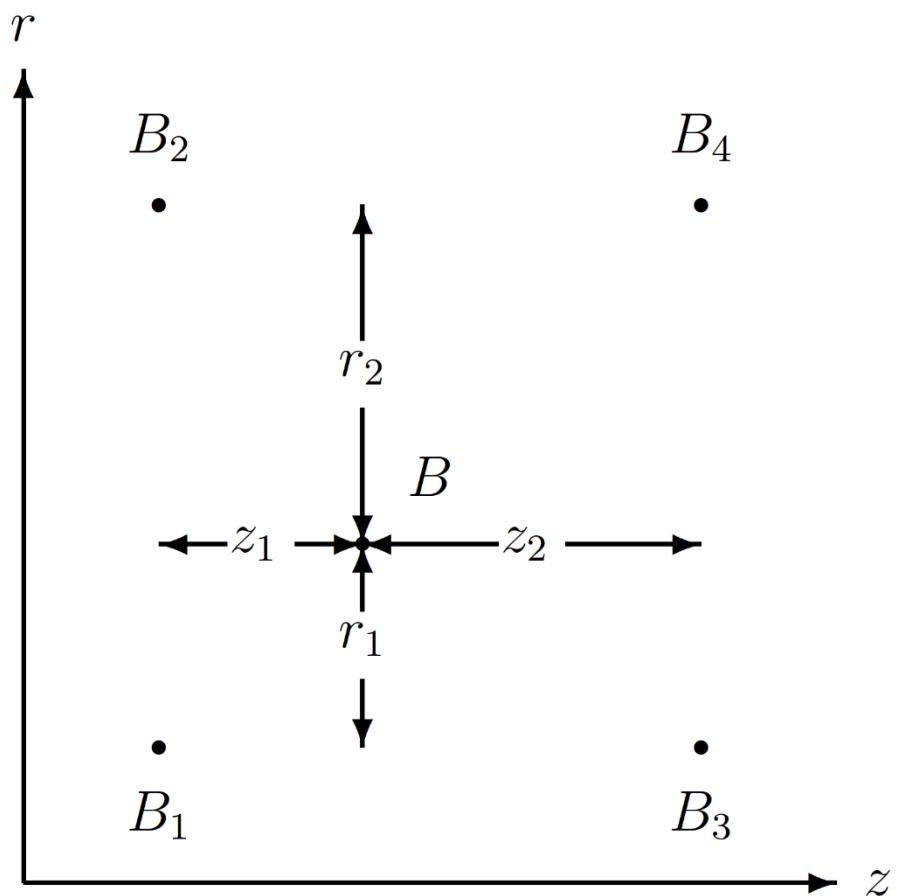


Рисунок 4.7 Описываемая уравнением (4.1) схема интерполяции значений компонент плотности магнитного потока [97] в  $RZ$ -плоскости по четырем узлам, ближайшим к запрашиваемой точке.

где расположен кремниевый трековый детектор при  $R < 1,15$  м,  $|Z| < 2,8$  м. Поле в этой области близко к постоянному однородному [49], кроме того, в этой области плотность магнитного потока была измерена с помощью автоматизированной измерительной машины [38]. Для большинства приложений в этой области используется быстрая параметризация компонент  $B_r$  и  $B_z$ , использующая разложение в ряд поля идеального конечного соленоида с параметрами, определенными из подгонки к значениям компонент, извлеченных из модели магнита CMS [98]. Внутри сверхпроводящего соленоида модель магнита CMS воспроизводит измеренное поле с точностью 0,1% [38, 48, 55].

#### 4.3. Эволюция карты магнитного поля установки CMS

Первая версия модели магнита CMS, использованная для создания пространственной карты распределения магнитного потока во всем объёме детектора CMS, включала в себя всего 822 492 пространственных узла и была обозначена как 85\_030919 [47, 54]. Здесь 8.5 обозначает версию пакета Opera-3d [86], а 2003.09.19 – дату создания карты магнитного поля CMS. Для описания карты магнитного поля, рассчитанной с помощью этой версии модели, был использован 271 примитивный объём в полусекторе азимутального сектора S1, а три компоненты плотности магнитного потока были сохранены в 727 156 узлах сетки карты магнитного поля. Используя вращательную симметрию ярма магнита CMS и отражения компонент относительно средней поперечной плоскости, магнитное поле во всех остальных секторах определялось путем поворота по азимутальному углу координат запрашиваемой точки в сектор S1, а затем путем обратного поворота по азимутальному углу компонент найденной плотности магнитного потока к запрашиваемой точке пространства.

В 2007 году обновленная версия модели магнита CMS 1103\_071212, содержащая 1 922 958 пространственных узлов сетки в полуцилиндре, соответствующем положительной области  $X$ -координат магнитопровода, была использована для создания новой карты магнитного поля CMS с 312 примитивными объёмами в азимутальном секторе S1. По сравнению с предыдущей версией новая карта включала в

себя дополнительное описание азимутальных секторов S3 и S4, которые отличаются от других наличием пазов для криогенных и электрических выводов из соленоида [47, 54], а также описание сектора S11 включающего в себя стальные опоры центральных колец ярма магнита. Карта поля в секторе S9 в отрицательной области  $X$ -координат была получена отражением значений плотности магнитного потока сектора S11 относительно вертикальной  $YZ$ -плоскости. Плотность магнитного потока в остальных секторах была определена на основе примитивных объемов сектора S1. Достигнув прогресса в рамках вычислительных возможностей того времени, эта карта содержала в общей сложности 1 600 044 узлов, хранящих три компоненты плотности магнитного потока.

В конце 2008 года детектор CMS был собран в подземном экспериментальном зале и протестирован с помощью регистрации космических мюонов. По наблюдаемой кривизне треков мюонов было отмечено [40], что величина магнитного поля в слоях двух центральных колец, наиболее удаленных от центрального кольца, была завышена в модели магнита CMS на несколько процентов. Было сделано предположение, что этот эффект был вызван сжатием возвратного магнитного потока соленоида недостаточным радиусом границы полного объема модели, который составлял величину 13 м, что лишь на 6 м превышало внешний радиус магнитопровода. Для того, чтобы минимизировать этот эффект, объем полуцилиндра, используемый для расчетов, был расширен за счет увеличения внешнего радиуса полуцилиндра с 13 до 30 м и его длины с 40 до 70 м. Соответственно, количество пространственных узлов сетки в следующей модели, 1103\_090322, было увеличено до 1 993 452. Модель также включала в себя стальной пол подземного экспериментального зала толщиной 40 мм [47, 54]. При этом описание примитивных объемов не нуждалось в изменении.

В дальнейшем, в версии 16\_130503, ярмо магнита CMS было описано в полном объеме, и модель содержала 7 111 713 узлов пространственной сетки. Карта магнитного поля включала в себя 9648 примитивных объемов. При этом области снаружи центральных колец, где расположен последний слой мюонных камер,

были описаны более подробно. Карта содержала в общей сложности 5 385 816 узлов, хранящих три компонента плотности магнитного потока.

Наконец, две последние версии, 18\_160812 и 18\_170812, модели магнита CMS, отличаются друг от друга только небольшим уточнением кривой намагничивания одного из трех различных видов стали, используемых в ярме магнита CMS. Для завершения геометрического описания магнитной системы, самая удаленная часть радиационной защиты была добавлена к обеим версиям модели на расстоянии  $\pm 21,89$  м по обе стороны от центра соленоида, как показано на рис. 4.1. Таким образом, количество примитивных объемов в карте магнитного поля во всех 12 азимутальных секторах было увеличено до 11 136, а длина области карты магнитного поля была увеличена до 48 м. Каждая из этих двух версий карты магнитного поля содержит в общей сложности 6 215 592 узлов, хранящих три компонента плотности магнитного потока

История создания карты магнитного поля CMS насчитывает около 20 лет. Новаторский подход, примененный к созданию карты магнитного поля, позволил точно измерить импульсы заряженных частиц в исследованиях, проведенных в эксперименте CMS, в частности импульсы электронов, позитронов и мюонов, используемые при реконструкции инвариантной массы бозона Хиггса.

## ГЛАВА 5. ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для количественной оценки качества магнитного поля внутри внутренней трековой системы применяется метод двойных интегралов магнитного поля [27, 28], подробно описанный в работе [49].

### 5.1. Оценка качества магнитного поля установки CMS

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. 5.1, и определяется выражением

$$d\alpha = \frac{0.3}{p_T} B dl \sin\theta, \quad (5.1)$$

где  $l$  измеряется в метрах, поперечный импульс частицы  $p_T$  постоянной величины измеряется в ГэВ/ $c$ , 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  $dl \times \mathbf{B}$  [27, 28]. 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

$$\alpha(l) = \frac{0.3}{p_T} \int_0^l B \sin\theta_{(dl, \mathbf{B})} dl. \quad (5.2)$$

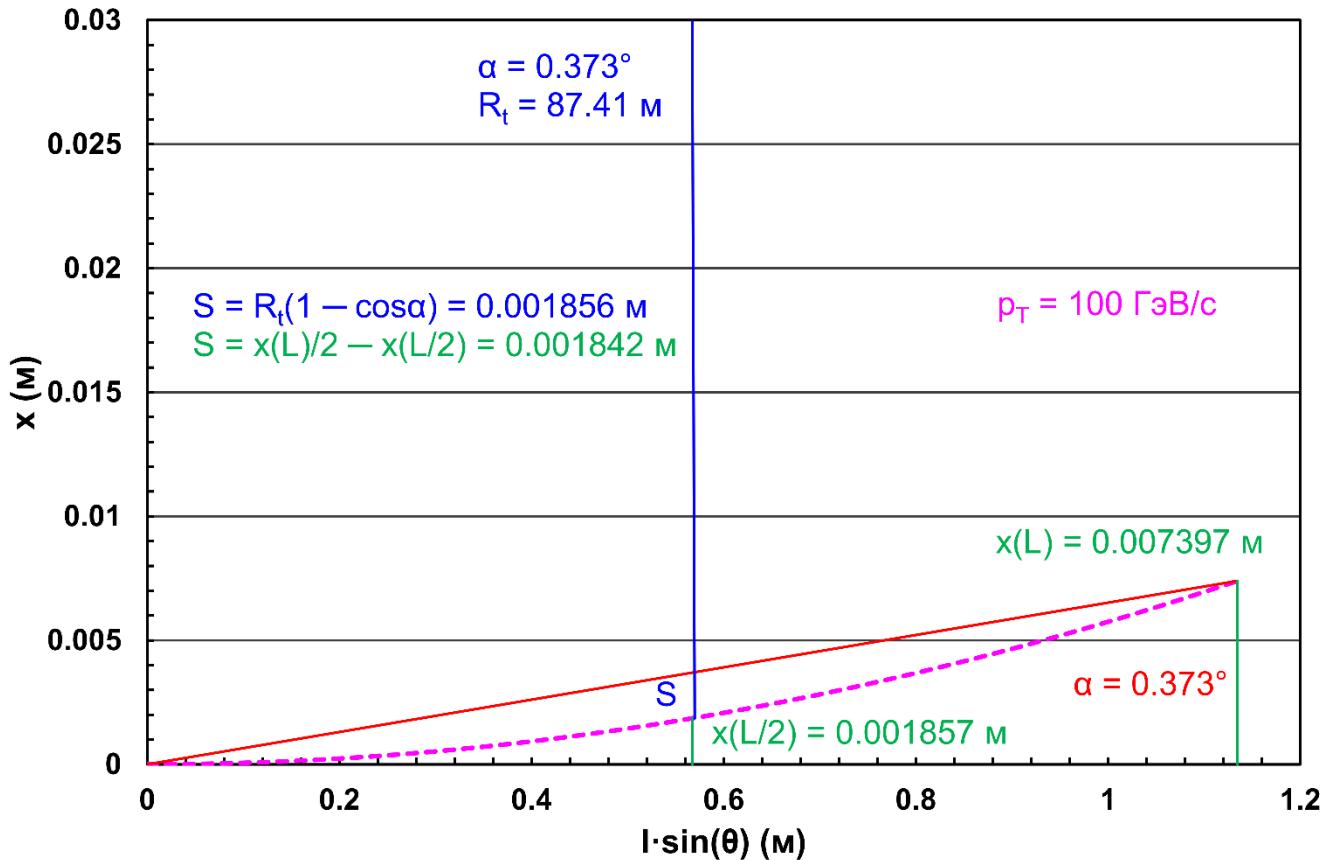


Рисунок 5.1 Траектория заряженной частицы (пунктирная линия) в плоскости, по-перечной направлению магнитного поля. Частица с поперечным импульсом  $p_T = 100 \text{ ГэВ}/c$ , испущена в вертикальной азимутальной  $RZ$ -плоскости под полярным углом  $\theta = 90^\circ$  [49]. Здесь:  $R_t$  – радиус траектории 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 (5.3). 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  $\alpha$ .

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. 5.1, получается путем интегрирования уравнения (5.2) по  $dr = dl \sin\theta$ :

$$x(l) = \frac{0.3}{p_T} \int_0^{l \sin\theta} \int_0^{r/\sin\theta} B \sin\theta_{(dl, B)} dl dr. \quad (5.3)$$

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 [120, 121]:

$$\delta = \frac{dp_T}{p_T} \approx \frac{\sigma p_T}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}, \quad (5.4)$$

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

$$I_2 = \int_0^{l \sin\theta} \int_0^{r/\sin\theta} B \sin\theta_{(dl, B)} dl dr. \quad (5.5)$$

Для обеспечения точного измерения импульса заряженной частицы сагитту трека можно аппроксимировать выражением  $x(L)/2 - x(L/2)$ , как показано на рис. 5.1, где  $L$  – полная длина трека в плоскости  $RZ$  объёма трека. Для идеального соленоида сагитта равна  $x(L/2)$ , поскольку из уравнения (5.3) следует  $x(L) = 4x(L/2)$ .

Из уравнений (5.3) и (5.4) 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  $\theta$  – полярный 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 больших значений длина  $L$  равна  $Z_{max}/\cos\theta$ , где  $R_{max}$  и  $Z_{max}$  – радиус и половина длины активного внутреннего объема трекера, показанного на рис. 5.2 черным прямоугольником.

Двойные интегралы магнитного поля  $I_{2h}$  и  $I_{2i}$ , определяемые уравнением (5.5) 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. 5.3-а показана зависимость величины реальной полной магнитной индукции от длины трека при различных значениях псевдобыстроты в объеме трекового детектора CMS. При малых значениях псевдобыстроты полная магнитная индукция  $B$  растёт с длиной трека, а при  $\eta > 0,65$  падает. На рис. 5.3-б показана зависимость величины угла между вектором полной магнитной индукции и направлением трека по длине трека при различных значениях псевдобыстроты в объеме трекового детектора CMS. Изменение этого угла вдоль длины трека крайне мало.

На рис. 5.4-а представлена зависимость двойных интегралов  $I_{2h}$  и  $I_{2i}$  от псевдобыстроты. При  $\eta < \eta_c$  величина интеграла  $I_{2h}$  уменьшается от 2,4645 до 2,4578 Тл·м<sup>2</sup>, а величина интеграла  $I_{2i}$  уменьшается с 2,4658 до 2,4271 Тл·м<sup>2</sup>. 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

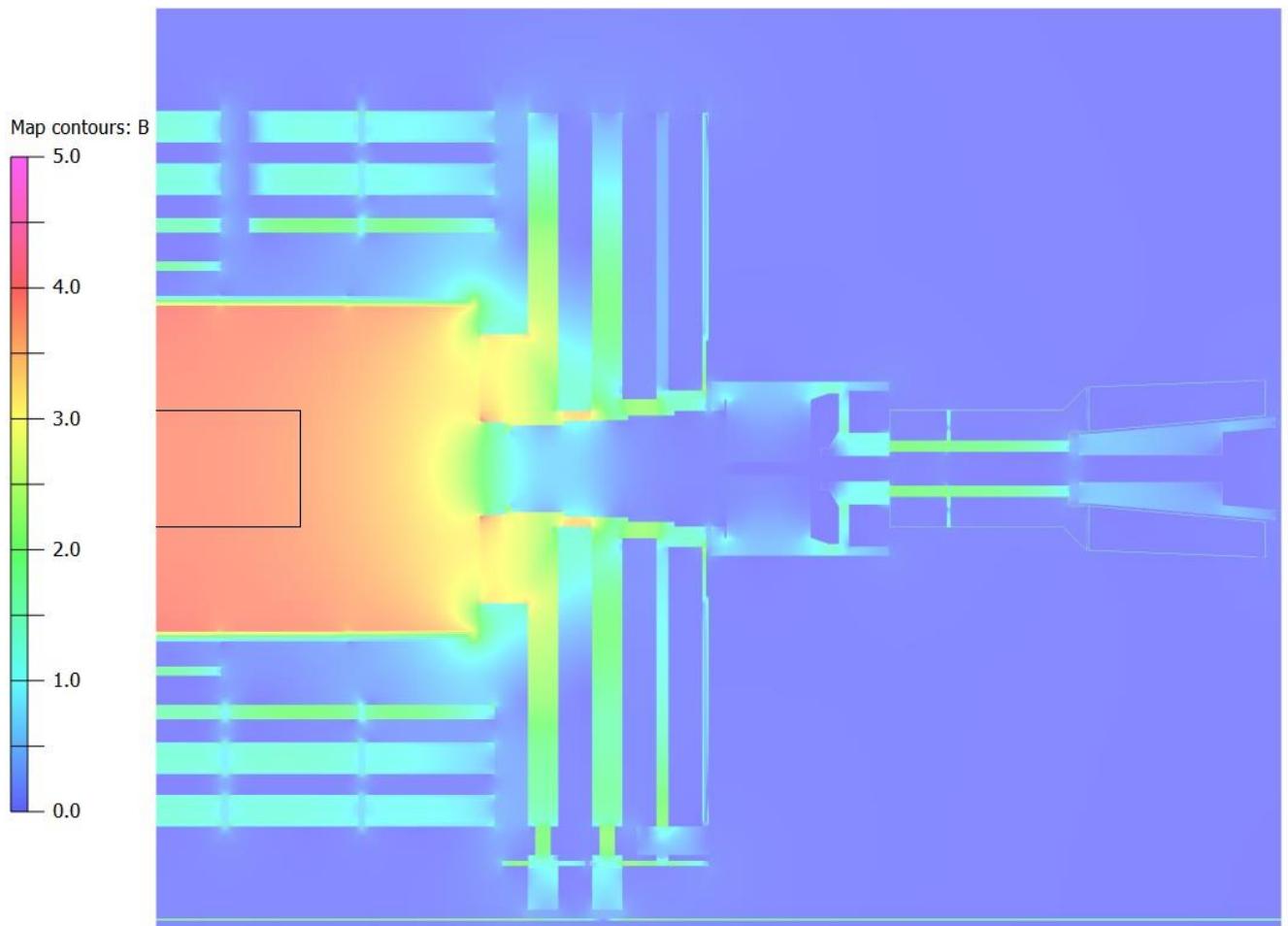


Рисунок 5.2 Половина карты магнитного поля CMS, полученной в продольном сечении установки с использованием трёхмерной модели магнита CMS [47, 54]. Цветовая шкала соответствует диапазону величины расчётной полной плотности магнитного потока  $B$  от нуля до 5 Тл с шагом 0,5 Тл. Чёрный прямоугольник в центре соленоида CMS представляет собой половину активного объёма трекового детектора с длиной половины оси  $Z_{max} = 2,8$  м и диаметром  $2R_{max} = 2,27$  м.

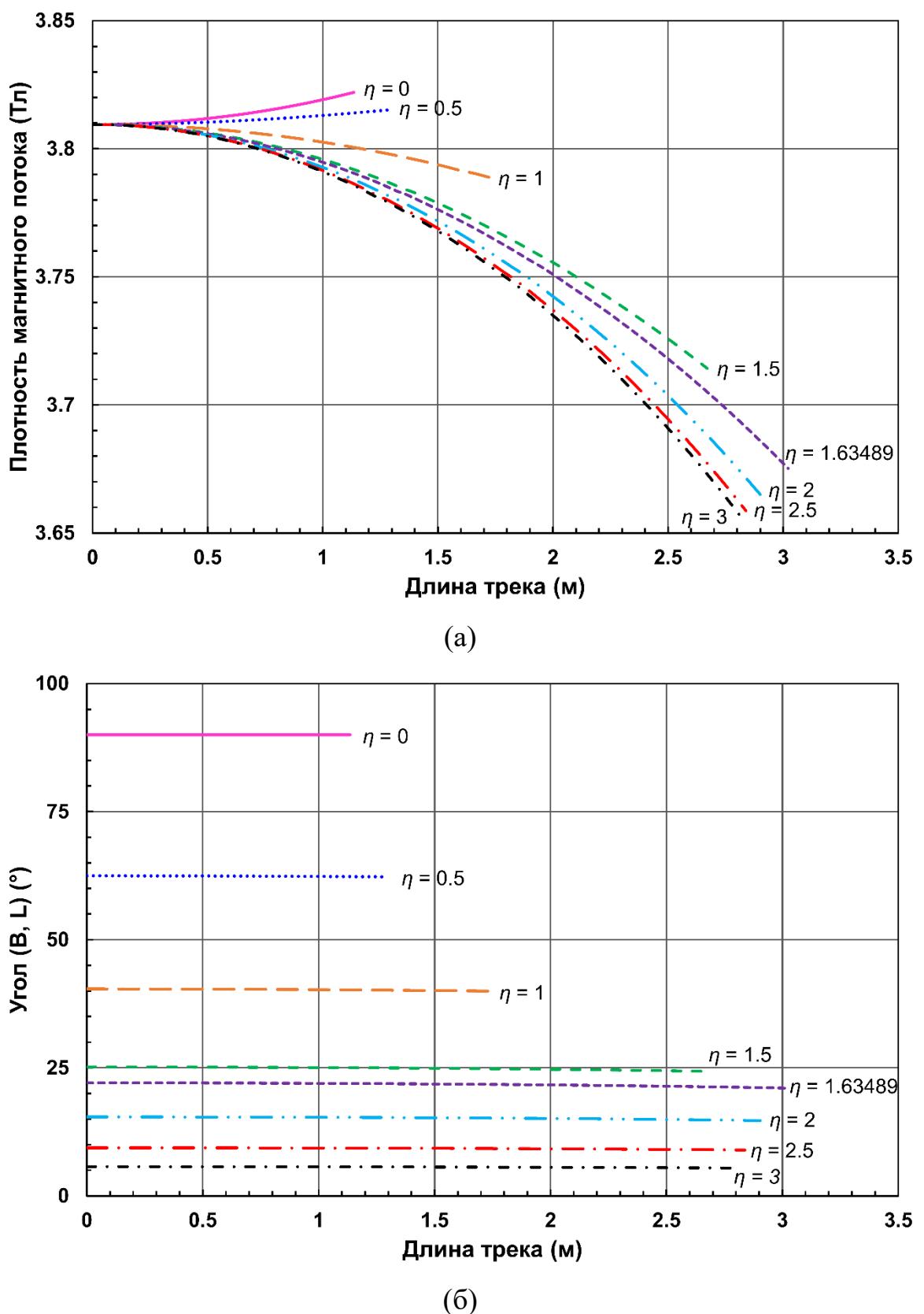


Рисунок 5.3 (а) Полная плотность магнитного потока  $B$  и (б) угол между вектором полной плотности магнитного потока  $B$  и направлением трека вдоль длины трека в вертикальной плоскости объема трекового детектора CMS при различных значениях псевдобыстроты.

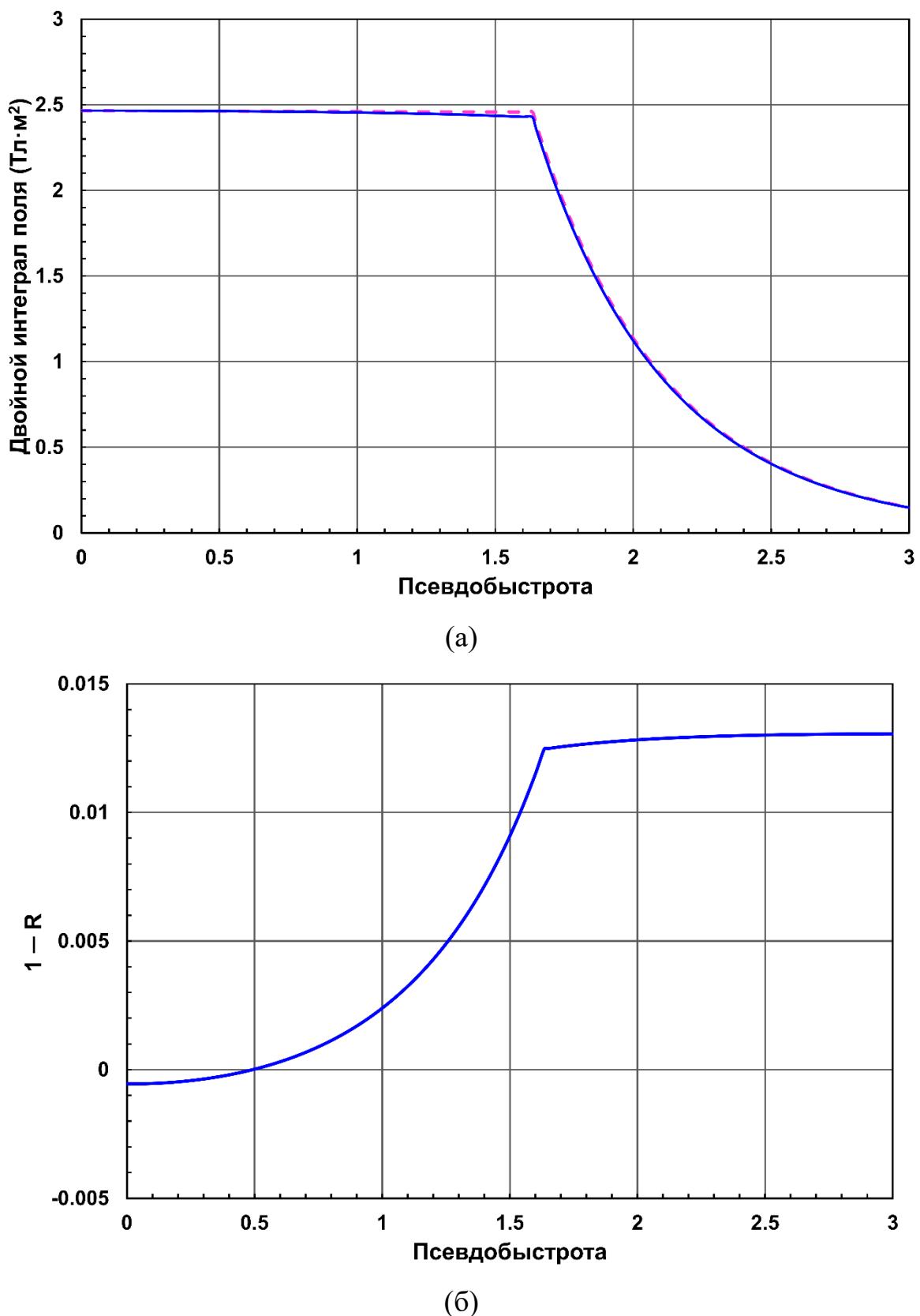


Рисунок 5.4 (а) Двойные интегралы магнитного поля  $I_{2h}$  (пунктир) и  $I_{2i}$  (сплошная линия) в вертикальной плоскости трекового детектора CMS в зависимости от псевдобыстроты; (б) Деградация двойного интеграла магнитного поля  $1 - R$  в вертикальной плоскости трекового детектора CMS в зависимости от псевдобыстроты.

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%. Высокое качество магнитного поля в трековом объеме CMS обеспечивается за счет отношения диаметра сверхпроводящего соленоида CMS к его длине, близкого к 0,5, и за счет того, что диаметр соленоида в 2,8 раза больше диаметра трекового детектора, а длина соленоида больше длины трекового детектора в 2,2 раза.

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. Так, метод был использован при исследовании качества магнитного поля в различных вариантах [51, 57, 122–124] магнитной системы детектора FCC-hh [121] на предлагаемом Будущем кольцевом коллайдере [125].

Для уменьшения систематической погрешности при измерении поперечного импульса мюона в трековой системе шкала импульса мюона (основной источник неопределенности измерения) калибруется с точностью до нескольких сотен тысячных долей, используя выборку мюонных распадов резонанса  $J/\psi$ ,  $\Upsilon(1S)$ -мезона и  $W$  и  $Z$ -бозонов. При этом строится многомерное распределение по реконструированной массе резонанса в зависимости от кинематических переменных мюона, таких, как  $p_T$ ,  $\eta$  и электрический заряд  $q$  и осуществляется подгонка к табличной массе резонанса в зависимости от величины поперечного импульса мюона. При этом для заряда используются две ячейки гистограммы (+1 или -1), для псевдобыс-

троты размер ячейки может составлять 0,1, для поперечного импульса 1 ГэВ/с, а по азимутальному углу происходит интегрирование. Поправки к остаточным отклонениям при измерении импульсов мюонов группируются по интервалам псевдобыстроты и параметризуются как функции заряда и кривизны трека мюона,  $k \equiv 1/p_T$ , следующим образом [126]:

$$\frac{\delta k}{k} = A_{i\eta} - \epsilon_{i\eta} + q \cdot \frac{M_{i\eta}}{k}, \quad (5.6)$$

где индекс  $i\eta$  указывает на соответствующий  $\eta$ -блок параметров коррекции. Параметры независимы для всех  $\eta$ -блоков шириной 0,1 и интегрируются по азимутальному углу  $\varphi$ . Член  $A_{i\eta}$  соответствует небольшой корректировке магнитного поля. Член  $\epsilon_{i\eta}$  является первым в разложении в ряд Тейлора для эффекта неправильного моделирования потери энергии между точкой взаимодействия и первым измеренным отсчетом на траектории частицы. Член  $M_{i\eta}$  соответствует ошибке в измерении сагитты трека частицы, вызванной установкой трекового детектора со смещением в плоскости, поперечной магнитному полю.

Подобная калибровка энергетической шкалы импульса заряженной частицы позволяет нивелировать, в частности, погрешности в описании распределения магнитного потока внутри трекового детектора CMS.

## 5.2. Наблюдение распада бозона Хиггса на четыре заряженных лептона

Открытие бозона Хиггса в 2012 году в экспериментах ATLAS [1] и CMS [2, 3] является эпохальным событием в физике высоких энергий. Это открытие явилось результатом многолетнего труда двух гигантских коллективов ученых, инженеров, техников и рабочих, собравшихся в CERN на мощнейшем в мире ускорителе протонов LHC [8] из сотен научных центров и десятков стран планеты. 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 только один канал распада бозона Хиггса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  [4, 43], 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 столкновения 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 [127–132]. Анализируемые данные получены в первом сеансе ускорителя LHC в 2010–2012 гг. при энергии столкновения протонных пучков в с.ц.м. 7 и 8 ТэВ, когда максимальная мгновенная светимость [71] 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  $7,7 \text{ Гц нбн}^{-1}$  [133]. Интегральная светимость, предоставленная установке CMS в первом сеансе, составила в 2010 г. (7 ТэВ)  $44,2 \text{ пбн}^{-1}$ , в 2011 г. (7 ТэВ)  $6,1 \text{ фбн}^{-1}$  и в 2012 (8 ТэВ)  $23,3 \text{ фбн}^{-1}$  [133].

В триггере первого уровня L1 отбор событий происходит с помощью аппаратного анализа сигналов с электромагнитного ECAL [79] и адронного HCAL [80] калориметров, переднего адронного калориметра [85], а также с камер мюонного спектрометра [81–84]. Триггер первого уровня L1 имеет фиксированную задержку

по времени. В течение 4 мкс после каждого столкновения сгустков протонов триггер L1 решает, содержатся ли в данном столкновении события, удовлетворяющие критериям отбора для анализа их в триггере высокого уровня. Используя сигналы с калориметров и мюонных станций, триггер L1 вырабатывает также целеуказания триггеру HLT для поиска высокоэнергичных треков электронов и мюонов в трековой системе CMS [77, 78].

В триггере L1 триггерные примитивы вырабатываются в несколько этапов электромагнитным ECAL и адронным HCAL калориметрами, а также мюонными системами и объединяются в глобальный триггер GT (global trigger), отбирающий события. Калориметрический триггер L1 состоит из двух систем отбора событий: регионального калориметрического триггера RCT (regional calorimeter trigger) и глобального калориметрического триггера GCT (global calorimeter trigger). Триггер RCT анализирует поперечные энергии  $E_T$  и индикаторы качества струй от более чем 8000 башен калориметров ECAL и HCAL, обеспечивая покрытие триггера в диапазоне псевдобыстроты  $|\eta| < 5$ . Триггер RCT обрабатывает эту информацию с помощью параллельных процессоров и отправляет в качестве выходных данных наличие в образце данных электрон/фотонных кандидатов  $e/\gamma$ , а также региональные суммы энергий в башнях счетчиков размером  $4 \times 4$  ячейки. Триггер GCT сортирует по кинематическим переменным электрон/фотонных кандидаты  $e/\gamma$ , находит струи (классифицируемые как центральные, передние и  $\tau$ -струи) с помощью суммирования поперечных энергий  $E_T$  частиц в башнях счетчиков и вычисляет глобальные переменные, такие, как недостающая энергия  $E_T^{miss}$ . Он отправляет в триггер HLT в качестве выходных данных по четыре электрон/фотонных кандидата  $e/\gamma$  для каждого из двух типов: изолированных и неизолированных, по четыре центральных, передних и  $\tau$ -струй, а также несколько глобальных кинематических переменных для отобранных событий.

В первом сеансе ускорителя LHC система мюонного триггера первого уровня L1 вырабатывала целеуказания для поиска траекторий мюонов в трековой системе по сегментам траекторий, зарегистрированных отдельно в каждой из трех систем: DT (drift tubes) [81], CSC (cathode strip chambers) [82] и RPC (resistive plate

chambers) [83]. В мюонных станциях DT при  $|\eta| < 1.2$  и CSC при  $|\eta| > 0.9$  магнитное поле в слоях мюонных камер мало и направлено преимущественно вдоль треков мюонов, что позволяет аппроксимировать зарегистрированные сегменты мюонных треков прямыми линиями. Измерение импульсов мюонов в системах DT и CSC происходит по величине искривления траекторий мюонов в стальных блоках ярма магнита CMS между последовательными мюонными станциями. Это отражается в повороте сегмента трека мюона, зарегистрированного в мюонной станции до блока ярма, в мюонной станции, следующей за блоком, на угол, зависящий от величины плотности магнитного потока в блоке магнитопровода между двумя последовательными станциями [40]. Для систем DT и CSC электроника триггера L1 идентифицирует сегменты трека на основе информации об отсчетах, зарегистрированных в нескольких плоскостях детекторов одной измерительной станции. Отсчеты объединяются в сегменты треков и эта информация передаётся по оптоволоконным кабелям в региональные системы поиска треков, расположенные в измерительном подземном зале CMS. В электронике этих систем применяются алгоритмы распознавания образов для идентификации мюонных кандидатов и алгоритмы измерения их импульсов по величинам изгиба треков в магнитном поле ярма возвратного потока соленоида. В области перекрытия между системами DT и CSC при  $|\eta| \approx 1$  полученная информация распределяется между поисковиком DTTF (drift tube track finder) и поисковиком CSCTF (cathode strip chambers track finder) для эффективного покрытия данной переходной области псевдобыстроты. Сигналы от RPC ( $|\eta| < 1,6$ ) напрямую передаются из электронной системы управления на логические платы триггера компаратора шаблонов PACT (pattern comparator trigger), которые позволяют идентифицировать мюонных кандидатов. Три региональные системы поиска треков сортируют идентифицированные кандидаты в мюоны и передают в глобальный триггер мюонов GMT (global muon trigger) данные до 4 (CSCTF, DTTF) или 8 (RPC) кандидатов, найденных в каждом пересечении сгустков пучков протонов. Каждому кандидату присваиваются величина поперечного импульса  $p_T$  и индикатор качества, а также координаты  $(\eta, \varphi)$  в мюонной системе с гранулярностью

$\approx 0,05$  по каждой координате. Затем GMT объединяет информацию о похожих кандидатах в мюоны, полученную в разных системах, в один мюонный кандидат с несколькими вариантами выбора величины поперечного импульса  $p_T$ . В GMT также выполняется дополнительная оценка индикатора качества кандидата, так что на заключительном этапе триггера кандидаты могут быть отброшены, если их качество низкое и они реконструированы только в одной системе поиска треков мюонов.

Глобальный триггер GT является заключительным этапом системы триггеров первого уровня L1 и использует меню триггеров – набор требований к отбору, применяемых к итоговому списку объектов (например, электронов/фотонов, мюонов, струй или  $\tau$ -лептонов), необходимых для реализации алгоритмов триггера высокого уровня HLT в процессе достижения целей сбора физических данных. Это меню включает критерии триггера, варьирующиеся от простого отбора одного объекта с поперечной энергией  $E_T$  выше заданного порога до отбора, требующего совпадения нескольких объектов, имеющих однотипные топологические признаки. 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.

Аппаратное обеспечение HLT состоит из одной процессорной фермы, состоящей из стандартных взаимозаменяемых и доступных в больших количествах по низкой цене ЭВМ, – фермы фильтрации событий EVF (event filter farm), работающей под управлением Scientific Linux. В ферме фильтрации событий отдельные фрагменты событий с детектора с помощью блока построения событий собираются в полные события, после чего собранное событие отправляется в блок отбора со-

бытий. Блок отбора событий, в свою очередь, распаковывает необработанные данные в структуры данных, специфичные для детектора, и выполняет реконструкцию событий и фильтрацию триггеров. Связанные блоки построения и отбора событий расположены в одной многоядерной ЭВМ и взаимодействуют через общую память. В общей сложности, по состоянию на конец 2012 года, EVF работала примерно на 13 000 ядрах процессора [133].

Процесс фильтрации основан на алгоритмах реконструкции событий, используемых для последующей автономной полной обработки данных. В конфигурации EVF 2011 года доступная мощность процессора позволяла поддерживать входную частоту после триггера первого уровня L1 на уровне 100 кГц при среднем времени обработки триггером HLT до 90 мс на событие. Благодаря увеличению мощности процессора в 2012 году бюджет времени на обработку события был увеличен до 175 мс. До начала сбора данных в сеансах LHC триггер высокого уровня HLT эффективно тестиировался при работе с данными, полученными в сеансах регистрации космических мюонов [134]. В этих сеансах триггер HLT работал надежно и смог предоставить для последующего анализа используемых алгоритмов большой набор данных.

Нahождение 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 [77]. Треки, реконструированные в пиксельном детекторе, упорядочиваются по Z-координатам точек их наибольшего сближения с точкой взаимодействия протонных пучков, и когда два соседних элемента в этом упорядоченном наборе Z-координат разделяются зазором, превышающим требуемое расстояние  $Z_{sep}$ , треки с обеих сторон зазора разделяются на отдельные вершины. Далее, в этом простом алгоритме кластеризации зазоров [135] вершины взаимодействий, разделенные расстоянием, не превышающим  $Z_{sep}$ , объединяются. В этом методе реконструкции вершин событий число реконструированных вершин зависит линейно от числа

множественных взаимодействий в столкновении сгустков пучков протонов, но не равно ему. С увеличением числа множественных взаимодействий в столкновении сгустков пучков протонов процессорное время, необходимое для реконструкции треков в пиксельном детекторе и для реконструкции вершин по методу, описанному выше, возрастает нелинейным образом. Здесь следует отметить, что число множественных взаимодействий в столкновении сгустков пучков протонов с энергией 8 ТэВ в с.ц.м. в 2012 году достигало 30. Для уменьшения процессорного времени, необходимого для реконструкции вершин событий был разработан метод быстрого поиска первичной вершины и использования только тех пиксельных треков, которые находятся около нее. Поиск первичной вершины производится с помощью струй с поперечным импульсом более 40 ГэВ/с, зарегистрированных в адронном калориметре. Кластеры пикселей, засвеченных в азимутальных секторах пиксельного детектора и соответствующих этим струям, также собираются в струи и проектируются на ось  $Z$ . Проекции пиксельных струй собираются в кластеры вдоль оси  $Z$  по методу кластеризации зазоров, описанному выше. Если вершина события действительно существует, пиксельные треки группируются в области ее  $Z$ -координаты. В 5% случаев кластеры пиксельных треков не совпадают с первичной вершиной. В этом случае производится полная реконструкция данных вершин событий с привлечением всех триггерных примитивов. Пространственное разрешение комбинации методов нахождения вершин событий, описанных выше, составляет 0,4 см, а 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. Поперечный размер электромагнитного ливня соответствует примерно ширине кристалла вольфрамата свинца, используемого в калориметре. 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.

В триггере L2 реконструкция трека в мюонном спектрометре начинается с формирования трековых кандидатов из трековых сегментов, зарегистрированных в мюонных камерах DT и CSC. Поперечный импульс кандидата параметризуется как  $p_T = f(1/\Delta\phi)$ , где  $\Delta\phi$  – азимутальный угол между двумя последовательными трековыми сегментами, а  $f$  – линейная функция, коэффициенты которой определяются на основе данных моделирования детектора CMS. Треки формируются с помощью метода фильтрации Калмана [136, 137], рекурсивного алгоритма, который выполняет распознавание образов и подгонку треков. После реконструкции всех треков возможные дубликаты одного и того же кандидата в мюоны удаляются, если они имеют общие отсчеты. Для уточнения параметров трека с целью улучшения разрешения по поперечному импульсу используется положение точки взаимодействия. Если один или несколько мюонов в триггере L2 успешно реконструированы, их количество и параметры используются для отбора события. В основном отборе используется величина поперечного импульса  $p_T$  мюона. Для отсеивания ложных мюонов используются количество пройденных мюонным кандидатом мюонных камер и данные измерений, использованные при подгонке трека.

При реконструкции мюона в триггере L3 используется превосходное разрешение по импульсу и вершинам в трековой системе, а улучшение разрешения по импульсу при высоких  $p_T$  (около 200 ГэВ и более) базируется на большей длине трека, измеряемого в мюонном спектрометре. Алгоритм мюонного триггера L3 состоит из трёх основных шагов: выбор мюонного кандидата в трековой системе на основе информации от триггера L2, реконструкция трека в трековой системе и комбинированная подгонка параметров трека в трековой и мюонной системах. Изоля-

ция мюонов в триггере L3 оценивается на основе информации, полученной от трековой системы, ECAL и HCAL. Димюонные триггеры требуют либо наличия двух мюонов от триггера L3, либо одного мюона L3 и одного трекового мюона [41], т. е. трека в трековой системе, совместимого с одним или несколькими сегментами в мюонных детекторах. Обычно требуется, чтобы оба мюона исходили из одной и той же вершины, чтобы уменьшить примесь неправильно реконструированных димюонов.

На рис. 5.5 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 [41]. Данный триггер позволил отобрать мюоны в области инвариантной массы, охватывающей более трёх порядков величины, от нескольких сотен  $M^2/c^2$  до нескольких сотен  $E^2/c^2$ .

Эффективность реконструкции и идентификации мюонов с поперечным импульсом  $p_T$  больше нескольких ГэВ/с 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/с 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/с составляет от 1,3% до 2% в центральной области и не хуже 6% в торцевой области мюонной системы CMS [41]. В сеансах работы детектора с космическими мюонами было показано [84], что разрешение по поперечному импульсу в центральной области псевдобыстроты составляет около 8% для  $p_T \sim 0,5$  ТэВ/с и не хуже 10% для  $p_T \sim 1$  ТэВ/с для мюонов, имеющих по крайней мере один отсчет в кремниевом пиксельном трековом детекторе [77] и по крайней мере 8 отсчетов в кремниевом полосковом трековом детекторе [78].

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/с для двухлептонных

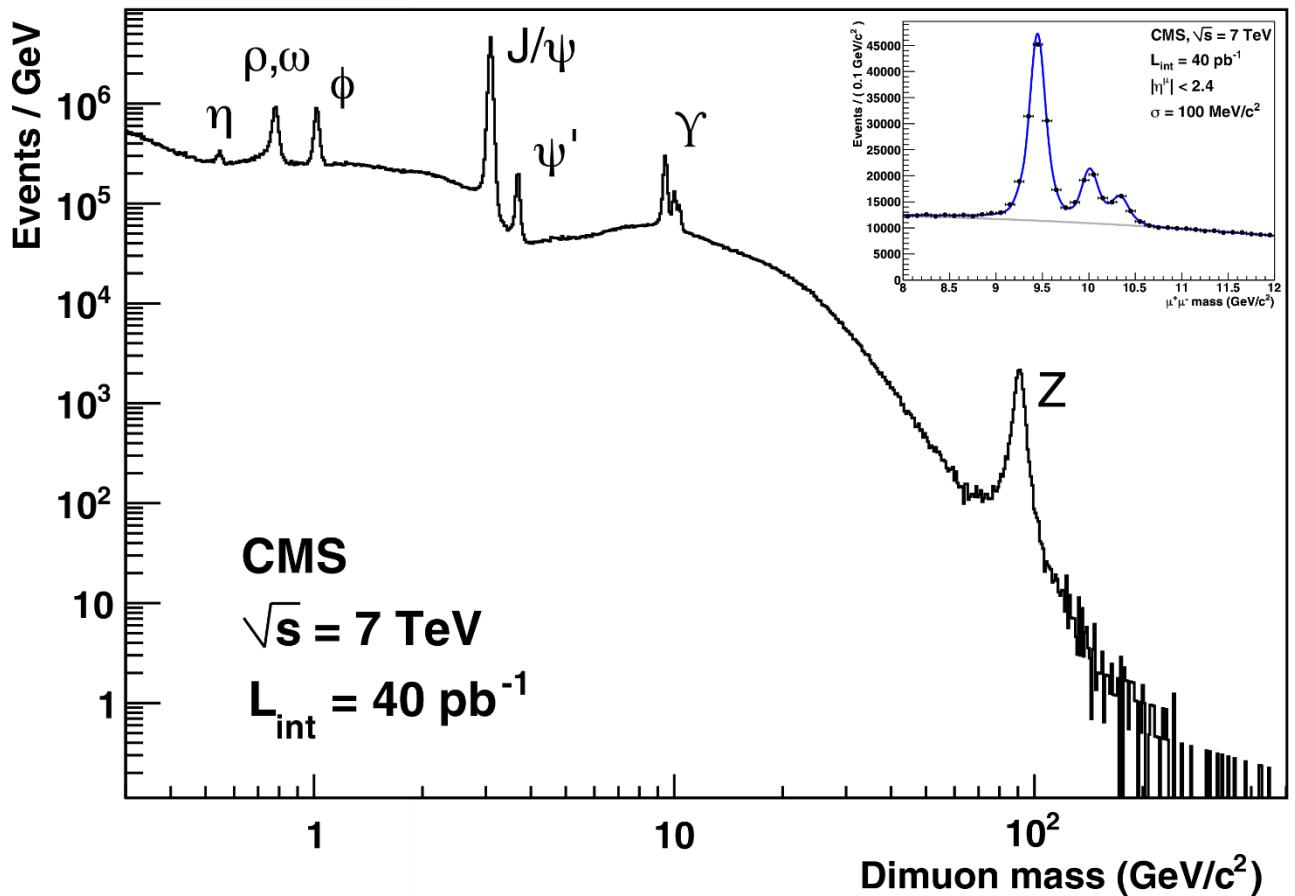


Рисунок 5.5 Полученный в 2010 году при низкой светимости LHC спектр инвариантной массы димюонов [41] в событиях, отобранных с помощью димюонного триггера, в котором один мюон надежно идентифицирован в триггере L3, а второй является в худшем случае трековым мюоном. Вставка представляет собой увеличенное изображение области инвариантной массы  $8\text{--}12 \text{ ГэВ}/c^2$ , демонстрирующее три пика мезонов  $\Upsilon(nS)$ , четко разделяемых благодаря хорошему разрешению по массе, которое составляет около  $100 \text{ МэВ}/c^2$  во всем диапазоне псевдобыстроты мюонных треков и  $70 \text{ МэВ}/c^2$  в диапазоне псевдобыстроты обоих мюонов  $|\eta| < 1$ .

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. Величина относительной комбинированной изоляции мюона  $I_{comb}^{rel}$  определяется как отношение этой скалярной суммы к поперечному импульсу мюонного кандидата. Изолированные прямые мюоны, образующиеся в распадах  $W$ - и  $Z$ -бозонов, доминируют в области  $I_{comb}^{rel} < 0,1$ .

Данное исследование канала распада бозона Хиггса на  $4l$  ( $l = e, \mu$ ) использует образец данных, набранных в 2011 и 2012 гг. и соответствующих интегральной светимости  $5,1 \text{ фб}^{-1}$  при энергии столкновений протонов 7 ТэВ в с.ц.м. и  $19.7 \text{ фб}^{-1}$  при энергии 8 ТэВ. В этом образце данных произведен поиск сигналов от пар противоположно заряженных изолированных лептонов  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ , происходящих от пар  $Z$ -бозонов, в которых один или оба  $Z$ -бозона могут быть виртуальными, при этом сигнал должен проявиться, как узкий резонансный пик на фоне гладкого распределения по инвариантной массе четырех лептонов [43]. Основными источниками фонового излучения являются парное рождение  $ZZ$  в Стандартной модели (СМ), а также меньший вклад от парного рождения  $WW$  и  $WZ$ , адронных распадов одиночных бозонов, имитирующих лептонные сигналы, и событий с  $t$ -кварками. При этом, очень низкая относительная вероятность распада  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ , порядка  $O(10^{-4})$  [ $O(10^{-3})$ ] при массе бозона Хиггса  $m_H = 125$  (200) ГэВ/с $^2$  [138], требует обеспечения очень высокой эффективности отбора лептонов в широком диапазоне импульсов для того, чтобы повысить чувствительность к регистрации бозона Хиггса в диапазоне масс 110–1000 ГэВ/с $^2$ . Поскольку чувствительность к сигналу зависит от разрешения по инвариантной массе  $4l$ , необходимо обеспечить разрешение по импульсу отдельного лептона на таком уровне, чтобы систематическая погрешность измеренного значения  $m_H$  была существенно меньше статистической неопределенности в наборе данных.

Кандидаты в электроны должны иметь поперечный импульс более 7 ГэВ/с и находиться в пределах геометрического акцептанса, определяемого соотношением  $|\eta^e| < 2,5$ . Реконструкция электронов объединяет информацию из электромагнитного калориметра ECAL и трековой системы [139, 140]. Кандидаты в электроны формируются из массивов суперклластеров, сформированных из кристаллов электромагнитного калориметра ECAL, засвеченных вдоль азимутального угла  $\varphi$  и сопоставляемых с треками в трековой системе. Помимо энергии электрона, в суперклластерах регистрируется также энергия фотонов тормозного излучения, испускаемых в материале трекера, и части почти коллинеарного с электроном излучения в конечном состоянии электрона, что используется для идентификации отсчетов в самых внутренних слоях трековой системы с целью инициирования реконструкции электронных треков. Траектории, инициированные снаружи внутрь из сверхклластеров электромагнитного калориметра, а также изнутри наружу из измерений в самых внутренних слоях кремниевого трекового детектора, реконструируются с использованием алгоритма гауссовского суммарного фильтра [141], который учитывает потери энергии электронов в трековом детекторе за счет тормозного излучения. Точность измерения импульса высокоэнергичного электрона определяется в основном точностью измерения энергии в электромагнитном калориметре ECAL, тогда как для электронов с малыми поперечными импульсами  $p_T$  точность определяется, в основном, точностью измерения импульса в трековой системе. Комбинируя оба метода, удается достичь разрешения по импульсу электрона в области от 7 до 100 ГэВ/с на уровне от 3,5 до 1,5%. При этом разрешение по импульсу в кремниевом трековом детекторе в этой же области составляет от 3,5 до 13%.

Мюонные кандидаты должны обладать поперечным импульсом, превышающим 5 ГэВ/с, и находиться в пределах геометрического акцептанса, определяемого соотношением  $|\eta^\mu| < 2,4$ . Реконструкция мюонного трека объединяет информацию, полученную как при измерениях в кремниевом трековом детекторе, так и в мюонной системе. Сопоставление сегментов трека выполняется либо снаружи внутрь, начиная с трека в мюонной системе, либо изнутри наружу, начиная с трека в кремниевом детекторе. Оба подобных кандидата называются глобальными мюонами.

Мюоны с очень малым  $p_T$  (менее 5 ГэВ) могут не обладать достаточной энергией для того, чтобы пройти через всю мюонную систему. Они могут оставить трековые сегменты только в одной или двух мюонных станциях состоящих из нескольких плоскостей детектирования частиц между двумя соседними слоями стального ярма магнита CMS. Треки, соответствующие таким сегментам, образуют так называемые трековые мюонные объекты [41]. В анализе распада  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  используются как глобальные, так и трековые мюоны. Разрешение по поперечному импульсу мюонов в диапазоне  $p_T$ , использованном для поиска и анализа распада бозона Хиггса на  $4l$ , варьируется от 1,3 до 2,0% в центральной области и составляет до 6% в торцевой области трековой и мюонной систем. Доминирующим эффектом, определяющим это разрешение, является многократное рассеяние мюонов в материале кремниевого трекового детектора.

Для надежного выделения лептонов от сигнальных событий распада используется их изолированность  $R_{Iso}^l$  [43] в конусе  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0,4$  вокруг направления лептона  $l$  в вершине взаимодействия, определяемого координатами  $(\eta^l, \varphi^l)$ . Изолированность лептона  $R_{Iso}^l$  определяется, как отношение скалярной суммы поперечных импульсов заряженных и нейтральных частиц в конусе  $\Delta R$  (за вычетом вклада от поперечных импульсов частиц множественных взаимодействий в столкновении сгустков пучков протонов) к поперечному импульсу лептона  $l$ . Электрон или мюон считается изолированным, если  $R_{Iso}^l < 0,4$ . При этом накладывается требование, чтобы все изолированные лептоны в событии происходили из одной вершины взаимодействия. Это достигается выполнением соотношения  $SIP_{3D} < 4$ , где  $SIP_{3D}$  является отношением трехмерного прицельного параметра лептонного трека к неопределенности положения вершины взаимодействия.

Для того, чтобы уменьшить систематические ошибки в определении энергии электронов и импульса мюонов, вызванные радиационными повреждениями прозрачности кристаллов ECAL и перекосами в положении элементов трековой и мюонных систем, произведена калибровка энергетического масштаба импульса лептона на зарегистрированных тысячах и десятках миллионов событиях распадов  $J/\psi$ ,  $\Upsilon(nS)$  и  $Z$  на электроны и мюоны в конечном состоянии. При этом события распадов

$J/\psi$  и  $\Upsilon(nS)$  являлись источниками лептонов с малыми поперечными импульсами и использовались для калибровки масштаба поперечного импульса лептона в области  $p_T^l < 20 \text{ ГэВ}/c$ .

Для электронов процедура калибровки состоит из трёх этапов. Во-первых, набор поправок для шкалы импульса получается путём сравнения смещения положения пика распределений по массе  $Z$ -бозона в данных и в моделировании в различных областях псевдобыстроты  $\eta$  и в двух категориях в зависимости от величины тормозного излучения. Поправки выводятся как функция времени для учёта зависящей от времени потери прозрачности кристалла [142]. Во-вторых, линейная поправка к шкале импульса применяется для учёта зависящих от поперечного импульса  $p_T$  различий между данными и моделированием путём сравнения распределений масс диэлектронов по поперечному импульсу  $p_T^e$  одного из двух электронов в данных и смоделированных событиях распадов  $Z \rightarrow e^+e^-$ . События  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  и  $\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$  используются для поправок к  $p_T^e < 20 \text{ ГэВ}/c$ . Все поправки к шкале импульса электронов из первых двух этапов применяются к данным. В-третьих, энергии отдельных электронов в моделировании размываются путём применения случайного гауссова мультиплекативного фактора со средним значением 1 и шириной  $\Delta\sigma$ , чтобы достичь разрешения, наблюдаемого в выборке данных  $Z$ -бозона.

Для мюонов абсолютное измерение шкалы импульса и разрешения выполняется с использованием эталонной формы пика массы  $Z$ -бозона, свёрнутой с гауссовой функцией. Поправка к данным вводится согласно процедуре определения смещения реконструированного значения  $p_T$  мюона, исходя из положения пика массы  $Z$ -бозона как функции кинематических переменных мюона [41]. В результате сравнения полученных данных со смоделированной формой пика массы  $Z$ -бозона с учётом поправок к разрешению по  $p_T$  мюонов была получена систематическая неопределённость шкалы масс сигнала от бозона Хиггса на уровне 0,3% для канала распада  $H \rightarrow 4e$  и 0,1% для канала распада  $H \rightarrow 2e2\mu$ . Для распада бозона Хиггса на  $4\mu$  согласие между наблюдаемой и смоделированной шкалами масс находится в пределах 0,1% во всём интересующем диапазоне псевдобыстроты мюонов.

Присутствие адронных струй (jets) используется как признак рождения бозона Хиггса через слияние векторных бозонов  $V$  ( $W$  или  $Z$ ) или ассоциативного рождения  $VH$ , где  $V$  распадается на адроны. Реконструкция струй осуществляется с помощью алгоритма кластеризации анти- $k_T$  [43]. Струи принимаются во внимание только при  $p_T^{jet} > 30 \text{ ГэВ}/c$  и  $|\eta^{jet}| < 4,7$ . Кроме того, они должны быть отделены от кандидатов в лептоны и идентифицированных фотонов излучения в конечном состоянии радиусом  $\Delta R > 0,5$ . Основными источниками фона для сигнала от распада  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  являются процессы рождения  $ZZ^*$  (не подавляемый фон) и  $Zb\bar{b}$ ,  $Zc\bar{c}$ ,  $Z +$  струи,  $t\bar{t}$ ,  $WZ +$  струи, которые можно подавить, используя изолированность лептонов и ограничения на прицельные параметры двух самых низкоэнергичных лептонов. Превосходное разрешение по  $p_T$  для электронов и мюонов на установке CMS определяет массовое разрешение в этом канале на уровне 1–2% [143, 144].

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  $40 < m_{Z_1} < 120 \text{ ГэВ}/c^2$ . 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  $12 < m_{Z_2} < 120 \text{ ГэВ}/c^2$ . Для диапазона масс бозона Хиггса  $m_H < 180 \text{ ГэВ}/c^2$  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  $110 < m_H < 160 \text{ ГэВ}/c^2$ . Среди четырех выбранных лептонов, образующих  $Z_1$  и  $Z_2$ , по крайней мере один лептон должен иметь  $p_T^l > 20 \text{ ГэВ}/c$ , а другой –  $p_T^l > 10 \text{ ГэВ}/c$  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  $m_{l^+l^-} > 4 \text{ ГэВ}/c^2$ .

После отбора событий доминирующим фоном является фон от процессов рождения  $ZZ$  и  $Z + X$ . Распределение по инвариантной массе четырех лептонов, реконструированное для объединенных каналов  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$ , показано на рис. 5.6 в сравнении с ожидаемыми значениями для фоновых процессов. На рис. 5.6 и 5.7 нормировка и форма фона от рождения  $ZZ$ , а также сигнала с  $m_H = 126 \text{ ГэВ}/c^2$  получены путем моделирования, в то время как нормировка и форма подавляемого фона оценены, исходя из контрольных выборок данных. Интервалы ошибок на точках данных соответствуют асимметричным пуассоновским неопределенностям, охватывающим 68%-ный интервал вероятности вокруг центрального значения. Наблюдается четкий 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, 145]. Наблюданное 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  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{систем.}) \text{ ГэВ}/c^2$ . 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  $0,93^{+0,26}_{-0,23}$  (стат.)  $^{+0,13}_{-0,09}$  (систем.) от предсказанного Стандартной моделью.

В области меньших инвариантных масс наблюдается резонансный пик от распада  $Z \rightarrow 4l$  [146] 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. Распределение  $m_{4l}$  для суммы каналов  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$  в области масс  $70 < m_{4l} < 180 \text{ ГэВ}/c^2$  показано на рис. 5.7.

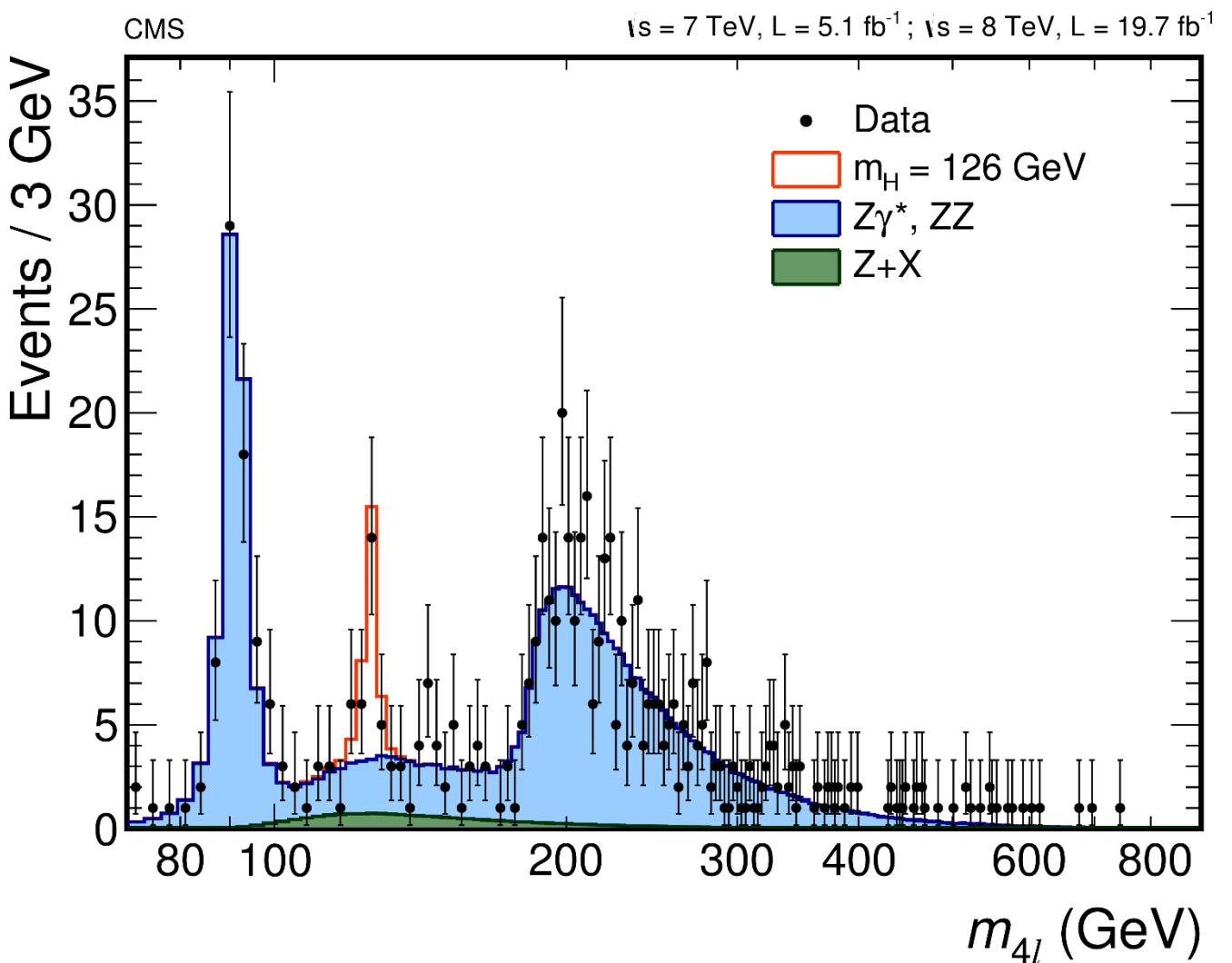


Рисунок 5.6 Распределение по реконструированной инвариантной массе четырёх лептонов в диапазоне масс  $70 < m_{4l} < 1000 \text{ ГэВ}/c^2$  для суммы каналов распада  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$  [43]. Точки с погрешностями представляют данные, заштрихованные гистограммы – фон, а незаштрихованная гистограмма – 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.

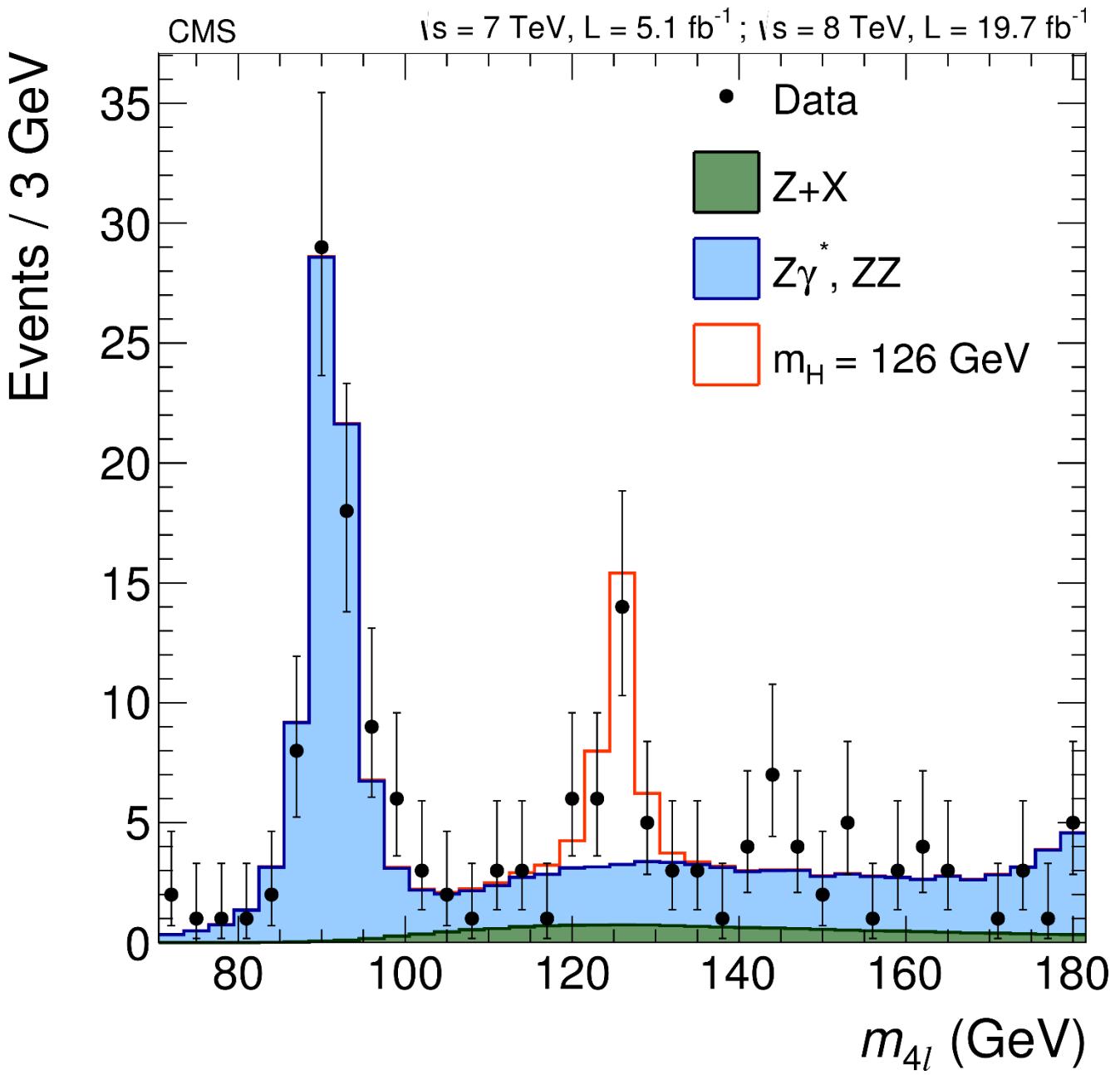


Рисунок 5.7 Распределение по реконструированной инвариантной массе четырёх лептонов в диапазоне масс  $70 < m_{4l} < 180 \text{ ГэВ}/c^2$  для суммы каналов распада  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$  [43]. Точки с погрешностями представляют данные, заштрихованные гистограммы – фон, а незаштрихованная гистограмма – 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.

Явно выраженный резонансный пик при  $m_{4l} = m_Z$  в области  $80 < m_{4l} < 100$  ГэВ можно использовать для подтверждения измерения массы нового бозона с использованием тех же методов, что и для бозона Хиггса. Масса реконструированного  $Z$ -бозона в распадах  $Z \rightarrow 4l$ , согласуется с табличным значением Particle Data Group (PDG) [147] в каждом подканале. Измеренное значение для комбинации всех конечных состояний  $Z \rightarrow 4l$  составляет  $m_Z = 91,1$  ГэВ/ $c^2$ , что совместимо со значением PDG  $91,1876 \pm 0,0021$  ГэВ/ $c^2$  в пределах оценённой неопределенности  $0,4$  ГэВ/ $c^2$ . $\gamma$

Сравнивая систематическую ошибку массы бозона Хиггса полученную в канале распада  $H \rightarrow 4l$  с систематической ошибкой в массе бозона Хиггса  $m_H = 125,3 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,5(\text{сист.})$  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  $H \rightarrow 4l$  [148] и  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [149] 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).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации описана процедура создания карты магнитного поля установки Compact Muon Solenoid (CMS) и представлены результаты исследования влияния неоднородности магнитного поля на точность измерения импульсов заряженных частиц в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере (LHC). Исследование проведено в интервале импульсов мюонов и электронов, характерных для распада бозона Хиггса на четыре заряженных лептона.

В основу диссертации положены данные, полученные в первом сеансе ускорителя LHC в 2010–2012 гг. при энергии столкновения протонных пучков в системе центра масс 7 и 8 ТэВ при интегральной светимости  $5,1 \text{ фб}^{-1}$  при энергии столкновений протонов 7 ТэВ и  $19.7 \text{ фб}^{-1}$  при энергии 8 ТэВ. Одним из каналов распада, бозона Хиггса, приведшим к его открытию, является распад бозона Хиггса на два Z-бозона, один из которых является виртуальным, с последующими распадами каждого из них на два противоположно заряженных лептона одного аромата (электрона–позитрона или мюона). При реконструкции инвариантной массы бозона Хиггса используются четыре-импульсы лептонов, для чего необходимо не только точно измерить трёхмерные импульсы лептонов, но и надёжно идентифицировать данные частицы. В 1997–2009 гг. автором диссертации была разработана компьютерная трехмерная модель гетерогенной магнитной системы установки CMS, которая с хорошей точностью описала распределение плотности магнитного потока во всех детектирующих системах установки CMS, что позволило измерить импульсы высокоэнергичных лептонов с точностью, достаточной для регистрации сигнала от рождения и распада бозона Хиггса. В 2006–2014 гг. модельное описание распределения магнитного потока было детально подтверждено многочисленными измерениями плотности магнитной индукции в различных областях установки CMS с помощью датчиков ядерного магнитного резонанса, трехмерных датчиков Холла и потоковых катушек, установленных на стальных блоках ярма магнита (магнито-проводы) CMS. В 2012–2023 гг. модель магнита CMS была существенно дополнена

включением в нее всех возможных ферромагнитных элементов, присутствующих в подземном экспериментальном зале установки CMS.

Помимо разработки трехмерной модели автор диссертации принимал лидирующее участие в проведении измерений магнитного поля внутри сверхпроводящей катушки CMS с помощью специализированной измерительной машины, использующей трехмерные датчики Холла и датчики ядерного магнитного резонанса. Автором были разработаны системы дискретных измерений плотности магнитного потока в воздушных зазорах магнитопровода с помощью трехмерных датчиков Холла и внутри стальных блоков магнитопровода с помощью потоковых катушек. Автором была разработана трехмерная карта магнитного поля установки CMS, а также был разработан метод оценки влияния неоднородности магнитного поля на точность измерения импульсов заряженных частиц в трековой системе установки CMS.

Основные результаты данной диссертации заключаются в следующем:

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 пределами 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 мониторирование 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  $0,3\text{--}300\text{ ГэВ}/c^2$  составляет около  $100\text{ МэВ}/c^2$  во всем диапазоне псевдобыстроты мюонных треков и  $70\text{ МэВ}/c^2$  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  $20 < p_T < 100\text{ ГэВ}/c$  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 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  $m_H = 125,6 \pm 0,4(\text{стат.}) \pm 0,2(\text{систем.})\text{ ГэВ}/c^2$ . Столь малая систематическая ошибка свидетельствует, в частности, о малом вкладе неоднородности магнитного поля в относительную ошибку разрешения по поперечному импульсу заряженного лептона.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор диссертации благодарен Дирекции Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скobelьцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова в лице члена-корреспондента РАН, профессора Э. Э. Бооса за внимание и поддержку сотрудничества с коллaborацией CMS.

Автор благодарит руководство Отдела экспериментальной физики высоких энергий и Лаборатории сильных взаимодействий данного Отдела за внимание и поддержку данной работы.

Автор благодарен своим коллегам – сотрудникам Лаборатории сильных взаимодействий Отдела экспериментальной физики высоких энергий за многолетнее сотрудничество в эксперименте CMS.

Автор благодарит Л. И. Галанину и Е. А. Сигаеву за неоценимую помощь в организационных вопросах.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АЦП	аналого-цифровой преобразователь
ИФВЭ	Институт физики высоких энергий (Протвино)
НИОКР	научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы
СМ	Стандартная модель физики частиц
ССД	система сбора данных
с.ц.м.	система центра масс
УКД	Универсальный калориметрический детектор
УНК	Ускорительно-накопительном комплекс
ЭВМ	электронно-вычислительная машина
ЭДС	электродвигущая сила
ЯРМ	ядерный магнитный резонанс
3D	трехмерный
CERN	Европейская организация по ядерным исследованиям (Женева)
CMS	Компактный мюонный соленоид (Compact Muon Solenoid)
CSC	мюонные катодно-полосковые камеры (cathode strip chambers)
CSCTF	поисковик трека в системе CSC (cathode strip chambers track finder)
DT	мюонные камеры на основе дрейфовых трубок (drift tubes)
DTTF	поисковик трека в системе DT (drift tube track finder)
EB	центральный электромагнитный калориметр
ECAL	электромагнитный калориметр
EE	торцевой электромагнитный калориметр
ELEKTRA	программа электромагнитного анализа (Electromagnetic Analysis)
EVF	ферма фильтрации событий (event filter farm)
FNAL	Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми (США)
GT	глобальный триггер (global trigger)
GCT	глобальный калориметрический триггер (global calorimeter trigger)
GMT	глобальный мюонный триггер (global muon trigger)

HB	центральный адронный калориметр
HCAL	адронный калориметр
HE	торцевой адронный калориметр
HLT	триггер высокого уровня (High-level trigger)
L1	триггер первого уровня (Level-1 trigger) / 1-й слой магнитопровода
L2	триггер второго уровня (Level-2 trigger) / 2-й слой магнитопровода
L3	триггер третьего уровня (Level-3 trigger) / 3-й слой магнитопровода
LEP	Большой электрон-позитронный коллайдер (Large Electron-Positron Collider)
LHC	Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider)
РАСТ	триггер компаратора шаблонов (pattern comparator trigger)
PLC	программируемый логический контроллер (Programmable Logic Controller)
RCT	региональный калориметрический триггер (regional calorimeter trigger)
RPC	мюонные камеры с резистивными пластинами
S1	горизонтальный азимутальный сектор установки CMS при угле $0^\circ$
S10	вертикальный азимутальный сектор установки CMS при угле $270^\circ$
SIP	подавление по прицельному параметру (suppression by impact parameter)
TC	слой магнитопровода, служащий для поглощения адронов, пронизывающих адронный калориметр (tail catcher)
TOSCA	программа расчета задач магнитостатики (Two SCAlar potential method)
XML	расширяемый язык разметки (eXtensible Markup Language)

## ЛИТЕРАТУРА

- [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. – P. 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. – P. 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. – 125 p.
- [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. – 151 p. – ISBN 978-92-9083-358-1. – URL: <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. – P. 321–323.
- [6] Higgs P.W. Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. – 1964. – Vol. 12, no. 2. – P. 132–133.
- [7] Higgs P.W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons // Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13, no. 16. – P. 508–509.
- [8] LHC Machine / Editors: Evans L., Bryant P. // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08001. – 158 pp.
- [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 Colider // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08003. – 407 p.
- [11] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC // JINST. – 2008. – Vol. 3, no. S08004. – 334 p.

- [12] Сверхпроводящий соленоид для установки на встречных пучках / Вишняков И.А., Воробьев А.П., Кечкин В.Ф., Клюхин В.И., Козловский Е.А., Малеев В.Х., Селиванов Г.И. // Журнал технической физики. – 1992. – Т. 62, № 2. – С. 146–156; Препринт ИФВЭ 90-192. – Протвино, 1990. – 18 р.
- 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., Selyivanov G.I. // Sov. Phys. Tech. Phys. – 1992. – Vol. 37, no. 2. – P. 195–201.
- [13] E823 (DØ upgrade): Magnetic Tracking / The DØ Collaboration: Gomez B., Hoenneisen B., Mendoza D. et al. // D0 Note 1933. – Batavia, IL: FNAL, 1993. – 36 p. – URL: [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. – 110 p. – URL: <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. – 54 p. – URL: <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. – P. 103–109.
- [17] CMS. The Magnet Project. Technical Design Report // CERN/LHCC 97-10; CMS TDR 1. – Geneva: CERN, 1997. – 327 p. – ISBN 92-9083-101-4. – URL: <http://cds.cern.ch/record/331056>.
- [18] ATLAS. Magnet System. Technical Design Report // CERN/LHCC 97-18; ATLAS TDR 6. – Geneva: CERN, 1997. – 101 p. – ISBN 92-9083-104-9. – URL: <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., Strokovsky 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. – 203 p. 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. – 106 p. – URL: <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. – 108 p. – URL: <http://cds.cern.ch/record/291061>.
- [24] Изучение распадов  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  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. – 32 с.
- On the Experimental study of the  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  Decays for  $m_H = 1$  TeV/ $c^2$  at LHC energies / Erdogan A., Froidevaux D., Klyukhin V., Zmushko V. // Phys. Atom. Nucl. – 1994. – Vol. 57, no. 2. – P. 274–284; Preprint IHEP 93-25. – Protvino, 1993. – 30 p.
- [25] Study of  $H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$  and  $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$  decays for  $m_H = 1$  TeV / Zmushko S., Erdogan A., Froidevaux D., Klioukhine S. // ATLAS Internal note PHYS-No-008. – Geneva: CERN, 1992. – 54 p. – URL: <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. – P. 233–235. – ISBN 92-9083-067-0. – URL: <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. – 7 p.

- [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. – 6 p. – URL: <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. – P. 99–101. – ISBN 92-9083-088-077-8. – URL: <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. – P. 9–10. – ISBN 92-9083-088-3. – URL: <http://cds.cern.ch/record/314011>.
- [31] Final Design of the CMS Solenoid Cold Mass / Kircher F., Bredy P., Calvo A., Curé B., Campi D., Desirelli A., Fabbricatore 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 Trans. Appl. Superconduct. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – P. 407–410. DOI: 10.1109/77.828259.
- [32] 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 Trans. Appl. Superconduct. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – P. 428–431. DOI: 10.1109/77.828264.
- [33] Status of the Construction of the CMS Magnet / Hervé A., Blau B., Bredy Ph., Campi D., Cannarsa P., Curé B., Dupont Th., Fabbricatore 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 Trans. Appl. Superconduct. – 2004. – Vol. 14, no. 2. – P. 542–547. DOI: 10.1109/TASC.2004.829715.
- [34] 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 Trans. Appl. Superconduct. – 2004. – Vol. 14, no. 2. – P. 1830–1833. DOI: 10.1109/TASC.2004.830873.

- [35] 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 Trans. Nucl. Sci. – 2004. – Vol. 51, no. 5. – P. 2187–2192. DOI: 10.1109/TNS.2004.834722.
- [36] Analysis of Eddy Current Distributions in the CMS Magnet Yoke during the Sole-noid Discharge / Klyukhin V. I., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Grillet J.P., Hervé A., Loveless R., Smith R. P. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2005. – Vol. 52, no. 3. – P. 741–744. DOI: 10.1109/TNS.2005.850932.
- [37] 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., Fabbricatore P., Farinon S., Greco M. // IEEE Trans. Appl. Superconduct., – 2007. – Vol. 17, no. 2. – P. 1185–1190. DOI: 10.1109/TASC.2007.897754.
- [38] Measurement of the CMS Magnetic Field / Klyukhin V. I., Ball A., Bergsma F., Campi D., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Korieneck J., Linde F., Lindenmeyer C., Loveless R., Smith R. P., Veillet L., Zimmerman J. K. // IEEE Trans. Appl. Superconduct. – 2008. – Vol. 18, no. 2. – P. 295–298. DOI: 10.1109/TASC.2008.921242.
- [39] 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 Trans. Appl. Supercond. – 2010. – Vol. 20, no. 3. – P. 152–155. DOI: 10.1109/TASC.2010.2041200.
- [40] CMS Collaboration. Precise mapping of the magnetic field in the CMS barrel yoke using cosmic rays // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03021. – 36 p. DOI: 10.1088/1748-0221/5/03/T03021.
- [41] The CMS Collaboration. Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // JINST. – 2012. – Vol. 7, no. P10002. – 83 p. DOI: 10.1088/1748-0221/7/10/P10002.

- [42] 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. // J. Supercond. Nov. Magn. – 2013. – Vol. 26, no. 4. – P. 1307–1311. DOI: 10.1007/s10948-012-1967-5.
- [43] Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state / Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2014. – Vol. 89, no. 9. – P. 092007. – 45 p. DOI: 10.1103/PhysRevD.89.092007.
- [44] Validation of the CMS Magnetic Field Map / Klyukhin V.I., Amapane N., Ball A., Calvelli V., Curé B., Gaddi A., Gerwig H., Mulders M., Hervé A., Loveless R. // J. Supercond. Nov. Magn. – 2015. – Vol. 28, no. 2. – P. 701–704. DOI: 10.1007/s10948-014-2809-4.
- [45] 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. // J. Supercond. Nov. Magn. – 2017. – Vol. 30, no. 10. – P. 2977–2980. DOI: 10.1007/s10948-016-3634-8.
- [46] 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 Trans. Magn. – 2019. – Vol. 55, no. 2. – P. 8300504. – 4 p. DOI: 10.1109/TMAG.2018.2868798.
- [47] Klyukhin V. Design and Description of the CMS Magnetic System Model // Symmetry. – 2021. – Vol. 13, no. 6, P. 1052. – 18 p. DOI: 10.3390/sym13061052.
- [48] 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. – 22 p. DOI: 10.3390/sym14010169.
- [49] Klyukhin V. for the CMS Collaboration. Influence of the high granularity calorimeter stainless steel absorbers onto the Compact Muon Solenoid inner magnetic field // SN Appl. Sci. – 2022. – Vol. 4, no. 8. – P. 235. – 7 p. DOI: 10.1007/s42452-022-05122-9.

- [50] Amapane N., Klyukhin V. Development of the CMS magnetic field map // Symmetry. – 2023. – Vol. 15, no. 5. – P. 1030. – 12 p. DOI: 10.3390/sym15051030.
- [51] 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. // Appl. Sci. – 2023. – Vol. 13, no. 18. – P. 10387. – 11 p. DOI: 10.3390/app131810387.
- [52] 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. – 10 p. DOI: 10.3390/sym15112017.
- [53] 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. – 14 p. DOI: 10.3390/sym16121689.
- [54] 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. – P. 31–56. – ISBN 978-81-969009-0-8. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v5/8286A.
- [55] 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-berman J. // Current Perspective to Physical Science Research. – Vol. 7. Editor: Purenovic J. – Kolkata: Book Publisher International, 2024. – P. 37–70. – ISBN 978-81-970571-9-9. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v7/8666A.
- [56] 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. – P. 119–137. – ISBN 978-81-970571-9-9. DOI: 10.9734/bpi/cppsr/v7/8667A.

- [57] 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. – P. 175–191. – ISBN 978-81-972870-4-6. DOI: 10.9734/bpi/strufp/v1/3463G.
- [58] Клюхин В. Можем? Должны! // Газета «Ускоритель». Орган парткома, дирекции ОМК профсоюза, СТК и комитета ВЛКСМ Института физики высоких энергий. – 1989. – № 7 (16). – С. 1, 3.
- [59] Wilson R.R. The Tevatron // FERMILAB-TM-0763. – Batavia, IL: FNAL, 1978. – 8 p. – URL: <https://lss.fnal.gov/archive/test-tm/0000/fermilab-tm-0763.pdf>.
- [60] Myers S. The LEP Collider, from design to approval and commissioning // CERN-91-08. – Geneva: CERN, 1991. – 34 p. – ISBN 92-9083-040-9. – URL: <http://cds.cern.ch/record/226776>.
- [61] Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV / Arnison G., Astbury A., Aubert B. et al. (UA1 Collaboration) // Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 122, no. 1. – P. 103–116.
- [62] Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN  $\bar{p}p$  collider/ Banner M., Battiston R., Bloch Ph. et al. (UA2 Collaboration) // Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 122, no. 5-6. – P. 476–485.
- [63] Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around  $95\text{ GeV}/c^2$  at the CERN SPS collider / Arnison G., Astbury A., Aubert B. et al. (UA1 Collaboration) // Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 126, no. 5. – P. 398–410.
- [64] Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  at the CERN  $\bar{p}p$  collider / Bagnaia P., Banner M., Battiston R. et al. (UA2 Collaboration) // Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 129, no. 1-2. – P. 130–140.
- [65] The CDF detector: an overview / Abe F., Amidei D., Apollinari G. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 1988. – Vol. 271, no. 3. – P. 387–403.
- [66] The DØ detector / DØ Collaboration: Abachi S., Abolins M. Acharya B.S. et al. //

Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 1994. – Vol. 338, no. 2–3. – P. 185–253.

- [67] Evidence for Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV / Abe F., Albrow M.G., Amendolia S.R. et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 73, no. 2. – P. 225–231.
- [68] Evidence for top quark production in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV / Abe F., Albrow M.G., Amendolia S.R. et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. – 1994. – Vol. 50, no. 5. – P. 2966–3026.
- [69] Observation of Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab / Abe F., Akimoto H., Akopian A. et al. (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74, no. 14. – P. 2626–2631.
- [70] Observation of the Top Quark / Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. (DØ Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74, no. 14. – P. 2632–2637.
- [71] The LHC Study Group. The Large Hadron Collider. Conceptual Design // CERN/AC/95-05 (LHC). – Geneva: CERN, 1995. – P. 43. – URL: <https://cds.cern.ch/record/291782>.
- [72] Construction and testing of a 3 m diameter  $\times$  5 m superconducting solenoid for the Fermilab collider detector facility (CDF) / Mmemura H., Mori S., Noguchi M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 1985. – Vol. 238, no. 1. – P. 18–34.
- [73] Top quark search with the D0 1992–1993 data sample / Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. // Phys. Rev D. – 1995. – Vol. 52, no. 9. – P. 4888–4889.
- [74] Direct Measurement of the Top Quark Mass / Abachi S., Abbott B., Abolins M. et al. (DØ Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79, no. 7. – P. 1197–1202.
- [75] The upgraded DØ detector / Abazov V.M., Abbott B., Abolins M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 2006. – Vol. 565, no. 2. – P. 484–488.
- [76] A. Hervé. Constructing a 4-Tesla large thin solenoid at the limit of what can be safety operated // Mod. Phys. Lett. A. – 2010. – Vol. 25, no. 20. – P. 1647–1666.
- [77] CMS Collaboration. Commissioning and performance of the CMS pixel tracker with cosmic ray muons // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03007. – 37 p.

- [78] CMS Collaboration. Commissioning and performance of the CMS silicon strip tracker with cosmic ray muons // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03008. – 45 p.
- [79] CMS Collaboration. Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03010. – 40 p.
- [80] CMS Collaboration. Performance of the CMS hadron calorimeter with cosmic ray muons and LHC beam data // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03012. – 34 p.
- [81] CMS Collaboration. Performance of the CMS drift tube chambers with cosmic rays // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03015. – 46 p.
- [82] CMS Collaboration. Performance of the CMS cathode strip chambers with cosmic rays // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03018. – 39 p.
- [83] CMS Collaboration. Performance study of the CMS barrel resistive plate chambers with cosmic rays // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03017. – 32 p.
- [84] CMS Collaboration. Performance of CMS muon reconstruction in cosmic-ray events // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03022. – 47 p.
- [85] Design, performance, and calibration of CMS forward calorimeter wedges / The CMS-HCAL Collaboration: Abdullin S., Abramov V., Acharya B. et al. // Eur. Phys. J. C. – 2008. – Vol. 53, no. 1. – P. 139–166.
- [86] TOSCA/OPERA-3d 18R2 Reference Manual // Cobham CTS Ltd. – Kidlington, Oxfordshire, UK. – 2018. – P. 1–916.
- [87] 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. – P. 368–374.
- [88] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред // Москва: «Наука», 1982. – С. 154–163.
- [89] 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. – P. 423–440.
- [90] Тамм И.Е. Основы теории электричества // Москва: «Наука», 1976. – С. 285–288.

- [91] 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. – P. 1649–1656.
- [92] Hervé A. The CMS Detector Magnet // IEEE Trans. Appl. Superconduct. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – P. 389–394.
- [93] The CMS Conductor / Horvath I.L., Dardel B., Marti H.-P. et al. // IEEE Trans. Appl. Superconduct. – 2000. – Vol. 10, no. 1. – P. 395–398.
- [94] Klioukhine V. Calculation of Magnetic Forces on the CMS Coil with TOSCA // DSM/DAPNIA/STCM Technical Report 5C 2100T-M 1000 020 97. – 1997. – 14 p. – URL: <https://istina.msu.ru/conferences/presentations/3048125/>.
- [95] Klioukhine V. Magnetic Forces in the CMS Magnetic System Calculated with TOSCA // DSM/DAPNIA/STCM Technical Report 5C 2100T-M 1000 023 97. – 1997. – 22 p. – URL: <https://istina.msu.ru/conferences/presentations/3048125/>.
- [96] Klioukhine V.I. The TOSCA-GEANT Interface Tools // CMS Conference Report CMS CR 1998/016, Geneva: CERN, 1998. – 5 p. – URL: [http://cmsdoc.cern.ch/documents/98/cr98\\_016.pdf](http://cmsdoc.cern.ch/documents/98/cr98_016.pdf).
- [97] Klyukhin V.I. Interface Program for POISSON and GEANT Packages // Proc. of Int. Conf. on Computing in High Energy Physics '92. Editors: C. Verkerk and W. Wojcik. CERN Report 92-07. – Geneva: CERN, 1992. – P. 844–846. – ISBN: 92-9083-049-2. – URL: <https://istina.msu.ru/conferences/presentations/3047947/>.
- [98] Volume-Based Representation of the Magnetic Field / Amapane, N., Andreev V., Drollinger V., Karimaki V., Klyukhin V., Todorov T. // CMS Conference Report CMS CR 2005/011, Geneva: CERN, 2005. – 4 p. – URL: [http://cmsdoc.cern.ch/documents/05/cr05\\_011.pdf](http://cmsdoc.cern.ch/documents/05/cr05_011.pdf).
- [99] Hall E.H. On a New Action of the Magnet on Electric Currents // Am. J. Math. – 1879. – Vol. 2, no. 3. – P. 287–292.
- [100] NMR Teslameter PT 2025 – User's Manual / METROLAB Instruments SA // San Carlos, CA: GMW Associates, 2003. – 75 p. – URL: [https://gmw.com/wp-content/uploads/2019/03/ML\\_MAN\\_PT2025-V2-R1-Sep-03.pdf](https://gmw.com/wp-content/uploads/2019/03/ML_MAN_PT2025-V2-R1-Sep-03.pdf).

- [101] Sanfilippo S. Hall probes: physics and application to magnetometry // Proc. of the CAS–CERN Accelerator School: Magnets. Bruges, Belgium, 16–25 June 2009. Edited by D. Brandt. arXiv:1105.5069; CERN-2010-004. – Geneva: CERN, 2010. – P. 439, 448–449. – ISBN 978–92–9083–355–0. – URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1158462/files/cern-2010-004.pdf>.
- [102] Boterenbrood H. B-sensor with addressable Serial Peripheral Interface: user manual. Version 1.5 // Amsterdam: NIKHEF, 2001. – 9 p. – URL: <http://www.nikhef.nl/pub/departments/ct/po/html/Bsensor/Bsensor.pdf>.
- [103] A High Precision 3D Magnetic Field Scanner for Small to Medium Size Magnets / Bergsma F., Blanc P.H., Garnier F., Giudici P.A. // IEEE Trans. Appl. Superconduct. – 2016. – Vol. 26, no. 4. – P. 9000204.
- [104] Bergsma F. Calibration of Hall sensors in three dimensions // Presented at the 13th Int. Magnetic Measurement Workshop. – Stanford, CA: SLAC, 2003. – 34 p. – URL: <https://www.slac.stanford.edu/cgi-bin/getdoc/slac-wp-029-ch13-Bergsma.pdf>.
- [105] Bergsma F. Progress on the 3D calibration of hall probes // Presented at the 14th Int. Magnetic Measurement Workshop. – Geneva: CERN, 2005. – 29 p. – URL: <https://indico.cern.ch/event/408147/contributions/980914/>.
- [106] Bergsma F. 3D Hall probes applications // Presented at the 15th Int. Magnetic Measurement Workshop. – Batavia, IL: FNAL, 2007. – 26 p. – URL: [http://fxb.web.cern.ch/fxb/immw15/3d\\_HallProbes\\_Applications\\_Bergsma.pdf](http://fxb.web.cern.ch/fxb/immw15/3d_HallProbes_Applications_Bergsma.pdf).
- [107] LabVIEW Software National Instruments // Austin, TX, USA.
- [108] Boterenbrood H. CANopen: high-level protocol for CAN-bus. Version 3.0 // Amsterdam: NIKHEF, 2000. – 23 p. – URL: <http://www.nikhef.nl/pub/departments/ct/po/doc/CANopen30.pdf>.
- [109] Boterenbrood H. MDT-DCS CANopen Module: user manual & reference. Version 2.6 // Amsterdam: NIKHEF, 2008. – 72 p. – URL: <https://www.nikhef.nl/pub/departments/ct/po/html/MDT/MDT-DCS-CANnode-v26.pdf>.

- [110] Hall Sensor KSY44 Datasheet // SIEMENS Semiconductor Group, 1998. – 3 p. – URL: <http://www.hoeben.com/productdata/Siemens%20KSY44%20Datasheet.pdf>.
- [111] Magnetic field map with 2014 measurements for the LHCb dipole magnet / Schubiger M., Schindler H., Blanc F., Lindner R., Martinelli M., Sainvitu P. // LPHE Note 2015-03. – Lausanne: LPHE, 2016. – 54 p. – URL: [https://lphe.epfl.ch/publications/2015/LPHE-2015-003\\_v2.pdf](https://lphe.epfl.ch/publications/2015/LPHE-2015-003_v2.pdf).
- [112] Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики // Москва: «Наука», 1972. – С. 671–694.
- [113] Tchébychew P. Théorie des mécanismes connus sous le nom de parallélogrammes (lu dans l’assemblée le 28 janvier 1853) // Mém. des sav. étrang. prés. à l'Acad. de St. Pétersbourg. – 1854. – Vol. 7. – P. 537–568. – URL : <https://www.biodiversitylibrary.org/page/37115497#page/579/mode/1up>.
- [114] On a Possibility to Measure the Magnetic Field Inside the CMS Yoke Elements / Klioukhine V., Smith R.P., Curé B., Lesmond C. // arXiv:2202.00321; CMS NOTE 2000/071. – Geneva: CERN, 2000. – 10 p. – URL: [http://cmsdoc.cern.ch/documents/00/note00\\_071.pdf](http://cmsdoc.cern.ch/documents/00/note00_071.pdf).
- [115] ELEKTRA/OPERA-3d User Guide. Version 9.0 // Vector Fields Limited – Kidlington, Oxford, UK. – 2003. – P. 6-19–6-34.
- [116] Measurement Computing Corporation, Norton, MA, USA.
- [117] Digi International Inc., Minnetonka, MN, USA.
- [118] 3Com Corporation, Marlborough, MA, USA
- [119] Functional Manual SIMATIC S7-1500 – A5E03735815-AL // Siemens AG Digital Industries. – Nurnberg: SIEMENS, 2023 – 424 p. – URL: [https://support.industry.siemens.com/cs/attachments/59192925/s71500\\_communication\\_function\\_manual\\_en-US\\_en-US.pdf](https://support.industry.siemens.com/cs/attachments/59192925/s71500_communication_function_manual_en-US_en-US.pdf).
- [120] Gluckstern R.L. Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors // Nuclear Instruments and Methods. – 2015. – Vol. 24. – P. 507–573. DOI:10.1016/0029-554X(63)90347-1.

- [121] FCC-hh: The Hadron Collider. Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3 / Abada A., Abbrescia M., AbdusSalam S.S., Abdyukhanov I., et.al. // Eur. Phys. J. Special Topics – 2019. – Vol. 228, no. 4. – P. 755–1107. – p. 964. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900087-0.
- [122] Design of a 56-GJ Twin Solenoid and Dipoles Detector Magnet System for the Future Circular Collider / Bielert E.R., Berriaud C., Curé B., Dudarev A., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2016. – Vol. 26, no. 3. – P. 4003506. – 6 p. DOI: 10.1109/TASC.2016.2528988.
- [123] Iron-free detector magnet options for the future circular collider / Mentink M., Dudarev A., Pais Da Silva H.F., Rolando G., et al. // Phys. Rev. Accel. Beams – 2016. – Vol. 19, no. 11. – P. 111001. – 9 p. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.111001.
- [124] Design of the Optional Forward Superconducting Dipole Magnet for the FCC-hh Detector / Bielert E.R., Berriaud C., Curé B., Dudarev A., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2018. – Vol. 28, no. 4. – P. 4500204. – 4 p. DOI: 10.1109/TASC.2018.2813535.
- [125] FCC Physics Opportunities. Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 1 / Abada A., Abbrescia M., AbdusSalam S.S., Abdyukhanov I., et.al. // Eur. Phys. J. C – 2019. – Vol. 79, no. 6. – P. 474. – 161 p. DOI: 10.1140/epjc/s10052-019-6904-3.
- [126] The CMS Collaboration. High-precision measurement of the W boson mass with the CMS experiment at the LHC / Chekhovsky V., Hayrapetyan A., Makarenko V., Tumasyan A., et al. // arXiv:1201.3084; CERN-EP-2024-308 – Geneva: CERN, 2024. – P. 19 – 73 p. – URL: <https://arxiv.org/pdf/2412.13872.pdf>.
- [127] Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders / Gao Y., Gritsan A.V., Guo Z., Melnikov K., Schulze M., Tran N.V. // Phys. Rev. D – 2010. – Vol. 81, no. 7. – P. 075022. – 27 p. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.075022.
- [128] Spin and parity of a single-produced resonance at the LHC / Bolognesi S., Gao Y., Gritsan A.V., Melnikov K., Schulze M., Tran N.V., Whitbeck A. // Phys. Rev. D – 2012. – Vol. 86, no. 9. – P. 095031. – 21 p.

- [129] Constraining anomalous HVV interactions at proton and lepton colliders / Anderson I., Bolognesi S., Caola F., Gao Y., Gritsan A.V., Martin C.B., Melnikov K., Schulze M., Tran N.V., Whitbeck A., Zhou Y. // Phys. Rev. D – 2014. – Vol. 89, no. 3. – P. 035007. – 25 p.
- [130] PYTHIA 6.4 physics and manual / Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. // J. High Energy Phys. – 2006. – Vol. 2006, no. 05. – P. 026. – 581 p.
- [131] Geant4—a simulation toolkit / Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A – 2003. – Vol. 506, no. 3. – P. 250–303.
- [132] Geant4 developments and applications / Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2006. – Vol. 53, no. 1. – P. 270–278.
- [133] The CMS Collaboration. The CMS trigger system // JINST. – 2017. – Vol. 12, no. P01020. – 118 p.
- [134] CMS Collaboration. Commissioning of the CMS High-Level Trigger with cosmic rays // JINST. – 2010. – Vol. 5, no. T03005. – 32 p.
- [135] The CMS Collaboration. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker // JINST. – 2014. – Vol. 9, no. P10009. – 80 p.
- [136] Fruhwirth R. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect A. – 1987. – Vol. 262, no. 2–3. – P. 444–450.
- [137] Speeding up Particle Track Reconstruction using a Parallel Kalman Filter Algorithm / Lantz S., McDermott K., Reid M., // JINST – 2020. – Vol. 15, no. 9. – P. P09030. – 23 p.
- [138] Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Differential Distributions. Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group / Editors: Dittmaier S., Mariotti C., Passarino G., Tanaka R. // arXiv:1201.3084; CERN-2012-002 – Geneva: CERN, 2012. – 275 p. – ISBN 978-92-9083-371-0. – URL: <http://cds.cern.ch/record/1416519>.
- [139] Electron reconstruction in CMS / Baffioni S., Charlot C., Ferri F., Fulyan D., Meridiani P., Puljak I., Rovelli C., Salerno R., Sirois Y. // Eur. Phys. J. C – 2007. – Vol. 49, no. 4. – P. 1099–1116.

- [140] The CMS Collaboration. Electron reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. // CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-EGM-10-004 – Geneva: CERN, 2010. – 17 p. – URL: <http://cds.cern.ch/record/1299116>.
- [141] Reconstruction of electrons with the Gaussian-sum filter in the CMS tracker at the LHC / Adam W., Frühwirth R., Strandlie A., Todorov T. // J. Phys. G – 2005. – Vol. 31, no. 9; arXiv:physics/0306087. – 6 p.
- [142] The CMS Collaboration. Energy calibration and resolution of the CMS electromagnetic calorimeter in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // JINST. – 2013. – Vol. 8, no. P09009. – 52 p.
- [143] Nisati A., Tonelli G. The discovery of the Higgs boson at the Large Hadron Col-  
lider // La Rivista del Nuovo Cimento. – 2015. – Vol. 38, no. 11. – P. 507–573.  
DOI: 10.1393/ncr/i2015-10118-8.
- [144] Нисати А., Тонелли Г. Открытие бозона Хиггса на Большом адронном кол-  
лайдере / Пер. с англ. И. Н. Горбунова, А. В. Зарубина, С. В. Шматова. –  
Дубна: ОИЯИ, 2018. – 117 с. – (Физика на LHC) – ISBN 978-92-9083-358-1.
- [145] Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via Its Decays to Z Boson Pairs / Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 110, no. 8. – P. 081803. – 15 p. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.081803.
- [146] 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. – 27 p.
- [147] Review of Particle Physics / Beringer J., Arguin J.-F., Barnett R.M. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 86, no. 1. – P. 010001. – 1526 p. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001.
- [148] 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 – 54 p.
- [149] 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. – 59 p.