

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ**

**Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук**

На правах рукописи

Стрельников Никита Олегович

**ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ОНДУЛЯТОРОВ
НА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ
ЛАЗЕРОВ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ**

Специальность 01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и
ускорительная техника

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН, профессор
Винокуров Николай Александрович

Новосибирск – 2016

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Ондюляторное излучение в рентгеновских ЛСЭ и его зависимость от основных параметров ондюлятора.....	10
1.1. Излучение релятивистских заряженных частиц в вакууме	10
1.1.1. Синхротронное излучение.....	10
1.1.2. Излучение при движении заряда по синусоидальной траектории	17
1.1.3. Движение заряженной частицы в магнитном поле	20
1.2. Вигглеры и ондюляторы	21
1.2.1. Спектр излучения вперёд.....	22
1.2.2. Пространственное распределение ондюляторного излучения	24
1.3. Допуски на параметры поля ондюлятора.....	26
ГЛАВА 2. Некоторые аспекты достижения предельной точности при магнитных измерениях датчиком Холла	28
2.1. Описание применяемых в MM1 APS методов магнитных измерений	29
2.1.1. Длинная катушка	29
2.1.2. Датчик Холла и мини-катушка	34
2.2. Стабильность нуля.....	37
2.3. Точность и стабильность измерений сильного магнитного поля.....	38
2.4. Планарный эффект Холла.....	44
2.5. Ошибки при калибровке датчиков Холла	48
2.6. Изменение температуры датчика Холла во время сканирования.....	50
ГЛАВА 3. Влияние поля Земли на магнитные свойства вертикального и горизонтального ондюляторов.....	52
3.1. Экспериментальное определение эффекта от магнитного поля Земли в зазоре ондюлятора.....	53
3.1.1. Влияние горизонтальной компоненты поля Земли на характеристики ондюлятора.....	54
3.1.2. Влияние вертикальной компоненты поля Земли на характеристики ондюлятора	56
3.2. Численное моделирование прохождения магнитного поля Земли в зазор ондюлятора ..	58
3.2.1. Описание расчётной модели.....	58
3.2.2. Результаты моделирования для UNA33 №6 и APS27 №5	61
3.2.3. Прохождение поля Земли через зазор горизонтального ондюлятора	65
ГЛАВА 4. Вертикально поляризирующий ондюлятор с динамической компенсацией магнитных сил.....	69
4.1. Расчёт прогиба несущей балки с магнитной структурой	69
4.1.1. Общее решение задачи для балки с распределённой силой и набором из N сосредоточенных сил	69
4.1.2. Расчёт магнитной силы для магнитной структуры LCLS-II с учётом полного распределения магнитного поля	73
4.1.3. Эффект краёв магнитной структуры при расчёте прогиба балки.....	78
4.1.4. Расчёт распределения магнитного поля в зазоре с деформированными балками	81
4.1.5. Изменение нагрузки на балку и компенсирующих сил при её деформации	82

4.1.6. Анализ прогиба балки для магнитной структуры LCLS-II под действием магнитной нагрузки без компенсации и с компенсацией набором из 18 сосредоточенных сил	83
4.1.7. Анализ эффекта от систематических и случайных ошибок в системе компенсации магнитной нагрузки.....	94
4.2. Эффект механических деформаций несущих балок на магнитные характеристики ондулятора.....	97
4.3. Генерация компенсирующей силы пружинами.....	102
4.4. Экспериментальная проверка компенсации магнитной силы ондулятора набором конических пружин	105
4.4.1. Описание 0,847-метрового прототипа и используемой магнитной структуры.....	105
4.4.2. Пружины для системы компенсации магнитной силы	106
4.4.3. Тесты механических элементов конструкции	108
4.4.4. Результаты магнитных измерений.....	111
4.5. Полноразмерный прототип горизонтального ондулятора LCLS-II с динамической компенсацией магнитных сил.	113
4.5.1. Основные элементы полноразмерного (3,4 м) прототипа HGVPU	114
4.5.2. Пружинные блоки для компенсации магнитной силы	117
4.5.3. Механические характеристики HGVPU.....	121
4.5.4. Магнитные характеристики HGVPU.....	127
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	129
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	132

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Существующие и разрабатываемые в настоящее время рентгеновские лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) нацелены на генерацию пространственно-когерентного рентгеновского излучения высокой яркости и его последующего использования для уникальных научных экспериментов в различных дисциплинах, охватывающих физику, химию, материаловедение и биологию. Для генерации такого излучения необходимо применение ондуляторов с предельно достижимыми параметрами (достаточно широкий диапазон изменения поля, короткий период, малый магнитный зазор) и жёсткими допусками на магнитное поле. Разработка, строительство, настройка и введение в строй подобных устройств требуют значительных ресурсов и времени, и зачастую необходимо применение новых идей и технологий для реализации такого проекта.

На абсолютном большинстве источников рентгеновского излучения (РИ), использующих релятивистские электроны, включая лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), применяются ондуляторы с вертикально ориентированным магнитным полем (см., например, [1], [2]). Предпочтительность такой ориентации является результатом сильной асимметрии поперечного сечения электронного пучка в источниках РИ 3-го поколения – горизонтальный размер намного больше вертикального. И, хотя электронный пучок в ЛСЭ довольно симметричен в поперечном сечении, это не используется в конструкции ондуляторов. Такое положение может измениться в ближайшее время благодаря строительству новых рентгеновских ЛСЭ и появлению электронных накопителей со сверхмалым эмиттансом. В связи с этим задача разработки новых типов плоского ондулятора с горизонтальным магнитным полем становится актуальной.

Существует по крайней мере два основных достоинства поворота поля ондулятора на 90 градусов. Одно из них связано с поворотом поляризации излучения, который существенно упрощает конструкцию и улучшает параметры монохроматоров и систем распределения излучения [3]. Второе преимущество связано с «гравитационно-нейтральной» конструкцией механических систем самого ондулятора. Если объединить подобную конструкцию с системой компенсации магнитных сил, механизм контроля зазора ондулятора может стать довольно компактным и простым без ущерба для воспроизводимости и точности установки зазора ондулятора.

В настоящее время на ЛСЭ во всём мире применяют традиционный подход при конструировании механизмов контроля зазора ондуляторов вне зависимости от типа

устройства: вневакуумные, вакуумные, типа APPLE и т.д. Эти конструкции включают очень жёсткие и зачастую очень громоздкие балки, которые способны выдержать значительные (десятки кН) магнитные силы без заметных деформаций, и очень точные механические компоненты, которые позволяют контролировать магнитный зазор такого ондулятора на микронном уровне. Обычно производство таких устройств требует уникальных станков, которые могут обрабатывать балку длиной несколько метров с точностью до нескольких микрон.

Недавно, после более чем десяти лет разработки, в рамках проекта Европейского Рентгеновского ЛСЭ (EXFEL) было успешно построено несколько десятков ондуляторов длиной 5 метров каждый с очень сложной системой контроля зазора, которая удовлетворяет требованиям EXFEL [4]. При разработке ондулятора для рентгеновского ЛСЭ SACLA XFEL в Японии была выбрана конструкция вакуумного ондулятора, разработанного для накопителя SPring-8 [5], а для ЛСЭ FERMI в Триесте (Италия) используются ондуляторы типа APPLE [6]. Строящийся рентгеновский ЛСЭ в Поханге (Южная Корея) адаптирует конструкцию ондулятора EXFEL [7], а на Швейцарском ЛСЭ применяют подход SACLA с вакуумными ондуляторами [8]. Однако все эти устройства представляют собой ондуляторы с вертикальным магнитным полем и массивными балками, на которых устанавливается магнитная структура, и, соответственно, обладают всеми выше перечисленными недостатками. Поворот этих устройств для создания горизонтального магнитного поля, делает их очень громоздкими.

Для того чтобы сократить поперечный размер ондуляторов без ущерба для воспроизводимости и точности выставки зазора устройства, необходимо уменьшить механизм управления зазором ондулятора и в первую очередь несущие балки. Как уже упоминалось ранее, сделать это позволяет система компенсации магнитных сил. Впервые полная компенсация магнитной силы между магнитными структурами ондулятора была предложена Р. Карром [9]. Его идея заключалась в компенсации магнитной силы дополнительной, дублирующей магнитной структурой. При этом дублирование осуществлялось для каждой балки в отдельности, что увеличивало количество магнитов и полюсов – одних из самых дорогих элементов устройства – в три раза. Таким образом, данный способ значительно усложнял конструкцию и делал устройство громоздким и дорогим. Разработкой ондулятора с компенсацией магнитной силы так же занимаются в RIKEN SPring-8 Center. Было предложено два способа реализации данной идеи. Первый следует подходу, предложенному Р. Карром. Уравновешивание магнитной силы осуществляется дополнительными магнитными структурами [10]. Второй способ заключается в фазовом сдвиге верхней и нижней магнитных структур относительно друг друга [11]. Реализация данного подхода возможна только для

магнитной структуры Хальбаха, оставаясь непригодной для широко распространённого гибридного ондулятора.

Наиболее перспективным в настоящее время видится использование пружин в качестве контрсилы. Их применение не является чем-то новым при строительстве ондуляторов и вигглеров. Например, при строительстве вакуумного вигглера WSV50 в SOLEIL (Франция) была применена компенсация магнитной силы набором линейных пружин [12], [13]. При этом использовалось два типа линейных пружин с разным коэффициентом жёсткости. В данном устройстве пружины были установлены непосредственно в зазоре между несущими балками. Данный подход имеет два существенных недостатка. Первый – это ограниченный доступ в зазор между магнитными структурами, что сильно осложняет размещение вакуумной камеры во вневакуумных устройствах, а также проведение магнитных измерений и магнитную настройку устройства. Второй – зависимость магнитной силы существенно нелинейна, и аппроксимация его двумя прямыми приводит к значительной нескомпенсированной силе. Это сохраняет необходимость использования достаточно массивных несущих балок.

Таким образом, несмотря на постоянные попытки решить задачу компенсации магнитной силы при строительстве ондуляторов и вигглеров, в настоящее время не построено ни одного штатно работающего устройства с полной компенсацией магнитной силы.

Из всего вышеизложенного можно сделать вывод, что создание компактных ондуляторов с горизонтальным магнитным полем и компенсацией магнитных сил, удовлетворяющей жёстким требованиям источников РИ 4-го поколения, является актуальной и востребованной задачей.

Цель диссертационной работы

Данная работа посвящена исследованию некоторых аспектов создания прецизионных ондуляторов на постоянных магнитах, позволяющих удовлетворять жёстким требованиям современных рентгеновских ЛСЭ. Целями данной работы являются разработка концепции точной компенсации магнитных сил для несущего механизма ондулятора с горизонтальным полем и изменяемым зазором, а также усовершенствование методов магнитных измерений, применяемых при измерении полей ондуляторов. Для достижения поставленных целей необходимо решить следующие **задачи**:

1. Сформулировать допуски и возможные источники ошибок при проведении магнитных измерений ондулятора с изменяемым зазором и его последующей настройке; определить способы улучшения точности магнитных измерений до

уровня, соответствующего требованиям, предъявляемым к источникам РИ 4-го поколения.

2. Исследовать влияние механических деформаций несущих балок на магнитные свойства ондулятора с горизонтальным полем.
3. Согласно проведённому исследованию и требованиям к будущему ондулятору LCLS-II определить требования к механизму компенсации магнитных сил и соответствующие допуски.
4. Произвести анализ механизма компенсации магнитных сил с помощью пружин. Определить возможные способы корректировки силы, генерируемой компенсирующим механизмом.
5. Разработать подобный механизм для короткого (0,847 м) прототипа «горизонтального» ондулятора с магнитной структурой UNA 33. Экспериментально исследовать механические свойства данного прототипа. Определить основные недостатки разработанного механизма компенсации магнитных сил и возможные способы их устранения.
6. На основе полученных данных разработать систему компенсации магнитных сил для полноразмерного (3,4 м) прототипа «горизонтального» ондулятора LCLS-II. Экспериментально исследовать механические свойства данного прототипа.

Личный вклад автора включает участие в постановке задачи, проведение численных и аналитических расчётов, проведение экспериментальной работы, анализ результатов и подготовку публикаций.

Научная новизна

Впервые проведена тщательная проверка точности двухосевого датчика Холла фирмы Senis.

Впервые подробно экспериментально и теоретически изучено влияние остаточного магнитного поля в помещении («поля Земли») на поле внутри ондулятора.

Построенные в Аргоннской национальной лаборатории (ANL, США) короткий (0,847 м) и полноразмерный (3,4 м) прототипы ондулятора с горизонтальным магнитным полем и изменяемым магнитным зазором являются первыми в мире специализированными

ондуляторами для генерации РИ с вертикальной поляризацией. Использование подобных устройств становится возможным благодаря строительству новых источников РИ 4-го поколения. К тому же данные устройства являются первыми компактными ондуляторами с полной компенсацией магнитных сил во всём диапазоне рабочих зазоров. Для уравнивания магнитных сил впервые были применены наборы конических пружин, обладающих нагрузочной характеристикой, точно соответствующей зависимости силы от зазора для данной магнитной структуры.

Научная и практическая ценность

Проделанная работа доказала возможность генерации вертикально поляризованного жёсткого рентгеновского излучения на современных рентгеновских ЛСЭ. Результаты данной работы послужили основанием для разработки и создания полноразмерного (3,4 м) прототипа серийного ондулятора с горизонтальным полем для рентгеновского ЛСЭ LCLS-II. При строительстве ондуляторов данного типа на последнем будет генерироваться жёсткое рентгеновское излучение с вертикальной поляризацией в диапазоне энергий 1 – 25 КэВ.

Практическая же ценность проделанной работы состоит в простоте и относительной дешевизне изготовления предлагаемого ондулятора, его компактности. Кроме того, вертикальная поляризация генерируемого излучения значительно упрощает использование монохроматоров и строительство экспериментальных станций. В процессе выполнения работы была усовершенствована применяемая в ANL методика магнитных измерений и настройки ондуляторов, что упростит и ускорит процесс настройки серийных устройств. Разработанные методы улучшения точности магнитных измерений и конструкция ондулятора могут быть использованы в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, НИЦ «Курчатовский институт» и других ускорительных центрах.

Основные положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие положения:

1. Применение датчика Холла для измерений основных параметров ондулятора, включая его интегральные характеристики, с точностью до 0,05 Гс (17 Гс·см для первого интеграла поля).

2. Изучено влияние внешних магнитных полей на настройку и рабочие характеристики ондуляторов с учётом магнитно-восприимчивых элементов конструкции.
3. Исследована зависимость деформаций несущих балок от конфигурации механизма компенсации магнитной силы.
4. Изучена зависимость деформации несущей балки от магнитной нагрузки при её компенсации сосредоточенными силами.
5. Изучена деформация несущей балки при наличии ошибок в системе компенсации магнитной силы.
6. Изучена зависимость основных параметров ондулятора (фазовых ошибок) от деформаций несущих балок.
7. Разработан и экспериментально изучен механизм компенсации магнитных сил с помощью конических пружин. Предложены и исследованы способы корректировки сосредоточенных сил компенсирующего механизма.
8. Построен и экспериментально изучен короткий прототип (0,8 метра) горизонтального ондулятора с системой компенсации магнитной силы.
9. Создан и настроен полноразмерный прототип (3,4 метра) горизонтального ондулятора с системой компенсации магнитной силы для проекта рентгеновского ЛСЭ LCLS-II, удовлетворяющий всем требованиям LCLS-II.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Текст диссертации содержит 133 страниц, 103 рисунка и 2 таблицы. Список литературы состоит из 36 работ.

ГЛАВА 1. Ондуляторное излучение в рентгеновских ЛСЭ и его зависимость от основных параметров ондулятора

Физические аспекты ондуляторного излучения хорошо изложены в статьях Н.А. Винокурова и Е.Б. Левичева [2], [14]. Содержание данной главы полностью взято из данных работ.

1.1. Излучение релятивистских заряженных частиц в вакууме

Напомним некоторые сведения, касающиеся излучения заряженных частиц. Определим радиус-вектор $\mathbf{n}R_{12} = \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}$, направленный из точки $\boldsymbol{\rho}$, в которой находится точечный заряд e , движущийся со скоростью $\dot{\boldsymbol{\rho}} = \mathbf{v} = \boldsymbol{\beta}c$ (c – скорость света в вакууме) в точку \mathbf{R} , в которой измеряется поле излучения. На больших расстояниях, $R \gg \rho$, от заряда можно считать, что $\mathbf{n} \approx \mathbf{R}/R$ и $R_{12} \approx R - \mathbf{n}\boldsymbol{\rho}$. Тогда электрическое поле излучения имеет вид [15]

$$\mathbf{E} = \frac{e}{cR} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]}{(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta})^3} = \frac{e}{cR} \frac{d}{dt} \frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta}} = -\frac{e}{c} \frac{d^2}{dt^2} \frac{\boldsymbol{\rho} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\boldsymbol{\rho})}{R}, \quad (1)$$

где все величины в правой части берутся в предшествующий момент времени $t' = t - R_{12}/c$. При выводе второго и третьего равенств в (1) использовано соотношение

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta}}. \quad (2)$$

Последняя часть формулы (1) показывает, что поле излучения пропорционально угловому ускорению положения заряда, наблюдаемого из точки измерения поля [16]

1.1.1. Синхротронное излучение

Простейший пример синхротронного излучения – это излучение заряда, равномерно вращающегося по часовой стрелке по окружности радиусом r с угловой частотой Ω . Найдём поле излучения в плоскости вращения, выбрав для определённости точку наблюдения на оси x (рис. 1). В этом случае координаты заряда можно представить, как

$$x(t') = r \sin(\Omega t'), \quad y(t') = r[\cos(\Omega t') - 1], \quad c(t-t') = \sqrt{y^2(t') + (R-x(t'))^2} \approx R - x(t'),$$

а из формулы (1) получаем единственную ненулевую компоненту поля:

$$E_y(R,0,0,t) = \frac{e \beta}{Rr} \frac{\cos(\Omega t') - \beta}{[1 - \beta \cos(\Omega t')]^3}. \quad (3)$$

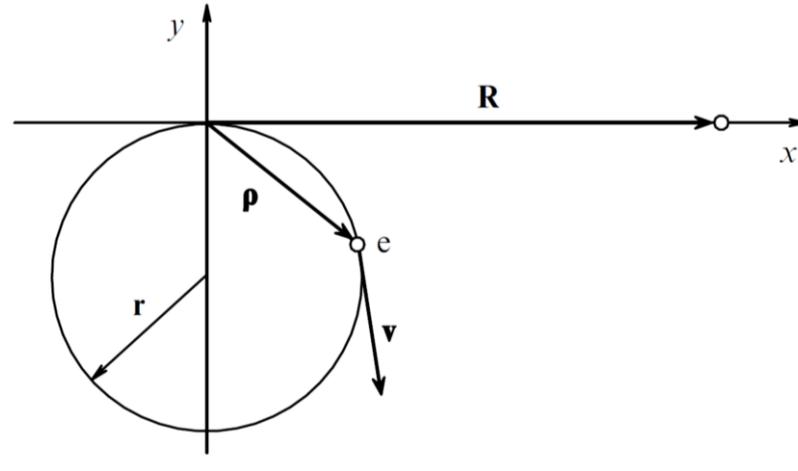


Рисунок 1. Заряд, равномерно вращающийся по часовой стрелке по окружности радиусом r со скоростью v . Точка наблюдения находится на оси x .

При медленном ($v \ll c$) вращении запаздыванием за время излучения можно пренебречь, т.е. считать, что $t \approx t' + R/c$. Тогда из (3) получим обычную формулу дипольного излучения:

$$E_y(R,0,0,t) = \frac{e \Omega^2 r \cos[\Omega(t - R/c)]}{c^2 R}, \quad (4)$$

причём в правой части (4) в числителе стоит вторая производная проекции дипольного момента на ось y .

Производная (2), которая выражается как

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}} = \frac{1}{1 - dx(t')/dt'} = \frac{1}{1 - \beta \cos(\Omega t')}, \quad (5)$$

характеризует видимую неравномерность вращения. Причину такого видимого убыстрения движения объяснить просто. Рассмотрим прохождение зарядом малого участка верхней части окружности (рис. 2).

Пусть в точках A и B , разделённых расстоянием ds , заряд испускает короткие сигналы. Испускание сигнала из B происходит на $dt' = ds/v$ позднее. Так как точка A находится от наблюдателя на ds дальше, чем B , задержка прихода сигнала из A относительно прихода сигнала из B равна $dt = dt' - ds/c = dt'(1 - \beta)$.

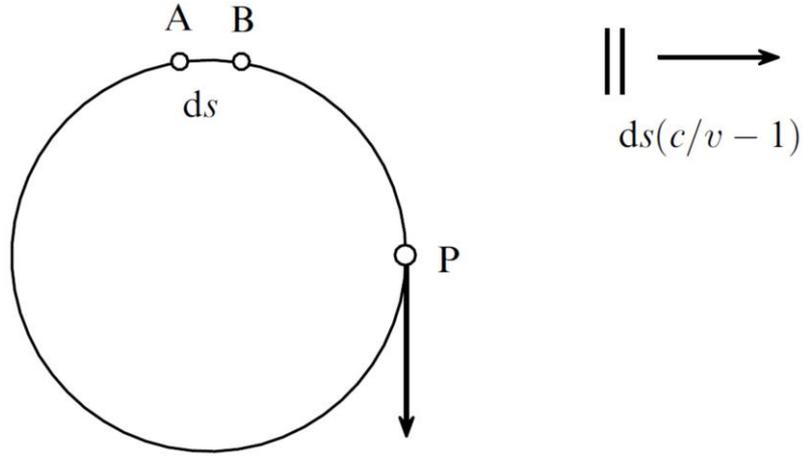


Рисунок 2. "Моментальная фотография" испущенных зарядом при прохождении точек А и В сигналов, показанных в виде двух вертикальных отрезков в правой верхней части рисунка.

Задержка между приходом сигналов меньше задержки между актами их испускания из-за разных расстояний от точки наблюдения до точек А и В испускания сигналов.

Как известно, такое изменение задержки между сигналами, связанное с конечностью скорости распространения сигнала (волны), называется эффектом Доплера. При скоростях, близких к скорости света, поле (3) велико только при фазах, близких к $\Omega t' = 2\pi n$, когда знаменатель в правой части приближается к нулю, т.е. поле представляет собой последовательность коротких импульсов,

$$E_y(R, 0, 0, t) \approx \frac{e}{rR(1-\beta)^2} \frac{1 - (1-\beta)^{-1}(\Omega t')^2 / 2}{[1 + (1-\beta)^{-1}(\Omega t')^2 / 2]^3}, \quad (6)$$

следующих с частотой $\Omega/(2\pi)$, где

$$\frac{\Omega t'}{\sqrt{2}\sqrt{1-\beta}} \approx \sqrt[3]{(1+\beta)^{1/2} + \tau} - \sqrt[3]{(1+\beta)^{1/2} - \tau}, \quad (7)$$

а

$$\tau = \frac{3}{2\sqrt{2}} \frac{\Omega(t - R/c)}{(1-\beta)^{3/2}}, \quad (8)$$

находится из решения кубического уравнения $r(\Omega t')^3/6 + t'(c - \Omega r) + R - ct = 0$.

На рисунке 3 показана зависимость электрического поля излучения от времени при разных скоростях, рассчитанная по точной формуле (3). Видно, что при скорости заряда, близкой к скорости света, длительность импульсов излучения, согласно (6), становится очень малой, тогда как амплитуда электрического поля $E_{max} \approx e/[rR(1-\beta)^2]$ сильно возрастает.

Из (6) видно, что поле излучения относительно велико только в те моменты времени, которые соответствуют нахождению заряда на отрезке дуги длиной (называемой длиной формирования синхротронного излучения)

$$l = r\Omega\Delta t = r\sqrt{2}\sqrt{1-\beta} \approx \frac{r}{\gamma}, \quad (9)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – релятивистский множитель, вблизи верхней точки окружности (далее везде будем предполагать, что $\gamma \gg 1$). Тогда вследствие эффекта Доплера длительность этих импульсов выражается как

$$\Delta t = \frac{dt}{dt'} \Delta t' = (1-\beta)^{3/2} \frac{\sqrt{2}}{\Omega} \approx \frac{1}{2\gamma^3\Omega}, \quad (10)$$

что явно следует и из формул (6) – (8). Разложив поле (3) в ряд Фурье, можно найти спектр излучения:

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{\Omega^{2\pi/\Omega}}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} E_y \exp(in\Omega t) dt = \frac{in\Omega^2 e^{2\pi/\Omega}}{2\pi cR} \int_0^{2\pi/\Omega} \frac{\beta_y}{1-\beta_y} \exp(in\Omega t) dt = \frac{in\Omega^2 \beta e}{2\pi cR} \exp\left(\frac{in\Omega R}{c}\right) \times \\ &\times \int_0^{2\pi/\Omega} \sin(\Omega') \exp(in[\Omega' - \beta \sin(\Omega')]) dt' = \frac{n\Omega \beta e}{cR} \exp\left(\frac{in\Omega R}{c}\right) J'_n(n\beta), \end{aligned} \quad (11)$$

где J'_n – производная функции Бесселя. При малых скоростях в излучении есть только первая гармоника (см. формулу (3) для дипольного излучения и пунктирную кривую на рис. 3). С возрастанием скорости появляются высшие гармоники. Так как интенсивность излучения пропорциональна квадрату поля, интенсивность каждой гармоники пропорциональна квадрату её амплитуды.

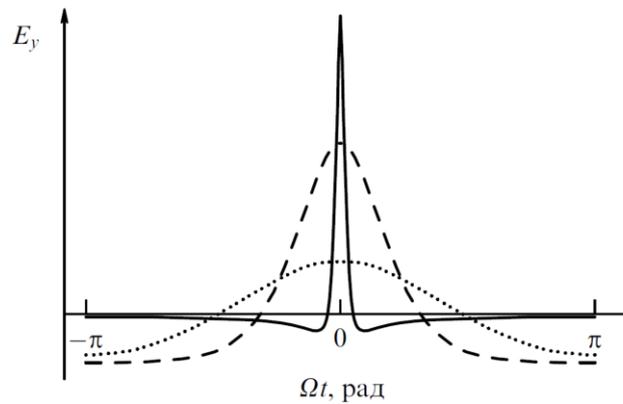


Рисунок 3. Зависимость поля излучения от фазы Ωt , изменяющейся от $-\pi$ до π (т.е. от времени), при $\beta = 0,05$ (пунктирная кривая), $\beta = 0,3$ (штриховая кривая), $\beta = 0,8$ (сплошная кривая). В двух последних случаях амплитуда поля для наглядности уменьшена соответственно в 20 и 1000 раз.

Спектры (интенсивности) излучения при разных скоростях заряда показаны на рисунке 4, из которого видно, что чем ближе скорость заряда к скорости света, тем больше гармоник в спектре излучения. В ультрарелятивистском случае при $n \gg 1$

$$J'_n(n\beta) \approx -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{n}\right)^{2/3} \Phi' \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} \right] = \frac{1}{\sqrt{3\pi}\gamma^2} K_{2/3} \left(\frac{n}{3\gamma^3} \right),$$

где Φ' – производная функции Эйри, $K_{2/3}$ – функция Макдональда порядка 2/3, и асимптотика гармоник поля (11) выражается как

$$E_n \approx \frac{ne}{\sqrt{3\pi} \gamma^2 Rr} K_{2/3} \left(\frac{n}{3\gamma^3} \right) \exp \left(\frac{inR\Omega}{c} \right). \quad (12)$$

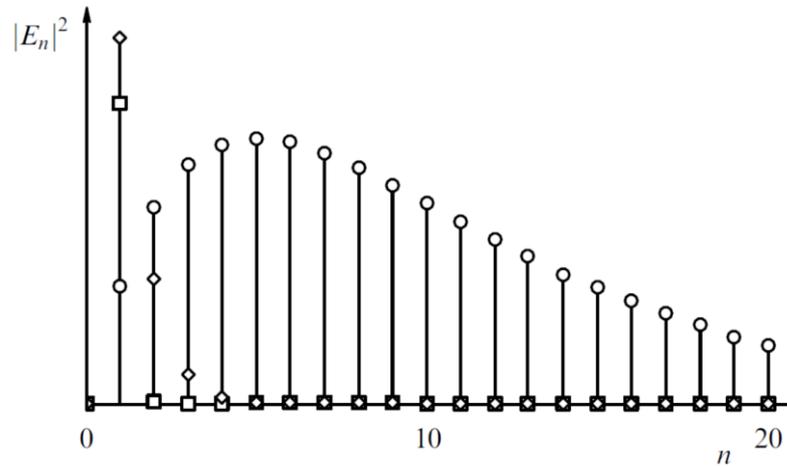


Рисунок 4. Спектры излучения при $\beta = 0,05$ (квадраты), $\beta = 0,3$ (ромбы), $\beta = 0,8$ (кружки). Для наглядности спектральная интенсивность в последних двух случаях уменьшена соответственно в 1000 и в 100000 раз.

Амплитуда гармоники максимальна при $n = 0,834n_c$, где $n_c = (3/2) \gamma^3 = 3/(4\Omega\Delta t)$ – так называемый критический номер гармоники. Высокочастотная ($n \gg n_c$) часть спектра имеет вид $|E_n|^2 \approx e^2 n \exp(-n/n_c)/(2\pi r^2 R^2)$.

Во многих современных ускорителях электроны можно ускорить до относительных энергий порядка $\gamma = 10^4$. При этом в соответствии с (10) при радиусе поворота $r = 10$ м электрон будет излучать импульсы длиной порядка $r/\gamma^3 = 10^{-11}$ м. Максимум спектра излучения приходится на номера гармоник $n_c \sim 10^{12}$, т.е. в спектре присутствуют все длины волн от 20π м (длина волны первой гармоники примерно равна периметру окружности, по которой вращается электрон) до 10^{-12} м – длины импульса излучения. Длина волны $\lambda_c = 2\pi r/n_c = (4\pi/3) r/\gamma^3$ называется критической длиной волны синхротронного излучения.

Для ультрарелятивистских ($\gamma \gg 1$) электронов вклад в формирование короткого импульса излучения даёт только окрестность наивысшей точки траектории ($y = r, x = 0$). Согласно формуле (6) длина этого участка, т.е. длина формирования (9), составляет лишь малую часть траектории электрона. Можно сказать, что излучение, распространяющееся параллельно оси x , испускается из точки траектории, в которой вектор скорости параллелен оси x . С другой стороны, так как в поле излучения вносят вклад все точки участка длиной r/γ , можно сказать, что из каждой точки траектории испускается излучение в направлениях, близких к касательной (направлению скорости частицы), с малой угловой расходимостью $1/\gamma$. Так как в знаменателе выражения (1) для поля излучения стоит доплеровский множитель $(1 - \mathbf{n}\boldsymbol{\beta})$, в точках наблюдения, отстоящих от плоскости xu на расстояние, большее чем R/γ , поле относительно мало. Следовательно, вертикальная угловая расходимость тоже имеет порядок $1/\gamma$. Таким образом, быстрые частицы излучают в основном в направлении касательной к их траектории.

В приведённом выше численном примере длина формирования составляет всего 1 мм. Рассматривая быстрый электрон, движущийся по произвольной траектории, у которой радиус кривизны и направление бинормали мало изменяются на длине формирования, мы можем применять для описания излучения электрона все формулы для синхротронного излучения. Практически важным примером являются магнитные системы циклических ускорителей электронов, состоящие из отдельных магнитов (в которых частицы движутся по дугам окружностей) длиной несколько метров, что обычно намного превышает длину формирования. В ультрарелятивистском случае, благодаря тому, что в данную точку наблюдения приходит излучение из одной точки окружности-траектории, можно изобразить простую, но поучительную картину – "мгновенную фотографию" геометрического места точек, в котором поле излучения не мало (рис. 5).

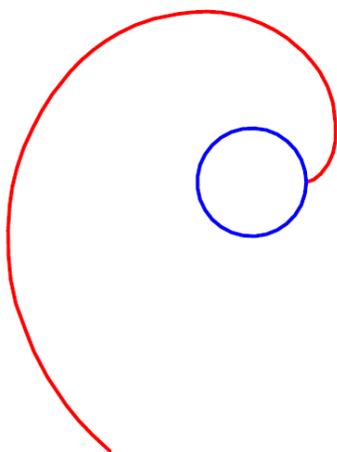


Рисунок 5. Область, в которой находится поле излучения, лежит вблизи плоскости вращения электрона и имеет вид спирали (эвольвенты окружности).

Глядя на рисунке 5, представим, что рисунок вращается по часовой стрелке вокруг центра окружности с такой угловой скоростью Ω , при которой точки окружности движутся со скоростью света (или почти со скоростью света). Кривая, на которой находится излучение, характеризуется следующим свойством. Если из любой точки окружности провести касательный луч в направлении по часовой стрелке, то этот луч пересечётся с кривой излучения по нормали. Такая кривая называется эвольвентой (развёрткой) окружности. При вращении рисунка точка пересечения этой кривой с определённым выше неподвижным касательным лучом движется со скоростью света. Итак, для синхротронного излучения картина излучения очень наглядна – поле, оторвавшееся от заряда из-за конечности скорости распространения, "отлетает" в направлении скорости электрона, т.е. "движется по инерции".

Следует отметить, что формула (1) описывает поле излучения, определяемое как поле на расстояниях R от источника, значительно превышающих размеры последнего. Поэтому с самого начала предполагалось, что $R \gg r$. С другой стороны, как показано выше, для ультрарелятивистских частиц (далее мы будем рассматривать только их) источником является не вся траектория, а только длина формирования, т.е. малая дуга длиной $l = r/\gamma$. Поэтому вышеизложенные результаты справедливы и для $R \gg l$, т.е. для гораздо меньших расстояний. Правда, это не в полной мере касается низкочастотной части излучения с $\lambda \gg \lambda_c$. Из разложения $n(1 - \beta)\Omega t' + n\beta(\Omega t')^3/6$ фазы экспоненты в выражении для амплитуды фурье-гармоники (11) видно, что при $n \ll n_c$ первым членом разложения можно пренебречь и вклад в амплитуду даёт лишь дуга $\Omega t' \sim n^{-1/3}$. Поэтому для гармоники с $n \ll n_c$ длина формирования $l_n = rn^{-1/3}$ больше $l = r/\gamma$, а условие того, что точка наблюдения находится в дальней зоне, принимает вид $R \gg l_n$. Соответственно, как и для любого протяжённого когерентного источника, минимальная угловая расходимость излучения имеет порядок не $1/\gamma$, а $(\lambda/l_n)^{1/2} \sim n^{-1/3}$.

Вообще, интересной особенностью низкочастотной ($n \ll n_c$) части спектра синхротронного излучения является его независимость от энергии частиц. Действительно, полагая в (11) $\beta = 1$ (т.е. $n_c \rightarrow \infty$), получим

$$E_n \approx \sqrt[6]{\frac{3}{4}} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \frac{e}{\pi r R} \sqrt[3]{n} \exp\left(\frac{inR\Omega}{c}\right), \quad (13)$$

где Γ – гамма-функция Эйлера.

Амплитуда "всплеска" синхротронного излучения может быть довольно велика. Например, полагая $R \approx r/(2\gamma)$, получим $E_{max} \approx 8\gamma^5 e/r^2$. Интересно, что в системе отсчёта, движущейся вдоль оси x , это поле равно электростатическому полю заряда на расстоянии $r(1 - \beta)$ от электрона до цилиндра, точки которого при вращении (в лабораторной системе) с частотой Ω движутся со

скоростью света (т.е. до горизонта событий в сопутствующей вращающейся системе отсчёта). Можно сказать, что на поверхности этого цилиндра поле "отрывается" от заряда.

1.1.2. Излучение при движении заряда по синусоидальной траектории

Как было показано в предыдущем пункте, при движении по окружности релятивистского электрона излучение приходит к наблюдателю только с длины формирования r/γ , которая составляет малую долю всей траектории. Если мы хотим использовать это излучение, то желательно увеличить его интенсивность. Этого можно добиться, собирая излучение из нескольких точек траектории электрона. Так как высоко частотная часть синхротронного излучения излучается, в основном, в направлении движения электрона, оптимальная траектория должна слабо отклоняться от направления, в котором мы хотим повысить интенсивность. Простейшей и наиболее распространённой в практических применениях является косинусоидальная траектория с периодом

$$x = \frac{1}{k_w r} \cos(k_w z), \quad y = 0. \quad (14)$$

При такой траектории излучение в направлении оси z исходит из окрестностей точек $z = n\pi/k_w$ (n – целое число), в которых скорость направлена вдоль оси z . В этих точках кривизна траектории равна $d^2x/dz^2 = (-1)^{n+1}/r$. Так как релятивистские частицы довольно трудно (да и не нужно, так как, согласно (9), угол формирования излучения $1/\gamma$ мал) сильно отклонить от прямолинейной траектории, далее везде предполагается, что минимальный радиус кривизны траектории r значительно больше периода, т.е. $k_w r \gg 1$. При этом амплитуда колебаний угла $(dx/dz)_{\max} = 1/(k_w r)$ мала.

Для излучения, распространяющегося в направлении оси z ,

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 - \beta_z} \approx \frac{2\gamma^2}{1 + K_0^2 \sin^2(k_w z)}, \quad (15)$$

где введено обозначение

$$K_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{k_w r \sqrt{1 - \beta}} \approx \frac{\gamma}{k_w r}, \quad (16)$$

а поле имеет единственную компоненту

$$E_y(0,0,R,t) = \frac{e}{Rr(1-\beta)^2} \frac{1 - K_0^2 \sin^2(k_w z)}{[1 + K_0^2 \sin^2(k_w z)]^3} \cos(k_w z). \quad (17)$$

Так как $c(t - t') = R - z$, величина z связана с t соотношением

$$k_w z \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right) - \frac{K_0^2}{4} \sin(2k_w z) = 2\gamma^2 k_w (ct - R). \quad (18)$$

Из (17) видно, что максимумы поля соответствуют максимумам ускорения, находящимся в максимумах отклонения траектории $z = n\lambda_w/2$, и имеют ту же величину, что и для синхротронного излучения (6) заряда, движущегося по окружности радиусом r . Введённый в (16) параметр K_0 представляет собой отношение периода траектории, делённого на 2π , к длине формирования излучения. Как уже отмечалось, раствор конуса, в который излучается большая часть энергии, равен $1/\gamma$. Учитывая, что $1/(k_w r)$ – это амплитуда колебаний угла между скоростью и осью z , видим, что K_0 также имеет смысл отношения максимального угла отклонения траектории к характерной угловой расходимости излучения (рис. 6).

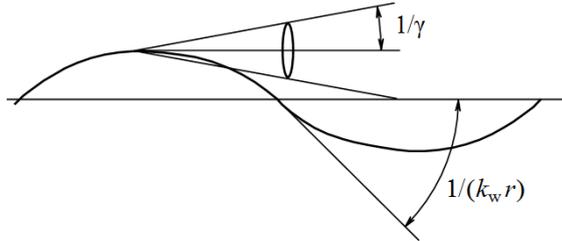


Рисунок 6. Два характерных угла в задаче об излучении частицы, движущейся по синусоидальной траектории, - раствор $1/\gamma$ конуса излучения и амплитуда $1/(k_w r)$ колебаний угла.

Зависимость поля излучения от времени даётся формулой (17), в которую надо подставить $z(t)$, найденное из уравнения (18). Это легко сделать численно, но для понимания полезно иметь аналитические выражения. Поле (17) имеет период 2π по "фазе" $k_w z$, поэтому из (18) находится временной период

$$T = \frac{\lambda_w}{c} (1 - \beta) \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right) \approx \frac{\lambda_w}{2\gamma^2 c} \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right). \quad (19)$$

При $K_0 \gg 1$ радиус кривизны мало изменяется на длине формирования r/γ и справедливы рассуждения и формулы из п. 1.2. В этом легко убедиться непосредственно, разлагая (18) по $k_w z$ до кубического члена, а числитель и знаменатель дроби в (17) – до квадратичного. При этом снова получаются формулы СИ (6), (7). Следовательно, из всех чётных точек излучения (максимумов косинусоиды) исходят импульсы синхротронного излучения, показанные на рис. 4, а из нечётных (минимумов косинусоиды) – импульсы противоположного знака (т.е.

"перевернутые"). Такая временная зависимость поля излучения схематически изображена на рис. 7.

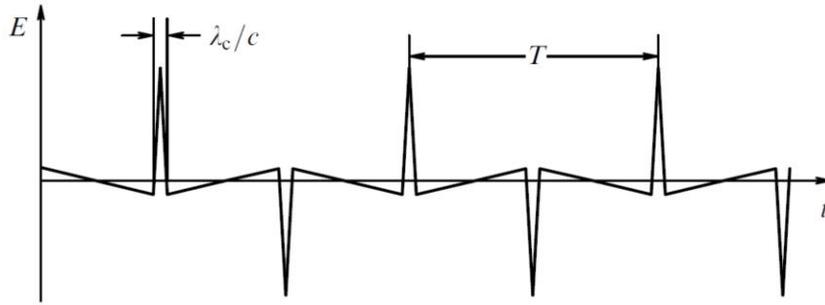


Рисунок 7. Временная зависимость поля излучения из вивглера, $T/2 \gg \lambda_c/c$.

Временной интервал T между соседними положительными импульсами, т.е. период нашего сигнала, поучительно найти ещё одним способом, аналогично тому, как было найдено доплеровское сокращение в $(1 - \beta)$ раз задержки между приходом сигналов по сравнению с задержкой между актами их испускания (см. рис. 2). Однако теперь надо учесть и непрямолинейность траектории, т.е. то, что искривлённая траектория электрона длиннее отрезка прямой, вдоль которого распространяется свет. Действительно,

$$T = \int_0^{\lambda_w} \frac{dz}{v_z} - \frac{\lambda_w}{c} \approx \frac{\lambda_w}{c} \left(1 - \beta + \frac{1}{4k_w^2 r^2} \right) \approx \frac{\lambda_w}{2\gamma^2 c} \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right). \quad (20)$$

Формула (20) показывает, что временной интервал между приходом импульсов из двух соседних максимумов отклонения косинусоидальной траектории электрона меньше разности соответствующих времён излучения в $1/(1 - \langle \beta_z \rangle)$ раз, где $\langle \beta_z \rangle = \beta - 1/(4k_w^2 r^2)$ – средняя скорость движения вдоль оси z . Иногда используют релятивистский множитель $\gamma_{\parallel} = 1/(1 - \langle \beta_z \rangle^2)^{1/2} \approx \gamma/(1 + K_0^2/2)^{1/2}$, соответствующий системе отсчёта, в которой средняя скорость электрона равна нулю, а сам электрон совершает периодическое движение по траектории, напоминающей восьмёрку. Тогда (19) принимает вид $cT = \lambda_w/(2\gamma_{\parallel}^2)$.

Сравнивая длительности импульсов синхротронного излучения (10) с задержкой $T/2$ между соседними импульсами, видим, что при $K_0 \gg 1$ эти импульсы не перекрываются. Тогда спектр сигнала, изображённого на рис. 7, похож на спектр синхротронного излучения, но в нём отсутствуют чётные гармоники основной частоты $2\pi/T$, а нечётные имеют в четыре раза большую интенсивность. Кроме того, синусоидальный участок траектории электрона в реальном вивглере всегда имеет конечную длину L , на которой укладывается $N = L/\lambda_w$ периодов. Столько же периодов будет и в импульсе излучения, изображённом на рис. 7. Такой сигнал не является периодическим, и его спектр непрерывен. Спектр будет похож на дискретный спектр сигнала с бесконечным числом периодов. При этом каждой гармонике дискретного спектра

будет соответствовать спектральная линия шириной $\Delta\omega \sim 2\pi/\delta t$, где $\delta t = NT$ – полная длительность сигнала.

1.1.3. Движение заряженной частицы в магнитном поле

Следуя электродинамике, которая позволяет найти поле по заданному движению заряда, выше мы не интересовались, какими силами вызвано ускорение заряженной частицы. Например, равномерное вращение заряда можно обеспечить, закрепив заряженный предмет на нити. Для отклонения заряженных частиц можно использовать электромагнитное поле. В полное выражение для силы Лоренца входят электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{B} поля.

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}). \quad (21)$$

Оказывается, что для статических (постоянных во времени) полей второй член в правой части (21), пропорциональный магнитному полю, может быть гораздо больше первого. Действительно, максимальная достижимая величина электростатического поля связана с пробоем на поверхности твёрдого тела, ограничивающего область, занятую полем. Порядок этой величины – $10^7 \text{ В м}^{-1} \approx 300 \text{ Гс}$ (0,03 Тл). Магнитное поле большой величины создаётся постоянными магнитами, электромагнитами с железными сердечниками, а также сверхпроводящими и импульсными электромагнитами. В первых двух случаях поле, которое ограничено предельной намагниченностью (дипольным магнитным моментом единицы объёма) вещества, достигает величин порядка 1 Тл. В двух последних случаях поле ограничено прочностью токоведущих обмоток, на которые давит магнитное поле. При этом максимальная величина поля имеет порядок соответственно 10 и 100 Тл. Поэтому траекториями релятивистских частиц обычно управляют с помощью магнитостатического поля. Из формулы (21) для силы Лоренца видно, что магнитная часть силы перпендикулярна скорости и, следовательно, не изменяет энергии частиц и абсолютной величины вектора скорости. Частица массой m и импульсом $p = \gamma m v$ движется в магнитном поле по траектории с радиусом кривизны $r = pc/(eB_{\perp})$, где B_{\perp} – составляющая магнитного поля, перпендикулярная скорости.

Для получения косинусоидальной траектории (14) достаточно поместить частицу в магнитное поле, которое в плоскости xz имеет лишь вертикальную компоненту

$$B_y = B_0 \cos(k_w z). \quad (22)$$

Тогда $r = pc/(eB_0)$, а

$$K_0 = \frac{eB_0}{k_w mc^2} \sqrt{\frac{1+\beta}{2\beta^2}}.$$

Для ультррелятивистских частиц квадратный корень в последней формуле очень близок к единице, поэтому во всех расчётах вместо K_0 используют параметр $K = eB_0/(k_w mc^2)$, который зависит только от амплитуды и периода магнитного поля.

Так как поле (22) можно описать векторным потенциалом $A_x = (B_0/k_w) \sin(k_w z)$, параметр K иногда называют безразмерным векторным потенциалом.

Также необходимо отметить, что для генерации излучения применяются самые лёгкие заряженные частицы – электроны. Поэтому далее везде будет предполагаться, что e и m – это заряд и масса электрона, тогда $K \approx B_0 \lambda_w / (10,7 \text{ кГс} \cdot \text{см}) \approx 0,934 B_0 [\text{Тл}] \lambda_w [\text{см}]$. Можно, кроме того, отметить, что K – это отношение циклотронной частоты $eB_0/(mc)$ к частоте $2\pi c/\lambda_w$, соответствующей периоду ондулятора.

1.2. Вигглеры и ондуляторы

Магнитную систему, создающую знакопеременное периодическое магнитное поле (22), называют ондулятором или, точнее, плоским ондулятором, так как траектория заряженной частицы в нём может лежать в плоскости xz . Часто вместо "ондулятор" используют другой термин – "вигглер". Последний обычно применяется для ондуляторов с небольшим числом периодов. Кроме того, обычно считается, что параметр K (называемый также параметром ондуляторности) у вигглеров значительно больше единицы. Последнее связано с тем, что, как показано в п. 1, спектр излучения из вигглера при $K \gg 1$ похож на спектр синхротронного излучения. Ввиду сходства этих спектров иногда говорят, что поля излучения из разных точек излучения в вигглере не интерферируют. Последнее, конечно, неточно. Интерференция есть всегда, и спектр излучения из многополосного вигглера, как уже отмечалось, отличается от спектра синхротронного излучения, имеющего один максимум магнитного поля (в спектре вигглера имеются линии, отстоящие друг от друга на $2\pi/T$, причём в излучении точно вдоль оси z чётные гармоники исчезают). С другой стороны, при $K \gg 1$ этот частотный период довольно мал, а спектральные линии уширены вследствие разброса по скоростям в электронном пучке и из-за того, что излучение обычно собирается с некоторого не малого по сравнению с λ/L телесного угла вокруг направления вдоль оси z , где период поля излучения больше (см. п. 2.2). В этом случае спектр излучения совпадает со спектром СИ из одного максимума поля, а

спектральная интенсивность излучения пропорциональна числу периодов вигглера N . Это и даёт повод говорить об отсутствии интерференции для суммарного излучения всех электронов пучка, собранного с конечной апертуры.

1.2.1. Спектр излучения вперёд

Как видно из рис. 6, вклад в поле излучения из вигглера даёт только малая часть траектории. Для того чтобы получить максимальное число источников излучения на заданной длине вигглера, можно при том же радиусе кривизны r (т.е. при том же максимальном магнитном поле B_0) уменьшать период вигглера λ_w до тех пор, пока пики синхротронного излучения, показанные на рис. 7, не начнут перекрываться, что уменьшит амплитуду поля излучения. Как следует из (10) и (19), это произойдёт при $r/\gamma \approx \lambda_w/(2\pi)$, т.е. при $K \approx 1$. Во многих случаях период ондулятора не удаётся уменьшить до оптимального значения $2\pi r/\gamma$, так как при этом уменьшается величина магнитного поля, что в свою очередь приводит к возрастанию длительности всплесков СИ и соответствующему увеличению критической длины волны излучения $\lambda_c = (4\pi/3) r/\gamma^3 = 4\pi mc^2/(3eB_0\gamma^2)$.

Таким образом, практический интерес представляет случай $K \sim 1$, в котором "всплески" излучения из разных максимумов магнитного поля начинают перекрываться. При этом число гармоник основной частоты $2\pi/T$ в спектре излучения уменьшается. Если период поля излучения (19) известен, то, используя формулу (17), легко найти гармоники поля (нечётные):

$$\begin{aligned}
 E_n &= -\frac{2\pi i n e}{c^2 T^2 k_w r R} \int_0^T \frac{\beta_z \sin(k_w z)}{1 - \beta_z} \exp\left(\frac{i2\pi n t}{T}\right) dt = -\frac{2\pi i n e}{c^2 T^2 k_w r R} \int_0^{\lambda_w} \sin(k_w z) \exp\left(\frac{i2\pi n t}{T}\right) dz = \\
 &= -\frac{2\pi i n e}{c^2 T^2 k_w^2 r R} \exp\left(\frac{i2\pi n R}{cT}\right) \int_0^{2\pi} \sin \varphi \exp\left\{in \left[\varphi - \frac{K^2}{4 + 2K^2} \sin(2\varphi)\right]\right\} d\varphi = \\
 &= \frac{2\gamma^4 n e}{(1 + K^2/2)^2 r R} \left[J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) - J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) \right] \exp\left(\frac{i2\pi n R}{cT}\right). \quad (23)
 \end{aligned}$$

Из формулы (23) видно, что при $K \ll 1$ гармоники быстро убывают с возрастанием номера n и фактически остаётся только первая. Кроме того, (18) и (23) показывают, что появление в спектре излучения высших гармоник при возрастании K связано с модуляцией продольной скорости, пропорциональной K^2 . При $K > 1$ длина волны первой гармоники увеличивается, как и число гармоник, формирующих спектр, и при $K \gg 1$ гармоники излучения располагаются

настолько близко друг к другу, что их огибающая приближается к непрерывному спектру СИ, создаваемому поворотным магнитом (рис. 8). Именно в таком случае периодический магнит называют вигглером.

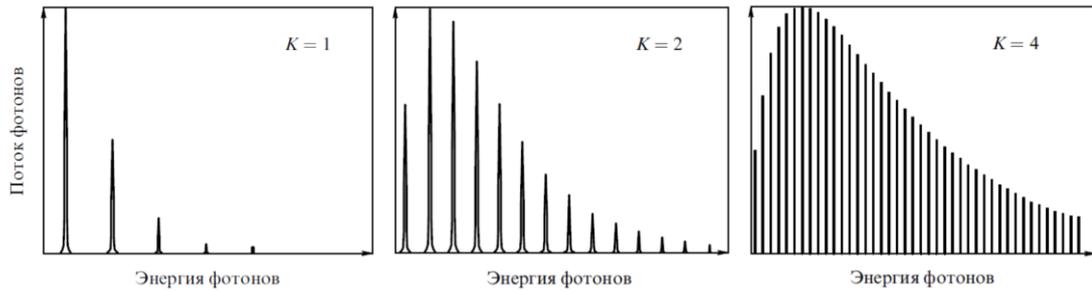


Рисунок 8. Характерный вид спектров излучения из длинного вигглера при разных значениях параметра ондуляторности K .

Из проведённого выше рассмотрения спектра излучения, формируемого вигглером, следует простой способ приближённой оптимизации последнего. Предположим, нам надо получить максимальную спектральную интенсивность излучения с единицы длины вигглера на длине волны λ . Рассмотрим сначала вигглер с периодом, значительно превышающим $2\gamma_{\parallel}^2\lambda$. Тогда в соответствии с (19) и (23) номер cT/λ интересующей нас гармоники излучения велик, и для того чтобы получить не малую интенсивность, надо использовать $K > 1$. В этом случае применимы формулы синхротронного излучения. Так как коротковолновая часть (12) спектра СИ спадает экспоненциально, приравнявая интересующую нас длину волны λ к критической $\lambda = (4\pi/3) r/\gamma^3 \approx 4\pi mc^2/(3eB_0\gamma^2)$, найдём минимальное необходимое магнитное поле:

$$B_0 = \frac{4\pi mc^2}{3e\lambda\gamma^2} \approx \frac{7 \text{ кГс} \cdot \text{см}}{\lambda\gamma^2}. \quad (24)$$

Соотношение (24) можно использовать и для определения минимальной энергии электронов:

$$\gamma_{\min} = \sqrt{\frac{4\pi mc^2}{3eB_0\lambda}} \approx \sqrt{\frac{7 \text{ кГс} \cdot \text{см}}{B_0\lambda}}, \quad (25)$$

необходимой для получения излучения в заданном магнитном поле. Теперь остаётся спроектировать вигглер с таким полем и минимальным периодом, чтобы число источников СИ на единицу длины было максимальным.

1.2.2. Пространственное распределение ондуляторного излучения

Излучение ондулятора вне оси z тоже легко находится. Вместо (18) имеем

$$c(t-t') \approx R - \frac{n_x}{k_w^2 r} \cos(k_w z) - z n_z, \quad (26)$$

тогда

$$\frac{dt}{dt'} = 1 - \beta_z n_z + \frac{\beta_z n_x}{k_w r} \sin(k_w z), \quad (27)$$

и пространственный период (длина волны первой гармоники) поля излучения получается интегрированием (27) по периоду ондулятора:

$$\lambda_1 = cT = \int_0^{\lambda_w} \frac{dt}{dt'} \frac{dz}{\beta_z} = \int_0^{\lambda_w} \frac{dz}{\beta_z} - \lambda_w n_z \approx \lambda_w \left(1 - \cos \theta + \frac{1}{2\gamma_{\parallel}^2} \right), \quad (28)$$

где проекция единичного вектора $n_z = \cos \theta$ выражена через угол θ между направлением излучения и осью z . Это выражение обобщает формулу (19) для длины волны первой гармоники ондуляторного излучения.

Угловая зависимость длины волны ондуляторного излучения допускает простое геометрическое объяснение. Рассмотрим волновые фронты (поверхности постоянной фазы), соответствующие, например, максимумам ускорения (максимумам поля ондулятора). Проходя последовательно через разные максимумы поля, частица излучает сферические волны. Центр каждой сферы находится в своём источнике, как это показано на рисунке 9.

Тогда длина волны первой гармоники, т.е. расстояние между соседними волновыми фронтами, выражается в виде

$$\lambda_1 = cT = \lambda_w \left(\frac{1}{\langle \beta_z \rangle} - \cos \theta \right) \approx \lambda_w \left(1 - \cos \theta + \frac{1}{2\gamma_{\parallel}^2} \right). \quad (29)$$

При замене $1/\langle \beta_z \rangle \rightarrow \cos \theta$ формула (29) переходит в условие отражения волны, падающей под углом θ_i на дифракционную решётку с периодом, λ_w , что неудивительно, так как (29) тоже является условием пространственного синхронизма

$$k_z = \frac{2\pi}{T\langle v_z \rangle} - k_w, \quad (30)$$

трёх волн: 1) излучаемой волны с продольной компонентой волнового вектора $k_z = (2\pi/\lambda_1) \cdot \cos\theta$; 2) фурье-гармоники пространственного заряда с волновым вектором $2\pi/(\langle v_z \rangle T)$ (первый член в правой части (30)); 3) статической периодической структуры ондулятора с волновым вектором k_w (второй член в правой части (30)).

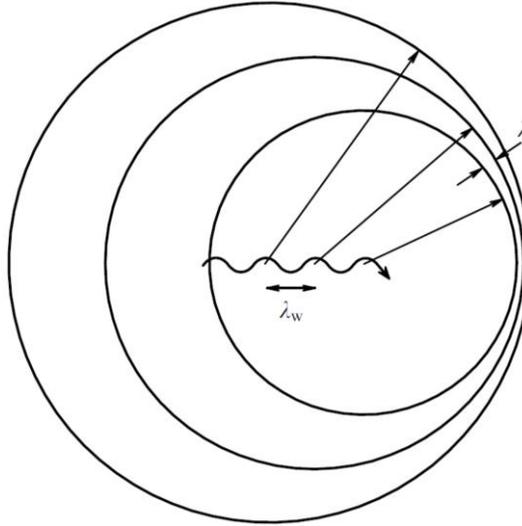


Рисунок 9. Волновые фронты, испущенные из разных максимумов поля. Длина волны излучения вперёд минимальна.

Из (28) видно, что длина волны излучения возрастает при удалении от оси z , вдоль которой движется электрон. Если вдали от излучателя на оси z поставить фотоплёнку, то можно получить картину, показанную на рисунке 10.

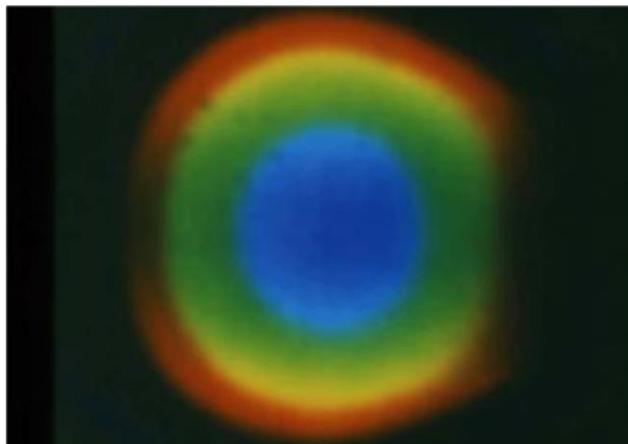


Рисунок 10. Спонтанное ондуляторное излучение. Размер пятна на фотоснимке ограничен тем, что используемая фотоплёнка (как и глаз) чувствительна только к видимому свету (0,4 - 0,8 мкм). На область снаружи красной каёмки падает невидимое инфракрасное излучение. Длина волны первой гармоники излучения вперёд $\lambda_1(\theta = 0) \approx 0,4$ мкм.

1.3. Допуски на параметры поля ондулятора

Предел в точности изготовления магнитов и полюсов и сборки магнитной структуры ондулятора делает генерируемой им поле несовершенным. Дефекты поля ондулятора влияют на качество излучения и подлежат обязательной корректировке в каждом случае.

В силу того, что при настройке ондуляторов и описании требований к ним в APS и LCLS устоялась практика работы с отдельными их параметрами – прямолинейность траектории, первый и второй интегралы поля и среднеквадратичное значение фазовой ошибки – при дальнейшем описании будут использоваться именно они.

Для ондуляторов одним из самых важных требований является прямолинейность траектории частицы внутри устройства. В первом приближении по полю поперечные отклонения траектории от оси ондулятора z даются формулами

$$x(z) \approx -\frac{e}{\gamma mc^2} I_{2y}(z) + x'_0 z + x_0, \quad y(z) \approx \frac{e}{\gamma mc^2} I_{2x}(z) + y'_0 z + y_0, \quad (31)$$

где $I_{2x,y}(z) = \int_0^z I_{1x,y}(z_1) dz_1 = \int_0^z \int_0^{z_1} B_{x,y}(0,0,z_2) dz_2 dz_1$ – второй интеграл поля x_0 , y_0 и x'_0 , y'_0 – смещение и угол частицы при влёте в ондулятор соответственно. Допуск на максимальное отклонение траектории в поперечной плоскости (31) определяется согласно максимально допустимому увеличению длины усиления ЛСЭ. Для LCLS и LCLS-II отклонение траектории в поперечной плоскости не должно превышать 2 мкм, что соответствует росту длины усиления на 0,2%.

В произвольном периодическом магнитном поле с компонентой B_y пространственный период излучения λ_1 равен отставанию электрона от поля излучения на периоде этого поля:

$$\Delta S = \lambda_1 = \int_{z_1}^{z_1+\lambda} \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{x'^2}{2} \right) dz = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} + \frac{1}{2} \int_{z_1}^{z_1+\lambda_u} x'^2 dz = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right), \quad (32)$$

где $x'(z) = \frac{dx}{dz} \approx -\frac{e}{\gamma mc^2} I_{1y}(z)$ – угол отклонения электрона в горизонтальной плоскости xz , а

$I_{1y}(z) = \int_{z_0}^z B_y(z') dz'$ – первый интеграл поля. Соответственно полная фаза электрона с продольной координатой z задаётся следующим образом [17]:

$$P(z) = 2\pi S / \lambda_1 = \frac{2\pi}{\lambda_u} \frac{1}{1 + K_0^2/2} \left(z + \left(\frac{e}{mc^2} \right)^2 \int_0^z I_{1y}^2(z') dz' \right), \quad (33)$$

Для реального (непериодического) поля вводится понятие «эффективного» коэффициента ондуляторности K_{eff} и определяемого по нему «эффективного» пикового поля B_{eff} . K_{eff} можно найти, приравняв набег фазы (33), взятый между крайними максимумами поля ондулятора, величине $2\pi N$, где N - число периодов между этими максимумами. Р. Уолкером в [18] было показано, что сокращение яркости излучения для n -ой гармоники на оси из-за фазовых ошибок достаточно хорошо определяется простым соотношением:

$$R = e^{-n^2 \sigma_\varphi^2},$$

где σ_φ – среднеквадратичное значение фазовой ошибки $P(z) - 2\pi z / \lambda_u$, взятой на полюсах ондулятора (т. е. в максимумах и минимумах поля).

Спектральная интенсивность излучения на оси выражается в виде [2], [19]

$$I = \frac{e^2 |A|^2}{c \lambda_1^2 \gamma^2},$$

где λ_1 – длина волны основной гармоники ондулятора, а

$$A = \frac{e}{m_e c^2} \int_0^L I_{1y}(z) e^{-iP(z)} dz.$$

Требования LCLS допускают сокращение спектральной интенсивности не более, чем на 4%, что приводит к увеличению длины усиления на 1,1% [19]. «Сокращение» рассчитывается в сравнении с идеальным ондулятором, хотя на практике может быть и в сравнении с самым лучшим из всех. Соответствующий допуск на величину фазовой ошибки – $\sigma_\varphi \leq 4^\circ$, первого интеграла поля на выходе из ондулятора $I_{1y} \leq 40$ Гс·см.

ГЛАВА 2. Некоторые аспекты достижения предельной точности при магнитных измерениях датчиком Холла

Датчик Холла является наиболее важным инструментом для измерений распределения магнитного поля ондулятора и последующего определения его характеристик в широком диапазоне полей от 1 Гаусса до нескольких Тесла. Используемый до недавнего времени в APS датчик Холла Sentron [20] обладает рядом систематических ошибок таких как планарный эффект Холла, температурная зависимость сигнала, генерируемого датчиком, собственные шумы датчика и шумы блока с электроникой, а также дрейф нулевого значения. Все это приводит к значительным ошибкам при измерении первого и второго интегралов поля. Даже систематическая ошибка 0,1 Гс в дипольной компоненте измеряемого поля приводит к ошибке около 30 Гс·см при измерении первого интеграла поля устройства длиной 3 метра (длина стандартного в APS ондулятора UNA33 равна 2,4 м). В связи с этим для измерения интегральных характеристик поля обычно применяются более точные методы измерения, например, такие как длинная катушка или катушка с подвижной и неподвижной проволокой. Но с повышением требований к ондуляторам появляется необходимость измерения полного распределения магнитного поля во всех направлениях, а соответственно и необходимость в повышении точности измерения интегральных характеристик магнитного поля датчиком Холла. В то же время, становятся доступными новые датчики Холла с улучшенными характеристиками, позволяющие выполнять более точные измерения. Значительным преимуществом перед старым датчиком Sentron обладает используемый в настоящее время в APS датчик холла Senis [21]. В этой главе будут детально проанализированы основные характеристики данного датчика в сравнении с использовавшимися ранее в APS датчиками Холла, будут детально рассмотрены эффекты, которые способны значительно ухудшить измерение интегральных характеристик поля, а также возможные способы нивелировать эти эффекты при калибровке датчиков данного типа и магнитных измерениях. Также будет рассмотрена возможность использования датчика Холла как единственного инструмента для измерения всех параметров ондулятора, включая интегралы поля, что немаловажно при серийной настройке устройств.

2.1. Описание применяемых в MM1 APS методов магнитных измерений

Основными инструментами измерения магнитных характеристик ондулятора в лаборатории магнитных измерений MMF (Magnetic Measurement Facility) APS являются: длинная катушка, датчик Холла и короткая подвижная катушка или мини-катушка (рис. 11).

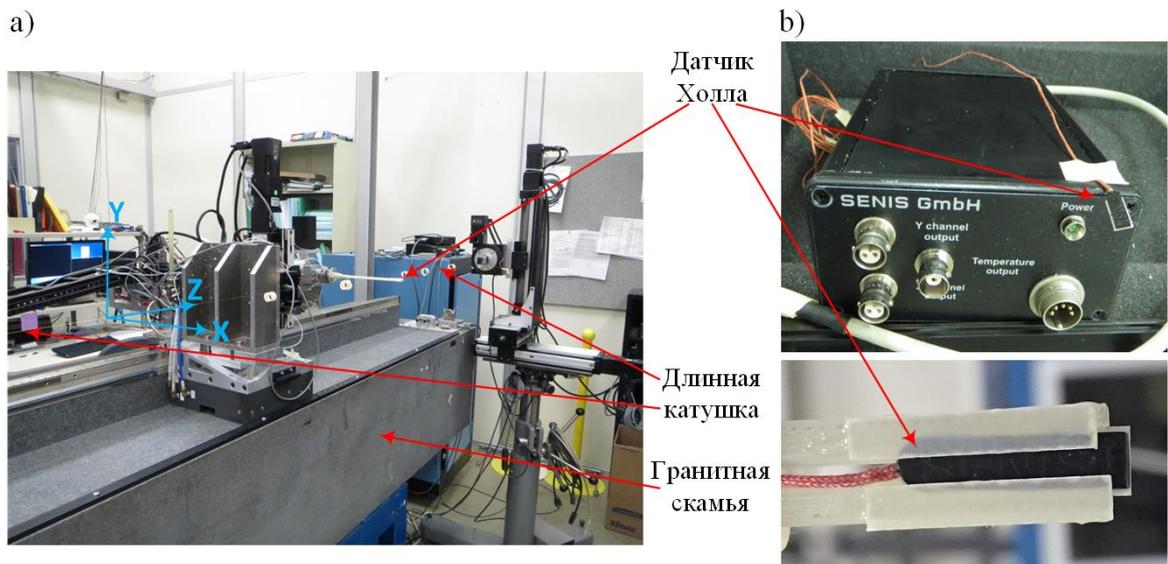


Рисунок 11. а) Основные инструменты для магнитных измерений в ANL – датчик Холла и длинная, вращающаяся катушка. б) Датчик Холла фирмы Senis с серийным номером №067-11.

2.1.1. Длинная катушка

Длинная катушка или натянутая катушка (stretched coil) является мощным инструментом определения интегральных характеристик магнитного поля ондулятора. В MMF APS на базе длинной катушки построена и используется автоматизированная система измерения, обработки и вывода данных, которая служит для проверки соответствия величин интегралов поля ондуляторов установленным требованиям до их установки в тоннеле накопительного кольца APS. Длинная катушка представляет из себя один длинный виток натянутой проволоки известной площади, позволяя тем самым измерять изменение магнитного потока через него. Длинная катушка может использоваться для измерения вертикальной и горизонтальной компоненты интеграла магнитного поля ондулятора вдоль его продольной оси. В APS данная

система измерения интегралов магнитного поля состоит из длинного витка проволоки бериллиевой меди (Be-Cu) толщиной 100 мкм, натянутой между двумя четырёхкоординатными (W – угловое перемещение и X, Y, Z – поступательное) моторизованными устройствами точного позиционирования – прецизионными платформами (рис. 12). Управление, сбор и обработка данных осуществляется посредством компьютерной системы на основе PXI (PCI eXtensions for Instrumentation). Вместе с новейшей технологией программируемой пользователем вентиляционной матрицы (FPGA) вся система способна изменять и отслеживать текущее положение длиной катушки с разрешением $0,005^\circ$ по углу и 0,5 мкм по всем трём линейным направлениям, выполнять временные измерения с разрешением 25 нс, измерять сигнал с длиной катушки с разрешением 150 мкВ. При этом доступны следующие режимы магнитных измерений.

1. Вращающаяся катушка.

- a. Измерения первых интегралов поля (горизонтальные и вертикальные) в фиксированном положении по X .
- b. Измерения вторых интегралов поля (горизонтальные и вертикальные) в фиксированном положении по X . Для улучшения точности измерения первых и вторых интегралов может применяться усреднение по полупериоду ондулятора.
- c. Мультипольные компоненты первого интеграла поля ($II_{x,y}$ vs. X). Вторые интегралы поля измеряются либо с одним концом катушки, повернутым на 180° (в форме восьмёрки), либо с совмещёнными концами проволоки на одном из краёв (проволока образует рамку треугольной формы).

2. Линейно перемещаемая вдоль оси X катушка. Применяется для измерения мультипольных компонент первого интеграла поля ($II_{x,y}$ vs. X), которые можно значительно быстрее измерить в данном режиме, нежели вращающейся катушкой.

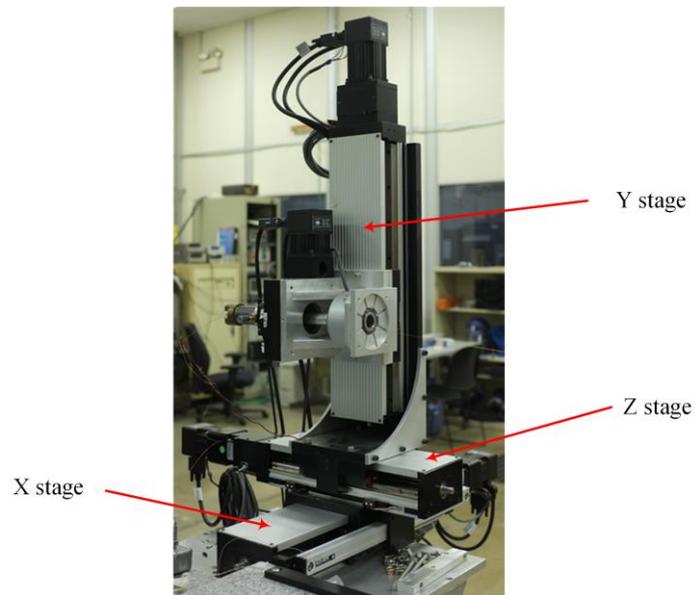


Рисунок 12. Прецизионная, автоматизированная платформа для перемещения и вращения длиной катушки.

Согласно закону Фарадея изменение потока, проходящего через сечение катушки, определяется из соотношения:

$$U(t) = -N \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (34)$$

здесь N – число витков в катушке ($N=1$ для длиной катушки в APS). В режиме вращающейся катушки измеряется изменение магнитного потока через сечение катушки при её вращении вокруг оси Z и фиксированном положении центра катушки ($X=\text{const}$, $Y=\text{const}$, $Z=\text{const}$) (рис. 13).

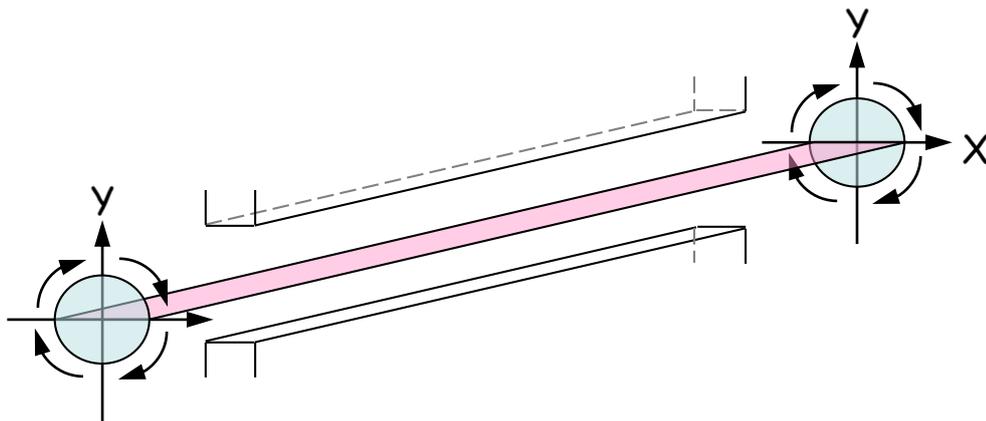


Рисунок 13. Принцип работы длиной катушки.

В этом случае временная зависимость магнитного потока через сечение катушки (рис. 13) запишется следующим образом:

$$\Phi_y(t) = d \cdot \cos \varphi \int_{-L/2}^{L/2} B_y(z) dz = \langle B_y \rangle_z \cdot L \cdot d \cdot \cos \varphi = I_{1y} \cdot d \cdot \cos \varphi, \quad (35)$$

$$\Phi_x(t) = d \cdot \sin \varphi \int_{-L/2}^{L/2} B_x(z) dz = \langle B_x \rangle_z \cdot L \cdot d \cdot \cos \varphi = I_{1x} \cdot d \cdot \cos \varphi, \quad (36)$$

$$\varphi = \left(\frac{2\pi}{T} \right) \cdot t,$$

где $\langle B_x \rangle_z$ и $\langle B_y \rangle_z$ – усреднённые по Z компоненты поля, L – длина катушки, d – ширина катушки, T – период вращения, I_{1x} и I_{1y} – первые интегралы поля. Продифференцировав (35) и (36) по времени, получим:

$$U(t) = -N \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} = I_{1y} \cdot d \cdot N \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \sin \varphi - I_{1x} \cdot d \cdot N \cdot \frac{2\pi}{T} \cdot \cos \varphi. \quad (37)$$

Значения первых интегралов поля I_{1x} и I_{1y} находятся из аппроксимации зависимости сигнала $U(t)$ катушки от времени (37) гармонической функцией нужного вида (37). Выполнив несколько поворотов катушки, можно получить достаточное количество данных для определения среднего значения X и Y компонент интегралов поля. Для устранения влияния механических дефектов проволоки измерения так же усредняются по полупериоду ондулятора ($Z=0$ и $Z=1/2 \cdot \lambda$) – выполняется два набора измерений, сдвинутых относительно друг друга на пол периода. При измерении мультиполей измерения проводятся таким же образом только для различных положений катушки по X (Y в случае с горизонтальным ондулятором).

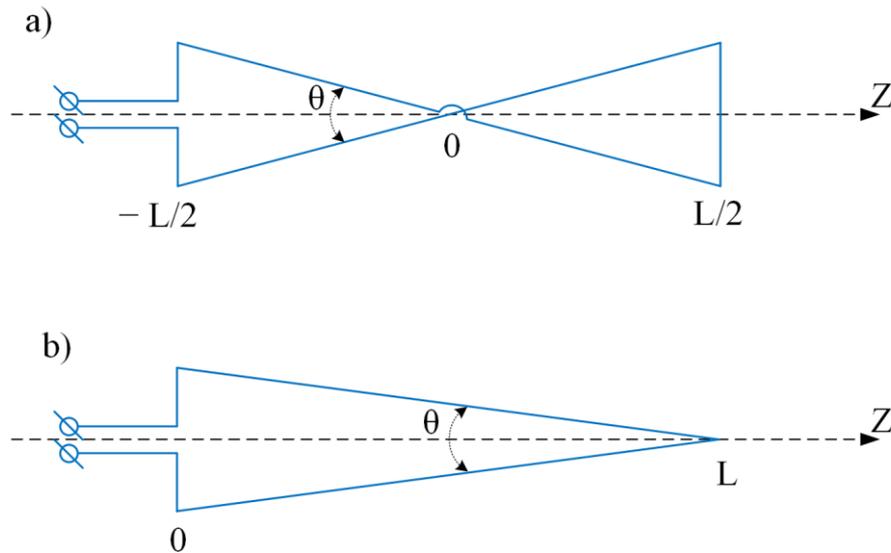


Рисунок 14. Перекрещенная и со совмещёнными концами длинная катушка для измерения вторых интегралов поля ондулятора.

В случае перекрещенной катушки (один конец повёрнут на 180° относительно другого – рис. 14 (а)) временная зависимость магнитного потока через сечение вращающейся катушки запишется как

$$\Phi_{x,y}(t) = \Theta \cdot \cos \varphi \int_{-L/2}^{L/2} B_{x,y}(z) \cdot z \cdot dz.$$

Изменение потока определяется согласно (34). Тогда значение второго интеграла равно

$$I2_{x,y} = \pm \frac{\Phi_{x,y}}{\Theta} + \frac{L}{2} I1_{x,y}, \quad (38)$$

при этом знак перед первым слагаемым в выражении (38) зависит от того, какой именно конец катушки повёрнут на 180° .

Вторые интегралы также можно измерить катушкой, у которой совмещены концы проволоки на одном из краёв (рис. 14 (б)). Зависимость величины магнитного потока от времени через вращающуюся катушку в этом случае запишется как

$$\Phi_{x,y}(t) = \Theta \cdot \cos \varphi \int_0^L (L-z) \cdot B_{x,y}(z) dz = \Theta \cdot \cos \varphi \cdot L \int_0^L B_{x,y}(z) dz - \Theta \cdot \cos \varphi \int_0^L z \cdot B_{x,y}(z) dz. \quad (39)$$

Проинтегрировав второй член в (39) по частям, можно получить:

$$\int_0^L z \cdot B_{x,y}(z) dz = L \int_0^L B_{x,y}(z) dz - \int_0^L \left(\int_0^z B_{x,y}(z') dz' \right) dz = L \cdot I1_{x,y} - I2_{x,y}. \quad (40)$$

Тогда выражение для потока (40) сведётся к

$$\Phi_{x,y}(t) = \theta \cdot \cos \varphi \cdot I2_{x,y}.$$

Усреднение полученного результата осуществляется тем же образом, что и для прямой катушки. Стоит отметить, что это единственная конфигурация длиной катушки, которая позволяет исключить вклад от первого интеграла в измеряемый катушкой поток при её вращении или линейном перемещении вдоль поперечной оси.

В режиме линейно перемещаемой вдоль оси X катушки измеряется изменение магнитного потока через катушку при её перемещении вдоль X (Y в случае с горизонтальным ондулятором) – $V \cdot dt$ относительно X (Y). Поток определяется согласно (34). Изменение потока через сечение катушки при её смещении на Δx равно

$$\Delta \Phi_{x,y} = \Delta I1_{x,y} \cdot d = -\frac{1}{N} \int_0^{\Delta x} U_{x,y}(x) dx.$$

Если сечение катушки лежит в вертикальной плоскости ZY , то измеряется зависимость $I_x(x)$. Если в горизонтальной ZX , то $I_y(x)$. Полученные данные аппроксимируются полиномом. Коэффициенты при степенях X определяют значение мультипольных компонент.

Характерная точность измерения интегралов поля длиной катушкой составляет 1-2 Гс·см для первого интеграла поля.

2.1.2. Датчик Холла и мини-катушка

Датчик Холла и мини катушка используются в MMF APS для измерения магнитного поля и распределения интегралов поля ондуляторов. Лаборатория магнитных измерений APS оборудована двумя системами магнитных измерений, использующих датчик Холла и мини-катушку. Каждая состоит из гранитной скамьи (длиной 7 и 4 метра для измерения ондуляторов длиной до 6 и 3 метров соответственно), 4-х мерной моторизированной платформы (W – угловое перемещение и X , Y , Z – поступательное), откалиброванного датчика Холла и перемещаемой вдоль ондулятора мини-катушки. Перемещение платформы по X , Y , Z отслеживается линейными оптическими энкодерами, по углу W – датчиком угла поворота. Зонд или непосредственно сам датчик Холла и мини-катушка закрепляются на специальном штативе, который в свою очередь устанавливается на перемещаемую прецизионную платформу (рис. 11, 15, 17). Для измерения магнитного поля в зазоре горизонтального ондулятора был разработан специальный штатив (рис. 15). Прецизионная платформа установлена на гранитной скамье и может перемещаться вдоль неё с помощью воздушной подушки. Ондуляторы устанавливаются вдоль гранитной скамьи, таким образом, что при движении прецизионной платформы по ней датчик Холла или мини-катушка перемещаются вдоль продольной оси Z ондулятора.

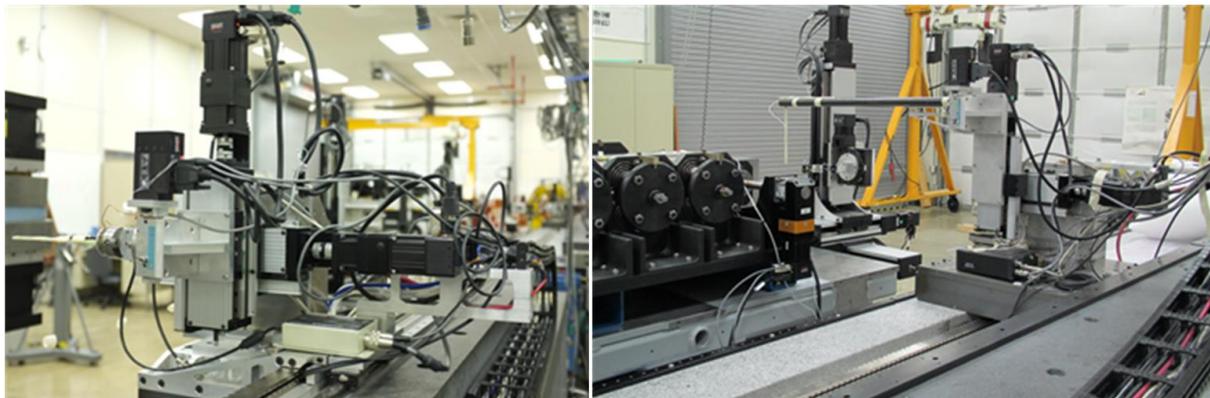


Рисунок 15. Прецизионная подвижная платформа и штатив для датчика Холла и перемещаемой мини-катушки.

Как и с длинной катушкой, управление, сбор и обработка данных осуществляется посредством компьютерной системы на основе PXI. Вместе с новейшей технологией программируемой пользователем вентиляционной матрицы (FPGA) вся система способна синхронизовано изменять и отслеживать текущее положение штатива для датчика Холла и мини-катушки с разрешением 0,5 мкм по X и Y , 0,1 мкм по Z , выполнять временные измерения с разрешением 25 нс, измерять температуру (все используемые в APS датчики Холла имеют встроенный температурный датчик) с разрешением 0,1 °С. При этом доступны следующие режимы магнитных измерений и обработки данных:

1. Измерение основной компоненты магнитного поля ондулятора датчиком Холла. Многократные измерения распределения магнитного поля вдоль выбранной оси (X , Y и Z) со сдвигом вдоль одной из поперечных осей – измерение распределения поля в выбранной плоскости. Определение в режиме реального времени из полученных измерений 1-го и 2-го интегралов поля, фазовых ошибок, эффективного поля B_{eff} , эффективного коэффициента ондуляторности K_{eff} , яркости синхротронного излучения первой гармоники.
2. Измерение основной компоненты магнитного поля ондулятора короткой подвижной катушкой. Измерение распределения поля в выбранной плоскости. Определение в режиме реального времени из полученных измерений 1-го и 2-го интегралов поля.
3. Измерение неосновной компоненты магнитного поля ондулятора датчиком Холла. Измерение распределения поля в выбранной плоскости. Определение в режиме реального времени из полученных измерений 1-го и 2-го интегралов поля, эффективного поля B_{eff} , эффективного коэффициента ондуляторности K_{eff} , яркости синхротронного излучения первой гармоники.
4. Многоканальные измерения температуры.

Сканирование датчиком Холла возможно благодаря эффекту Холла. При прохождении тока в плоскости проводника, перпендикулярной внешнему магнитному полю, на электроны действует сила Лоренца, перпендикулярное полю и направлению тока. Это заставляет поток частиц «отклоняться» от прямолинейного движения в проводнике, что приводит к накоплению электрического потенциала (рис. 16).

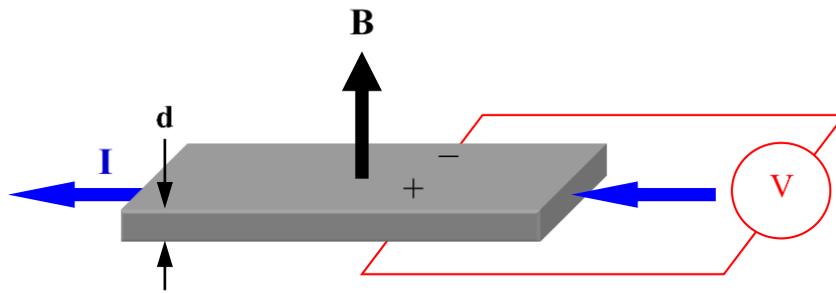


Рисунок 16. Эффект Холла.

Перед началом измерений необходимо установить нулевое значение показаний датчика Холла. Для чего последний помещается в специальную камеру из μ -металла, экранирующего внешнее магнитное поле. Показания датчика Холла в данный момент принимаются за соответствующие нулевому значению поля.

Принцип работы мини-катушки очень прост. Катушка (рис. 17), как и датчик Холла, устанавливается на ту же подвижную платформу. При перемещении данной катушки в магнитном поле регистрируется изменение магнитного потока через неё (34). Поэтому в отличие от датчика Холла, который измеряет абсолютное значение поля, мини-катушка показывает только его производную. Для получения поля нужно этот сигнал интегрировать численно или с помощью электронного интегратора. К тому же достаточно большие размеры катушки по сравнению с датчиком Холла, не позволяют выполнять измерение распределения магнитного поля в ондуляторе с тем же разрешением, что и датчиком Холла. Тем не менее, у мини-катушки есть некоторые преимущества перед датчиком Холла.

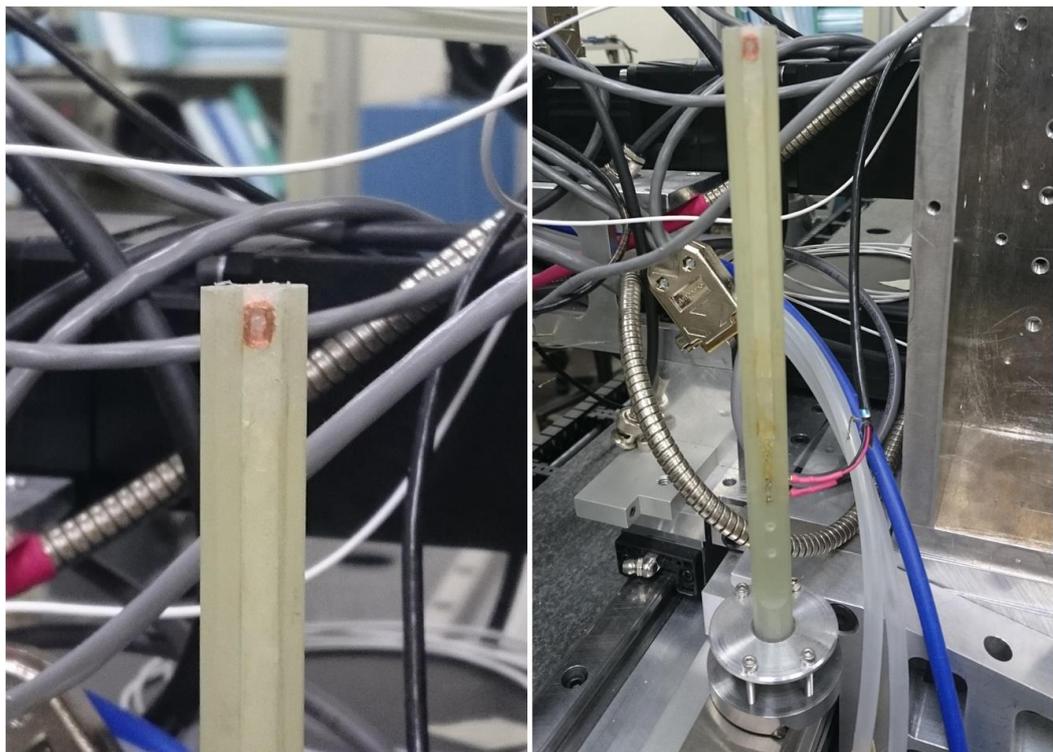


Рисунок 17. Мини-катушка.

Она не обладает нелинейными эффектами, характерными для датчиков Холла (планарный эффект, чувствительность к температуре), что делает её более пригодной для измерения интегралов поля. Характерная точность измерения интегралов поля мини-катушкой составляет 2-5 Гс·см для первого интеграла, против 20-50 Гс·см у датчиков Холла. Так как мини-катушка измеряет не абсолютное значение магнитного потока, а его относительное изменение, при её перемещении, то перед её использованием необходима калибровка. Для чего результаты измерения сравниваются с откалиброванным датчиком Холла. До и после сканирования показания мини-катушки зануляются, а после измерения применяется линейная регрессия с использованием начального и конечного значения поля, полученные с помощью датчика Холла.

2.2. Стабильность нуля

Дрейф смещения нуля выходного сигнала датчика способен внести существенные искажения в измеряемые интегралы поля. Используя ранее в MM1 APS датчики Холла Сентрон не были достаточно стабильными во времени. Они обладали некоторым дрейфом нуля, который приводил к ошибкам в магнитных измерениях. Дрейф выходного сигнала датчика при постоянном внешнем магнитном поле можно легко пронаблюдать, измерив временную зависимость поля Земли или нулевого поля внутри экранирующей камеры. На рисунке 18 приведено измерение поля Земли датчиком Холла Сентрон с серийным номером 157, который находится в распоряжении MM1 APS. Измерения проводились в течении 10 минут.

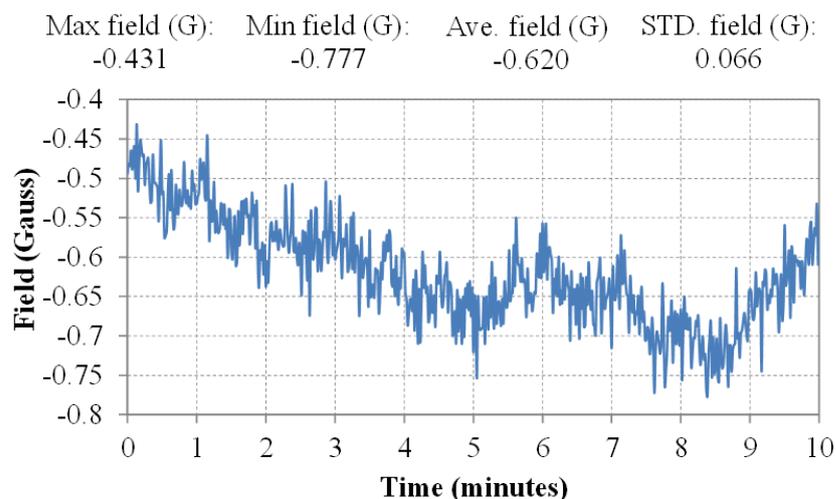


Рисунок 18. Измерение магнитного поля Земли в течении 10 минут датчиком Холла Sentron №157.

Стандартное отклонение в ходе всего измерения составило 0,066 Гс, хотя стандартное отклонение в ходе 1-минутного измерения составляет всего лишь 0,025 Гс. В целом такой точности достаточно для измерения «карты» поля или распределения поля, особенно в случае использования линейной регрессии для корректировки дрейфа выходного сигнала датчика. Линейная регрессия подразумевает точные предварительные измерения величины магнитного поля в начальной и конечной точках области сканирования и корректировку данных сканирования согласно величинам поля в этих точках, предполагая возможный линейный характер дрейфа нуля. Однако, смещение нуля даже на 0,1 Гаусс создаёт ошибку в 30 Гаусс-см для первого интеграла поля при сканировании области длиной 3 метра, что зачастую является величиной одного порядка с допусками. К тому же, подобный сдвиг повлияет и на определение траектории пучка, прямолинейность которой является одним из самых важных требований для ЛСЭ ондуляторов. Используемые на данный момент в ММ1 APS обладают лучшей характеристикой дрейфа нуля. Для датчиков данного типа наблюдается только случайный шум в 0,026 Гс, при этом систематический дрейф нуля практически отсутствует. На рисунке 19 показано измерение поля Земли в течении 2 часов датчиком Холла Senis с серийным номером 067-11. Как видно из графика, в течении двух часов дрейф измеряемого поля составил 0,012 Гс; стандартное отклонение для минутного измерения почти не отличается от 2-х часового.

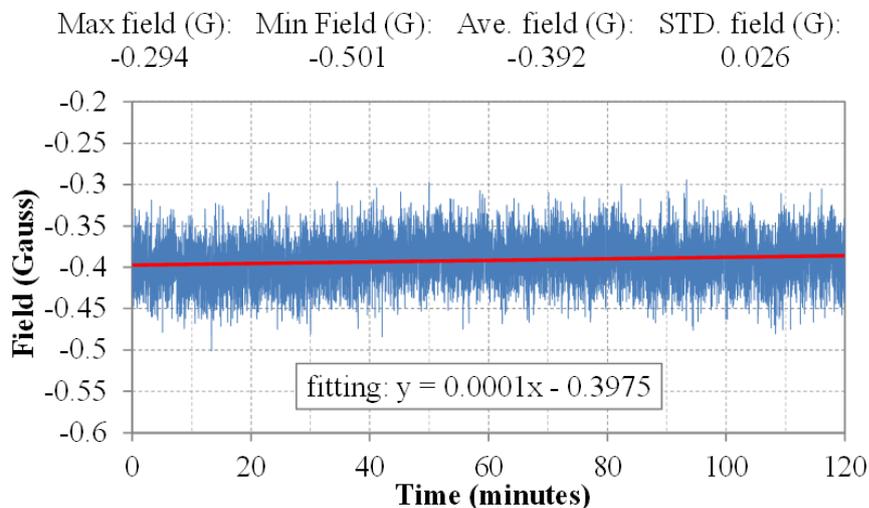


Рисунок 19. Измерение поля Земли в течении 2 часов датчиком Холла Senis №067-11.

2.3. Точность и стабильность измерений сильного магнитного поля

В присутствии сильного магнитного поля выходной сигнал датчика Холла может обладать некоторым систематическим дрейфом. Данный эффект не только ухудшает непосредственно

измерения, выполняемые данным прибором, но и существенно снижает точность калибровки самого датчика в случае, если этот дрейф никак не учитывается, что опять же напрямую влияет на точность проводимых измерений. Для проверки данного эффекта ондулятор не годится по нескольким причинам: вибрации несущих балок ондулятора, связанные с вибрациями поверхности, на которую установлено устройство, локальные температурные колебания, т.е. относительно нестабильное значение поля из-за внешних условий. По этой причине, для теста был использован калибровочный электромагнит, генерирующий сильное статическое магнитное поле. При этом в качестве эталона используется датчик ЯМР.

Так как чувствительность датчика Холла в той или иной степени зависит от температуры, её колебания в ходе калибровки могут быть одним из источников ошибок. Поэтому крайне желательно поддерживать стабильную температуру датчика Холла при его использовании или знать его температурную зависимость. Согласно заявленным производителем характеристикам датчики Холла Senis имеют температурную чувствительность менее, чем 25 ppm на 1 °C.

Первая серия тестов, выполненных с помощью калибровочной системы в ММ1, производились без какой-либо специальной системы контроля температуры датчика. Таким образом, температура датчика соответствовала собственному нагреву датчика и температуре окружающей среды. При этом контроль температуры воздуха внутри помещения лаборатории ММ1 осуществлялся с помощью общей системы кондиционирования. В ходе тестов была измерена временная зависимость показаний датчика Холла Senis с серийным номером № 009-12 в присутствии постоянного сильного магнитного поля с величиной индукции ~ 1 Тл. В ходе измерений регистрировались: выходное напряжение датчика Холла, его температурные показания, а также показания датчика ЯМР. Результаты измерений представлены на рисунке 20.

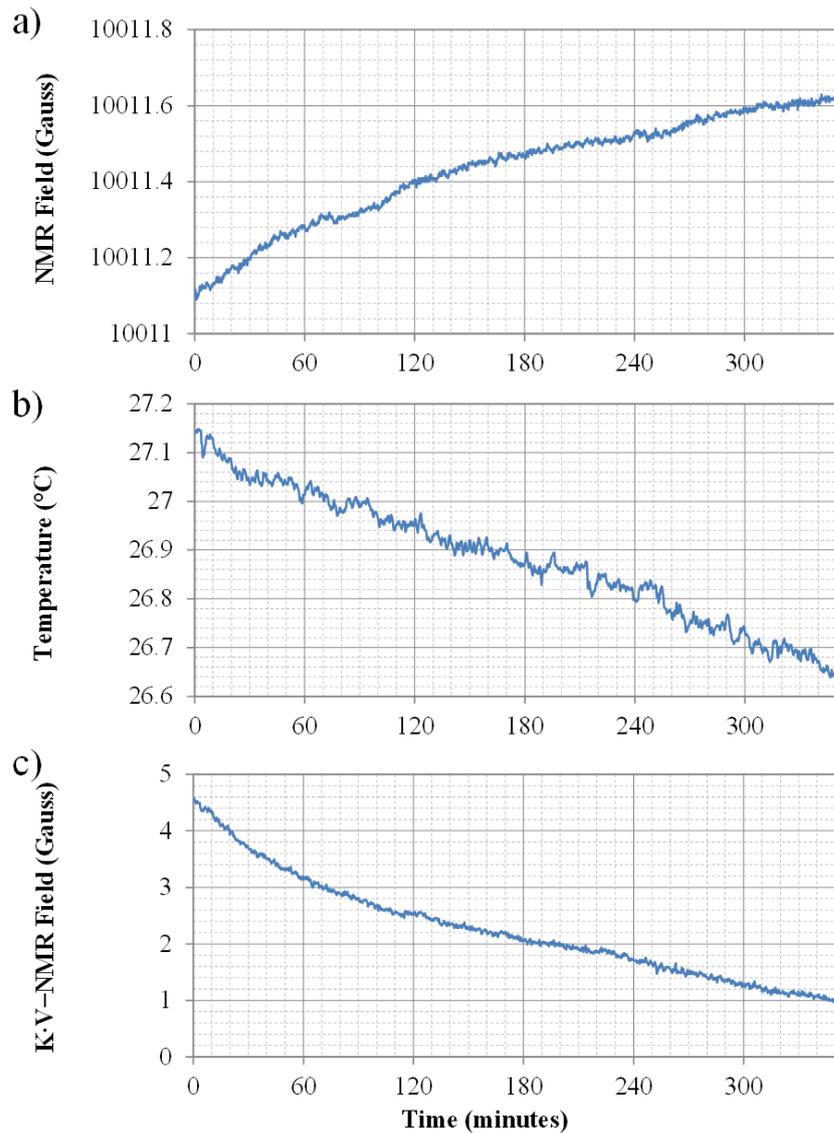


Рисунок 20. Временная зависимость: а) NMR Field – измеряемая ЯМР датчиком магнитная индукция; б) температура датчика Холла; в) ($K \cdot V$ -NMR Field), где K – чувствительность используемого датчика Холла, V – выходное напряжение данного датчика.

Из рисунка 20 видно, что при уменьшении температуры на $0,55\text{ }^{\circ}\text{C}$ регистрируемое датчиком Холла поле падает на $3,5\text{ Гс}$ относительно показаний ЯМР датчика. Это соответствует изменению чувствительности данного датчика Холла на $\sim 640\text{ ppm}$ при изменении температуры на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Кроме того, была замечена некоторая корреляция температуры датчика и его чувствительности на более коротких временных промежутках.

Для того, чтобы подробнее исследовать температурную зависимость показаний датчика Холла Senis, было разработано специальное устройство для удержания постоянной температуры датчика в процессе калибровки и экспериментов с участием калибровочной системы (рис. 21).

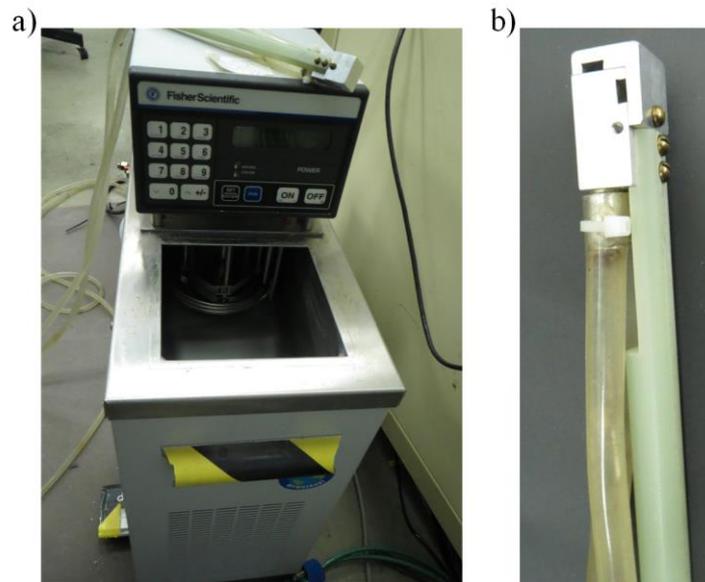


Рисунок 21. Система контроля температуры датчика Холла при его калибровке. а) охлаждающая/нагревающая камера и управляющий цифровой блок; б) охлаждаемый водой штатив.

Данное устройство представляет из себя охлаждаемый/нагреваемый водой штатив (рис. 21 (b)), в который помещается датчик Холла. Керамическая пластина, на которую устанавливаются Холловский и температурный датчики на устройстве Senis (рис. 11 (b)), плотно прилегает к охлаждаемым/нагреваемым внутренним поверхностям данного штатива, обеспечивая тем самым достаточный теплообмен между этой пластиной и охлаждающей поверхностью. Контроль температуры жидкости в системе осуществляется посредством постоянной прокачки жидкости через охлаждающую камеру, управляемую цифровым блоком (рис. 21 (a)). Температура жидкости в системе может устанавливаться в диапазоне 20-25 °С с точностью 0,1 °С. Разработанная система контроля температуры датчика Холла позволяет не только удерживать температуру датчика с точностью $\pm 0,1$ °С в ходе калибровки и тестов, но и относительно быстро изменять её, что важно для данных экспериментов.

Разработанная система контроля температуры датчика была применена в ходе второй серии тестов. Первое измерение было выполнено для проверки поведения показаний датчиков Холла Senis при резко меняющейся температуре. В ходе эксперимента температура датчика была повышена дважды на $\sim 0,5$ °С в течении 4-5 минут. Внешнее поле, генерируемое калибровочным электромагнитом, было установлено на ~ 5000 Гаусс. Временная зависимость показаний тестируемого датчика Холла и его температуры представлены на рисунке 22.

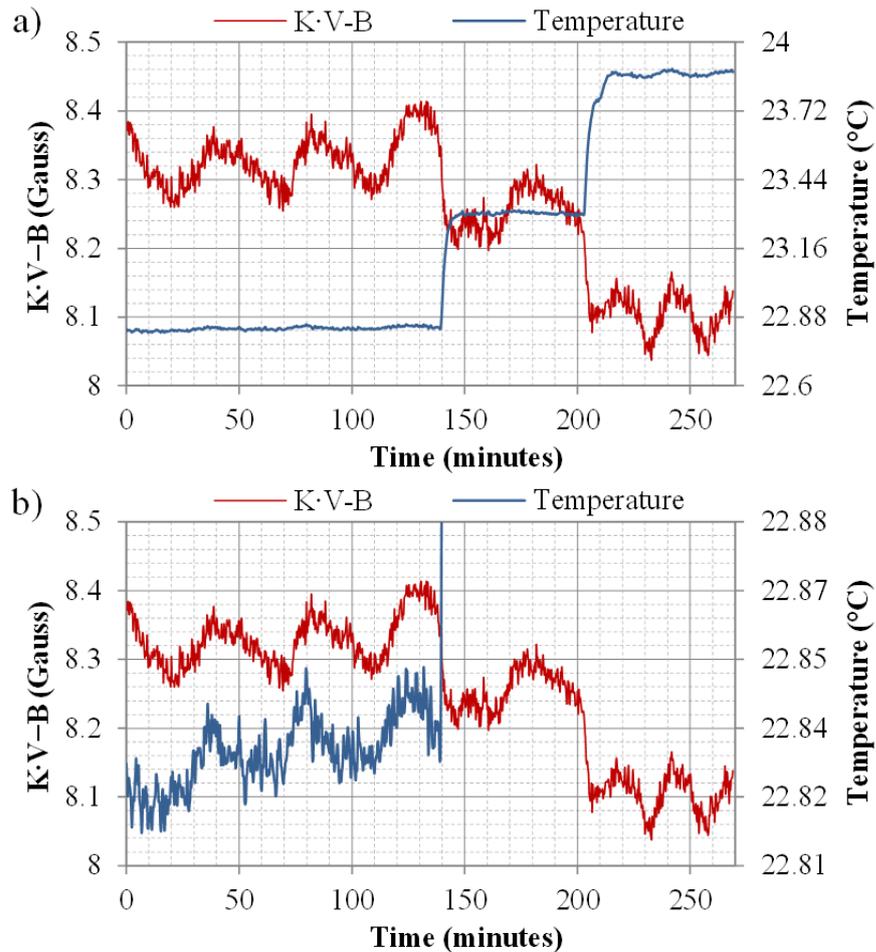


Рисунок 22. Зависимость от времени температуры и разности $(K \cdot V - B)$ для датчика Холла Senis № 009-12. (a) полный и (b) увеличенный масштаб шкалы с температурой. Внешнее поле $B = 5$ кГс.

Как видно из рисунка 22, в ходе первого и второго скачка температуры датчика на $0,46$ и $0,57$ °C соответственно, величина $(K \cdot V - B)$ уменьшилась на примерно на одно и то же значение – $0,12$ Гс, что соответствует изменению чувствительности датчика на 52 и 42 ppm при изменении температуры на 1 °C соответственно (в среднем 47 ppm на 1 °C). Таким образом, при резко изменяющейся температуре датчика, полученные значения чувствительности почти в 2 раза превышает значение, указанное производителем.

На рисунке 22 также можно заметить некоторые периодические колебания величины $(K \cdot V - B)$, коррелирующие с осцилляциями измеренной температуры (рис. 22 (b)). Их амплитуда составляет $\sim 0,11$ Гс, при этом амплитуда температурных колебаний равна $0,023$ °C, что уже даёт изменение чувствительности на ~ 960 ppm на 1 °C. Сами температурные колебания, вероятно, вызваны процессом стабилизации температуры системой кондиционирования в лабораторном помещении. Для исследования данных осцилляций, было выполнено второе измерение длительностью 8 часов, в ходе которого была зафиксирована температура,

задаваемая системой охлаждения датчика Холла. В ходе теста также регистрировались выходное напряжение датчика Холла, его температура и показания ЯМР датчика (рис. 23). Как видно из результатов теста контролировать температуру с точностью более, чем $0,02\text{ }^{\circ}\text{C}$ не удалось, поэтому наблюдаются те же колебания температуры ($\sim 0.0185\text{ }^{\circ}\text{C}$) и значения ($K \cdot V - B$) амплитудой $0,12\text{ Гс}$, коррелирующие между собой. Данные колебания соответствуют изменению чувствительности датчика Холла примерно на 650 ppm . Источник данных осцилляций остаётся неясным.

На рисунке 22 также наблюдается длительный дрейф выходного сигнала датчика Холла, который за 8 часов измерений составил $\sim 1\text{ Гс}$. Данный дрейф прослеживается даже на участке с относительно стабильной температурой. Природа данного дрейфа также остаётся неясной.

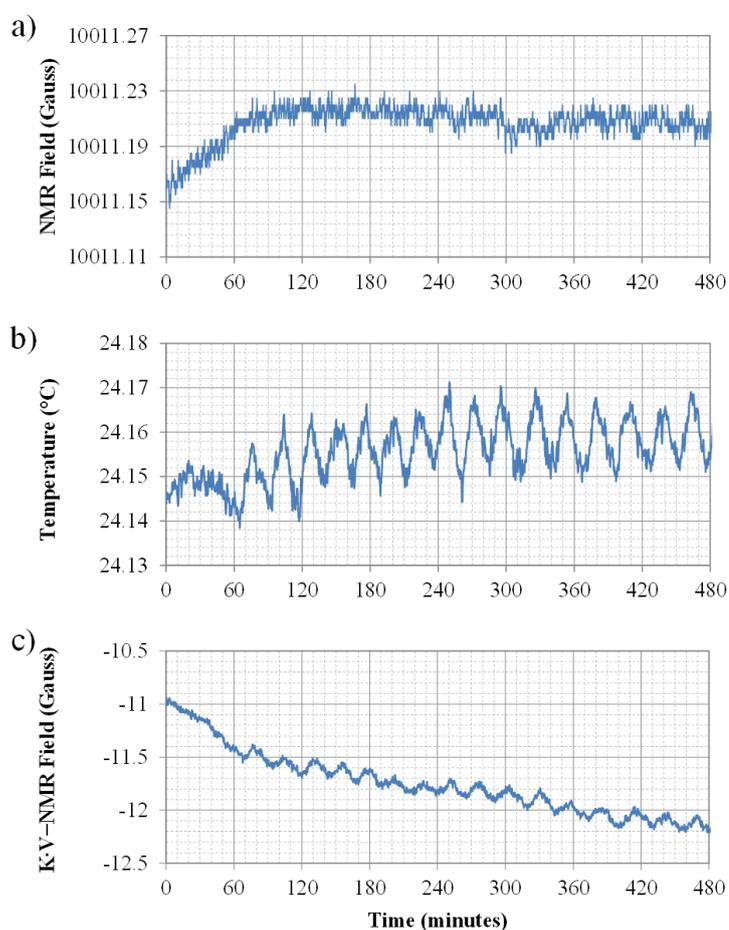


Рисунок 23. Временная зависимость: а) NMR Field – измеряемая ЯМР датчиком магнитная индукция; б) температура датчика Холла; в) ($K \cdot V - \text{NMR Field}$), где K – чувствительность используемого датчика Холла Senis № 009-12, V – выходное напряжение данного датчика.

2.4. Планарный эффект Холла

Несмотря на то что плоские ондуляторы создаются для генерации поля только в одной плоскости (вертикальной в случае с «вертикальным» ондулятором), в силу искажения этой основной компоненты поля геометрическими и механическими ошибками, неоднородностью постоянных магнитов и т.д. во всех ондуляторах присутствует поперечная компонента поля, перпендикулярная основной (горизонтальная для «вертикального» ондулятора). Так как основная компонента поля для плоского ондулятора сильно доминирует над неосновой, для проведения надёжных магнитных измерений «слабой» компоненты датчиком Холла необходимо учесть эффект от планарного эффекта Холла, т. е. использовать систему измерений, которая минимизирует влияние «сильной» компоненты поля на измерение «слабой» [20].

Выходное напряжение идеального датчика Холла может быть представлено следующим образом [22]:

$$U = C_1 B_{\perp} I + C_2 B_{\parallel}^2 I \sin(2\varphi), \quad (41)$$

где B_{\perp} – измеряемая компонента магнитного поля, перпендикулярная к плоскости датчика Холла, B_{\parallel} – компонента, лежащая в плоскости датчика Холла, I – пропускаемый через датчик ток, φ – угол между B_{\parallel} и I , $C_{1,2}$ являются константами в первом приближении. Второе слагаемое в правой части этого равенства отвечает за планарный эффект Холла. Согласно (41) выходное напряжение датчика Холла имеет сильную зависимость от величины лежащей в плоскости этого датчика компоненты магнитного поля и угла между этой компонентой и током I . Это, как уже указывалось, сильно осложняет измерение B_x датчиком Холла при $B_y \gg B_x$ (для «вертикального» ондулятора). Благодаря зависимости от двойного угла в (41) поворот датчика в его плоскости на 90° меняет знак планарного эффекта Холла. Таким образом, если выполнять по 2 измерения в каждой точке, отличающихся ориентацией тока в датчике на 90° , то можно практически полностью избавиться от влияния данного эффекта на магнитные измерения.

В лаборатории магнитных измерений MM1 APS уже проводились тесты по подавлению планарного эффекта Холла за счёт изменения схемы питания [23]. Для этого использовался датчик Холла компании Агерос, способный измерять только одну компоненту поля одновременно. Выполнялось два измерения с чередованием подключения контактов пропускаемого через датчик тока и измеряемого напряжения: первое с исходным подключением контактов, а второе с перекинутым одного на другое. Таким образом

автоматически обеспечивается поворот на 90° направления движения тока внутри датчика. Переключение выполняется "на лету" с помощью удалённо управляемых реле. В этом случае суммарный результат обоих измерений не должен зависеть от пространственного угла между датчиком Холла и направлением измеряемой компоненты поля. Результаты этих экспериментов с датчиком Агерос ННР-VP показаны на рисунке 24. Измерения проводились с помощью устройства UNA 33 №21 при зазоре ондулятора 11,5 мм.

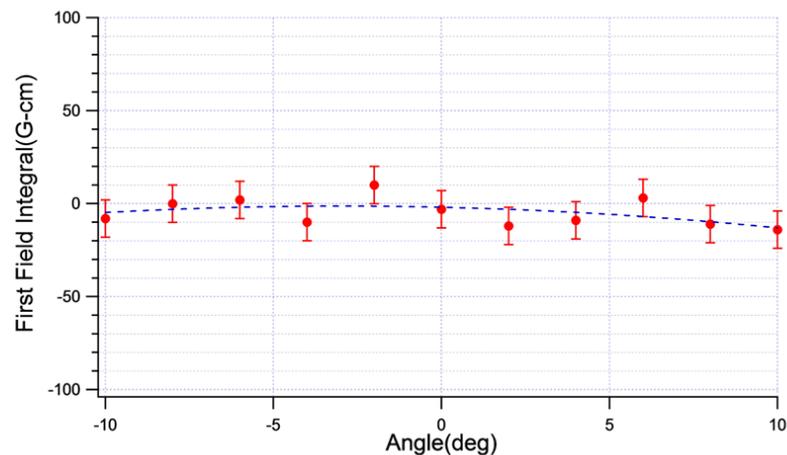


Рисунок 24. Зависимость первого интеграла горизонтального поперечного поля V_x от величины угла поворота вокруг оси X, полученный «двойным» сканированием датчиком Агерос ННР-VP.

Как видно из рисунка 24, чувствительность к углу при таком способе измерений близка к 0. Для сравнения, на рисунке 25 показана зависимость от угла первого интеграла компоненты V_x , измеренного с помощью ранее использовавшихся датчиков Холла Bell и Sentron [24].

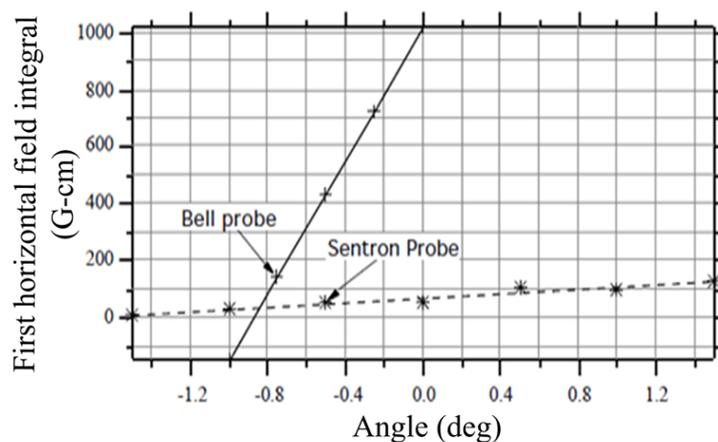


Рисунок 25. Зависимость первого интеграла V_x от угла для ранее использовавшихся датчиков Холла Bell и Sentron.

Применяемый в настоящее время в APS MM1 датчик Холла Senis делает несколько измерений в каждой точке при сканировании вдоль продольной оси Z. В ходе половины этих

измерений применяется стандартная схема подключения питания и измерения выходного напряжения, в ходе второй половины измерений эта схема «перевернута», как это было в эксперименте с датчиком Агерос [23]. Иллюстрация этого процесса показана на рисунке 26.

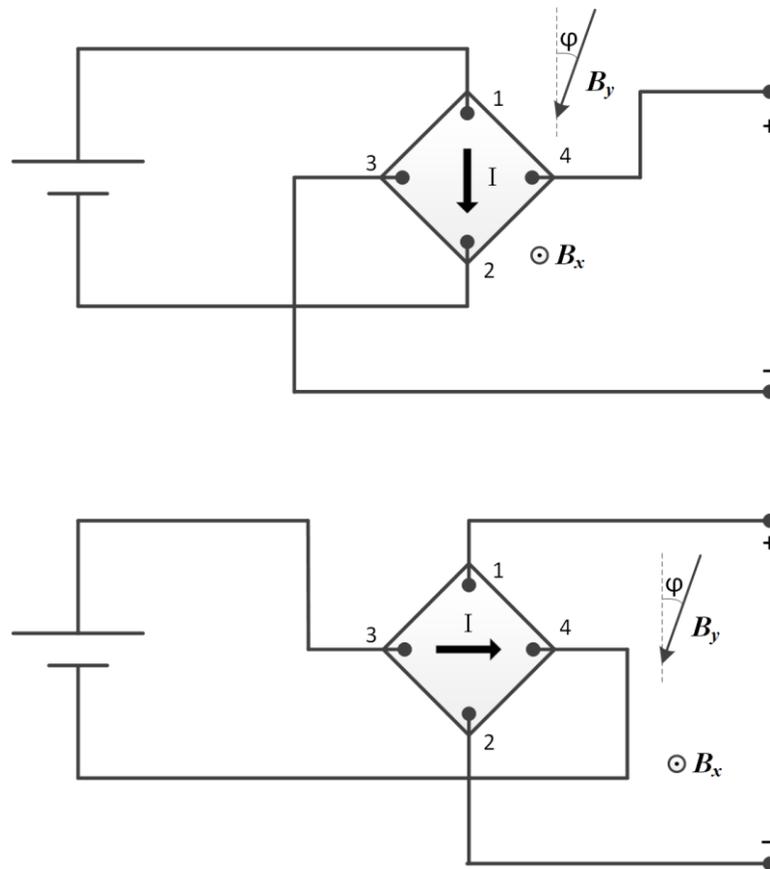


Рисунок 26. Обычная и «перевернутая» на 90° схема подключения питания и считывания сигнала датчика.

Данный датчик имеет одинаковые электрические свойства для обоих направлений тока. Таким образом, усреднение результатов всех сканирований при одном измерении в каждой точке приводит к подавлению планарного эффекта Холла. Чтобы проверить это, была измерена угловая зависимость первого интеграла горизонтальной компоненты поля B_x вдоль ондулятора в присутствии сильной вертикальной компоненты поля B_y (рис. 27). Для эксперимента использовался ондулятор UNA №33 с периодом 33 мм с зазором 10,5 мм (величина пикового поля $B_y = 0,9$ Тл). Измерения были выполнены с помощью датчика Холла Senis с серийным номером 009-12.

Все обсуждаемые выше измерения выполнялись в медианной плоскости ондулятора. Ранее использовавшиеся датчики Холла Bell и Sentron имели сильную зависимость интеграла горизонтального поля от вертикального положения (рис. 28) [24], что требовало тщательной настройки вертикального положения. Чтобы определить чувствительность датчика Холла Senis к ошибкам в вертикальном позиционировании, была измерена зависимость первого интеграла

горизонтального поля от вертикального положения. Результаты этих измерений представлены на рисунке 29.

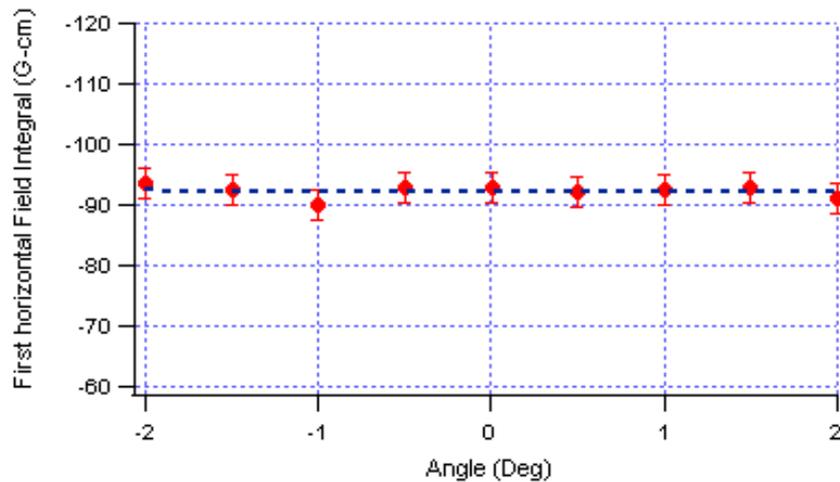


Рисунок 27. Зависимость измеренного датчиком Холла Senis #009-12 интеграла поля ондулятора UNA #33 от угла поворота датчика относительно оси X.

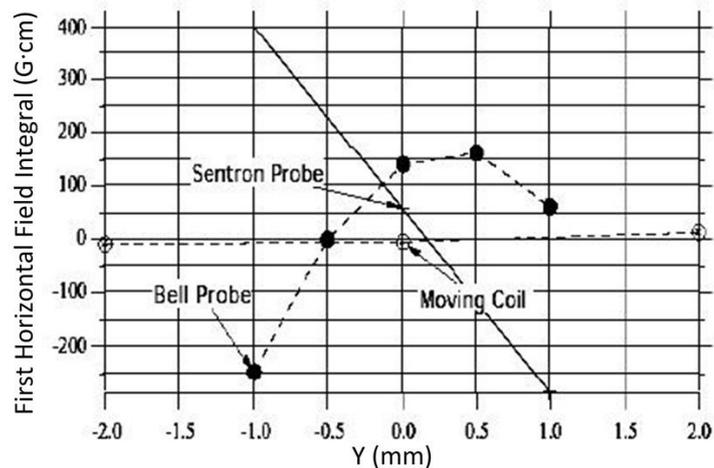


Рисунок 28. Зависимость первого интеграла поля, измеренного датчиками Холла Bell и Sentron, от вертикального положения: $\Delta I_1/\Delta Y \approx 350$ (Гс·см)/мм.

Как видно из рисунков 27 и 29, измерения интегралов горизонтальной компоненты поля ондулятора практически не чувствительным к небольшим изменениям угла и вертикального положения, таким образом, планарный эффект Холла не влияет на измерения, выполненные датчиками Senis.

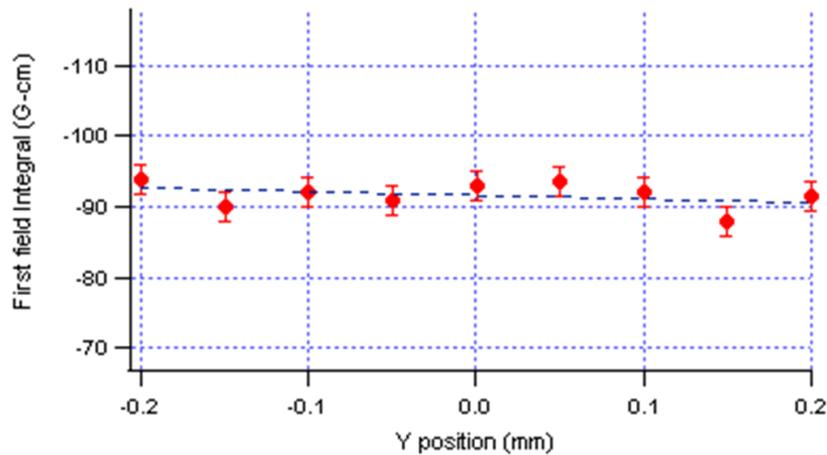


Рисунок 29. Зависимость измеренного датчиком Холла Senis #009-12 интеграла горизонтальной компоненты поля ондулятора UNA #33 от вертикального положения в магнитном зазоре.

2.5. Ошибки при калибровке датчиков Холла

Чтобы достоверно определить характеристики ондулятора, как правило, измерения датчиком Холла в лаборатории MM1 APS дублируются другими техниками. Для точного измерения интегралов поля используется длинная вращающаяся катушка, для измерения распределения поля вдоль ондулятора (а затем расчёта по нему траектории опорной частицы) используется короткая перемещаемая катушка (см. п. 2.1). При сравнении траектории опорной частицы в ондуляторе UNA #27, полученной из измерений датчиком Холла Senis №046-12 и короткой катушкой, было замечено некоторое расхождение между двумя способами измерения (рис. 30). Более того, расхождение наблюдалось и для измерений, выполненных одним и тем же датчиком, но с различной калибровкой (рис. 30). Данные калибровочные кривые приведены на рисунке 31.

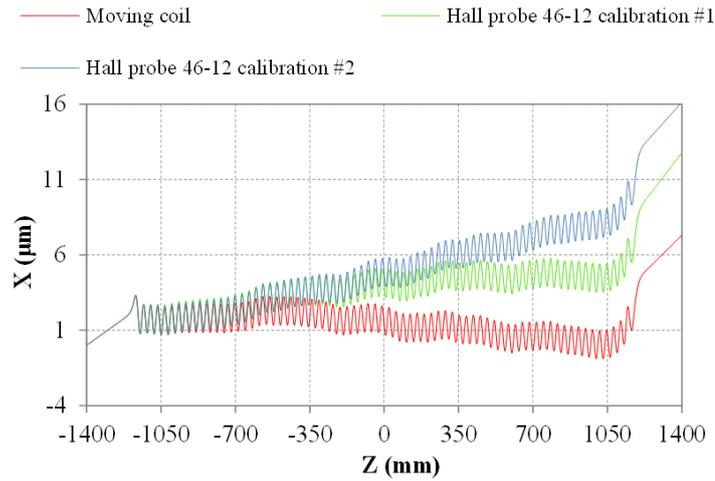


Рисунок 30. Траектория опорной частицы в ондуляторе UNA №27.

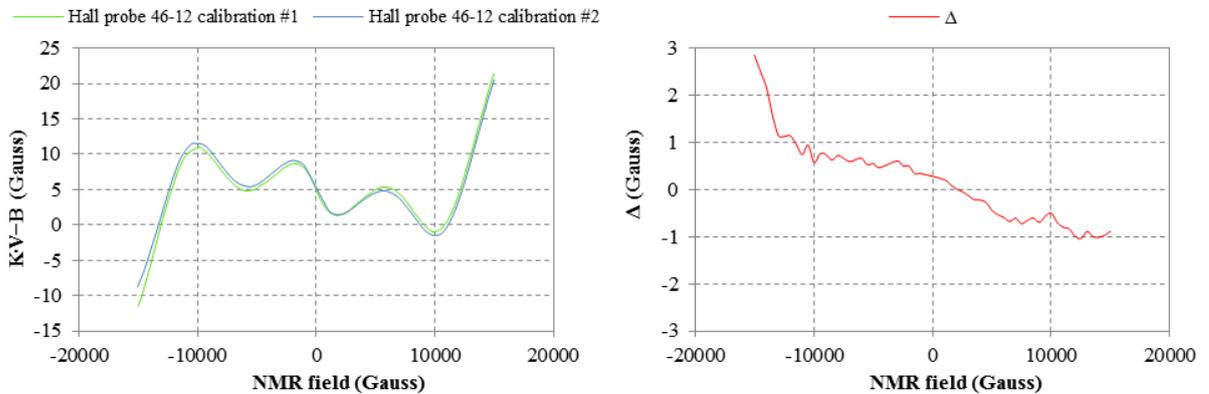


Рисунок 31. Калибровочные кривые датчика Холла Senis №046-12.

Очевидно, причиной расхождения траекторий частицы для различных измерений на рисунке 30 являются погрешности в калибровочных кривых (рис. 31). Даже небольшая систематическая ошибка величиной 0,5 Гс во время калибровки приводит к отклонению в 3 мкм для расчётной траектории пучка с энергией 7 ГэВ. Это не критично для накопителей, но для лазеров на свободных электронах это значение существенно. Например, отклонение траектории в обоих поперечных направлениях внутри ондуляторов LCLS допускается не более 2 мкм для электрона с энергией 14,1 ГэВ. В настоящее время не существует известных способов полностью исключить неточность калибровки. Поэтому был применён следующий подход. Как упоминалось выше, длинная катушка является самым точным инструментом для измерения интегралов полей. Поэтому она использовалась в качестве эталонного инструмента. Для каждой калибровочной кривой измерялась зависимость первого интеграла поля от зазора с помощью датчика Холла, а затем сравнивалась с такой же, полученной длинной катушкой. Таким образом, подбиралась калибровочная кривая с зависимостью первого интеграла от зазора, наиболее близкой к зависимости, измеренной длинной катушкой. Существует ещё один способ получения необходимой калибровочной кривой, который заключается в использовании

усреднённой по нескольким калибровкам калибровочной кривой. Применяя оба подхода, были откалиброваны все датчики Холла фирмы Senis, доступные в MM1 APS – №009-12, 010-12, 046-12 и 067-11. Лучшие зависимости первых интегралов поля от зазора, полученные с помощью откалиброванных разными способами датчиков Холла Senis, для ондулятора UNA #27 представлены на рисунке 32.

Некоторый постоянный сдвиг между первыми интегралами, измеренными длиной катушкой и датчиками Холла, объясняется разной длиной сканирования. Поэтому для сравнения важно только различие в поведении самой кривой зависимости интеграла от зазора. Лучший результат был получен с помощью датчика Холла Senis №067-11 ($\Delta = 17$ Гс·см) и №046-12 ($\Delta = 24$ Гс·см). Худший результат – $\Delta = 51$ Гс·см – был получен для датчика Холла Senis №009-12.

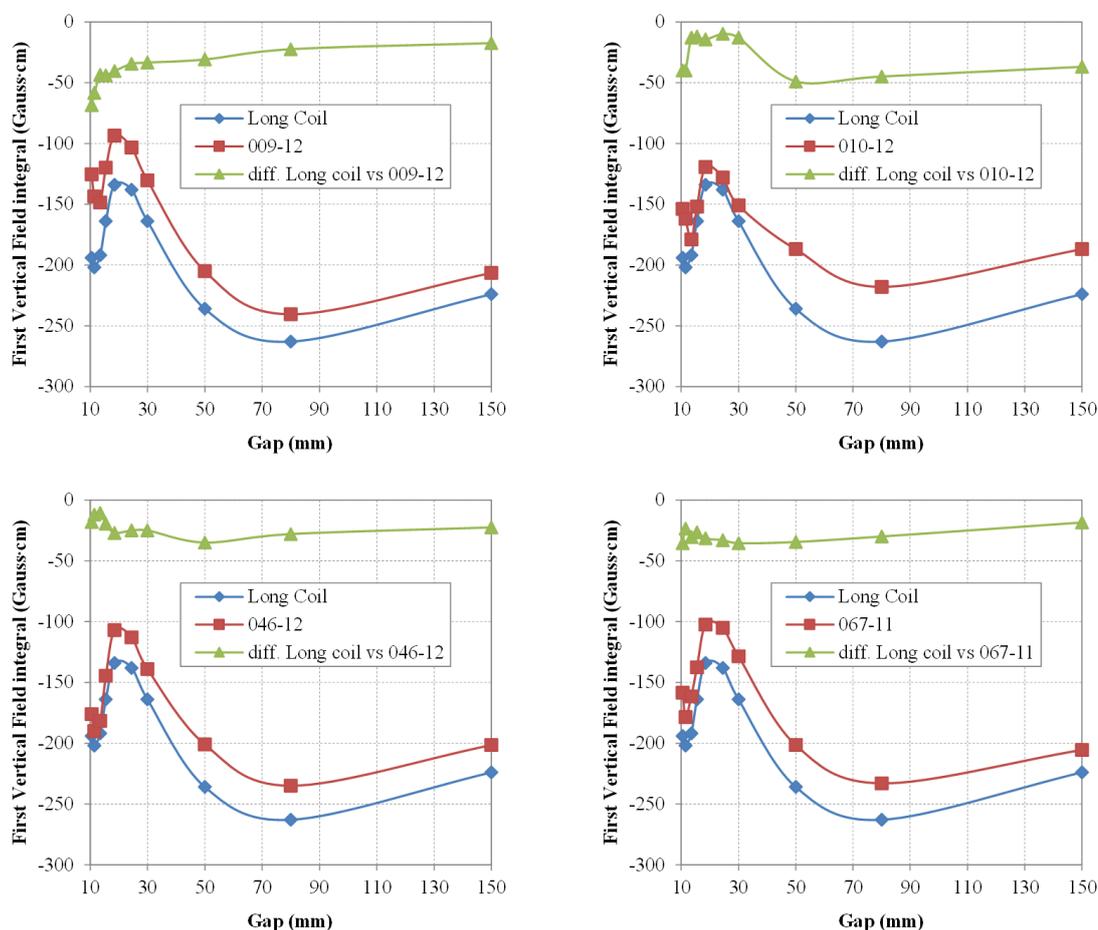


Рисунок 32. Зависимость первого интеграла поля от зазора, измеренная длиной вращающейся катушкой (long coil) и датчиками Холла Senis № 009-12, 010-12, 046-12 и 067-11.

2.6. Изменение температуры датчика Холла во время сканирования

Датчик Холла может нагреваться не только из-за изменения внешней температуры, но и от выработки мощности на активном сопротивлении в присутствии сильного магнитного поля, связанной с зависимостью электрического сопротивления датчика от магнитного поля. Этот эффект был существенным для ранее использовавшегося датчика Холла Агерос, что делало процедуру измерений более сложной [25]. Для проверки величины данного эффекта у датчиков Холла Senis были выполнены два теста. В ходе тестов регистрировалась температура датчика Холла при сканировании ондулятора UNA №33 вдоль оси z . Тесты были выполнены при различной скорости перемещения датчиков, чтобы скорость изменения потока через плоскость датчика была различна между экспериментами. Результаты приведены на рисунке 33.

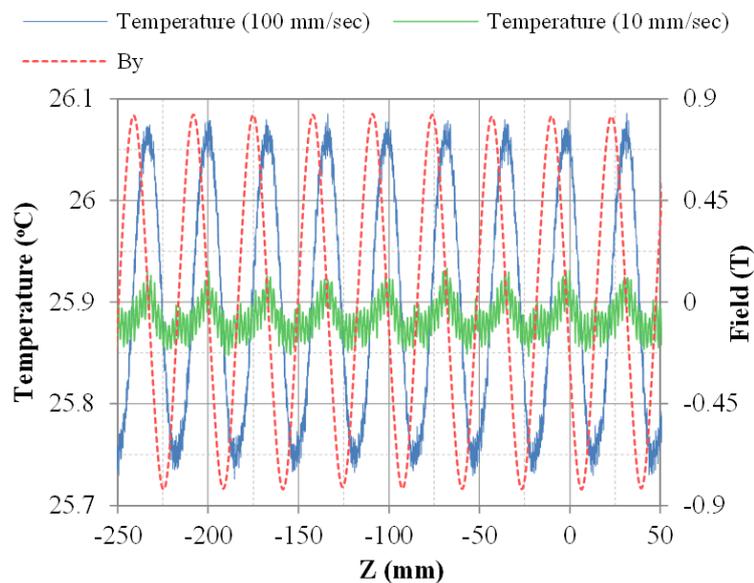


Рисунок 33. Температура датчика Холла, измеренная вдоль ондулятора UNA №33 при различной скорости сканирования, и распределение поля в ондуляторе.

Как можно видеть из рисунка выше, показания температурного датчика, встроенного в датчик Холла, колеблются по длине ондулятора. Эти колебания имеют разную амплитуду, но одинаковый период, смещённый относительно распределения магнитного поля на $1/4$ периода. По-видимому, здесь присутствует наводка на датчик температуры (на некоторый контур внутри датчика) со стороны изменяющегося потока.

Колебания показаний датчика температуры наблюдаются как малое искажение температурной кривой, которое не превышает $0,044^{\circ}\text{C}$. Поэтому, колебания температуры датчика Холла во время сканирования незначительны и не вносят существенных ошибок в измерение распределения поля и интегралов поля.

ГЛАВА 3. Влияние поля Земли на магнитные свойства вертикального и горизонтального ондуляторов

Магнитные свойства ондуляторов, используемых на источниках синхротронного излучения (СИ) 3-го поколения, были хорошо изучены и значительно улучшены за последние два десятилетия [26], [27]. Такие ондуляторы генерируют излучение необходимой яркости и в тоже время не искажают динамику электронного пучка в каналах накопителей и ЛСЭ. С появлением новых источников РИ 4-го поколения, таких как так называемые «дифракционно-ограниченные» источники РИ (т. е. электронные накопители, поперечные эмиттансы которых меньше длины волны излучения, с установленными на них ондуляторами) и рентгеновские ЛСЭ, допуски на отклонения поля ондуляторов от идеального существенно ужесточились. Одно из таких искажений поля связано с тем, что настройка ондуляторов обычно происходит в «магнитной среде», которая может отличаться от рабочей. Например, ориентация магнитной структуры ондулятора и его несущих элементов относительно вектора магнитного поля Земли в месте расположения стенда магнитных измерений (MMF APS) отличается от таковой на многих прямых участках накопителя APS Аргоннской национальной лаборатории (ANL). Такое отличие приводит к разной величине дополнительного магнитного поля, наведённого полем Земли в рабочем зазоре ондулятора, на измерительном стенде и в месте, где ондулятор работает. Некоторые аспекты влияния магнитного поля Земли на характеристики ондулятора уже рассматривались в [28], [29]. Тем не менее, точная оценка влияния магнитного поля Земли, а в особенности разницы в ориентации ондулятора относительно вектора поля Земли при его настройке и в рабочем положении, на величину интегралов поля ондулятора и их изменение при смене магнитного зазора остаётся важной для всех типов ондуляторов, особенно для источников РИ 4-го поколения. В главе 3 представлены результаты такой оценки для планарного ондулятора с вертикальным и горизонтальным основным магнитным полем на основе проведённых экспериментов и расчётов.

3.1. Экспериментальное определение эффекта от магнитного поля Земли в зазоре ондулятора

Хотя абсолютная величина магнитного поля Земли в зазоре ондулятора значительно меньше его основной компоненты, вклад поля Земли в интегралы поля и мультипольные компоненты в обоих поперечных направлениях по всей длине ондулятора может быть значительным и даже превышать установленные допуски. Допуски на магнитные характеристики ондуляторов APS устанавливаются согласно необходимости обеспечить стабильность орбиты электронного пучка в пределах 10% от его эмиттанса [30]. Обычно финальные характеристики ондулятора получаются и измеряются в лаборатории магнитных измерений, и предполагается, что они сохраняются после переноса ондулятора на рабочее место. Недавно было обнаружено, что на прохождение поля Земли в зазор ондулятора довольно сильно влияет ориентация устройства по отношению к этому полю, и это может вызвать искажение характеристик ондулятора при его окончательной установке. Улучшенная система обратной связи накопительного кольца в настоящее время позволяет корректировать ошибки, создаваемые данным эффектом, однако будущая модернизация APS предполагает уменьшение горизонтального эмиттанса на два порядка, таким образом требования к стабильности пучка будут значительно более жёсткими. То же справедливо и для лазеров на свободных электронах, где требование на прямолинейность траектории ещё более жёсткое, чем для накопителей (требование для ондуляторов LCLS-II – отклонение траектории от прямолинейной не должно превышать 2 мкм в обоих поперечных направлениях).

Определение интегралов поля ондулятора и их эффект на пучок заряженных частиц, пролетающих ондулятор, даётся в **главе 1**. Вертикальная компонента поля Земли вносит независимую от ориентации ондулятора добавку к интегралам поля для обоих типов устройства – горизонтального и вертикального. Влияние же горизонтальной компоненты магнитного поля Земли на поперечное горизонтальное поле ондулятора зависит от его ориентации в туннеле. Это верно для обоих типов устройств. Как результат, фактическая величина интегралов поперечного горизонтального поля на рабочем месте у такого ондулятора будет отличаться от таковой, измеренной при его настройке. Вклад горизонтальной/вертикальной компоненты поля Земли в интегралы вертикального/горизонтального ондулятора также зависит от магнитного зазора устройства, материала и геометрии его несущей конструкции (рис. 34). В случае плоского ондулятора с основным вертикальным полем горизонтальная компонента внешнего поля экранируется полюсами магнитной структуры, а вертикальная наоборот – усиливается, причём, в зависимости от зазора, эффект имеет различную величину.

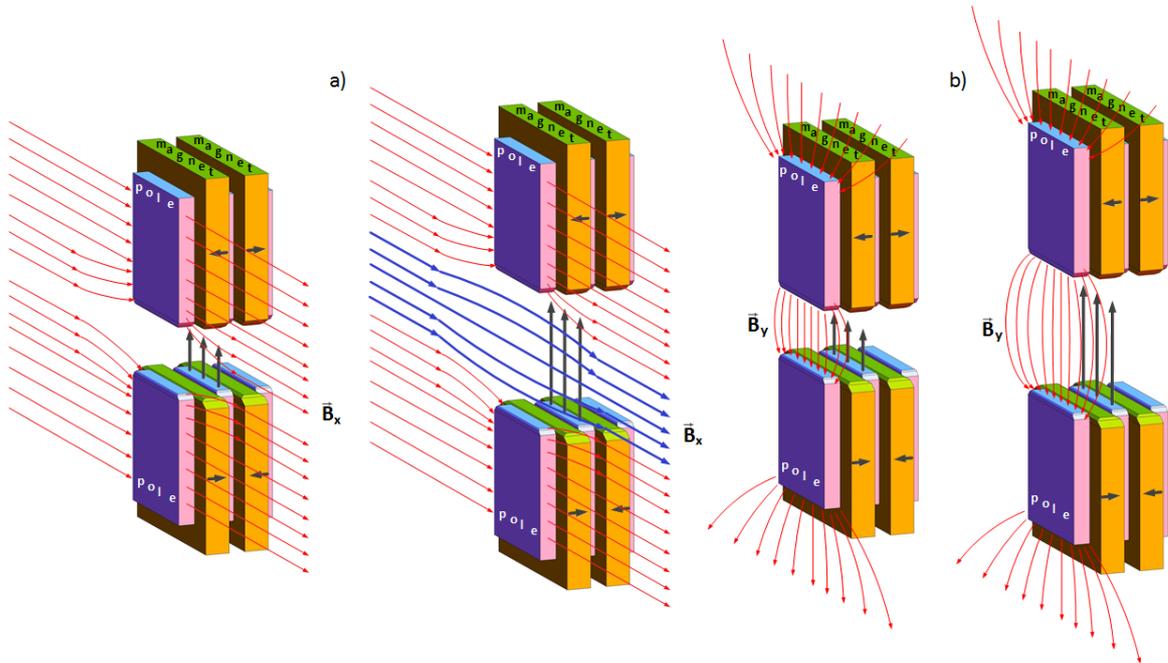


Рисунок 34. Прохождение внешнего поля через магнитный зазор ондулятора: а) горизонтальной поперечной компоненты, б) вертикальной компоненты.

3.1.1. Влияние горизонтальной компоненты поля Земли на характеристики ондулятора

Только одна из двух горизонтальных компонент магнитного поля Земли может давать вклад в интегралы поля ондулятора – компонента нормальная к продольной оси устройства. Поэтому только эта компонента будет рассматриваться в последующем. Самый простой способ измерить добавку к интегралу, создаваемую прохождением горизонтальной компоненты поля Земли в зазор ондулятора – это измерить интегралы поля этого ондулятора при двух его ориентациях, отличающихся поворотом на 180° относительно вертикальной оси (оси Y):

$$\begin{cases} J_{Ix}(0^\circ) = J_{IxU} + J_{IxE} \\ J_{Ix}(180^\circ) = -J_{IxU} + J_{IxE} \end{cases} \quad (42)$$

где $J_{Ix}(0^\circ)$ – измеренный первый интеграл горизонтального поля для исходной ориентации устройства, а $J_{Ix}(180^\circ)$ – для повернутого на 180° вокруг оси Y , J_{IxU} – вклад магнитной структуры ондулятора, J_{IxE} – вклад горизонтальной компоненты поля Земли. Тогда

$$J_{IxE} = [J_{Ix}(0^\circ) + J_{Ix}(180^\circ)]/2. \quad (43)$$

Два рабочих ондулятора APS, APS27 №5s и UNA33 №6 с длиной периода 27 мм и 33 мм соответственно с основным вертикальным магнитным полем, были выбраны для данного теста. Рама APS27 №5s сделана из стали, которая может намагничиваться, в то время как рама UNA33 №6 выполнена практически полностью из алюминия. Таким образом, сравнение результатов измерений для этих двух устройств должно показать влияние несущей рамы ондулятора, выполненной из магнито-восприимчивого материала, на интегралы этого ондулятора. Дополнительно были выполнены измерения магнитного поля Земли без ондуляторов, чтобы установить его исходное значение в области проведения магнитных измерений.

Для данных тестов была использована длинная вращающаяся катушка (см. главу 2). Измерения пустого промежутка без ондуляторов катушкой с длиной 4,2 м дали величину первого интеграла горизонтальной компоненты поля $J_{1x} = -63,5$ Гс·см и вертикальной компоненты $J_{1y} \approx -167$ Гс·см. Это соответствует $B_x \approx -0.15$ Гаусс для средней величины горизонтальной компоненты поля Земли и $B_y = -0.4$ Гаусс для средней вертикальной компоненты поля вблизи измерительной скамьи. Распределение поля Земли в этой области близко к постоянному, поэтому использование его усреднённой по длине катушки величины приемлемо. На рисунке ниже представлены результаты измерений J_{1x} для обоих устройств. В ходе измерений ориентация ондуляторов соответствовала максимальному значению J_{1x} .

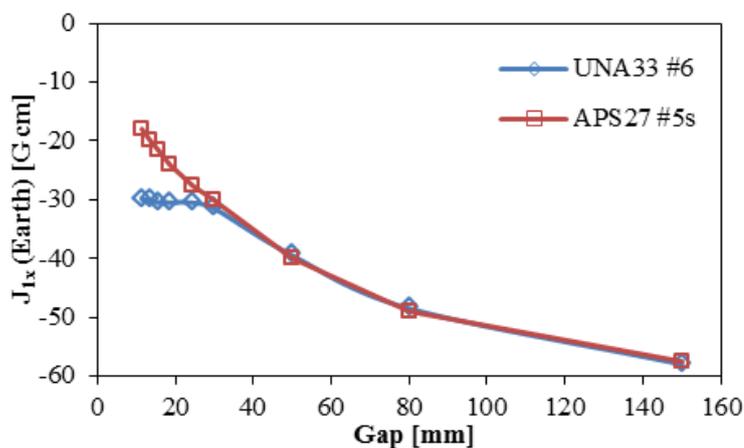


Рисунок 35. Вклад горизонтальной компоненты поля Земли в зависимость первого интеграла горизонтального поля ондулятора от зазора для UNA33 №6 и APS27 №5s.

Из рисунка 35 видно, что максимальное изменение J_{1x} при изменении магнитного зазора равно 28 Гс·см и 39,5 Гс·см для UNA33 №6 и APS27 №5s соответственно. Поскольку магнитная настройка ондулятора прекращается, как только интегралы поля и абсолютная величина их изменения во всём диапазоне рабочих зазоров удовлетворяют требованиям, то они никогда не доводятся до нулевых значений. Если ориентация устройства во время его работы в тоннеле совпадает с таковой при его настройке в MMF, то «видимые» пучком электронов интегралы

поля и их зависимость от зазора равны таковым, измеренным в MMF. В худшем же случае отличных друг от друга ориентаций фактическая величина интеграла на месте работы ондулятора в тоннеле возрастёт на величину добавки от поля Земли (рис. 35). Текущее ограничение на изменение первого интеграла во всём диапазоне рабочих зазоров для всех ондуляторов APS составляет 50 Гс·см для будущих ондуляторов LCLS-II – 40 Гс·см (длина одного ондулятора LCLS составляет 3,4 м, в то время как длина обсуждаемых устройств не превышает 2,5 м). Получается, что в худшем случае фактическая величина первого интеграла UNA33 №6 и APS27 №5s превысит установленный допуск. Это значит, что каждый ондулятор не может быть настроен универсально, и при его настройке должна учитываться ориентация ондулятора по отношению к вектору магнитного поля в накопительном кольце. В случае с линейным ускорителем учесть эту разницу необходимо всего один раз.

Как показано на рисунке 35, вклад в первый интеграл ондулятора от горизонтальной компоненты поля Земли при зазорах ондулятора 30–150 мм практически одинаков для обоих ондуляторов UNA33 №6 и APS27 №5s. Это говорит о том, что эффект от несущей рамы, выполненной из магнитного материала, практически не наблюдается. Разница между кривыми на зазорах менее 30 мм не объясняется различным материалом несущей конструкции и требует дальнейшего исследования. На рисунке 35 также хорошо просматривается экранирование горизонтальной компоненты поля Земли полюсами, которое происходит на всех зазорах, даже при максимально раскрытых челюстях ондулятора (зазор = 150 мм) $J_{1x} = -57,5$ Гс·см, между тем интеграл этой же области без ондуляторов равен $J_{1x} = -63,5$ Гс·см.

3.1.2. Влияние вертикальной компоненты поля Земли на характеристики ондулятора

Как упоминалось выше, прохождение вертикальной компоненты поля Земли не должно зависеть от ориентации ондулятора, если в непосредственной близости от магнитной структуры нет элементов конструкции, выполненных из магнитных материалов. Тем не менее, измерения интегралов вертикальной компоненты магнитного поля в экспериментах с устройствами UNA33 №6 и APS27 №5s имеют различный результат для исходного положения ондулятора и повернутого на 180° (см. рис. 36).

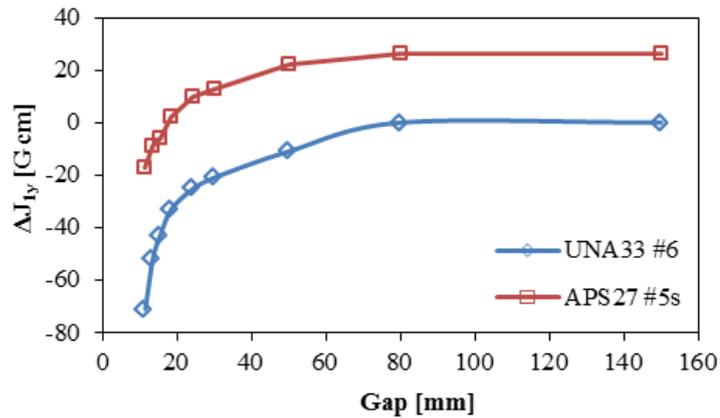


Рисунок 36. Разница между первыми интегралами вертикальной компоненты поля ондулятора для его исходной и повернутой на 180° ориентации.

Это скорее всего объясняется асимметрией магнитной структуры, которая имеется с различной степенью у обоих устройств, т.е. вертикальное поле ондулятора содержит в себе также вклад от искажённой горизонтальной компоненты поля Земли.

Асимметрия магнитной структуры UNA33 №6 становится пренебрежимой при открытом магнитном зазоре устройства, поскольку $\Delta J_{1y} = 0$ (рис. 36). Зависимость ΔJ_{1y} от зазора у APS27 №5s необходимо рассмотреть более детально. Сильные мультипольные компоненты были обнаружены у APS27 №5s при первых измерениях, которые в дальнейшем были скорректированы для исходной его ориентации по отношению к вектору поля Земли. Это объясняет ненулевое значение разницы ΔJ_{1y} для данного ондулятора при открытых зазорах (80 – 150 мм). Как будет показано в п. 3.2.2, несущая рама APS27 №5s, выполненная из магнито-восприимчивого материала, не вносит видимой асимметрии при прохождении вертикального внешнего магнитного поля (рис. 42), но она экранирует пространство магнитного зазора ондулятора от вертикального внешнего поля, уменьшая проходящий через полюса полный поток. Смещение между кривыми на рисунке 36 можно объяснить этим различием между APS27 №5s и UNA33 №6.

В случае поперечной асимметрии магнитной структуры, должны наблюдаться значительные мультипольные компоненты, величина которых зависит от ориентации ондулятора по отношению к полю Земли. Для проверки этого эффекта, были измерены интегрированные мультиполи UNA33 №6 для обеих ориентаций устройства (0° и 180°). Разница нормальной квадрупольной компоненты (b_1) для различных ориентаций ондулятора показана на рисунке 37. Интегральная квадрупольная компонента для исходной ориентации устройства была скомпенсирована в ходе настройки UNA33 №6 и не превышала $b_1 < 50$ Гс для всех зазоров ондулятора.

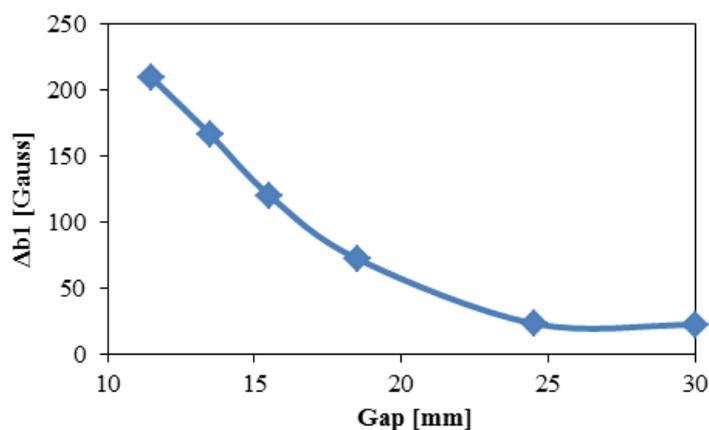


Рисунок 37. Разница нормальной квадрупольной компоненты ($b_1(180^\circ) - b_1(0^\circ)$) между повернутой вокруг вертикальной оси и исходной ориентацией UNA33 №6 по отношению к полю Земли.

Сильное различие b_1 для двух ориентаций UNA33 №6 доказывает наличие поперечной асимметрии магнитной структуры данного устройства, что также необходимо учитывать при настройке ондулятора. Стоит отметить, что асимметрия UNA33 №6 значительно меньше таковой у APS27 №5s. Например, повернутая квадрупольная компонента поля при магнитном зазоре 30 мм у UNA33 №6 составляет 38 Гс, в то время как у APS27 №5s – 131 Гс.

3.2. Численное моделирование прохождения магнитного поля Земли в зазор ондулятора

Для лучшего понимания экспериментальных результатов был выполнен анализ эффектов от прохождения поля Земли в магнитном зазоре ондулятора с помощью численного моделирования. В ходе расчётов была использована геометрия обоих устройств APS27 №5s и UNA33 №6. Расчёты выполнены с помощью кода Radia [31], [32] и пакета программ Opera Vector Fields [33]. В ходе расчётов использовалось величина магнитного поля Земли, полученная при измерениях без ондулятора ($B_x = -0,15$ Гс и $B_y = -0,4$ Гс).

3.2.1. Описание расчётной модели

Поскольку магнитные измерения достаточно чувствительны и легко обнаруживают малые эффекты от поля Земли и магнитных элементов в несущей конструкции ондулятора, то

расчётная модель должна включать все возможные детали реальной геометрии ондулятора, такие как фактическая конфигурация несущей рамы, влияние насыщения полюсов на прохождение внешнего поля и т.д. Очевидно, что численное моделирование, включающее все эти детали, требует значительных машинных ресурсов и длительного времени. Предполагается, что полюса не достигают полного насыщения, и таким образом постоянные магниты не влияют на прохождение поля Земли через полюса. Чтобы проверить это предположение, сначала был выполнен расчёт модели, состоящей из 0,5 периода магнитной структуры UNA33 №6 – стандартный в APS ондулятор с периодом 33 мм. Данная модель и сами расчёты были выполнены в пакете программ Орега, позволяющих осуществлять численное моделирование посредством метода конечных элементов. Граничные условия определены так, чтобы компонента поля, нормальная к поперечным вертикальным плоскостям, ограничивающим модель в направлении оси Z , равнялась нулю (рис. 38).

С помощью такой модели задаются 0,5 периода магнитной структуры, расположенных вдали от её края (глубоко внутри магнитной структуры). Удобство использования этой модели состоит в том, что интеграл вертикальной компоненты поля вдоль Z в отсутствие внешнего поля в этом случае равен 0, и можно легко наблюдать эффект от поля Земли для расчётов без магнитов и с магнитами. Данная модель была использована в дальнейшем в п. 4.4.2 для расчёта зависимости от зазора пикового поля и магнитной силы.

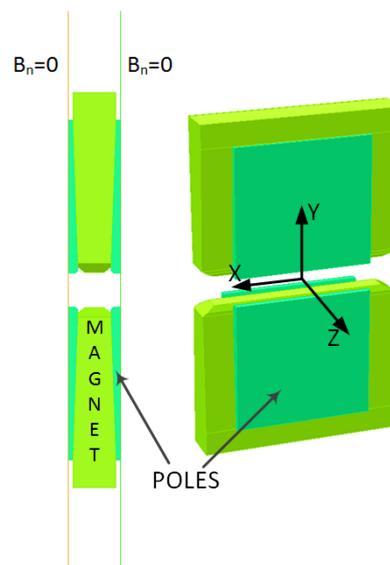


Рисунок 38. Расчётная модель (с магнитами) магнитной структуры UNA33 №6.

Расчёт был выполнен для минимального рабочего зазора ондулятора UNA33 (10,5 мм), чтобы основное поле в зазоре ондулятора имело максимальное значение, обеспечивая тем самым максимально возможную в данных условиях величину насыщения полюсов. Внешнее

поле задавалось следующим образом: $B_y = -0,4$, $B_x = -0,15$. Результаты расчётов с магнитами и без них представлены на рисунке 39.

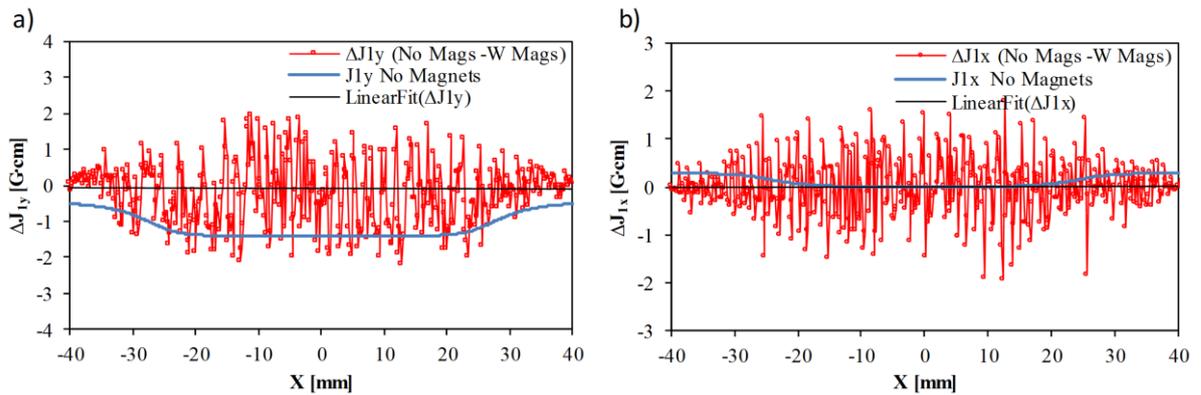


Рисунок 39. Разница между первыми интегралами поля $J_{1y,x}$ с постоянными магнитами и без них для различной поперечной координаты X (в присутствии поля Земли).

На рисунке выше наблюдаются некоторые несистематические ошибки, вызванные добавлением магнитов в расчётную модель. Тем не менее, усреднённая по X разница между интегралами $\Delta J_{1x,y}$ для двух случаев равна нулю, что подтверждает сделанное выше предположение и позволяет в дальнейшем выполнять расчёты не включая магниты в расчётную модель.

Для проверки полученных результатов расчёты для APS27 №5s проводились и в Radia, и в Opera. Моделирование выполнялось без магнитов с учётом несущей рамы и без неё. Чтобы проверить результаты эксперимента с поворотом ондулятора на 180° относительно вертикальной оси, в ходе расчётов, учитывающих несущую раму из магнито-восприимчивого материала, задавались две различные ориентации внешнего магнитного поля – $B_y = -0,4$, $B_x = -0,15$ и $B_y = -0,4$, $B_x = 0,15$. Расчётная модель APS27 №5s с рамой представлена на рисунке 40.

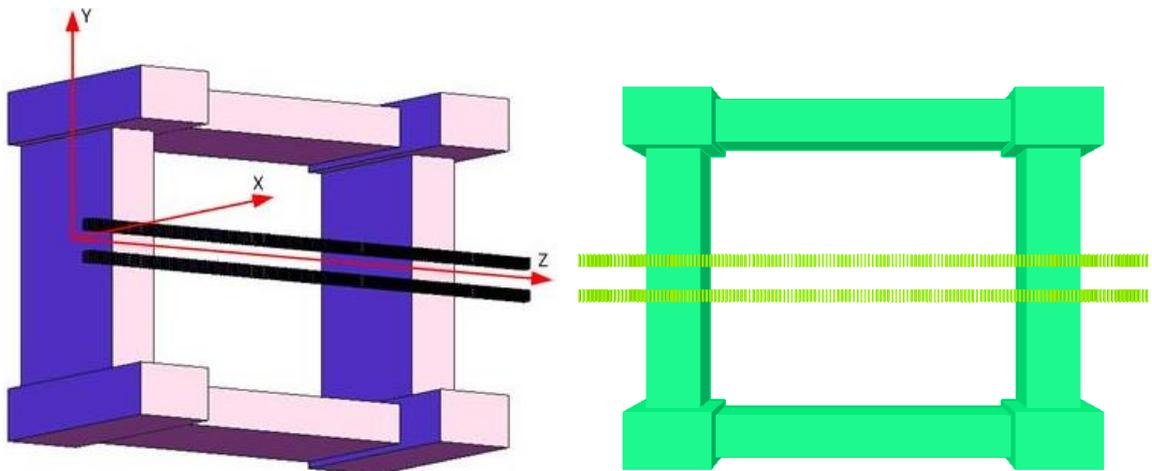


Рисунок 40. Расчётная модель APS27 №5s в Radia и Opera с учётом несущей рамы.

Поскольку рама UNA33 №6 выполнена из немагнитного материала, то расчёт для данного устройства выполнялся только с одной ориентацией внешнего магнитного поля ($B_y = -0.4$, $B_x = -0.15$).

3.2.2. Результаты моделирования для UNA33 №6 и APS27 №5

Полученная в ходе расчётов в Radia и Opera зависимость первого интеграла горизонтальной поперечной компоненты поля (J_{1x}) от зазора APS27 №5s представлена на рисунке 41, где можно увидеть разницу для расчётов с учётом рамы из магнитного материала и без неё.

Смена направления вектора внешнего магнитного поля B_x на 180° не меняет абсолютную величину интеграла J_{1x} ($B_y = -0.4$, $B_x = -0.15$ и $B_y = -0.4$, $B_x = 0.15$ Гс), в случае, когда несущая рама включена в расчёт (рис. 42). Все интегралы вычислялись на отрезке длиной 4,2 м, что соответствует длине измерительного инструмента в п. 3.1 (вращающейся катушки).

Полученные в Radia и Opera результаты моделирования без рамы достаточно близки между собой и соответствуют точности расчёта. Различие же в результатах моделирования с рамой могут быть объяснены конечным размером области в Opera, окружающей полюса с рамой. Это ограничивает полный поток поля, проходящий через раму и полюса. Из рисунков 42, 43 следует, что несущая рама из магнитного материала слабо влияет на прохождение горизонтальной компоненты поля Земли в зазор ондулятора.

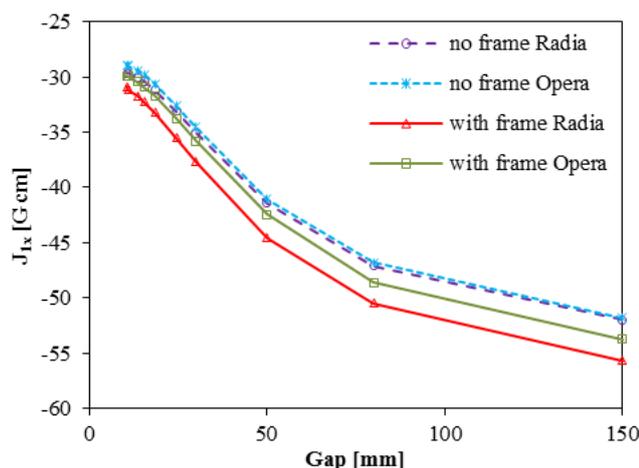


Рисунок 41. Интегралы горизонтальной компоненты поля вычисленной в медианной плоскости APS27 №5s, внешнее поле равно $B_y = -0.4$, $B_x = -0.15$ Гс. Сравнение результатов Radia и Opera; влияние несущей рамы из магнитного материала.

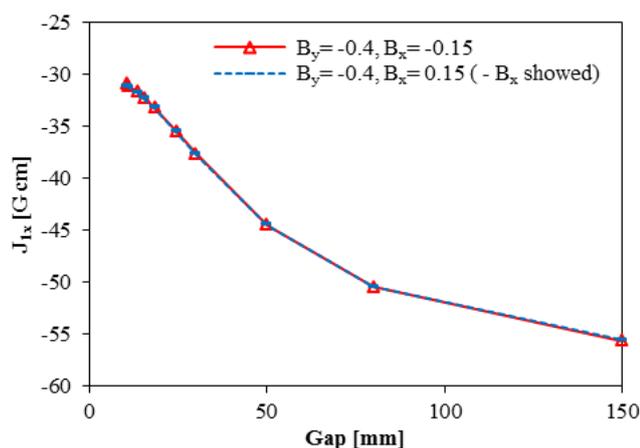


Рисунок 42. Зависимость интегралов от зазора для случаев с разным направлением вектора внешнего магнитного поля ($B_y = -0.4, B_x = -0.15$ и $B_y = -0.4, B_x = 0.15$) для APS27 №5s. Несущая рама из магнитного материала включена в расчёт (Radia).

Кроме того, было проверено влияние несущей рамы из магнитного материала на прохождение в зазор вертикальной компоненты поля. Никакой асимметрии при повороте вокруг вертикальной оси на 180° при этом не наблюдается (рис. 43).

Влияние магнитной рамы на вертикальную компоненту поля значительно более сильный, чем на горизонтальную (рис. 44). Рама из магнитно-восприимчивого материала «собирает» внешнее поле, уменьшая тем самым полный поток, проходящий через полюса ондулятора. Другими словами, она экранирует магнитную структуру устройства от вертикальной компоненты внешнего поля.

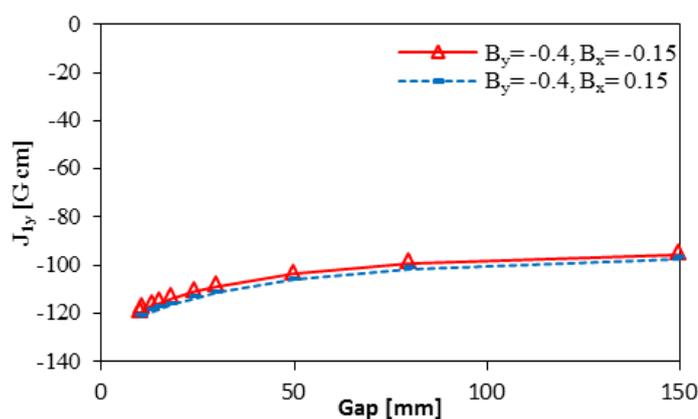


Рисунок 43. Зависимость первого интеграла вертикальной компоненты поля от зазора APS27 №5s с учётом несущей рамы при различных знаках горизонтальной компоненты внешнего $B_y = -0.4, B_x = -0.15$ Гс и $B_y = -0.4, B_x = 0.15$ Гс (Radia).

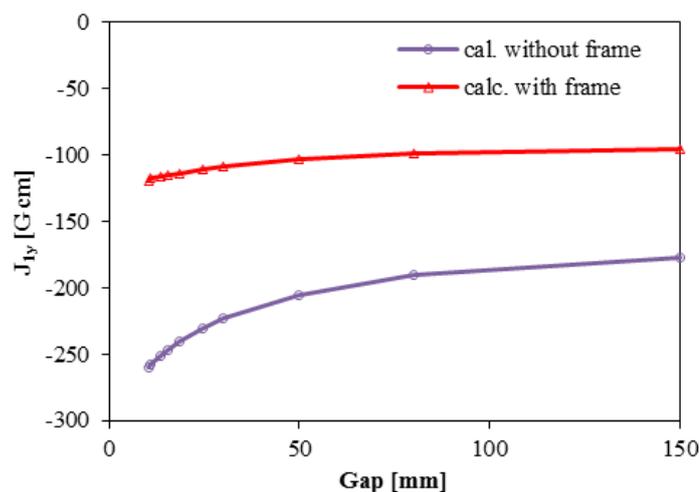


Рисунок 44. Зависимость первого интеграла вертикальной компоненты поля в зазоре APS27 №5s с учётом несущей рамы и без неё (внешнее поле $B_y = -0.4$ Гс).

Изменение первого интеграла вертикальной компоненты поля при изменении зазора APS27 №5s с учётом рамы равно 24 Гс·см, без рамы – 82 Гс·см (рис. 44). Допуск для данного изменения, установленный для ондуляторов APS составляет 100 Гс·см для вертикальной компоненты поля. Результат, полученный из таких же расчётов для UNA33 №6 без рамы, составляет 96 Гс·см.

В отличие от горизонтальной компоненты поля Земли его вертикальная компонента усиливается полюсами магнитной структуры ондулятора, и, соответственно, при уменьшении зазора этот эффект растёт (рис. 45). Данный эффект в два раза сильнее для устройства с немагнитной несущей рамой (рис. 45), чем для устройства с рамой из магнитно-восприимчивого материала, которая компенсирует его.

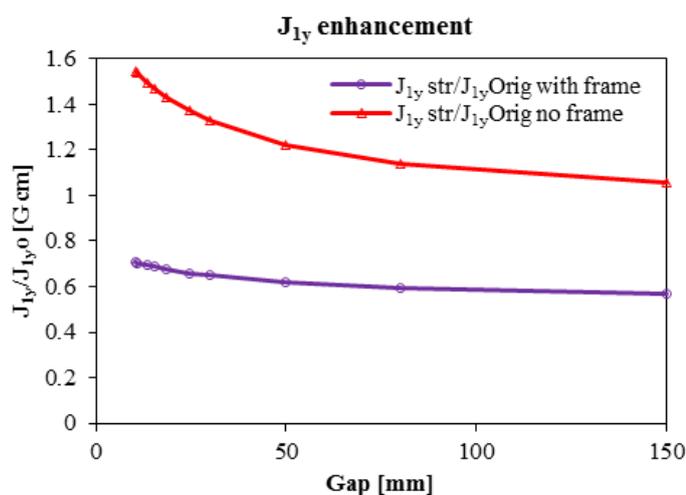


Рисунок 45. Зависимость усиления вертикальной компоненты поля Земли ($B_y = -0.4$ Гс) от зазора с учётом несущей рамы APS27 №5s и без неё.

Для сравнения на рисунке 46 показаны рассчитанный и измеренный первый интеграл горизонтальной компоненты поля для APS27 №5s с магнитной рамой и для UNA33 №6 без неё. Разница между измеренной и расчётной (особенно для APS27 №5s) кривыми на рисунке 46 скорее всего вызвана асимметрией магнитной структуры в направлении оси X, особенно в случае с APS27 №5s, что уже упоминалось в п. 3.1.2.

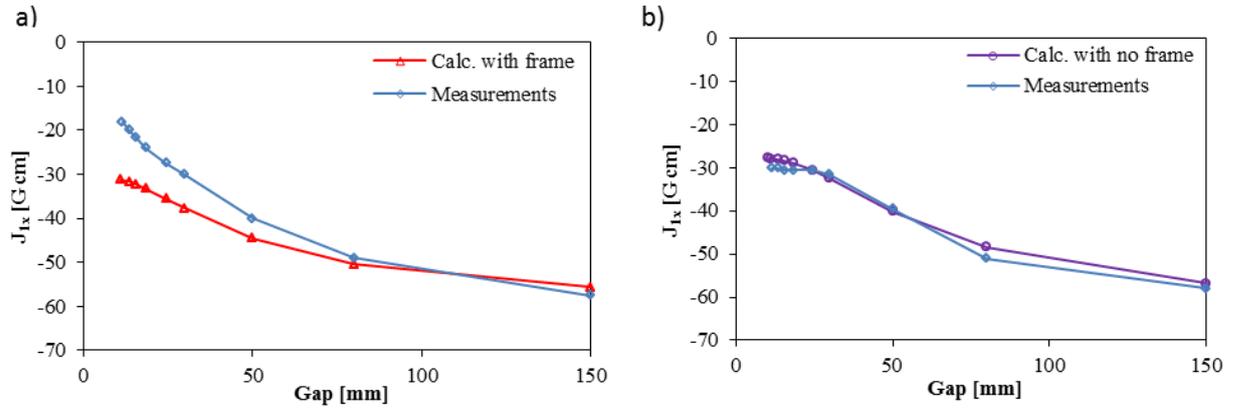


Рисунок 46. Измеренная (синий цвет) и расчётная зависимость первого интеграла поперечной горизонтальной компоненты поля от зазора: а) APS27 №5s с магнитной рамой; б) UNA33 №6 без неё.

Некоторое представление о влиянии несущей рамы из магнитно-восприимчивого материала на магнитные свойства ондулятора даёт полное распределение поля в медианной плоскости зазора устройства (рис. 47).

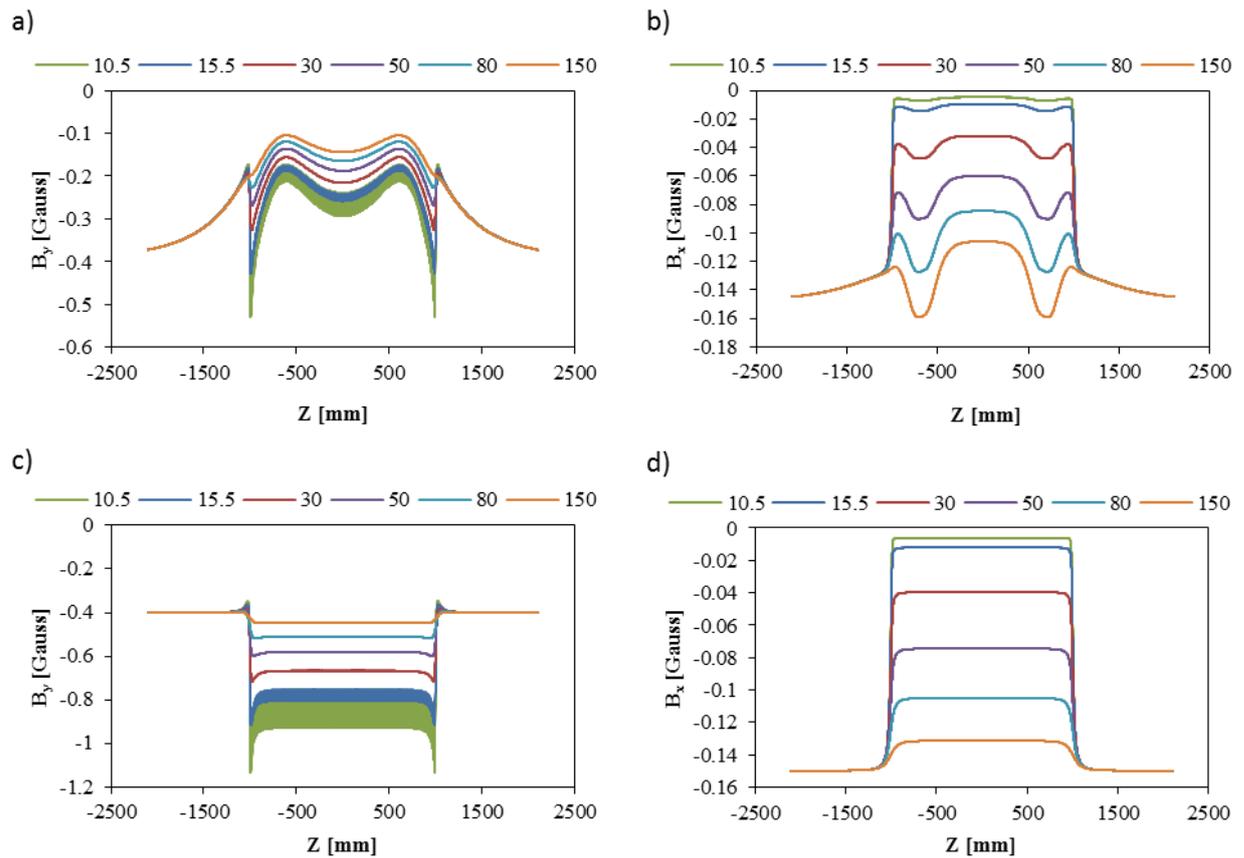


Рисунок 47. Прохождение поля Земли в зазор APS27 №5s: а) распределение вертикальной компоненты с учётом рамы; б) горизонтальной компоненты с учётом рамы; в) вертикальной компоненты без рамы; г) горизонтальной компоненты без рамы. Различные цвета соответствуют различному магнитному зазору (указаны над графиком в мм).

3.2.3. Прохождение поля Земли через зазор горизонтального ондулятора

Как уже упоминалось, прямолинейность траектории заряженной частицы, пролетающей через ондулятор, является критической характеристикой ондулятора для работы ЛСЭ [19]. Поэтому оценка эффекта от прохождения поля Земли в зазор ондулятора является необходимой. Применение экранов из мю-металла для ондуляторов с постоянным зазором и основным вертикальным полем помогло снизить эффект на порядок и решить проблему в этом случае [29]. С началом разработки ондулятора с основным горизонтальным полем и изменяемым зазором для проекта LCLS-II (см. главу 4) встала необходимость оценить эффект для данного типа устройств. Допуски на производимое таким устройством магнитное поле сохранились такими же, как и для LCLS. Однако, применение экранов из мю-металла видится затруднительным в силу особенностей конструкции.

В случае ондулятора с основным горизонтальным полем прохождение горизонтальной/вертикальной компоненты поля Земли в магнитный зазор схоже с таковым для вертикальной/горизонтальной компоненты поля Земли в зазоре вертикального ондулятора. Таким образом, в подобном устройстве вертикальная компонента поля Земли экранируется полюсами, а поперечная горизонтальная усиливается ими. Как показано на рисунке 45, для вертикального ондулятора усиление вертикальной компоненты внешнего поля зависит от зазора. Для горизонтального устройства ситуация такая же с горизонтальной компонентой внешнего поля, что делает горизонтальный ондулятор более чувствительным к изменению его ориентации после настройки.

Расчёты подобные выполненным в п. 3.2.2 были повторены для ондулятора с основной горизонтальной компонентой поля. Так как на момент проведения моделирования работа с горизонтальным устройством только начиналась, то все расчёты были выполнены для короткого прототипа HGVPU, описываемого в п. 4.4. Магнитная структура данного устройства набрана из 23,5 периодов магнитной структуры стандартного ондулятора UNA33 с длиной периода 33 мм. Опора, на которую всё устанавливается, выполнена из магнито-восприимчивой стали. При моделировании прохождения поля Земли в зазор данного устройства модель состояла из набора полюсов и опоры (рис. 48).



Рисунок 48. Расчётная модель прототипа горизонтального ондулятора HGVPU длиной 0,847 метра с магнитной структурой UNA33.

Диапазон рабочих зазоров для будущих ондуляторов LCLS-II составляет 7–20 мм, поэтому зависимость интегралов от зазора вычислялась именно в этом промежутке (рис. 49). Из рисунка 49 видно, что за счёт экранирования поперечной горизонтальной компоненты внешнего поля опорой, эффект от внешнего поля уменьшается почти в 2 раза. Полное изменение J_{1x} в диапазоне рабочих зазоров составило 1,4 и 2,5 Гс·см для магнитной структуры длиной 0,847 м с учётом опоры и без неё соответственно. В худшем случае, если ориентация при настройке ондулятора отличается от таковой на рабочем месте в тоннеле на 180° , J_{1x} будет отличаться на 2,8 и 5 Гс·см соответственно. Пересчитывая эти значения для полноразмерного устройства (3,4 м), получаем 12 и 22 Гс·см с опорой из магнито-восприимчивого материала и из немагнитного соответственно.

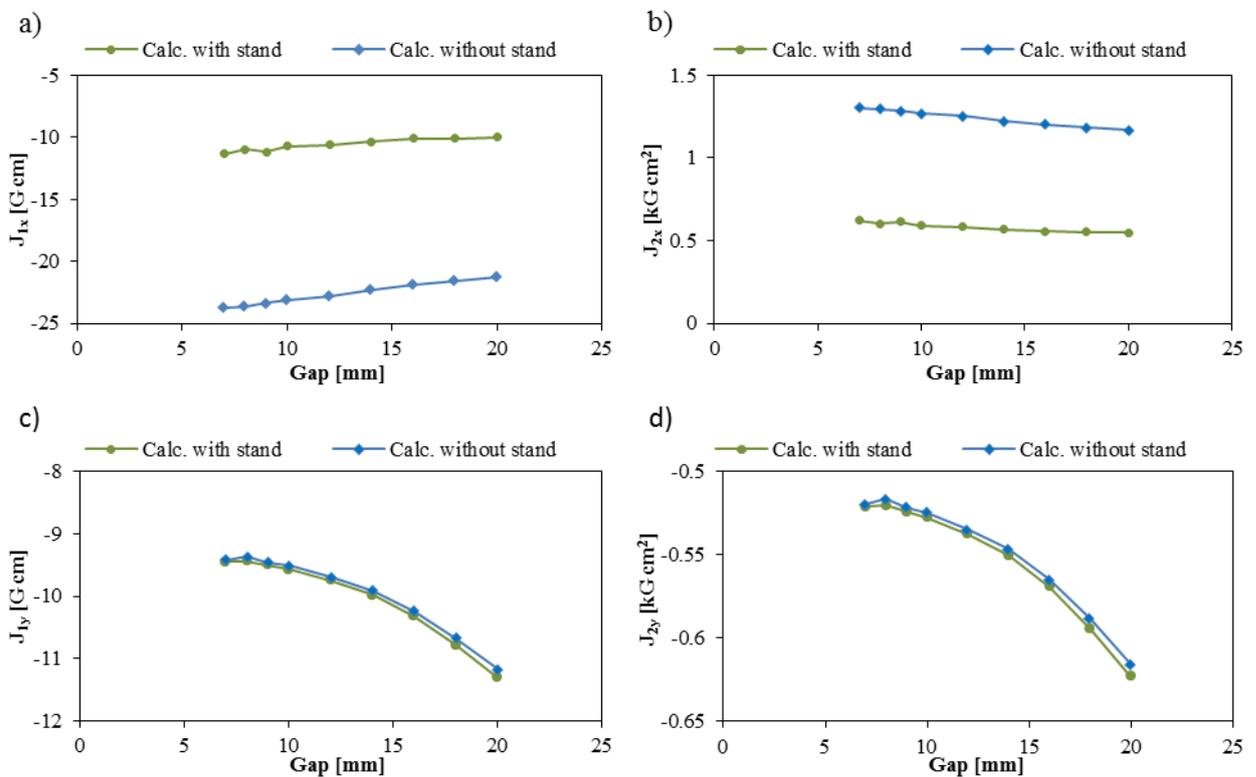


Рисунок 49. Интегралы поля, создаваемые внешним полем Земли $B_x = 0.15$, $B_y = -0.4$ Гс в зазоре прототипа горизонтального ондулятора HGVPU длиной 0,847 м с учётом (зелёная кривая) и без учёта (синяя) опоры: а) J_{1x} ; б) J_{2x} ; в) J_{1y} ; д) J_{2y} .

Поперечное отклонение d опорной траектории от оси ондулятора LCLS не должно превышать $d \leq 2$ мкм. Это требование происходит от необходимости минимизировать длину насыщения ЛСЭ. Если отклонение траектории не превышает 2 мкм в обоих поперечных направлениях, длины усиления растёт более чем на 0,2%. Детальное описание допусков на генерируемое магнитное поле ЛСЭ ондулятора можно найти в [2], [17]. Для оценки добавочного отклонения траектории пучка от прямолинейной за счёт магнитного поля Земли предположим, что это поле создаёт добавочное однородное поле в зазоре ондулятора. Поскольку начальные условия на

входе в каждый ондулятор настраиваются корректорами, чтобы иметь одинаковые отклонения на обоих концах и в центре устройства (с противоположным знаком), и поскольку траектория заряженной частицы имеет параболический профиль в однородном поле, то $d = eB_{x,y}L^2 / (16\gamma mc^2)$. Таким образом, допуск на отклонение траектории не более 2 мкм для ондулятора длиной 3,4 метра означает допуск на отклонение траектории не более $d \leq 2 \cdot (0,847/3,4)^2 \approx 0,124$ мкм для устройства длиной 0,847 м. Т.к. $J_{2x,y}(L) = B_{x,y}L^2/2$ для однородного поля, то получаем допуск на второй интеграл поля $J_{2x,y}(L) \leq 8d\gamma mc^2/e \approx 4,4$ кГс·см² (для энергии электронов 13,5 ГэВ). Все интегралы, полученные в расчёте выше, не превышают это значение, так же как их изменение в пределах рабочих зазоров (рис. 49), таким образом поле Земли не вносит существенного искажения в прямолинейность траектории для горизонтального ондулятора данной конфигурации.

ГЛАВА 4. Вертикально полярирующий ондулятор с динамической компенсацией магнитных сил

Четвертая глава посвящена анализу деформаций ондулятора и разработке принципиально нового несущего механизма горизонтального ондулятора, основанного на полной компенсации магнитной силы набором пружин с нелинейной нагрузочной характеристикой.

4.1. Расчёт прогиба несущей балки с магнитной структурой

4.1.1. Общее решение задачи для балки с распределённой силой и набором из N сосредоточенных сил

Как уже упоминалось во введении, на абсолютном большинстве ондуляторов и вигглеров с гибридной магнитной структурой и переменным зазором магниты и полюса устанавливаются на несущей балке. Движение балки осуществляется приводами. Это может быть как два мотора, каждый со своим редуктором, крепящихся к балке в двух разнесённых точках (рис. 50(а)), так и один мотор, например, с Т-образным редуктором и двумя передаточными механизмами, которые также крепятся к балке в двух разнесённых точках (рис. 50(б)). В любом случае движение несущей балки определяется поступательным движением каждой из этих двух точек в отдельности.

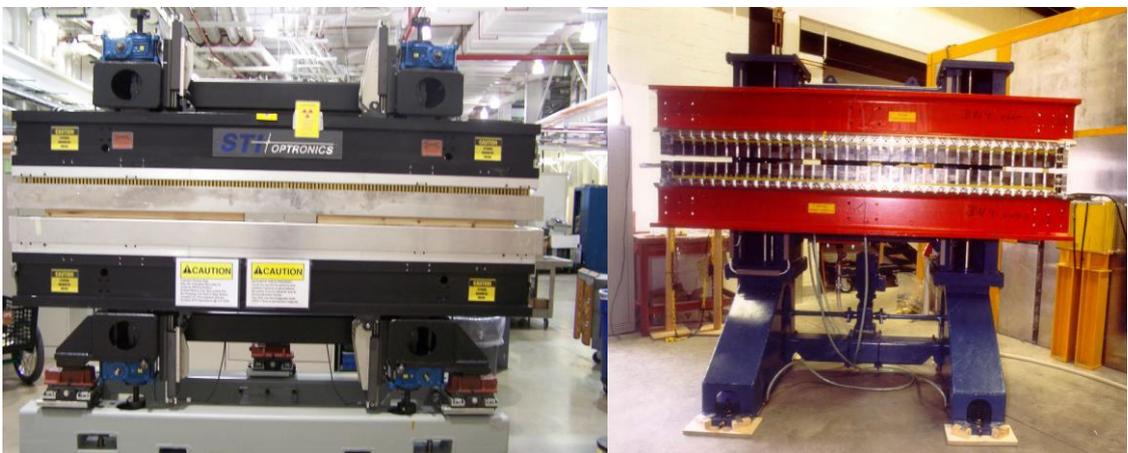


Рисунок 50. Левый: APS Undulator A. Правый: C-Frame Hasylab W1 wiggler 1984. Spindle guided.

Рассмотрим общую задачу прогиба балки под действием распределённой вдоль неё нагрузки и N сосредоточенных сил (рис. 51). Распределённая нагрузка $w(z)$ в данном случае представляет магнитную силу на единицу длины, действующую на установленную на эту балку магнитную структуру со стороны второй магнитной структуры. В случае вертикального ондулятора к магнитной силе добавится вес. N сосредоточенных сил частично компенсируют распределённую нагрузку. Общее число сосредоточенных сил вместе с силами реакций опор равно $n=N+2$.

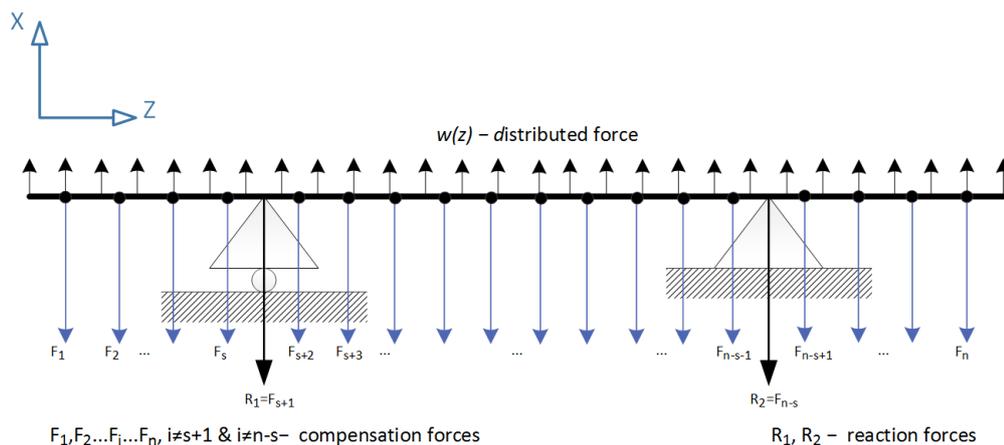


Рисунок 51. Одномерная модель несущей балки с $N=(n-2)$ сосредоточенными силами и с распределённой вдоль неё нагрузкой.

На рисунке 51 изображена «нейтральная» поверхность балки, на которой нет ни растяжения, ни сжатия. Введём неподвижную в пространстве систему координат XYZ с началом, помещённым на крайнем левом конце недеформированной балки, с осью Z вдоль продольной оси недеформированной балки и с осью X вдоль внешних сил (рис. 51). Пусть x – поперечное смещение точек балки. Полная система уравнений равновесия произвольным образом изогнутой балки имеет вид [34]:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{F}}{dl} = -\vec{K} \\ \frac{d\vec{M}}{dl} = [\vec{F} \times \vec{t}] \end{cases}, \quad (44)$$

где \vec{F} – сила внутренних напряжений, приложенная к площади сечения балки, dl – элемент длины балки, \vec{K} – действующая на балку внешняя сила, отнесённая к единице её длины, $d\vec{M}$ – суммарный момент, приложенный к элементу dl , а \vec{t} – направление касательной к стержню. Продифференцируем по длине второе уравнение системы (44):

$$\frac{d^2 \vec{M}}{dl^2} = \left[\frac{d\vec{F}}{dl} \times \vec{t} \right] + \left[\vec{F} \times \frac{d\vec{t}}{dl} \right] . \quad (45)$$

В случае слабого изгиба балки поперечный прогиб мал по сравнению с длиной балки, что справедливо для прогиба ондулятора, который обычно составляет величину порядка $\sim 100-200$ мкм при длине несущей балки $\sim 2,5-5$ м. Тогда, в силу слабого изгиба балки величина $\frac{d\vec{t}}{dl}$ мала, и вторым членом в (45) можно пренебречь. Поскольку $x \ll L$ (L - длина балки), то от дифференцирования по l можно перейти к дифференцированию по z . Подставляя первое равенство из (44) в (45) и записав его в компонентах, получим дифференциальные уравнения четвёртого порядка, решив которые можно определить зависимость поперечных прогибов x и y от z :

$$EI_2 x'''' - K_x = 0 \quad , \quad EI_1 y'''' - K_y = 0 \quad . \quad (46)$$

Здесь $x' = \frac{dx}{dl} \approx \frac{dx}{dz}$, EI_2 и EI_1 - жёсткость стержня на изгиб в главных плоскостях XZ и YZ соответственно, E - модуль Юнга, $I_2 = hb^3/12$ и $I_1 = h^3b/12$ - момент инерции балки с прямоугольным сечением (h - поперечный размер по оси Y , b - по X). В дальнейшем вместо I_2 везде будет использоваться просто I . При записи (46) использовалось $M_x = -EI_1 y''$, $M_y = EI_2 x''$, $M_z = 0$. Все рассматриваемые в нашей задаче силы лежат в плоскости XZ , поэтому $K_y = 0$, а прогиб балки происходит только вдоль X . Тогда внешняя сила K_x равна $K_x(z) = w(z) - \sum_i F_i \delta(z - z_i)$.

Прежде чем решать уравнение (46) нужно найти силы реакции опор, входящих в K_x . Так как балка находится в равновесии, то полный момент сил относительно точек подвеса равен нулю $\sum M_{R_{1,2}} = 0$. Для первой опоры с координатой $z_{R_1} = z_{s+1}$ имеем

$$0 = \sum_{i=1}^n (z_{s+1} - z_i) F_i - \int_0^{z_{s+1}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{s+1}}^L \int_{z_{s+1}}^z w(z') dz' dz,$$

для второй, $z_{R_2} = z_{n-s}$ -

$$0 = \sum_{i=1}^n (z_{n-s} - z_i) F_i - \int_0^{z_{n-s}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{n-s}}^L \int_{z_{n-s}}^z w(z') dz' dz,$$

где $F_{s+1} = R_1$, а $F_{n-s} = R_2$ - реакции опор. Тогда

$$\begin{aligned}
R_1 = F_{s+1} &= \frac{1}{z_{s+1} - z_{n-s}} \left(\sum_{i=1}^s (z_{n-s} - z_i) F_i + \sum_{i=s+2}^n (z_{n-s} - z_i) F_i - \right. \\
&\quad \left. - \int_0^{z_{n-s}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{n-s}}^L \int_{z_{n-s}}^z w(z') dz' dz \right), \\
R_2 = F_{n-s} &= \frac{1}{z_{n-s} - z_{s+1}} \left(\sum_{i=1}^{n-s-1} (z_{s+1} - z_i) F_i + \sum_{i=n-s+1}^n (z_{s+1} - z_i) F_i - \right. \\
&\quad \left. - \int_0^{z_{s+1}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{s+1}}^L \int_{z_{s+1}}^z w(z') dz' dz \right).
\end{aligned} \tag{47}$$

Поскольку общее решение линейного неоднородного дифференциального уравнения равно сумме частного решения неоднородного дифференциального уравнения и общего решения (в нашем случае полинома 3 порядка с четырьмя произвольными постоянными) однородного дифференциального уравнения, то решение (46) выглядит как

$$x(z) = \frac{1}{EI} (M_{int}(z) + C_1 z^3 + C_2 z^2 + C_3 z + C_4), \tag{48}$$

где

$$M_{int}(z) = \int_0^z \int_0^{z'} \int_0^{z''} \int_0^{z'''} w(z''''') dz'''' dz''' dz'' dz' - \sum_{i=1}^n \frac{(z - z_i)^3}{6} F_i H(z - z_i), \tag{49}$$

Постоянная C_1 определяется из условия равенства нулю суммарной внешней силы, приложенной к балке

$$x''''(L) = \frac{1}{EI} \int_0^L K_x(z) dz = \frac{1}{EI} \left(\int_0^L w(z) dz - \sum_i F_i + C_1 \right) = 0$$

Т. к. сумма сосредоточенных сил (включая силы реакции опор) равна полной магнитной силе, то $C_1=0$. Концы балки не заделаны, из чего следует, что кривизна на концах равна нулю $x''(0) = x''(L) = 0$, откуда получаем равенство нулю постоянной C_2 . Постоянные C_3 и C_4 находятся из условия неподвижности балки по X в точках опор $x(z_{R_1} = z_{s+1}) = x(z_{R_2} = z_{n-s}) = 0$:

$$C_3 = \frac{M_{int}(z_{R_2}) - M_{int}(z_{R_1})}{z_{R_1} - z_{R_2}}, \quad C_4 = -M_{int}(z_{R_1}) - C_1 z_{R_1}. \quad (50)$$

Тогда окончательное решение (46) выглядит, как

$$x(z) = \frac{1}{EI} (M_{int}(z) + C_3 z + C_4). \quad (51)$$

Таким образом, с помощью одномерной модели (51) для слабого изгиба стержня зная распределение магнитного поля вдоль ондулятора и компенсирующих его $N = (n-2)$ сил можно рассчитать прогиб несущих балок с магнитной структурой и, соответственно, продольный профиль зазора ондулятора.

4.1.2. Расчёт магнитной силы для магнитной структуры LCLS-II с учётом полного распределения магнитного поля

Для ондулятора с основной компонентой поля вдоль оси X сила, создаваемая потоком магнитного поля через малый участок $dydz$ в медианной плоскости этого ондулятора и действующая на одну из его магнитных структур со стороны противоположной ей, задаётся следующим образом [15], [35]:

$$dF = \frac{B_x^2}{2\mu_0} dydz, \quad (52)$$

где $\mu_0 = 12,5664 \text{ Н/А}^2$ – магнитная постоянная, B_x – величина магнитной индукции на элементе медианной плоскости ондулятора ($x=0$) $dydz$. Следовательно, приложенная к балке ондулятора полная сила, создаваемая магнитным полем, равна

$$F = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{B_x^2}{2\mu_0} dydz. \quad (53)$$

Расчитать полную магнитную силу, действующую на балку ондулятора, можно либо «честно» вычислив создаваемое ондулятором полное распределение поля в медианной плоскости, а затем интеграл (53), либо выполнив расчёт распределения поля только для элемента периода магнитной структуры (полупериод/четверть периода). Полную силу можно затем получить, умножив полученный результат на количество таких элементов в ондуляторе (количество полупериодов/четверть периодов).

Для того чтобы на входе в ондулятор траектория влетающей частицы не испытывала резкого скачка угла $x'(0)$ и соответственно на выходе не имела значительного смещения от продольной оси $x(L)$ (см. главу 1), пиковое поле первой и последней пары полюсов значительно ослабляют. Для этого на большинстве ондуляторов APS и на всех ондуляторах LCLS намагниченность первого и второго (последнего и предпоследнего) магнитов делается примерно 25% и 75% от полной. Кроме того, на концах ондулятора присутствует некоторое перераспределение поля к краю, что делает пиковое поле на третьем и нескольких последующих полюсах немного больше, чем в центре. Учёт вышеперечисленных эффектов необходим для точного расчёта распределения магнитного поля вдоль устройства и последующего расчёта создаваемой им силы.

При расчёте магнитной силы первым способом эти эффекты учитываются автоматически, но такое моделирование требует значительных машинных ресурсов для достижения необходимой точности. При расчёте же вторым способом необходимо дополнительно определить распределение поля на концах ондулятора, для чего обычно выполняют численное моделирование магнитной структуры из минимум 20 периодов. После чего края «сшиваются» с периодическим полем внутри ондулятора.

В нашем случае расчёт выполнялся для полной магнитной структуры LCLS-II, состоящей из 129,5 периодов – 259 магнитов и 260 полюсов – с длиной периода 26 мм. Полная длина магнитной структуры ондулятора LCLS-II такая же как и у ондулятора LCLS-I и равна $L=3372$ мм. Такая длина была выбрана, чтобы сохранить как можно большее количество элементов (квадруполей, корректоров и датчиков положения пучка) ондуляторной линии LCLS-I. Изначальная длина сегмента ондуляторной линии LCLS-I и длина разрыва между ондуляторами ($\sim 0,2$ м) была оптимизирована исходя из желания сократить эффективную длину усиления [19]. Полюса выполнены из магнитомягкого сплава ванадиевого пермендюра (Co-Fe), а магниты – из магнитожёсткого Nd-Fe-B N42SH с остаточной индукцией $B_r=1,287$ Т. Намагниченность первого/последнего магнита составляет 18,3% от полной, второго/предпоследнего – 70%. Разработка магнитной структуры выполнена в APS в группе магнитных устройств (MD APS). Численное моделирование полной магнитной структуры было выполнено с помощью кода Radia [31], [32]. Для проверки и определения зависимости пикового поля от зазора ондулятора был так же выполнен расчёт для четверти периода магнитной структуры (половина магнита и половина полюса, см. расчётную модель на рис. 52), в ходе которого задавались следующие граничные условия: $B_z=0$ в плоскости, проходящей через центр полюса, $B_x=B_y=0$ в плоскости, проходящей через центр магнита. Данное моделирование выполнено с помощью пакета программ Opera 3D [33].

На рисунке 53 показаны результат данного расчёта – распределение x компоненты поля B_x вдоль продольной оси Z ($x=0, y=0$) при различных зазорах для четверти периода прототипа ондулятора LCLS-II. Откуда можно получить зависимость пикового поля от зазора (рис. 54 (a)).

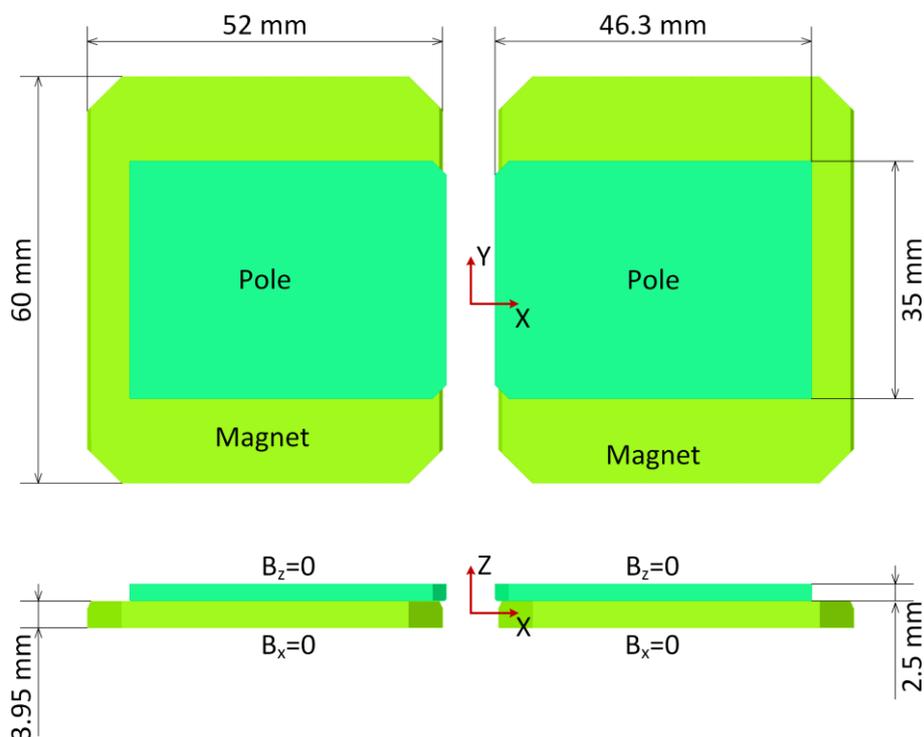


Рисунок 52. Модель для расчёта пикового магнитного поля и его распределения по длине четверти периода магнитной структуры LCLS-II.

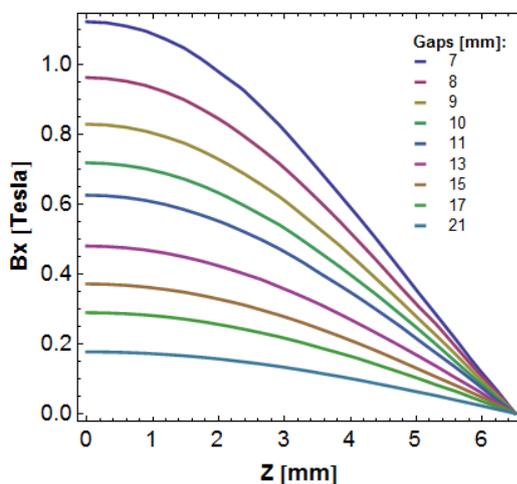


Рисунок 53. Распределение B_x по Z ($x=0, y=0$) при различных зазорах для четверти периода прототипа ондулятора LCLS-II.

Полученная численно зависимость пикового поля от зазора близка к таковой, рассчитанной аналитически (рис. 54 (a)). Аналитическое выражение для амплитуды магнитного поля в зазоре ондулятора g задаётся, как

$$B_0 \approx 0.8 \frac{B_r}{\sinh(\pi g / \lambda_u)} \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi t}{\lambda_u}, \quad (54)$$

где $B_r = 1,287$ Тесла – остаточная индукция магнитов, $t = 8$ мм – толщина магнита в продольном направлении (вдоль оси Z), $\lambda_u = 26$ мм – период ондулятора [14].

Численно проинтегрировав (52) по четверти периода для различных зазоров ондулятора, получим приложенную к нему величину силы (рис. 54 (b)).

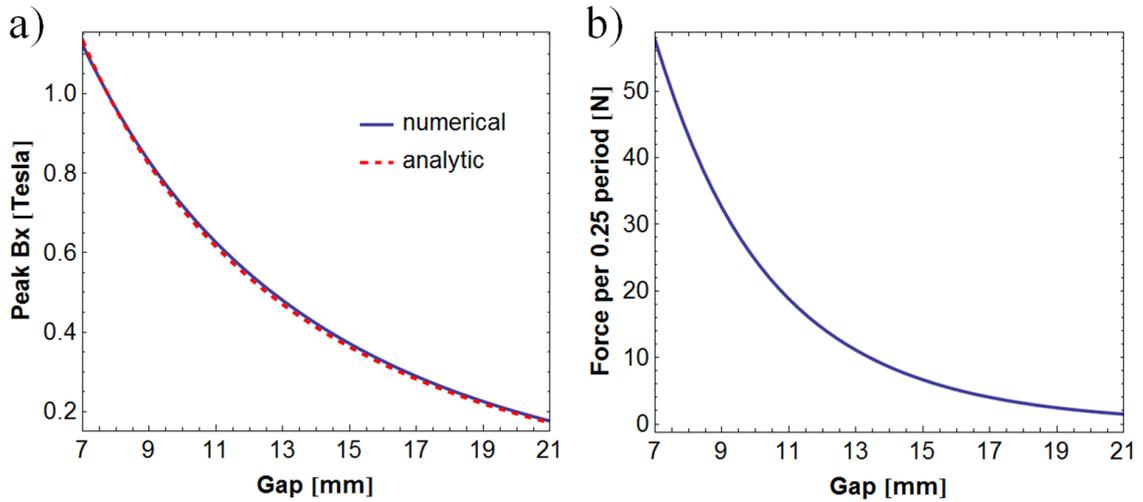


Рисунок 54. а) зависимость пикового поля B_x от зазора; б) зависимость от зазора приложенной к четверти периода магнитной силы.

Как уже было указано выше, распределение поля B_x вдоль продольной оси ондулятора ($x=0$, $y=0$) было получено с помощью кода Radia и затем отнормировано на величину пикового поля, полученного в Opera 3d (рис. 52 – 54). На рисунке 55 показано распределение поля B_x вдоль продольной оси при зазоре ондулятора 7,2 мм.

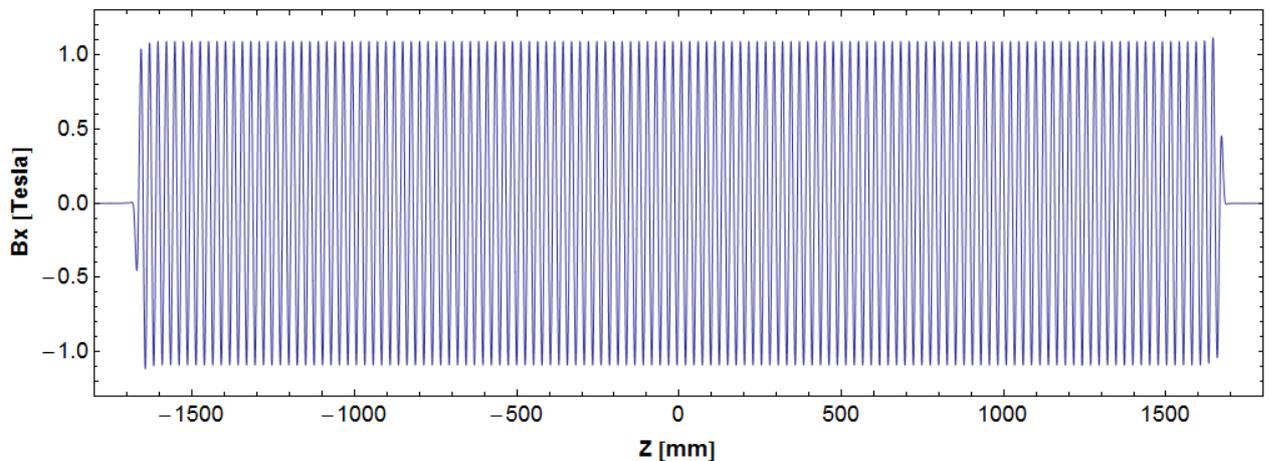


Рисунок 55. Рассчитанное в Radia зависимость поля B_x от продольного положения Z для прототипа ондулятора LCLS-II при зазоре 7,2 мм.

Выполнив численное интегрирование (52), (53) уже по всей длине ондулятора (рис. 55) можно получить зависимость полной магнитной силы, приложенной ко всей балке с магнитной структурой, от зазора (рис. 56) и её распределение в продольном направлении (рис. 57).

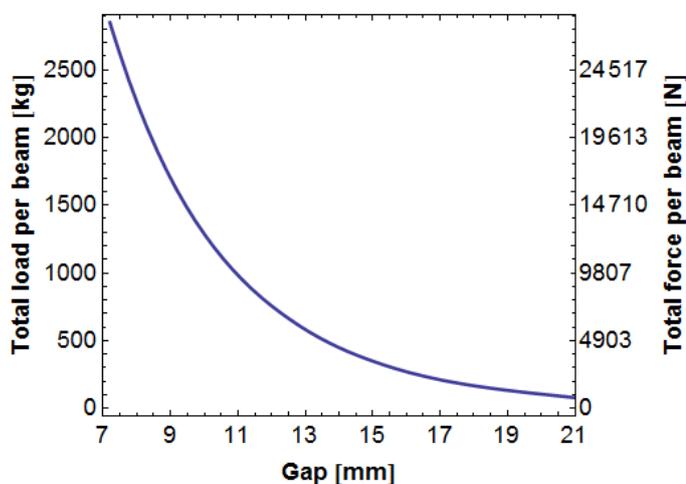


Рисунок 56. Зависимость от зазора полной магнитной силы, приложенной ко всей балке.

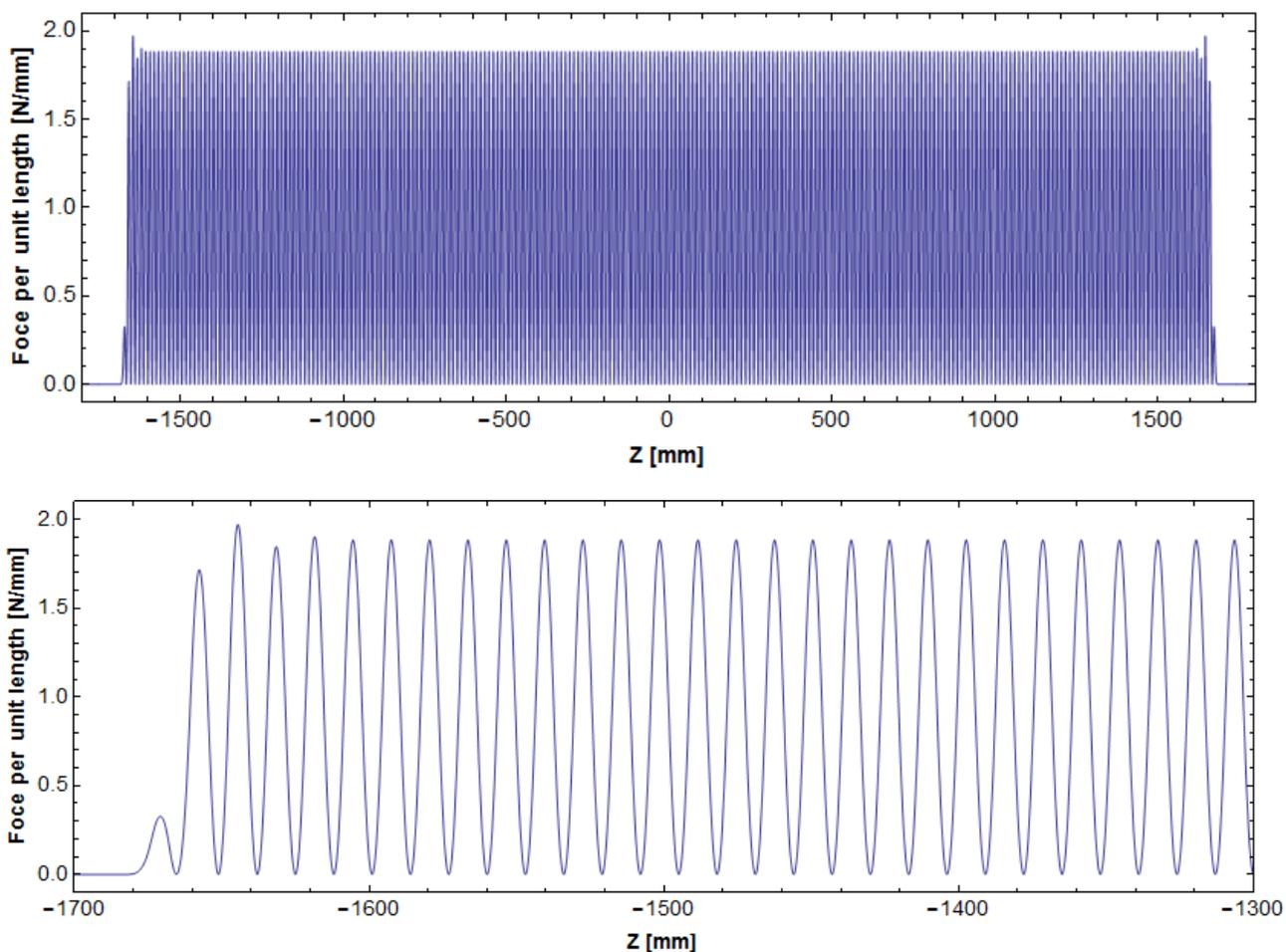


Рисунок 57. Создаваемое магнитным полем в зазоре 7,2 мм прототипа ондулятора LCLS-II распределение силы по длине балки.

Как видно из рисунка 57 распределение силы нельзя считать равномерным на краях магнитной структуры. В случае достаточно длинного ондулятора, когда края устройства находятся на значительном удалении от опор, эта неоднородность силы может создавать момент, достаточный для деформации балки на несколько микрон. Данный эффект будет рассмотрен более подробно в следующем пункте.

4.1.3. Эффект краёв магнитной структуры при расчёте прогиба балки

Рассмотрим прогиб балки (51) для двух упрощённых случаев без компенсации магнитной силы, когда на установленную на двух опорах/подвесах (опора или подвес – это мотор и редуктор в нашем случае) балку действует только магнитная сила и силы реакции опор (рис. 58).

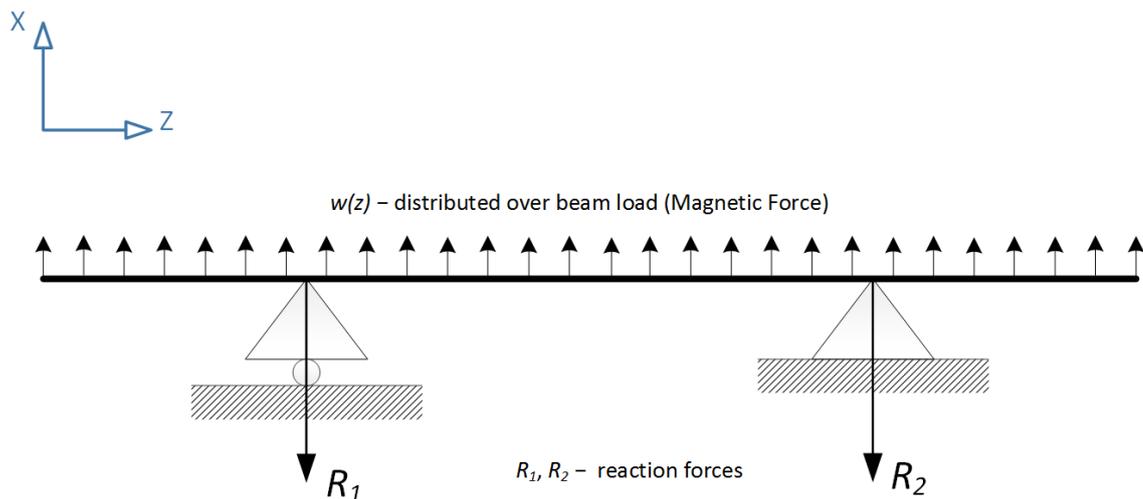


Рисунок 58. Одномерная модель несущей балки в случае действия только распределённой нагрузки.

Первый случай – магнитная нагрузка распределена равномерно вдоль балки и задаётся, как постоянная, равная отношению полной нагрузки на балку к её длине: $w(z) = w = const$ Второй случай – магнитная нагрузка (52) задаётся реальным распределением магнитного поля (рис. 57), а все интегралы в (47), (49) должны браться численно.

Везде далее будем рассматривать только задачу с симметричным относительно центра балки расположением опор (а также сосредоточенных сил в последующих параграфах), когда расстояние от концов балки до опор одинаково ($z_{R_1} = L - z_{R_2}$). Выражения (47), (49) упрощаются до:

$$R_1 = F_{s+1} = \frac{1}{z_{s+1} - z_{n-s}} \left(- \int_0^{z_{n-s}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{n-s}}^L \int_{z_{n-s}}^z w(z') dz' dz \right), \quad (55)$$

$$R_2 = F_{n-s} = \frac{1}{z_{n-s} - z_{s+1}} \left(- \int_0^{z_{s+1}} \int_0^z w(z') dz' dz + \int_{z_{s+1}}^L \int_{z_{s+1}}^z w(z') dz' dz \right),$$

$$M(z) = \int_0^z \int_0^{z'} \int_0^{z''} \int_0^{z'''} w(z'''') dz'''' dz''' dz'' dz' - \sum_{i=1}^2 \frac{(z - z_{R_i})^3}{6} R_i H(z - z_{R_i}). \quad (56)$$

Рассчитаем оптимальное положение опор и поперечное сечение балки для первого случая ($w(z) = const$). Такое положение опор можно определить из условия равенства прогибов на концах и в центре балки:

$$x(0) - x(L/2) = 0, \quad (57)$$

Для удобства положим $L = 1$, $w = 1$ и $EI = 1$, а расстояние от конца балки до ближайшей опоры выразим через полную длину балки как: $z_{R_1} = L - z_{R_2} = c \cdot L$. Если подставить это в (50), (51), (55), (56), условие (57) сведётся к нахождению корней уравнения (58) на промежутке $c \in (0; 0,5)$:

$$0 = -\frac{c^3}{12} + \frac{c}{16} - \frac{5}{384}, \quad (58)$$

Таким образом, решив (58), получим оптимальное соотношение между длиной балки и расстоянием от опоры до ближайшего конца балки $c = z_{R_1}/L = 0,2232$ в случае с равномерно распределённой нагрузкой и в отсутствии компенсации магнитной силы.

Теперь подберём подходящие поперечные размеры балки, для того чтобы максимальный прогиб не превышал 10 мкм (требование LCLS-II – ± 10 мкм для профиля зазора). Исходя из уравнения (51) и (58), максимальный прогиб равен:

$$\begin{aligned} x(0) = x(L/2) &= \frac{C_2}{EI} = \frac{1}{EI} \left(-M(z_{R_1}) + \frac{M(z_{R_2}) - M(z_{R_1})}{z_{R_2} - z_{R_1}} z_{R_1} \right) \\ &= \frac{wL^4}{24EI} (-c^4 - 6c^3 + 6c^2 - c) = 2,7 \cdot 10^{-4} \frac{wL^4}{EI}, \end{aligned} \quad (59)$$

Полная нагрузка на балку при зазоре 7,2 мм равна 2848 кг (см. рис. 56), длина магнитной структуры в 129,5 периодов и один полюс составляет 3372 мм, таким образом магнитная

нагрузка на единицу длины: $w(\text{зазор} = 7,2 \text{ мм}) = 0,8446 \text{ кг/мм}$. Из (59) видно, что величина прогиба обратно пропорциональна моменту инерции балки $I = hb^3/12$, где h – поперечный размер по оси Y , b – по X (в направлении приложенных к балке внешних сил). Размер h определяется максимальной шириной кассеты, на которую устанавливаются магниты с полюсами. Для серийного прототипа HGVPV, построенного в APS под проект LCLS-II, этот размер выбран $h = 205 \text{ мм}$, что определяется как усилением конструкции с одной стороны, так и некоторыми конструктивными ограничениями с другой. Данный прототип, как и последующие серийные устройства, выполнен из алюминиевого сплава 7075 с модулем упругости $E = 7311 \text{ кг/мм}^2$. Подставив эти величины в (59) несложно вычислить необходимую толщину балки для рассматриваемого случая: $b = 292 \text{ мм}$. Для нахождения деформации балки при всех продольных координатах необходимо последовательно использовать полученные выше значения в (55), (56), (50), (51).

Для случая нагрузки, создаваемой реальным распределением магнитного поля (рис. 57), при расчёте деформации балки в каждой конкретной точке все интегралы по $w(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_x(z,y)^2}{2\mu_0} dy$ берутся численно. На рисунке 59 приведены профиль балки для обоих случаев и разница между ними. Все расчёты деформации балки и получившееся распределение магнитного поля в зазоре, образованным двумя балками с одинаковым прогибом, выполнены в среде Wolfram Mathematica.

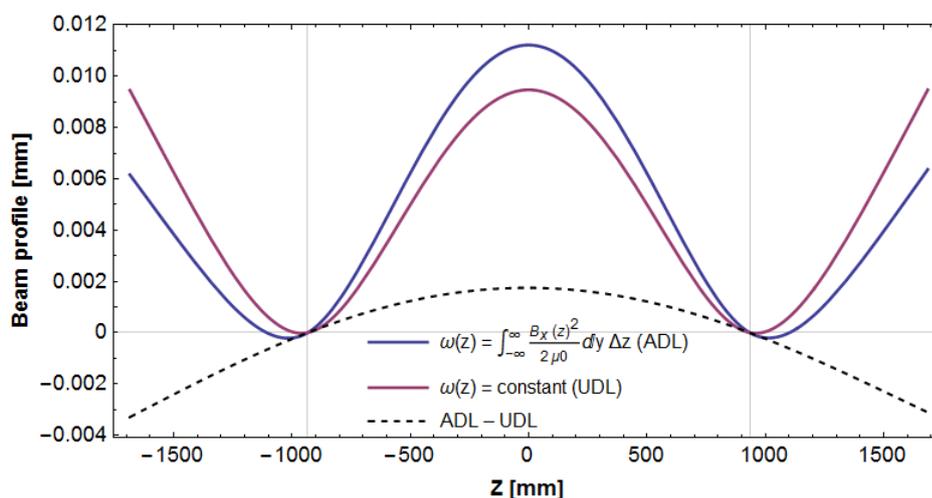


Рисунок 59. Профиль балки (толщиной 292 мм с оптимизированным положением опор) без компенсации магнитной силы под воздействием равномерно распределённой нагрузки (UDL) и реально распределённой нагрузки вдоль балки (ADL).

Как видно из рисунка выше, учёт реального распределения нагрузки вдоль балки и особенности краёв добавляет 1,7 мкм к максимальному прогибу, что в случае малых прогибов ($\leq 10 \text{ мкм}$) составляет $\sim 17\%$ от максимального прогиба. Таким образом, при расчёте малого

прогиба балки необходимо либо учитывать реальное распределение нагрузки вдоль балки и в особенности на её краях, либо использовать не полную длину магнитной структуры (в нашем случае $L=3372$ мм), а эффективную, соответствующую распределению магнитной нагрузки $i(z)$. В противном случае момент на концах ондулятора будет слабее, чем между точками подвеса, и середина ондулятора слегка «провалится», как видно на рисунке 59.

4.1.4. Расчёт распределения магнитного поля в зазоре с деформированными балками

Конечной целью определения прогиба балки под магнитной нагрузкой является расчёт распределения магнитного поля в зазоре, профиль которого образован двумя балками с одной и той же деформацией. После этого можно вычислить влияние данного прогиба на характеристики ондулятора. После каждого расчёта профиля зазора необходимо пересчитать распределение магнитного поля. Повторять каждый раз расчёт в Radia и Opera представляется крайне затратным по времени и машинным ресурсам, поэтому распределение поля в зазоре определялось следующим образом:

$$B(z) = \frac{B_0(g + \delta g(z))}{B_0(g)} \cdot B_R(z), \quad (60)$$

где $B_R(z)$ – зависимость основной компоненты поля в ондуляторе с недеформированными балками от продольной координаты, полученная в Radia (рис. 55), $B_0(g)$ – зависимость пикового значения поля от зазора, рассчитанная в Opera (рис. 54), а $\delta g(z)$ – отклонение величины локального зазора от величины зазора с недеформированными балками. Множитель $B_0(g + \delta g)/B_0(g)$ можно найти из интерполяции $B_0(g)$, полученного численно в Opera (рис. 54 (а)).

Так же этот множитель может быть получен из $B_0 \approx 0.8 \frac{B_r}{\sinh(\pi g / \lambda_u)} \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi}{\lambda_u}$, (54)

разложением по малому параметру δg

$$\frac{B_0(g + \delta g)}{B_0(g)} \approx 1 - \frac{\pi \delta g}{\lambda_u \tanh(\pi g / \lambda_u)}.$$

4.1.5. Изменение нагрузки на балку и компенсирующих сил при её деформации

При выводе выражения (51) магнитная нагрузка на балку $w(z)$ и сосредоточенные силы, включающие как силы компенсирующего механизма, так и реакции опор, считались независимыми от её деформации $x(z)$, что не всегда верно даже при деформациях значительно меньше зазора $x(z) \ll g$. При деформации несущей балки изменяется величина зазора, а, следовательно, изменяется как полная нагрузка на балку, так и её распределение вдоль балки. При локальном прогибе 10 мкм (соответствует изменению зазора на 20 мкм) поправка для нагрузки на данном участке не превышает 0,5-0,6 % во всем диапазоне рабочих зазоров, что составит 5,7 кг для зазора 7,2 мм и суммарной длины прогнутого участка балки в треть (~1,1 м) от её полной длины. Поскольку эта поправка к нагрузке распределена по всему прогнутому участку, при малых деформациях (~10 мкм) данный эффект достаточно мал.

Тем не менее, при расчёте прогиба балки с участием сосредоточенных сил, соответствующих компенсирующему механизму, необходимо учитывать поправку к их силе из-за небольшого изменения локального зазора в месте приложения конкретной сосредоточенной силы. Связано это с тем, что компенсирующий механизм калибруется на величину локального зазора в том месте, где он устанавливается, а генерируемая им сила должна соответствовать определённому участку магнитной структуры (~180 мм в итоговой конструкции прототипа и серийного ондулятора HGVPU). То есть генерируемая им сила зависит от локального зазора ондулятора, а не от полной магнитной силы, действующей на балку. Итоговое количество точек, в которых устанавливается компенсирующий механизм, для прототипа и серийного ондулятора HGVPU равно 18. Зависимость генерируемой ими силы от зазора ондулятора задаётся зависимостью полной нагрузки на балку ондулятора от зазора в случае с недеформированными балками. На рисунке 60 приведена зависимость поправки к пиковому значению поля (а) и к 1/18 полной нагрузки (б) от зазора при изменении локального зазора δg на 20, 30, 50, 75 и 100 мкм.

Как видно из рисунка 60, если максимальный прогиб балки равен 15 мкм (соответствует изменению зазора в 30 мкм) при номинальном зазоре ондулятора 7,2 мм, неучтённой, при расчёте в одну итерацию, будет поправка в 1,4 кг к величине отдельной сосредоточенной силы

компенсирующего механизма. Так как область прогиба покрывает значительную часть длины балки, то данный эффект имеет место сразу для нескольких секций компенсирующего механизма.

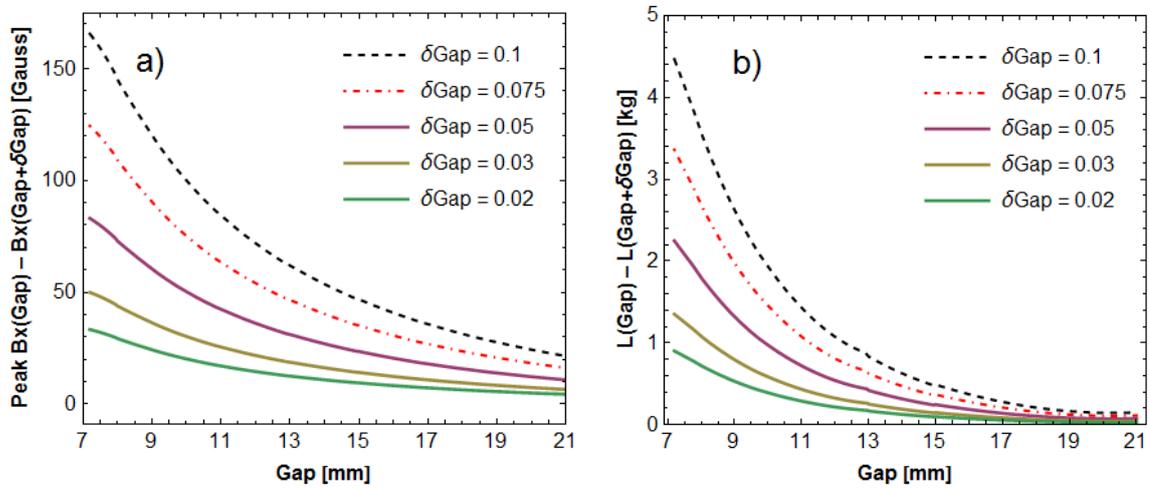


Рисунок 60. Зависимость поправки к пиковому значению поля (а) и к 1/18 полной нагрузки (б) от зазора при изменении локального зазора δGap на 20, 30, 50, 75 и 100 мкм.

Данный эффект может быть учтён как численно, так и аналитически. При численном решении уравнения (51) расчёт прогиба балки под действием распределённой магнитной нагрузки и n сосредоточенных сил, соответствующих компенсирующему механизму и реакциям опор, должен производиться итеративно. В каждой последующей итерации распределение магнитной нагрузки необходимо пересчитывать согласно распределению магнитного поля $B(g + \delta g)$ (60), полученного в предыдущей итерации. Кроме того, в каждой последующей итерации нужно корректировать сосредоточенные силы согласно локальному зазору в месте приложения конкретной силы (61) и выражениям (47) в случае с опорами:

$$F_i = \frac{\text{Total Magnetic Load Per Non Deformed Beam } (g + \delta g(z_i))}{n} \quad (61)$$

При аналитическом решении задачи в дифференциальном уравнении (46) необходимо подставить $K_x(z) = ((1 + \kappa x)w(z) - \sum_i F_i \delta(z - z_i))$, где $\kappa \approx 2\pi/(\lambda_u \tanh(\pi g/\lambda_u))$.

В данной работе все расчёты выполнялись численно. Итерации прекращались, как только разница в прогибе между двумя последними итерациями становилась меньше 0,1 мкм.

4.1.6. Анализ прогиба балки для магнитной структуры LCLS-II под действием магнитной нагрузки без компенсации и с компенсацией набором из 18 сосредоточенных сил

Все расчёты прогиба балки проводились для магнитной структуры LCLS-II, разработанной в группе магнитных устройств APS ANL. Магнитная структура состоит из 129,5 периодов и одного полюса, полная длина – 3372 мм. Распределение магнитного поля для всего диапазона рабочих зазоров (7,2 – 20 мм) было получено с помощью кода Radia [31], [32] и пакета программ Orega [33] (см. главу 4.1.2). Создаваемая магнитным полем нагрузка на балку рассчитывалась численно из распределения поля вдоль ондулятора, как $w(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_x(z,y)^2}{2\mu_0} dy \cdot \Delta z$. Также численно брались все интегралы от $w(z)$ в (55), (56), (50), (51) (см. 4.1.3). Сам расчёт прогиба балки производился итеративно. В каждой последующей итерации пересчитывалось распределение магнитной нагрузки на балку, а также величины сосредоточенных сил компенсирующего механизма (61) в тех случаях, когда они включены в задачу (см. 4.1.4 – 4.1.5). Для нахождения профиля деформированной балки последовательно решались (55), (56), (50), (51).

Рассмотрим классический подход при конструировании несущего механизма ондулятора – балки достаточно жёсткие, чтобы полностью компенсировать магнитную силу, сохраняя деформации в допустимых пределах. Для начала заново подберём оптимальное положение опор. Поскольку толщина балки b для данной задачи значения не имеет, положим её равной 150 мм. Стартовой точкой для поиска может служить уже найденное в 4.1.3 соотношение между длиной балки и расстоянием от опоры до ближайшего конца балки $c = z_{R_1}/L = 0,2232$ в случае равномерно распределённой нагрузки. На рисунке ниже приведён профиль балки в при различных положениях опор (различном коэффициенте $c = z_{R_1}/L$), распределение магнитной силы здесь соответствует зазору ондулятора 7,2 мм.

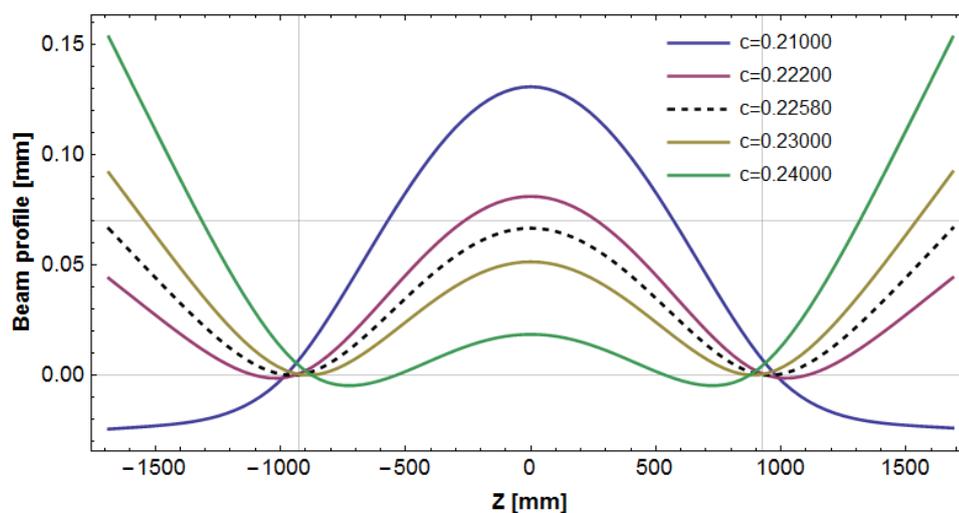


Рисунок 61. Профиль деформированной балки при различных положениях опор (различном параметре $c=z_{R_1}/L$) в случае без компенсации магнитной силы. Распределение нагрузки соответствует зазору ондулятора 7,2 мм. Толщина балки – 150 мм.

Выполнив интерполяцию полученной зависимости максимального прогиба балки от параметра $c = z_{R_1}/L$, найдем их оптимальное размещение $c = z_{R_1}/L = 0,2258$ (рис. 50, 61 пунктирная линия). Таким образом эффективная длина магнитной структуры на 1,2 % меньше фактической $L=3372$ мм. 1,2 % от 129,5 периодов равно 1,5 периода, что соответствует ослаблению магнитной силы на последнем и предпоследнем полюсах с обоих концов за счёт размагничивания последнего и предпоследнего магнитов до 18,3% и 70% соответственно. Максимальный прогиб балки толщиной 150 мм при таком расположении опор для зазора 7,2 мм равен ~67 мкм. Поскольку прогиб балки обратно пропорционален кубу толщины b , то необходимое значение b , для которого максимальный прогиб не превышает 10 мкм, равно ~288 мм. На рисунке 62 приведена деформация балки толщиной 288 мм вдоль продольной оси под магнитной нагрузкой, соответствующей различным зазорам ондулятора.

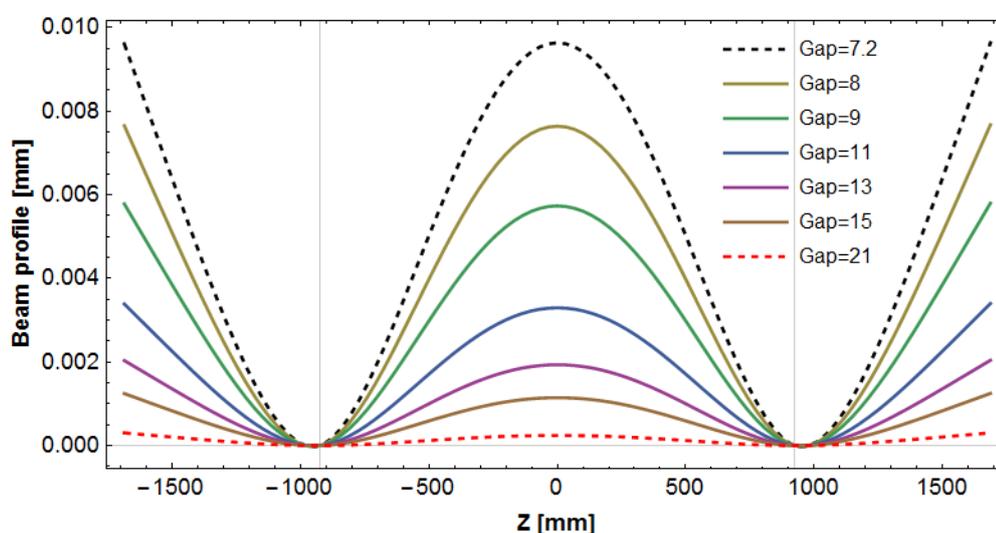


Рисунок 62. Профиль деформированной балки толщиной 288 мм при оптимальном соотношении $c=Z_{R_1}/L=0.2258$ для различных магнитных зазоров (указаны в мм).

Теперь рассмотрим предложенный в APS ANL подход – магнитная сила компенсируется за счёт приложенных к балке с обратной стороны сосредоточенных сил (рис. 51). Компенсирующий механизм составлен из блоков с пружинами. Блоки имеют нелинейную нагрузочную характеристику и калибруются в соответствии с зависимостью от зазора ондулятора полной магнитной нагрузки на недеформированную балку (рис. 56). Поэтому каждый блок создаёт силу, равную полной нагрузке на недеформированную балку, делённую на полное число блоков, при зазоре равном локальному зазору в месте установки блока. Как уже упоминалось в п. 4.1.5 сосредоточенные силы компенсирующего механизма пересчитываются в ходе каждой итерации согласно профилю зазора ондулятора.

Найдём оптимальное расположение опор или точек подвеса (приводов). Везде далее для данной задачи будем использовать толщину балки равную 150 мм и магнитную нагрузку на

балку, соответствующую зазору 7,2 мм. Минимально возможная ширина каждого блока ограничена размерами пружин (устанавливается минимум 2 пружины в ряд, максимальный диаметр $d \approx 70$ мм) и отверстия под тянущий вал (см. рис. 94, 95). Для серийного прототипа LCLS-II она равна соответственно $2 \times 75 \text{ мм} + \text{отверстие под тянущий вал} = 170$ мм. Под каждый привод необходима область около 80 мм. Таким образом, количество блоков компенсирующего механизма, устанавливаемых на каждую балку, не может превышать 18 при длине балки в 3372 мм. При создании данного прототипа ставилось целью не только удовлетворить необходимым требованиям на прогиб балок, но и сделать этот прогиб минимально возможным, чтобы иметь некоторый «запас прочности». Так как при уменьшении количества блоков появляется некоторый дополнительный прогиб между точками крепления блоков, и чем больше блоков, тем более равномерно их можно разместить вдоль балки (в идеальном случае контрсила должна быть распределена так же, как и магнитная нагрузка на балку), то меньшее их количество рассматриваться дальше не будет.

В силу того, что привода могут быть размещены только между блоками с пружинами, то их возможное положение значительно ограничено. Рассмотрим несколько вариантов размещения приводов, когда отводимая под каждый блок область одинакова и равна $d = \frac{L-2 \cdot 80}{18} = 178,4$ мм (рис. 63). Во всех рассматриваемых случаях расстояние от центра опоры (привода) до центра соседнего блока равно $d_{bs} = (178,4 + 80) / 2 = 129,2$ мм.

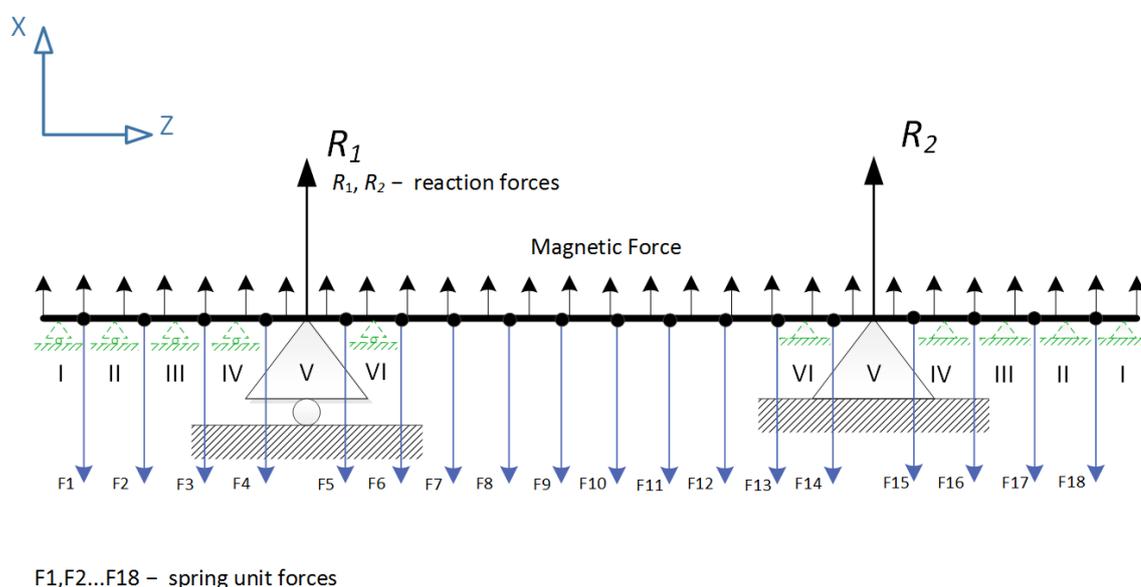


Рисунок 63. Возможные варианты размещения приводов (опор) в системе с компенсацией магнитной силы.

На рисунке 64 приведены результаты расчётов для случаев (I – VI). Откуда видно, что минимальный прогиб балка имеет в случае IV ($c = z_{R1} / L = 0,1706$) при расположении опор между 3 и 4 (15 и 16) блоками – величина прогиба в этом случае не превышает 5 мкм. Прогиб

во всех этих случаях появляется из-за разности в распределении вдоль балки магнитной силы и компенсирующей силы. Грубо говоря, полная сила скомпенсирована (в этом случае сила реакции опор равно нулю), но полный момент сил вдоль балки не равен нулю. На рисунке 65 приведён профиль деформированной балки под действием магнитной нагрузки и сосредоточенных сил компенсирующего механизма при различных зазорах ондулятора для варианта IV расположения опор.

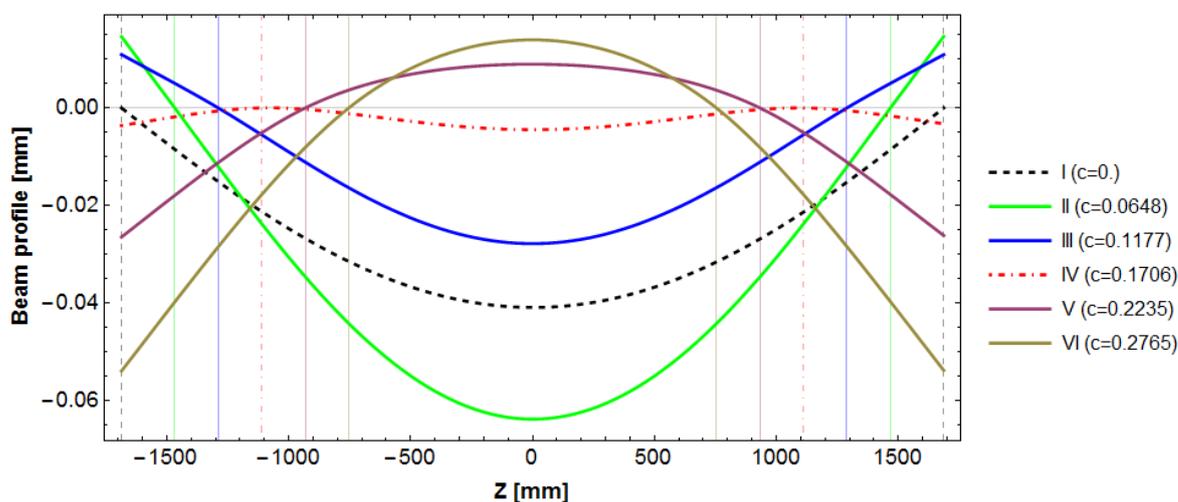


Рисунок 64. Деформация балки в случаях расположения опор I – VI (рис. 63).

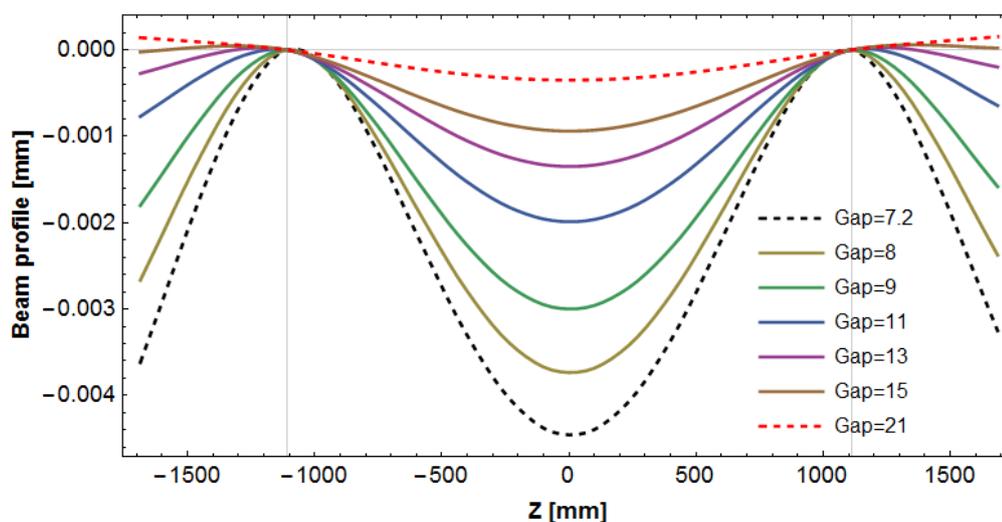


Рисунок 65. Профиль деформированной под действием магнитной нагрузки и компенсирующих сил балки при соотношении $c=Z_{R1}/L=0.1706$ для варианта компоновки №IV (рис. 63) при различных магнитных зазорах (указаны в мм).

Несмотря на то, что этот случай уже хорошо проходит по требованиям, в нем не учитываются возможные ошибки в сосредоточенных силах компенсирующего механизма. В случае произвольно распределённой ошибки компенсирующих сил различное суммарное количество блоков между опорами и снаружи может создавать несбалансированный момент. Оптимальным видится такое расположение компенсирующих сил и опор, при котором

количество блоков между опорами равняется суммарному числу блоков вне этого промежутка, а расположение опор близко к таковому в случае без компенсирующих сил ($c = 0,2258$). Но такое расположение возможно только при полном количестве компенсирующих сил кратном 4 (16 или 20). В этом случае сумма моментов произвольно распределённой ошибки компенсирующей силы на всех участках вдоль балки имеет минимальное значение. В нашем же случае с 18 блоками компенсирующего механизма необходимо варьировать расстояние между блоками для того, чтобы уравнивать несбалансированный момент от разного количества блоков между и снаружи опор. Наиболее подходящим с этой точки зрения является случай V с 10 блоками между опор и по 4 блока на краях, так как в этом случае есть всего два несбалансированных блока «внутри». Очевидно, чтобы уравнивать моменты «внутри» и «на краях» необходимо уменьшить расстояние между блоками «внутри» и увеличить «на краях». Минимально возможная длина участка от опоры до ближайшего края для такого расположения блоков составляет 721 мм ($c = z_{R_1}/L = 0,2138$), а максимальная 796 мм ($c = z_{R_1}/L = 0,2361$). На рисунке 66 приведён профиль деформации балки для V варианта размещения блоков (см. рис. 63) при различных положениях опор, лежащих в указанных выше пределах.

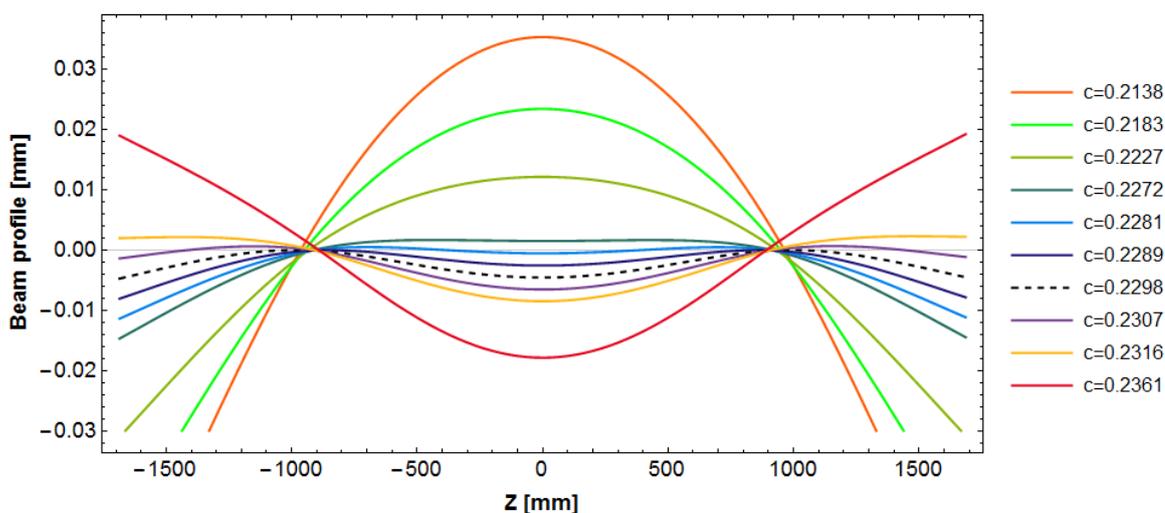


Рисунок 66. Профиль деформированной балки при различных положениях опор (различном коэффициенте $c = z_{R_1}/L$) для варианта компоновки №V (рис. 63) (4 блока на краях и 10 между опорами).

Так же как и для случая с только магнитной нагрузкой без компенсации, выполнив интерполяцию полученной зависимости максимального прогиба балки от коэффициента $c = z_{R_1}/L$, найдем их оптимальное размещение $c = z_{R_1}/L = 0,2298$ (рис. 66), пунктирная линия). Прогиб балки в этом случае так же не превышает 5 мкм. На рисунке 67 приведён профиль деформированной балки толщиной 150 мм под действием магнитной нагрузки и

сосредоточенных сил компенсирующего механизма для различных зазоров ондулятора при соотношении $c = z_{R_1}/L = 0,2298$ варианта компоновки №V.

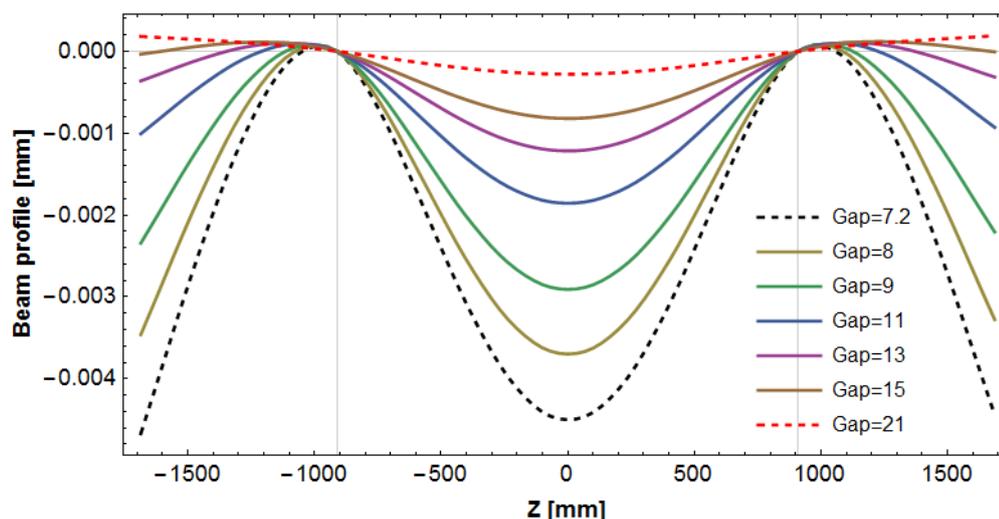


Рисунок 67. Профиль деформированной под действием магнитной нагрузки и компенсирующих сил балки толщиной 150 мм при соотношении $c = z_{R_1}/L = 0,2298$ для варианта компоновки №V (рис. 63) при различных магнитных зазорах (указаны в мм).

Чтобы понять какой из вариантов размещения опор и компенсирующих сил является наиболее оптимальным, рассмотрим влияние нескольких характерных типов систематической ошибки в компенсирующих силах на прогиб балки в рассмотренных выше случаях с 3-мя и 4-мя блоками на краях и расположением опор с параметром $c = 0,1706$ и $c = 0,2298$ соответственно. Под ошибкой в компенсирующих силах понимается возможная разница между реальной и требуемой силой, создаваемой блоками компенсирующего механизма

Как и ранее толщину балки будем считать везде равной 150 мм. Линейная зависимость прогиба от сосредоточенных сил в (51) вызывает желание рассчитать прогиб балки под действием только одной сосредоточенной силы равной этой ошибке, а потом «сложить» получившийся результат с прогибом балки для идеального случая без ошибок. Что в свою очередь не совсем верно. Как уже обсуждалось в п. 4.1.5 при появлении дополнительного прогиба изменяется профиль зазора ондулятора, что меняет распределение магнитной нагрузки и создаваемую блоками силу. При прогибах балки ~ 10 мкм эффект уже нельзя считать малым (рис. 60). Поэтому так же, как и ранее для расчёта эффекта ошибок необходимо решать полную задачу со всеми силами, пересчитывая распределение магнитной нагрузки и генерируемые блоками компенсирующие силы после каждой новой итерации.

Далее перечислены возможные случаи в распределении ошибки компенсирующих сил: отклонение генерируемой силы от требуемой на минимальном зазоре имеется для всех блоков (ошибка везде одинакова) (рис. 68); только блоки между опорами имеют ошибку (одинаковую)

(рис. 69); блоки между опорами имеют ошибку с одним знаком, а на краях с противоположным знаком (абсолютное значение ошибки одинаково) (рис. 70); только 2 центральных блока имеют ошибку (одинаковую) (рис. 71). Рассмотренные варианты ошибки интересны не только потому, что они хорошо отражают характерное распределение систематической ошибки компенсирующего механизма, заложенной конструкцией основного его элемента – пружин, но и в силу того, что они показывают, как могут настраиваться уже установленные на ондуляторе блоки компенсирующего механизма для корректировки существующего прогиба.

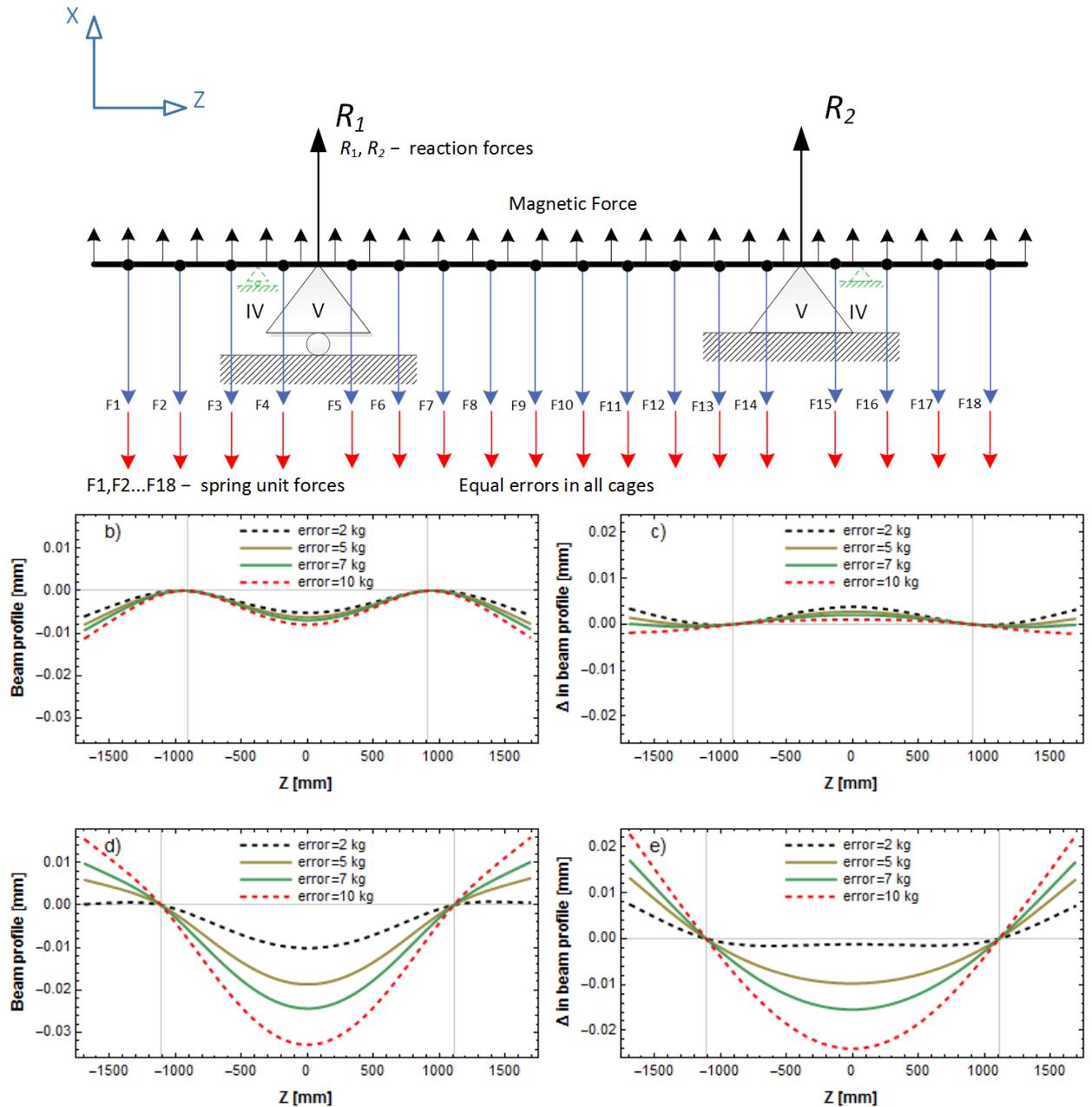


Рисунок 68. Деформация балки при ошибках в системе компенсации магнитной нагрузки для зазора ондулятора 7,2 мм: а) рассматриваемый случай распределения ошибок в блоках; б), д) – деформация балки для случаев расположения опор с четырьмя ($c = 0,2298$) и тремя ($c = 0,1706$) блоками на краях соответственно; в), е) – разница деформации балки между случаями с

ошибками и без них для четырёх ($c = 0,2298$) и трёх ($c = 0,1706$) блоков на краях соответственно.

Описание компенсирующего механизма и возможных вариантов компоновки пружин и потенциальных дефектов такой компоновки будет рассмотрено в п. 4.3.

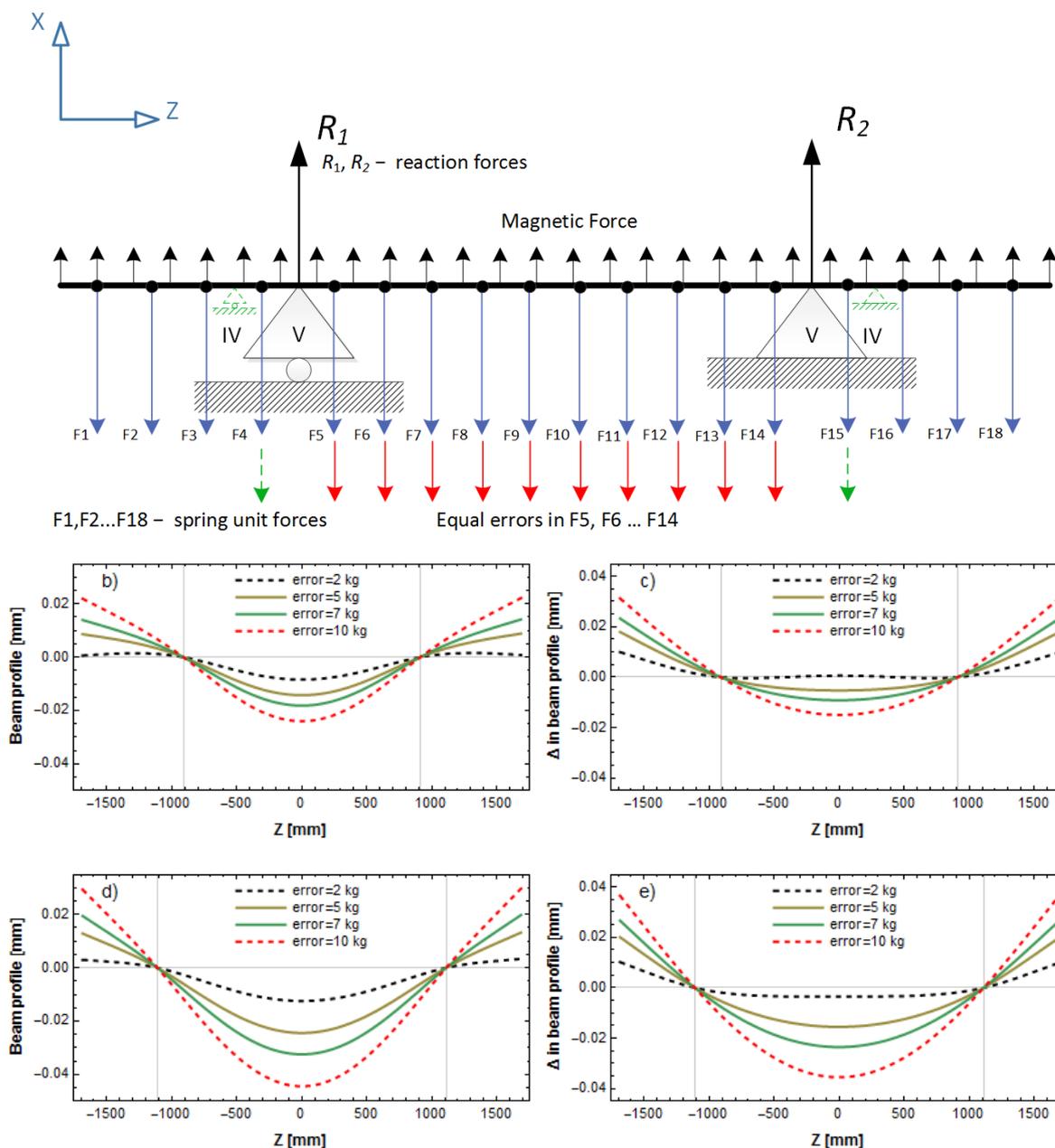


Рисунок 69. Деформация балки при ошибках в системе компенсации магнитной нагрузки для зазора ондулятора 7,2 мм: а) рассматриваемый случай распределения ошибок в блоках; б), д) – деформация балки для случаев расположения опор с четырьмя ($c = 0,2298$) и тремя ($c = 0,1706$) блоками на краях соответственно; в), е) – разница деформации балки между случаями с ошибками и без них для четырёх ($c = 0,2298$) и трёх ($c = 0,1706$) блоков на краях соответственно.

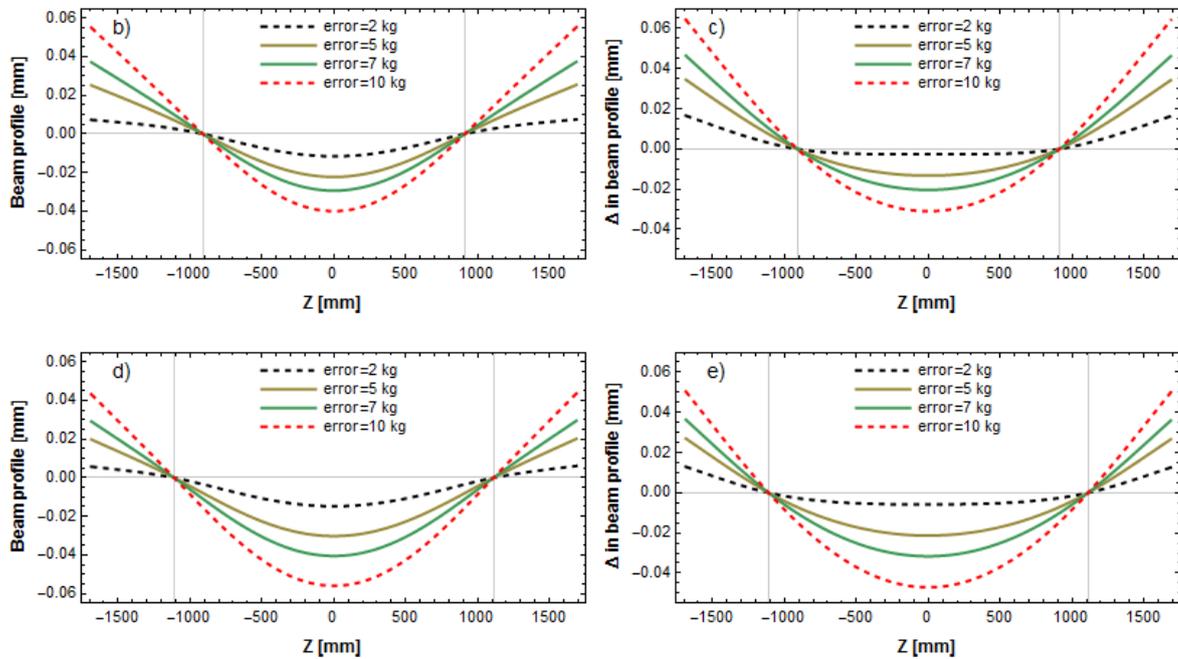
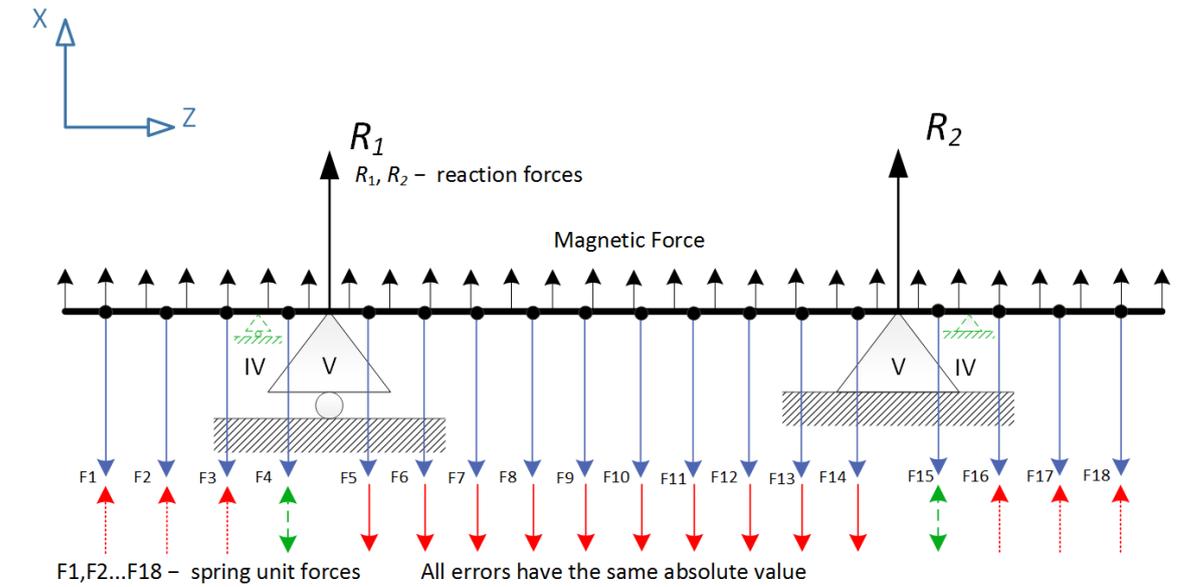


Рисунок 70. Деформация балки при ошибках в системе компенсации магнитной нагрузки для зазора ондулятора 7,2 мм: а) рассматриваемый случай распределения ошибок в блоках; б), д) – деформация балки для случаев расположения опор с четырьмя ($c = 0,2298$) и тремя ($c = 0,1706$) блоками на краях соответственно; в), е) – разница деформации балки между случаями с ошибками и без них для четырёх ($c = 0,2298$) и трёх ($c = 0,1706$) блоков на краях соответственно.

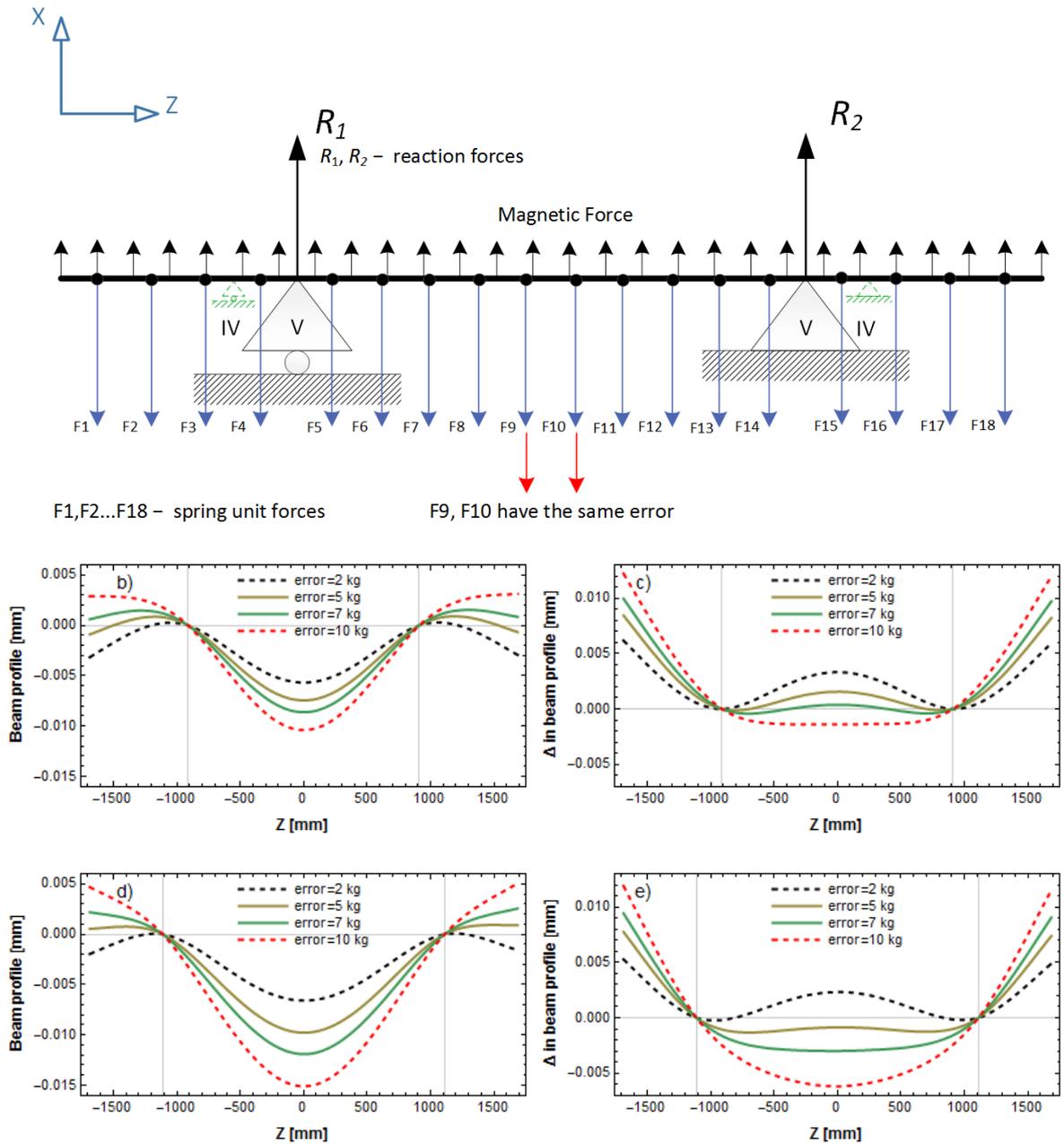


Рисунок 71. Деформация балки при ошибках в системе компенсации магнитной нагрузки для зазора ондулятора 7,2 мм: а) рассматриваемый случай распределения ошибок в блоках; б), д) – деформация балки для случаев расположения опор с четырьмя ($c = 0,2298$) и тремя ($c = 0,1706$) блоками на краях соответственно; в), е) – разница деформации балки между случаями с ошибками и без них для четырёх ($c = 0,2298$) и трёх ($c = 0,1706$) блоков на краях соответственно.

Как видно из рисунков 68 – 71, при учёте возможных ошибок в сосредоточенных силах компенсирующего механизма прогиб балки значительно меньше в случае с 4-мя блоками на краях ($c = 0,2298$), чем в случае с 3-мя блоками ($c = 0,1706$), что делает компоновку с $c = 0,2298$ предпочтительной. При конструировании серийного прототипа горизонтального ондулятора HGVPV для проекта LCLS-II была выбрана именно такая компоновка. Далее при

рассмотрении эффекта прогиба несущих балок на магнитные свойства ондулятора везде будут рассматриваться прогибы балки для данного случая расположения опор.

4.1.7. Анализ эффекта от систематических и случайных ошибок в системе компенсации магнитной нагрузки

Рассмотрим теперь ситуацию систематической ошибки во всех блоках компенсирующего механизма более подробно. Вариант, когда все блоки создают силу отличную от требуемой на примерно одну величину, наиболее вероятен, поскольку он, во-первых, соответствует случаю конструктивной ошибки самих пружин, заложенной при их проектировании (см. р. 4.3, набор линейных пружин), а во-вторых показывает возможный эффект от деградации свойств пружин (некоторого ослабления из-за постоянного использования). При этом ситуация, когда каждый блок создаёт силу больше требуемой (см. рис. 68), менее вероятна, чем ослабление пружин, и соответствует либо конструктивной ошибке пружин и блоков, либо дополнительной настройке самих блоков (см. предыдущий пункт). Самым вероятным является ослабление пружин при их постоянном сжатии. Согласно данным производителя пружин (и для короткого, и для полноразмерного прототипа использовались пружины компании Rockford Spring) возможное ослабление блока, составленного из 4 пружин (см. п. 4.5), не превышает 1,5 кг при максимальном сжатии, которое соответствует минимальному зазору ондулятора (7,2 мм) и полной силе компенсирующего блока в 158,2 кг. Прогиб балки в случае, когда каждый блок ослаблен на 2, 4, 6, 10, 20, 30 кг, показан на рисунке 72. Поскольку магнитные свойства ондулятора наиболее чувствительны к прогибу балки при минимальном зазоре с максимальной амплитудой поля, то данный расчёт выполнялся для зазора ондулятора 7,2 мм.

Согласно рисунку 68 и 72 систематическая ошибка имеет очень слабый эффект на деформацию несущей балки. Относительное изменение прогиба балки при ослаблении каждого блока на 2 кг равно ~ 1 мкм. Более того, ослабление каждого блока на величину менее 8 кг приводит к уменьшению изначального прогиба, вызванного неравномерным распределением компенсирующих блоков в сравнении с магнитной нагрузкой (рис. Рис 72).

Другим возможным источником искажения магнитных свойств ондулятора являются случайные ошибки в блоках компенсирующего механизма, эффект от которых согласно рис. 69, 71 может быть достаточно большим. Для оценки данного эффекта было произведено 200 расчётов, в которых рассматривался комбинированный эффект от систематической ошибки в -2 кг (блоки ослаблены) в каждом блоке и случайной ошибки с максимальной амплитудой в 5 кг.

Самый худший вариант (с точки зрения максимального прогиба балки) распределения ошибки вдоль балки и прогиб балки в этом случае приведены на рисунке 73. Так же здесь показана возможная сортировка блоков вдоль ондулятора, которая позволяет уменьшить прогиб балки в этой ситуации.

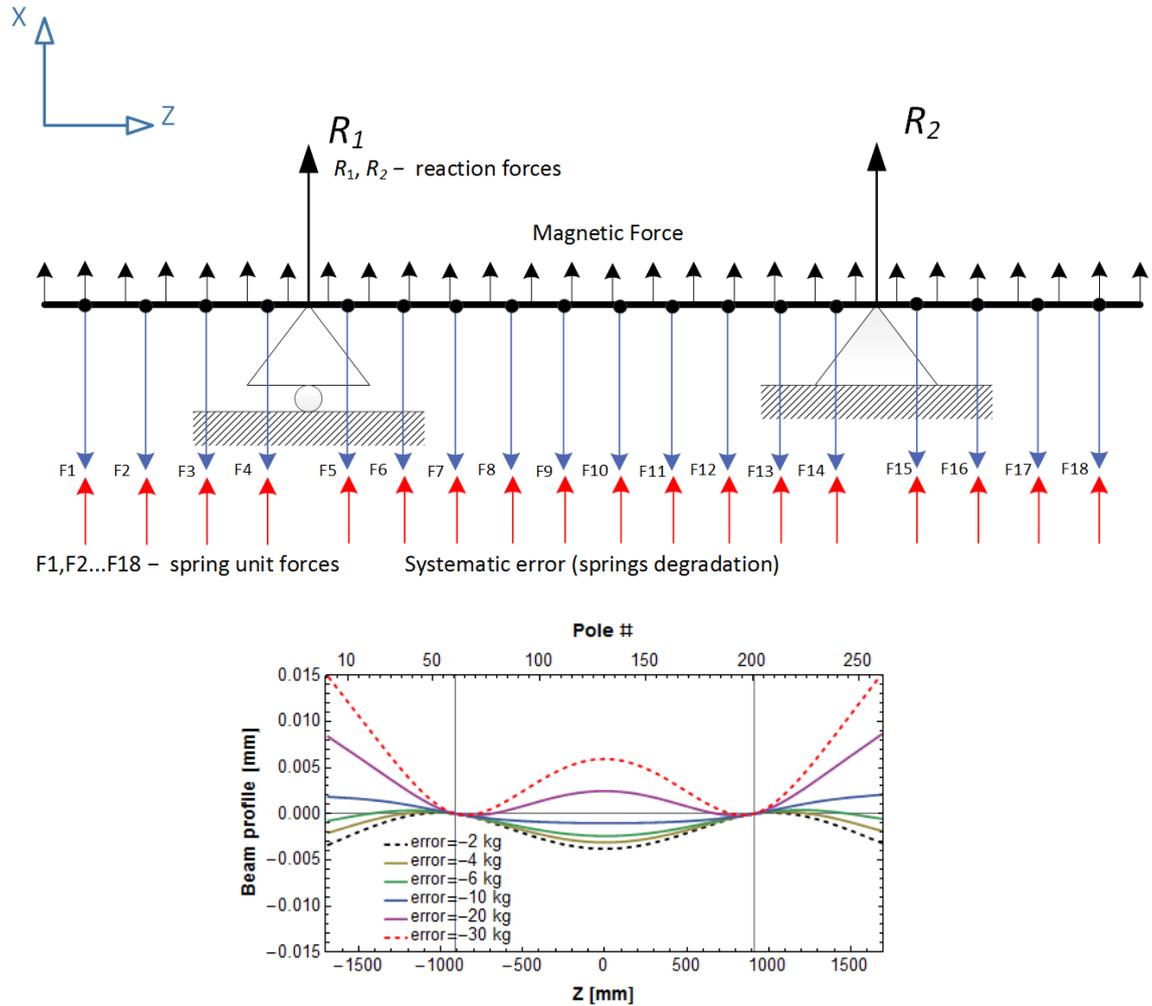


Рисунок 72. Схема расчётной модели деградации свойств компенсирующего механизма и её влияние на прогиб несущей балки при зазоре ондулятора 7,2 мм.

Рисунок 73 показывает, что прогиб балки может превышать допустимое значение при наличии случайных ошибок. При этом простая сортировка позволяет значительно сократить его величину. Концентрация блоков с одинаковой ошибкой в одной области приводит к значительной деформации балок. При этом эффект от систематической ошибки в силе во всех блоках сразу достаточно мал (рис. 68, 73). Из чего следует, что при известных значениях ошибок в компенсирующих блоках требования к последним можно значительно ослабить, распределив их нужным образом вдоль ондулятора. Самым оптимальным распределением компенсирующих блоков является такое, при котором блоки с наибольшей ошибкой расположены вблизи точек подвеса, в то время как блоки с наименьшей ошибкой находятся на

наибольшем удалении от приводов, как показано на рисунке 76. Влияние прогиба балки при систематических и случайных ошибках системы компенсации магнитной силы на магнитные свойства ондулятора будет рассматриваться в следующем пункте.

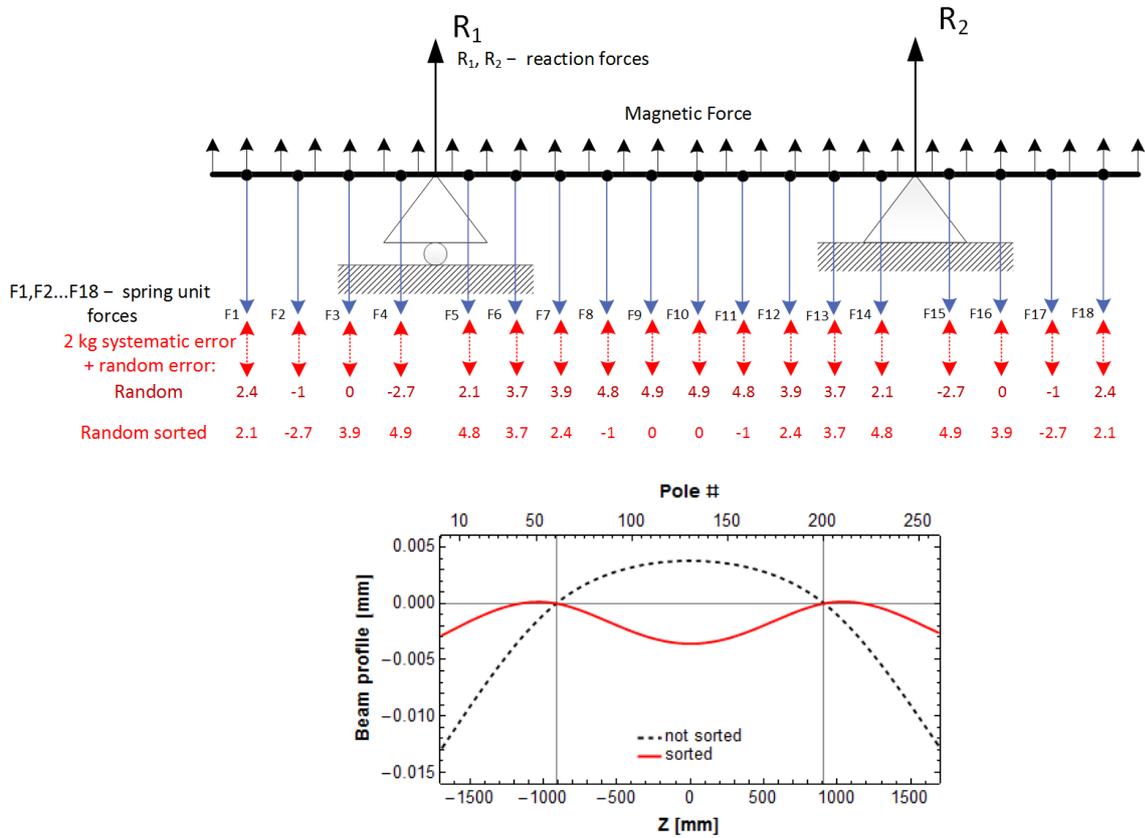


Рисунок 73. Влияние систематической (2 кг) и случайной (5 кг) ошибок на прогиб балки при магнитном зазоре 7,2 мм. На верхней диаграмме показано распределение случайной ошибки до сортировки (верхний ряд) и после неё (нижний).

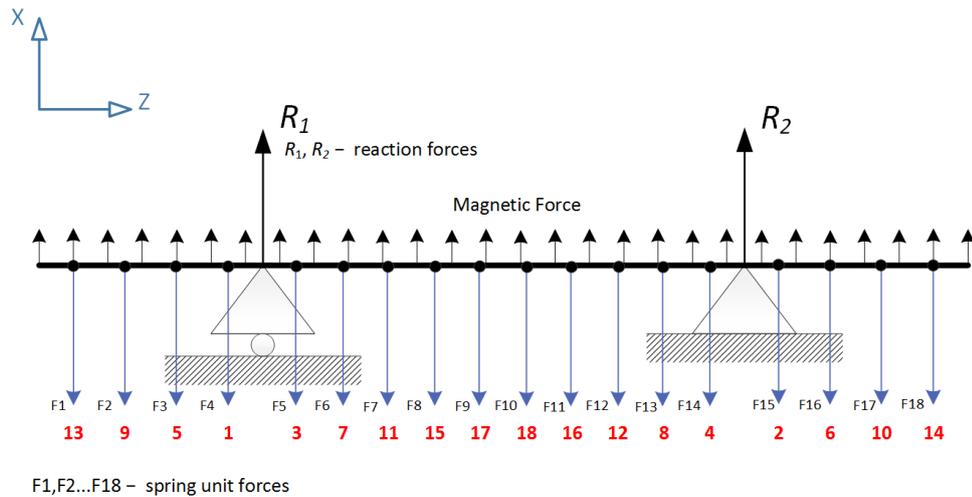


Рисунок 74. Оптимальное расположение компенсирующих блоков согласно величине ошибки в их силе (очередность размещения указана красным). Блоки с наибольшей ошибкой размещаются как можно ближе к приводам, с наименьшей – на наибольшем удалении.

4.2. Эффект механических деформаций несущих балок на магнитные характеристики ондулятора

Напомним определение некоторых важных в данной главе параметров ондулятора. Коэффициент ондуляторности и длина волны n -ой гармоники излучения вперёд ондулятора с периодом λ_u и пиковым полем B_0 в приближении синусоидального поля задаются следующим образом:

$$K_0 = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi mc^2}, \quad \lambda_n(0) = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K_0^2}{2}\right). \quad (62)$$

В произвольном периодическом магнитном поле с компонентой B_y пространственный период излучения λ_l равен отставанию электрона от поля излучения на периоде ондулятора

$$\Delta S = \lambda_1 = \int_{z_1}^{z_1+\lambda_u} \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{x'^2}{2} \right) dz = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} + \frac{1}{2} \int_{z_1}^{z_1+\lambda_u} x'^2 dz, \quad (63)$$

где $x'(z) = \frac{dx}{dz} \approx -\frac{e}{\gamma m c} I_{1y}(z)$ – угол отклонения электрона в горизонтальной плоскости, а $I_{1y}(z) = \int_{z_0}^z B_y(z') dz'$ – первый интеграл поля.

Соответственно полная фаза электрона с продольной координатой z задаётся следующим образом:

$$P(z) = 2\pi S/\lambda_1 = \frac{2\pi}{\lambda_u} \left(z + \left(\frac{e}{m c} \right)^2 \int_0^z I_{1y}(z')^2 dz' \right) / \left(1 + \frac{K_0^2}{2} \right). \quad (64)$$

Из соотношения (64) видно, что ошибка в фазе при прохождении электроном одного периода ондулятора появляется, если значение ΔS отклоняется от величины λ_l .

Как уже упоминалось выше, прогиб несущих балок приводит к зависимости зазора ондулятора от продольной координаты и соответственно неоднородному пиковому полю. В этом случае «усреднённый» коэффициент ондуляторности K_0 можно найти из условия, что для идеального ондулятора полная длина траектории электрона вдоль ондулятора равна целому числу длин волн первой гармоники. Таким образом, выполняя линейный фитинг $S(i) = a + bi$, где i – номер полюса или данного пика поля, можно найти эффективную длину волны первой гармоники $\lambda_1(0) = 2b$, а затем и эффективные коэффициент ондуляторности K_{eff} и пиковое поле B_{eff} (62). Подставляя K_{eff} в (64), можно получить полный набег фазы электрона с

продольной координатой z . Чтобы найти величину фазовой ошибки на i -ом полюсе, необходимо усреднить P по полупериоду и убрать линейную часть [17]:

$$P_i = \langle P(z) \rangle_{z_i - \lambda_u/2 \leq z \leq z_i + \lambda_u/2} - 2\pi z_i / \lambda_u. \quad (65)$$

Р. Уолкером в [18] было показано, что сокращение яркости излучения для n -ой гармоники на оси из-за фазовых ошибок достаточно хорошо определяется простым соотношением:

$$R = \exp(-n^2 \sigma_\varphi^2), \quad (66)$$

где σ_φ – среднеквадратичное значение фазовой ошибки на полюсах ондулятора (65).

Деформация несущих балок приводит к «прогибу» профиля зазора ондулятора и соответственно к плавному изменению амплитуды магнитного поля в продольном направлении (характерная длина изменения зазора $l \gg \lambda_u/2$). При этом изменение амплитуды поля от полюса к полюсу достаточно слабое, поэтому эффект от прогиба зазора компенсируется периодичностью магнитного поля ондулятора. Это делает интегральные характеристики ондулятора (траектория частицы, её смещение и угол на выходе из ондулятора) практически нечувствительными к прогибу балок. Например, в случае с максимальным прогибом балки ($\sim 0,1$ мм) среди рассмотренных выше (рис. 70 (b), красная пунктирная линия) изменение первого и второго интеграла составило всего 10^{-3} $\mu\text{T}\cdot\text{м}$ и $0,76$ $\mu\text{T}\cdot\text{м}^2$ соответственно (требование к ондуляторам LCLS-II $|I_1| \leq 40$ $\mu\text{T}\cdot\text{м}$ и $|I_2| \leq 150$ $\mu\text{T}\cdot\text{м}^2$).

Набег фазы от полюса к полюсу (64), напротив, не зависит от знака поля и быстро растёт при систематическом изменении амплитуды поля вдоль ондулятора, поэтому длинные участки с плавно изменяющимся зазором ($l \gg \lambda_u/2$) приводят к набегу значительной среднеквадратичной фазовой ошибки. Для того, чтобы показать чувствительность фазовых ошибок к прогибу балок, их расчёт был выполнен для каждого из случаев, показанных на рисунке 68, 73. На рисунке 75 приведены результаты расчёта в случае прогиба балки при систематических ошибках в блоках компенсирующего механизма и при настройке создаваемой им силы (рис. 68, 71).

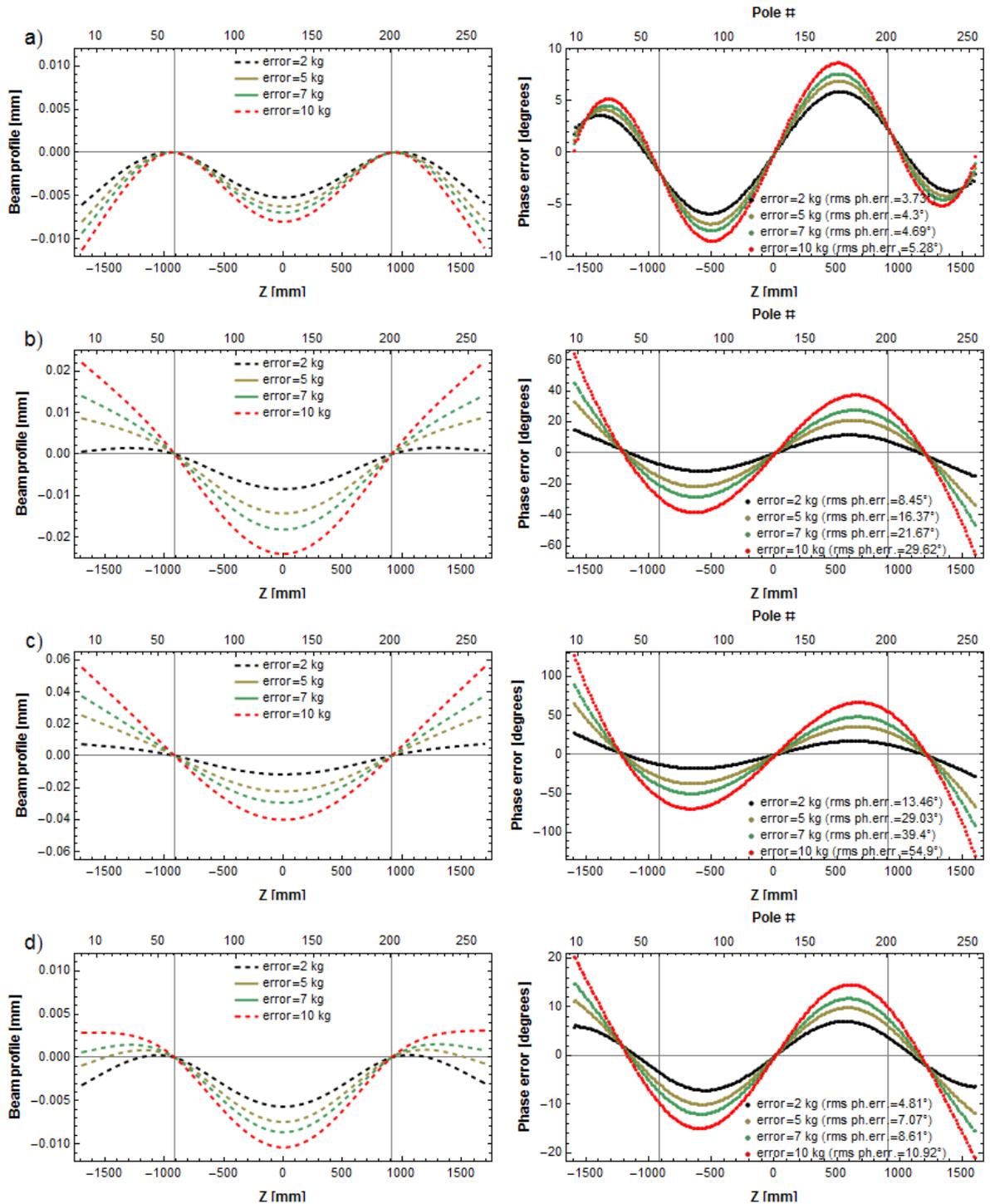


Рисунок 75. Деформация балки (левый график) и набег фазовой ошибки вдоль ондулятора (правый график) при ошибках в системе компенсации магнитной нагрузки для зазора ондулятора 7,2 мм и компоновке с 4 блоками на краях ($c = 0,2298$): а) ошибка во всех блоках (рис. 68); б) ошибка только в блоках между опорами (рис. 69); в) между опорами ошибка с одним знаком, а на краях с противоположным (рис. 70); д) ошибка только в 2 центральных блоках (рис. 71).

На рисунке 76 показан набег фазовой ошибки для случая деградации свойств пружин (см. рис. 72).

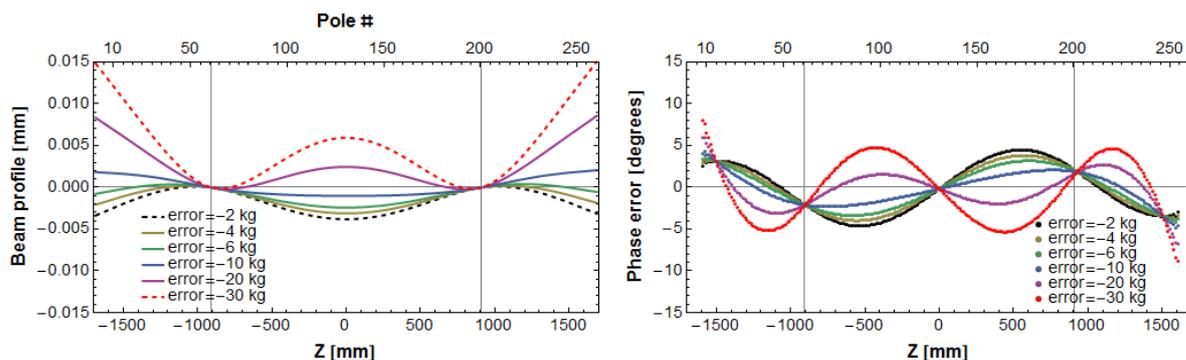


Рисунок 76. Прогиб несущей балки и набег фазовой ошибки при систематической деградации свойств пружин (магнитный зазор 7,2 мм).

Поскольку набег фазовых ошибок сокращается до приемлемого уровня при первой настройке ондулятора, то нас больше интересует изменение среднеквадратичной фазовой ошибки при деградации свойств пружин (рис. 77).

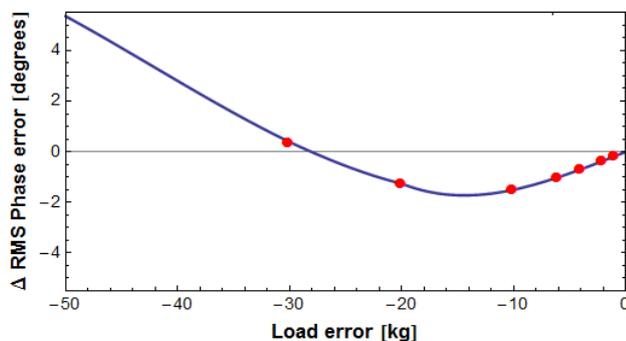


Рисунок 77. Добавка к среднеквадратичной фазовой ошибке ондулятора при деградации силы, создаваемой компенсирующим механизмом. Магнитный зазор 7,2 мм.

С одной стороны, из графиков, приведённых выше, видно, что чувствительность прогиба, а соответственно и фазовых ошибок к систематической ошибке в системе компенсации магнитной силы (все блоки имеют примерно одинаковую ошибку) мала. Кроме того, некоторое уменьшение прогиба балки при ослаблении блоков уменьшает набег фазовых ошибок. С другой стороны, при настройке ондулятора обычно проводится выравнивание профиля зазора (см. п. 4.5), чтобы убрать изначальную его кривизну, связанную больше с неидеальностью поверхности несущих балок и кассет с полюсами и магнитами (производитель обеспечивает ровность поверхности с точностью в 25 мкм). В этой ситуации деградация свойств пружин приведёт не к уменьшению искажения зазора, а к его росту на эту же величину. Поскольку допуск на среднеквадратичную величину фазовой ошибки для ондуляторов LCLS и LCLS-II составляет всего лишь 4° во всём диапазоне рабочих зазоров, то её изменение в ходе длительного использования устройства на 1° может уже превысить его. Зависимость добавки к среднеквадратичной фазовой ошибке от зазора ондулятора при ослаблении всех блоков

компенсирующего механизма на 3 кг (максимум 1,5 кг согласно производителю) показана на рисунке 78.

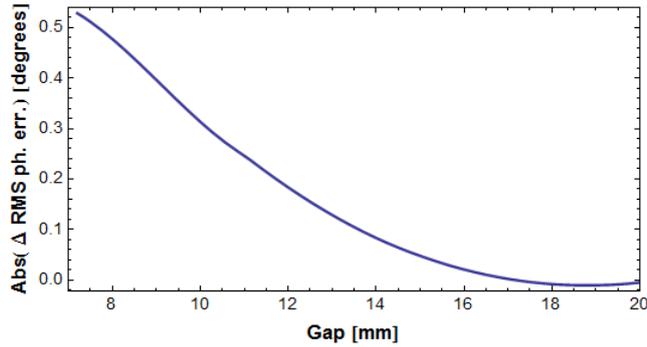


Рисунок 78. Зависимость от зазора абсолютной величины добавки к среднеквадратичной фазовой ошибке, вызванной прогибом несущих балок прототипа ондулятора LCLS-II при систематической ошибке -3 кг в блоках компенсирующего механизма. Магнитный зазор 7,2 мм.

Таким образом, ослабление пружин при длительном их использовании потенциально может ухудшить набег фазовых ошибок максимум на $0,5^\circ$, что несложно учесть в ходе настройки ондулятора.

Существенно более серьёзный эффект может быть от случайных ошибок в системе компенсации магнитной силы (рис. 79). Как уже упоминалось, простая сортировка блоков при их установке вдоль ондулятора позволяет значительно уменьшить прогиб несущих балок, а соответственно и набег фазовой ошибки.

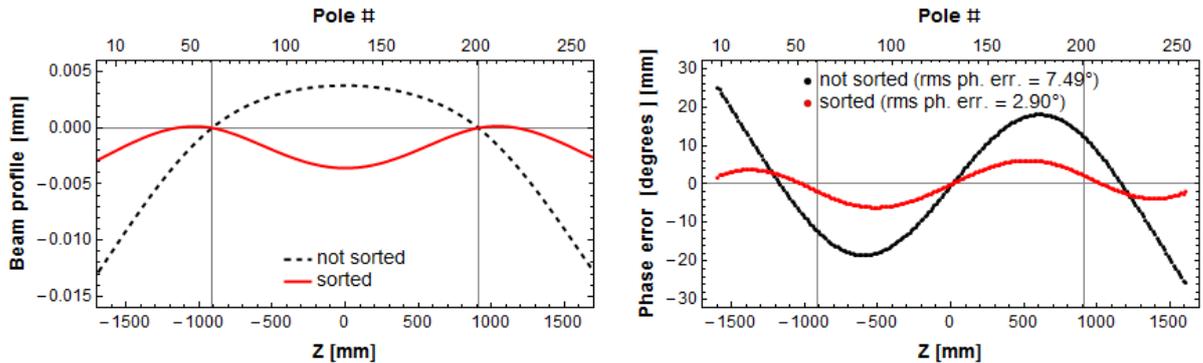


Рисунок 79. Эффект от систематической (2 кг) и случайной (5 кг) ошибок (см. рис. 76) в системе компенсации магнитной силы ондулятора на прогиб его несущих балок и набег фазовой ошибки при магнитном зазоре 7,2 мм.

4.3. Генерация компенсирующей силы пружинами

Как уже упоминалось во введении, самым простым способом создания контрсилы является использование пружин. Представляется два возможных варианта практической реализации компенсирующего механизма с их помощью. Первый – с помощью набора соединённых параллельно линейных пружин, аппроксимирующих зависимость магнитной силы от зазора ондулятора. Второй – с использованием пружин с нелинейной нагрузочной характеристикой, наиболее близкой к нужной зависимости. Рассмотрим оба случая более подробно.

В случае с линейными пружинами, кривая зависимости магнитной силы от зазора аппроксимируется набором линейных пружин разной жёсткости. Чем больше пружин разного типа, тем лучше аппроксимируется требуемая кривая, а соответственно и меньше отклонения от неё. На рисунке 80 показана аппроксимация необходимой кривой 5-ю типами линейных пружин с различным коэффициентом жёсткости. Напомним, что во всех расчётах, выполненных в п. 4.1 – 4.2, нагрузочная характеристика блоков компенсирующего механизма считалась одинаковой и равной полной магнитной нагрузке на недеформированную балку, делённой на количество блоков, для зазора ондулятора, соответствующего локальному зазору в месте установки данного блока (61).

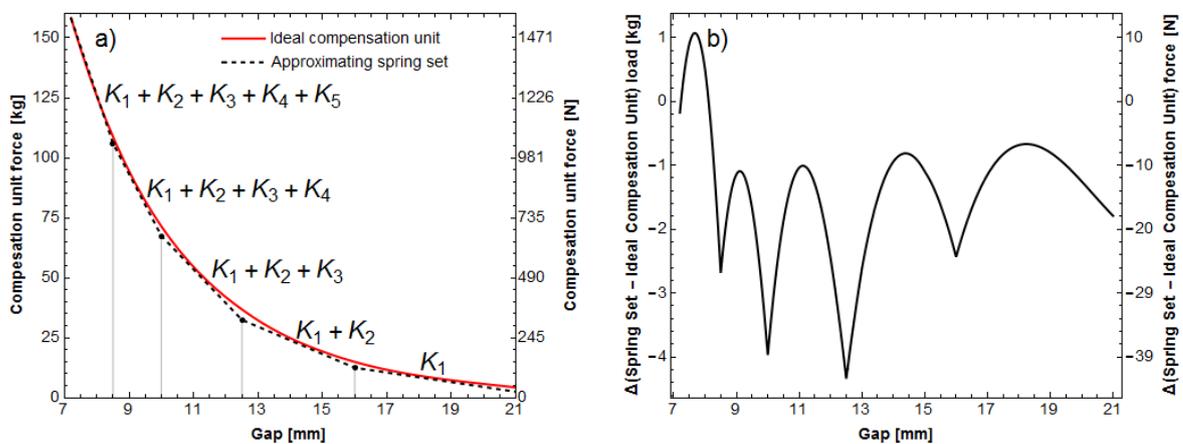


Рисунок 80. Пример набора из 5 типов линейных пружин, аппроксимирующих требуемую характеристику одного блока компенсирующего механизма: а) идеальная характеристика и набор из 5 линейными пружин; б) разница между ними.

Пружины разного типа должны задействоваться в различные моменты времени (при различных зазорах ондулятора). Сдвигая точку, в которой задействуются пружины определённого типа, можно настраивать полную характеристику всего блока, меняя в том числе и её кривизну. Пример такой подстройки приведён на рисунке 81.

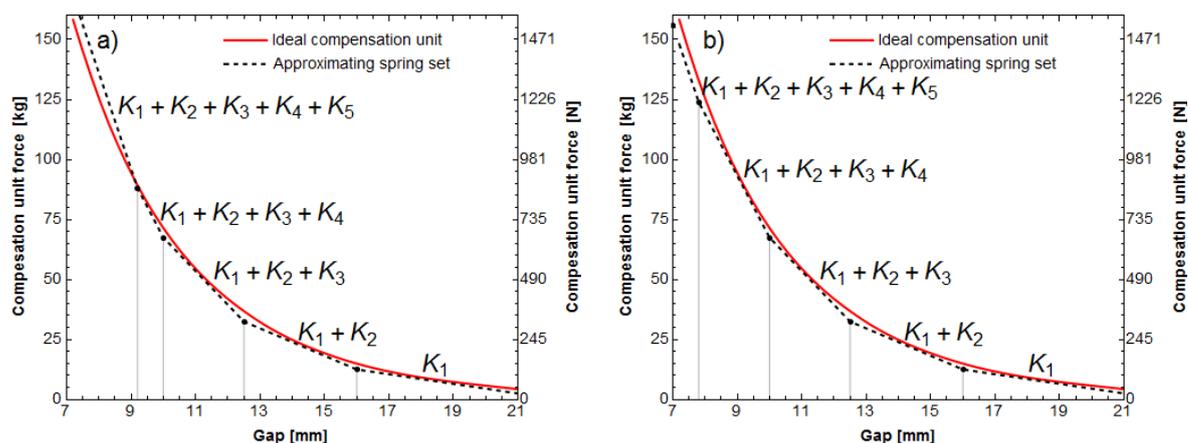


Рисунок 81. Пример настройки нагрузочной характеристики компенсирующего блока. Зазор, при котором задействуются пружины с жёсткостью K_5 , смещён с 8,5 мм до: а) 9,2 мм; б) 7,8 мм.

Плюсы данного подхода – это быстрота изготовления и стоимость линейных спиральных пружин с постоянным шагом. Широкое их распространение позволяет приобрести уже готовые пружины у поставщика. В случае с данным типом пружин можно корректировать отдельные участки нагрузочной характеристики всего компенсирующего блока. Основными минусом же является необходимость использовать значительное количество пружин с различным коэффициентом жёсткости для уменьшения ошибки в генерируемой блоком силе (рис. 80 (b)). При этом, по-видимому, должно быть как минимум две пружины каждого типа для того, чтобы сделать нагрузку на несущую часть блока симметричной относительно сжимающей части механизма и избежать деформаций несущей части, портящих выходную характеристику. Калибровать и настраивать такое количество пружин (10 на каждый блок в случае, приведённом на рис. 80) – довольно трудоёмкий и затратный по времени процесс. К тому же, чем больше подвижных элементов в системе, тем сложнее обеспечить её воспроизводимость и надёжность. Идея использования линейных пружин с разным коэффициентом жёсткости для компенсации нелинейной зависимости магнитной нагрузки от зазора была опробована в [12], но только с двумя пружинами, что повысило требование на жёсткость несущей балки.

В случае использования пружин с нелинейной нагрузочной характеристикой задача сильно упрощается, так как соответствие между зависимостью магнитной нагрузки на балку от зазора и нагрузочной характеристикой задаётся на стадии проектирования пружин. Это значительно сокращает их полное количество, поскольку можно обойтись даже одним типом пружин. Тем не менее, так как каждая пружина в отдельности имеет некоторые дефекты проектирования и изготовления, то необходимость производить подстройку все равно сохраняется. Для настройки достаточно использовать всего 2 типа пружин с различной кривизной нагрузочной характеристики (рис. 82). Сдвигая точку задействования пружин одного типа (более слабые

пружины или более сильные), можно изменить кривизну полной нагрузочной характеристики всего блока (рис. 82).

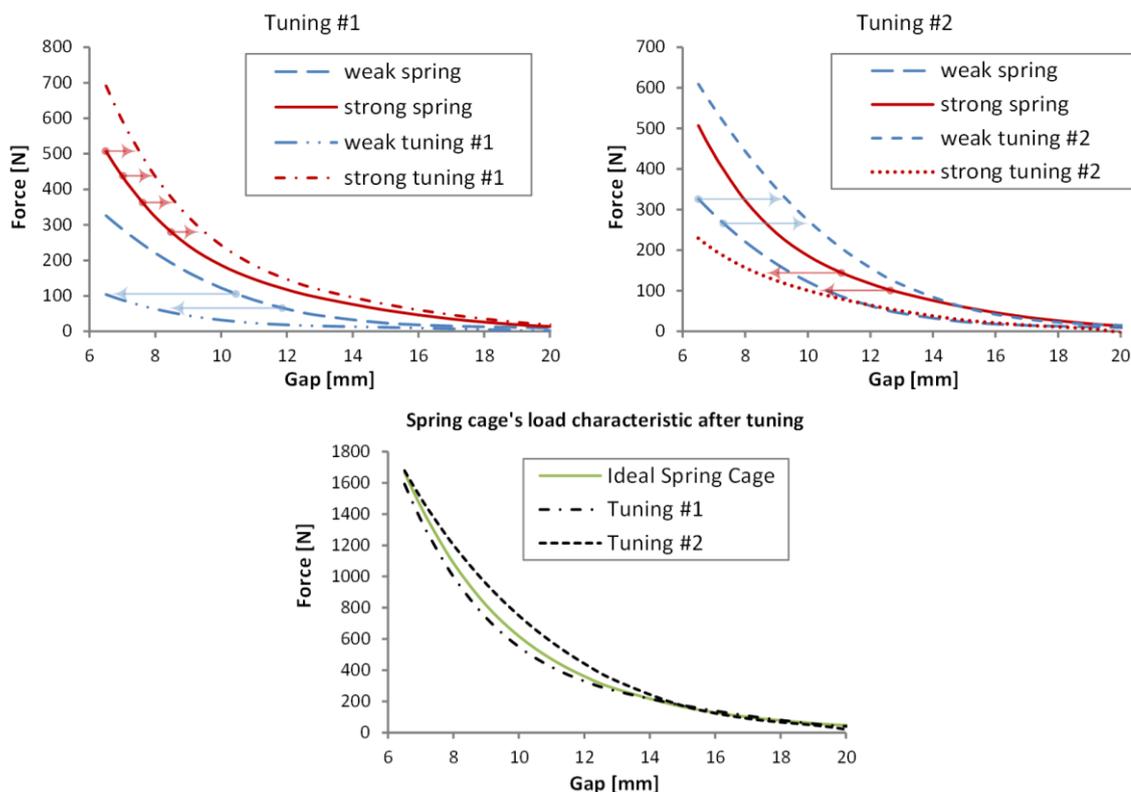


Рисунок 82. Пример настройки нагрузочной характеристики компенсирующего блока пружинами с нелинейной характеристикой.

Соответствующими для данной задачи пружинами с нелинейной нагрузочной характеристикой являются спиральные проволочные пружины переменного диаметра спирали (с постоянным сечением проволоки) – далее просто конические пружины (рис. 85, 95). В зависимости от типа намотки существуют некоторые ограничения на максимальную генерируемую силу. Для прототипа LCLS-II использовались пружины с холодной намоткой, поэтому минимальное количество используемых пружин ограничено 3-мя на блок. При использовании двух типов пружин с разной характеристикой целесообразно использование 4 пружин на блок, чтобы сделать нагрузку на несущую часть блока симметричной. Достоинствами этого типа пружин являются быстрота изготовления, стоимость и возможность использования значительно меньшего количества по сравнению с линейными пружинами, что значительно упрощает конструкцию механических элементов блоков с пружинами и делает генерацию компенсирующей силы надёжной и воспроизводимой. И хотя данные пружины не продаются в готовом виде, что требует дополнительного их проектирования и изготовления на заказ, их стоимость не значительно превосходит стоимость готовых линейных пружин. К тому же значительное сокращение времени труда на калибровку и настройку за счёт меньшего их

количества делает данный тип пружин наиболее подходящим для задачи компенсации магнитной силы в ондуляторе.

4.4. Экспериментальная проверка компенсации магнитной силы ондулятора набором конических пружин

С целью экспериментальной проверки самой концепции динамической компенсации магнитной силы между челюстями ондулятора набором конических пружин в APS ANL был построен и протестирован короткий прототип (847 мм). При этом важно было показать, что сам подход является рабочим, а строительство полноразмерного прототипа серийного ондулятора, удовлетворяющего всем требованиям к ондуляторам LCLS-II и обладающего всем рядом перечисленных во введении преимуществ, возможно. Также очень важно было выявить потенциальные недостатки системы контроля зазора ондулятора данного прототипа, чтобы учесть их уже при строительстве полноразмерного прототипа.

4.4.1. Описание 0,847-метрового прототипа и используемой магнитной структуры

Для данного прототипа была использована стандартная в APS магнитная структура ондулятора A (APS Undulator A) с длиной периода 33 мм [17]. 23,5 периода делают её антисимметричной. Кассета с магнитной структурой крепится к алюминиевой балке толщиной 70 мм, а вся сборка установлена на пару линейных направляющих. Большая по сравнению с LCLS-II длина периода и более широкие полюса с магнитами создают большую магнитную силу между магнитными структурами, что потребовало увеличить число компенсирующих пружин в пересчёте на единицу длины. На каждую несущую балку приходится по 2 блока с пружинами – 12 пружин в каждом, 24 пружины на одну балку. Каждый блок имеет 2 уровня с пружинами – по 6 пружин на уровень. Поскольку длина данного прототипа составляет всего 847 мм, и на каждую балку приходится всего по 2 пружинных блока, то практически нет никакой свободы в размещении приводов, которые установлены на краях устройства. На рисунке 83 представлено схематичное изображение данного ондулятора с фотографиями, дающими некоторое представление об его устройстве.

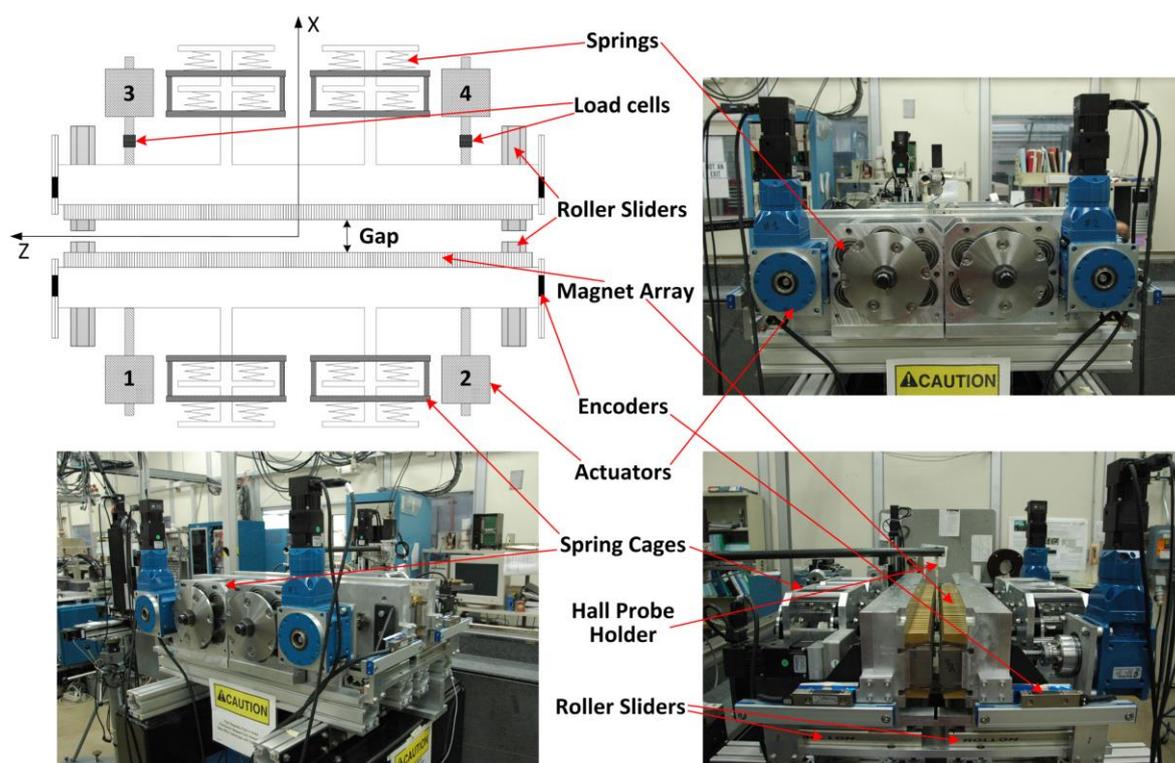


Рисунок 83. 0,8-метровый прототип ондулятора с компенсацией магнитной силы коническими пружинами.

Самой главной особенностью этого ондулятора является компланарность магнитной и компенсирующих сил, что, как уже упоминалось во введении, делает систему контроля зазора ондулятора достаточно компактной.

4.4.2. Пружины для системы компенсации магнитной силы

Для данного прототипа были использованы пружины одного типа – с одной для всех нагрузочной характеристикой, которая полностью определяется зависимостью полной магнитной силы на несущую балку от зазора ондулятора. Таким образом разработка компенсирующих пружин начинается с расчёта распределения магнитного поля в зазоре ондулятора. Более подробное описание расчёта для магнитной структуры ондулятора UNA 33 приводится в п. 3.2 данной работы. Вычисляя интеграл (53) для различных зазоров (7,2 – 20 мм) ондулятора можно получить зависимость полной магнитной силы от зазора (рис. 84). Согласно этой зависимости (рис. 84) были разработаны и изготовлены конические пружины с постоянным сечением проволоки (рис. 85). Нулевое сжатие пружины здесь соответствует зазору ондулятора в 29,58 мм, а сжатие 9,79 мм – зазору 10 мм ($\Delta \text{Spring Compression} = \Delta \text{Gap}/2$).

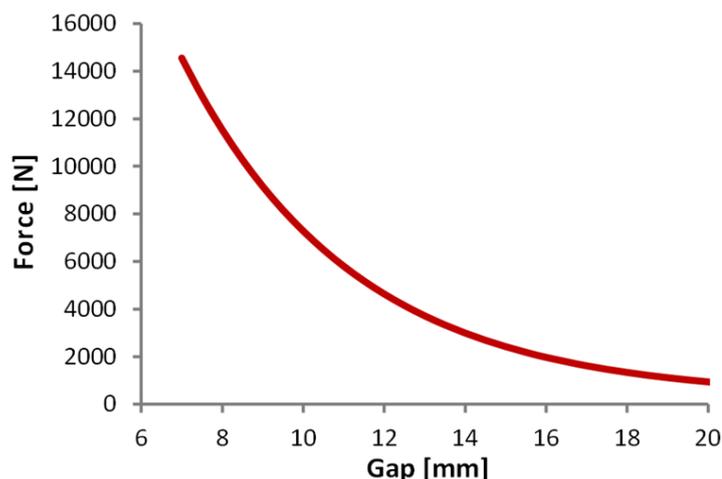


Рисунок 84. Зависимость от зазора полной магнитной силы для 0,847-метрового прототипа ондулятора.

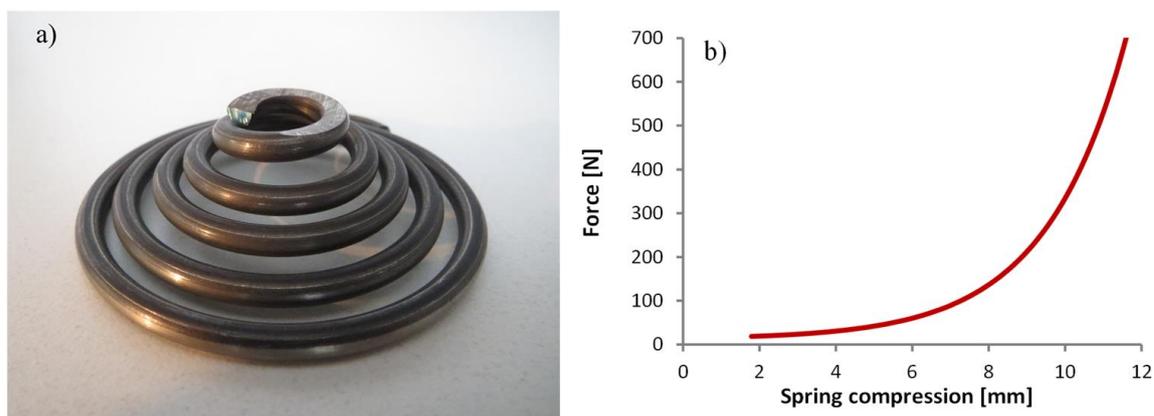


Рисунок 85. а) Стандартная коническая пружина для 0,847-метрового прототипа ондулятора; б) нагрузочная характеристика идеальной пружины.

В п. 4.3 уже давалось некоторое описание того, как корректировать расхождение между требуемой нагрузочной характеристикой для пружин и их реальной характеристикой, но это описание касалось случая с использованием двух разных типов пружин. Так как для данного прототипа применялись пружины одного типа, то вся корректировка ограничена только сдвигом момента начала сжатия каждой пружины (поджатия или ослабления пружины), при котором она начинает быть задействованной. Это позволяет лишь сдвинуть зависимость от зазора генерируемой блоком силы вдоль зазора, но не меняет кривизну нагрузочной характеристики (рис. 86 (b)). В таком случае существует возможность того, что суммарно все пружины в блоке обладают более крутой или плоской нагрузочной характеристикой, чем требуется (рис. 86 (a)). Такое расхождение остаётся приемлемым, если разница между магнитной силой и компенсирующей силой блока сохраняется значительно ниже допустимой нагрузки на мотор с редуктором (100 кг для данного прототипа), а вызванное появившимся

моментом сил, приложенных к несущей балке, искажение профиля зазора ондулятора не превышает допуск в ± 1 мкм.

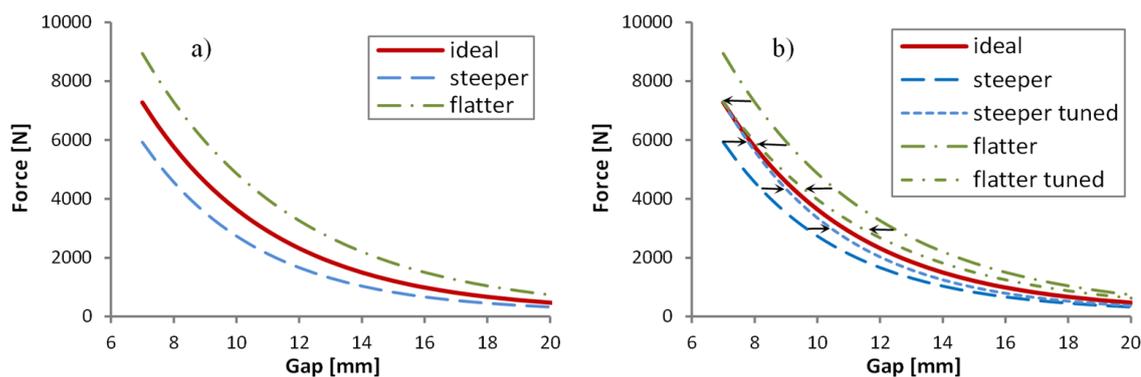


Рисунок 86. а) Полная нагрузочная характеристика пружинного блока для 0,847 м прототипа: требуемая, более крутая и более плоская; б) корректировка сдвигом точки начала заедывания всего блока.

Расчёты допусков на полную характеристику блоков для короткого прототипа не выполнялись, так как в этом случае всего два блока на балку и система представляется достаточно простой. Вместо этого проводилась подстройка силы блоков в процессе работы с устройством. Конструкция пружинных блоков позволяет поджимать или ослаблять как отдельные пружины, так и целиком уровень (6 пружин) в каждом блоке.

В ходе корректировки нагрузочной характеристики каждого блока может получиться так, что кривая зависимости от зазора полной компенсирующей силы, приложенной к несущей балке, будет пересекаться в некоторой точке с кривой зависимости магнитной силы от зазора, результатом чего будет люфт в приводах. Чтобы избежать этого, пересечение вышеперечисленных кривых должно быть вынесено из области рабочих зазоров ондулятора (7,2 – 20 мм) в процессе настройки. Частично это достигается сортировкой пружин в наборы, устанавливаемые в один пружинный блок. Сортировка позволяет добиться лучшего совпадения кривой полной нагрузочной характеристики пружин на всю балку и кривой зависимости магнитной нагрузки от зазора.

4.4.3. Тесты механических элементов конструкции

Перед работой, связанной с определением магнитных характеристик короткого прототипа, необходимо было убедиться, что в конструкции нет элементов, которые испытывали бы нагрузки вне допустимых пределов. В ходе серии тестов наблюдались механические

деформации различных составляющих системы. Необходимо было установить, что, во-первых, они не испытывают неупругих деформаций, приводящих к невоспроизводимым магнитным параметрам устройства; во-вторых, наблюдаемые упругие деформации элементов конструкции не приводят к значительному ухудшению магнитных свойств ондулятора. Например, несущая часть пружинного блока при сжатии пружин испытывает упругую деформацию. Чтобы сделать её меньше 1 мкм, необходимо усилить конструкцию самого блока настолько, что его размеры и вес будут неприемлемыми. Вместо этого, данную деформацию можно учесть при калибровке пружинных блоков. Если суммарная нагрузочная характеристика всего блока с учётом его упругой деформации расходится с требуемой в пределах допусков (см. п. 4.2), то эта деформация считается приемлемой.

Данный прототип был оборудован датчиками нагрузки для мониторинга нагрузки на привода и абсолютными энкодерами для контроля движения концов каждой балки с точностью до 0,1 мкм (рис. 83), что значительно помогло при настройке пружинных блоков и точного определения текущего зазора. Также использовался портативный линейный энкодер для проверки деформаций элементов системы.

В результате этой работы был выявлен целый ряд слабых мест в конструкции, не учитывая которые, магнитные свойства ондулятора и их воспроизводимость могут выйти за пределы допусков. Следующий список представляет наиболее важные из них.

Люфт в моторах и редукторах. Это известная проблема для всех ондуляторов. В вертикальных ондуляторах люфт происходит, когда магнитная сила на нижнюю балку сравнивается с её весом. В случае с горизонтальным ондулятором, как уже упоминалось, её можно решить, сделав нагрузку на балку всегда одного знака. Тем не менее, чтобы уменьшить деформации балки, необходимо иметь как можно более близкое совпадение магнитной и компенсирующих сил, и в этой ситуации контролировать пересечение кривых магнитной и компенсирующей сил достаточно сложно. Проблема легко решается, если обеспечить дополнительную постоянную нагрузку, действующую только на привода и превосходящую разницу между магнитной и компенсирующей силой. В полномасштабном 3,4-метровом прототипе, например, для этого подвижная часть линейных направляющих нагружалась ленточной пружиной с постоянной нагрузкой.

Трение в линейных направляющих, которое всегда там присутствует. Тем не менее оно может значительно вырасти, если линейные направляющие выставлены недостаточно параллельно друг другу и направлению движения балок. Необходимо убрать не само трение, а только эффект от него на несущую балку, для чего нужно изолировать его от этой балки.

Выполняется это, размещением приводов и линейных направляющих в одной вертикальной плоскости параллельной направлению движения балок.

Такая изоляция силы трения в линейных слайдах помогает избавиться от возможных деформаций балок в продольном направлении, но в вертикальном (для горизонтального ондулятора) направлении эффект от трения сохраняется, что приводит к некоторому вертикальному «наклону» каждой балки в сторону действия магнитной силы (рис. 87).

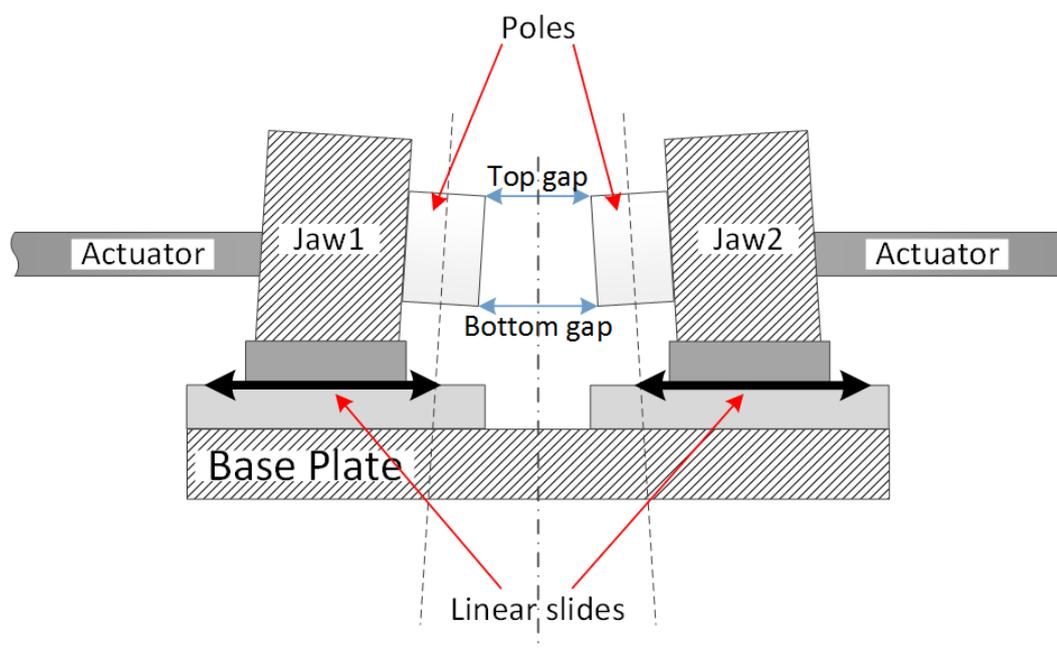


Рисунок 87. Наклон несущих балок ондулятора в сторону магнитной силы, вызванный трением в слайдах.

Создаётся ситуация, когда при изменении зазора ондулятора изменение локального зазора в верхней части полюсов отлично от изменения локального зазора в нижней части полюсов (рис. 87), что вызывает гистерезис локального зазора в центре полюса и соответственно параметров ондулятора. Данная проблема решается двумя способами. Во-первых, линейные энкодеры, служащие для контроля зазора, должны быть размещены на одном уровне с центральной линией поперёк полюсов, на уровне которой проходит траектория пучка электронов. Так как во время выставки зазора интересует расстояние между полюсами именно в этом месте, то и линейные энкодеры должны отслеживать именно его положение. Во-вторых, при выставке зазора ондулятора желаемый зазор должен выставляться всегда по одной схеме, например, только закрывая зазор, что позволяет оставаться на одной и той же части гистерезиса (если он присутствует) и обеспечивает необходимую воспроизводимость.

В результате учёта вышеперечисленных эффектов удалось добиться нужной повторяемости в механике ондулятора. Рисунок 88 показывает воспроизводимость нагрузки на привода №3 и 4 при последовательном повторении цикла открытия/закрытия зазора 20мм ↔ 10мм.

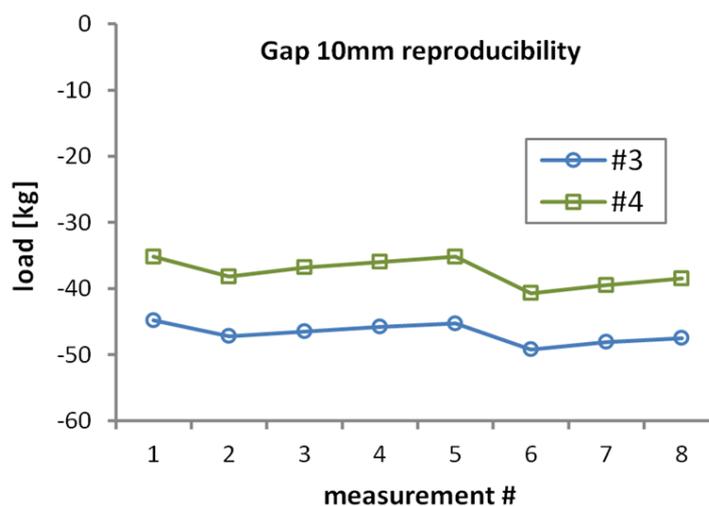


Рисунок 88. Нагрузка на привода №3 и №4 при зазоре ондулятора 10 мм в ходе повторения цикла открытия/закрытия зазора 30мм ↔ 10мм.

4.4.4. Результаты магнитных измерений

Магнитные свойства данного прототипа были изучены в лаборатории магнитных измерений APS [36]. Все измерения проводились с помощью датчика Холла (см. главу 2). Основная цель оценки магнитных свойств данного прототипа – это определение точности и воспроизводимости новой несущей системы ондулятора с компенсацией магнитной силы. Поэтому никакой специальной магнитной настройки (выравнивание траектории частицы в ондуляторе, уменьшение фазовых ошибок и т.д.) устройства не проводилось. Штатив, для крепления датчика Холла в системе его позиционирования и перемещения, был изменён для измерений в вертикальном зазоре горизонтального ондулятора (рис. 83).

Для того, чтобы избежать возможного люфта несущей системы, необходимый для измерений зазор всегда выставлялся по одной схеме – при уменьшении зазора. Более того, после того как зазор ондулятора был выставлен, система контроля зазора корректирует его каждый раз, если появляется его дрейф, превышающий некоторую заданную величину. Таким образом, как только зазор ондулятора выставляется на заданное значение, система контроля удерживает его стабильным в таком положении с точностью <0,1 мкм. Это справедливо для всех зазоров, при которых проводились измерения (10,5 – 20 мм). Измерения проводились

следующим образом. Зазор 20 мм был выбран как начальное положение для каждого повторения или как открытое положение зазора. Далее зазор пошагово уменьшался в следующей последовательности: 20 → 15 → 12 → тестируемый зазор. Данная последовательность шагов применялась для удержания скорости моторов достаточно низкой, что позволяет выставить нужный зазор за один подход без «проскакивается», что крайне нежелательно из-за возможного люфта в приводах. После измерения распределения магнитного поля в заре ондулятора, зазор увеличивался до 20 мм для следующего повторения измерений.

Повторяемость эффективного пикового поля и среднеквадратичного значения фазовых ошибок для зазора 10,5 мм приведена на рисунке 89, повторяемость траектории опорной частицы энергией 13,5 ГэВ – на рисунке 90.

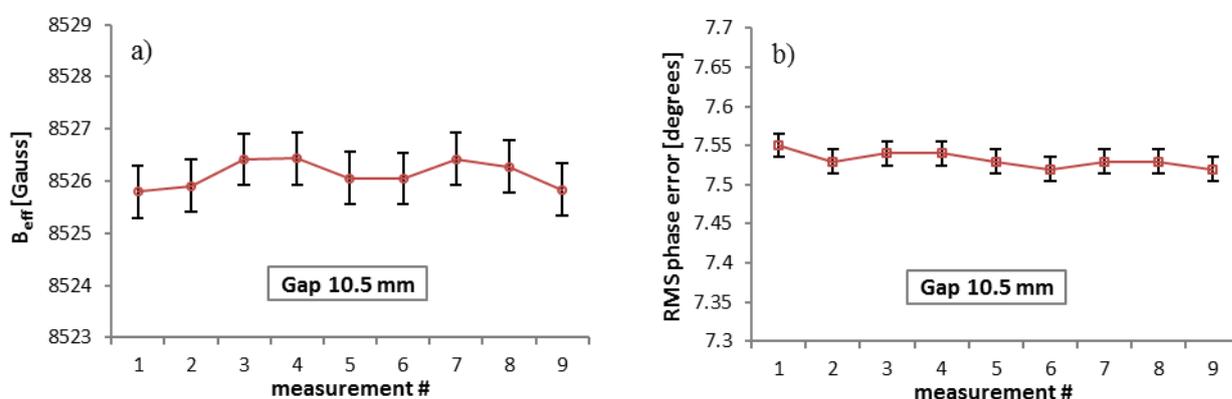


Рисунок 89. Воспроизводимость параметров ондулятора при зазоре 10,5 мм: а) повторяемость эффективного пикового поля B_{eff} ; б) повторяемость среднеквадратичной фазовой ошибки.

Как видно из рисунка 89 (а) B_{eff} повторяется в пределах 1 Гаусса, стандартное отклонение равно 0,328 Гаусс. Точно такая же ситуация и с воспроизводимостью фазовых ошибок (рис. 89 (б)) – максимальное отличие между измерениями составило $0,03^\circ$, а стандартное отклонение от среднего значения – $0,01^\circ$. Расхождение траектории опорной частицы (13,5 ГэВ), полученной из измеренного распределения магнитного поля, остаётся очень малым – максимальная разница в смещении траектории на выходе из устройства для всех повторений составило 0,026 мкм. Все эти отклонения находятся в пределах точности магнитных измерений, поэтому можно сделать вывод, что изменений магнитного поля в зазоре 0,847-метрового прототипа горизонтального ондулятора, связанных с неупругими деформациями несущих балок или элементов системы компенсации магнитной силы, не наблюдается, а магнитные свойства данного прототипа воспроизводятся вплоть до зазора 10,5 мм в пределах допусков, установленных для ондуляторов LCLS-II.

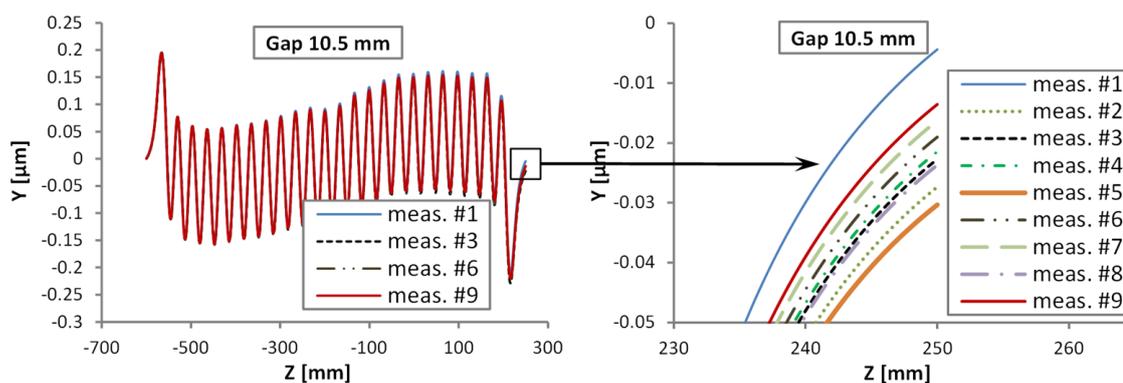


Рисунок 90. Воспроизводимость траектории опорной частицы (13,5 ГэВ) при зазоре 10,5 мм.

Величина пикового поля при зазоре ондулятора 10,5 мм с магнитной структурой UNA 33 равна $B = 8526$ Гаусс, а нагрузка на единицу длины составляет 782 кг/м. При этом нагрузка на единицу длины магнитной структуры LCLS-II с длиной периода 26 мм при минимальном рабочем зазоре 7,2 мм равна 838 кг/м, что делает повторяемость магнитных и механических свойств построенного прототипа при зазоре 10,5 мм достаточным доказательством работоспособности и перспективности основной концепции данного устройства.

Результаты тестов механических и магнитных свойств разработанного в APS прототипа горизонтального ондулятора с системой компенсации магнитной силы доказывают, что построенные на основе данного подхода устройства будут соответствовать самым строгим требованиям к ондуляторам для лазеров на свободных электронах и к ондуляторам для следующего поколения источников рентгеновского излучения. Следующим этапом развития данной технологии является разработка и строительство полноразмерного (длиной 3,4 м) прототипа ондулятора с магнитной структурой будущего серийного ондулятора LCLS-II.

4.5. Полноразмерный прототип горизонтального ондулятора LCLS-II с динамической компенсацией магнитных сил.

В данном пункте ставится целью описание разработанной системы компенсации магнитных сил для полноразмерного (3,4 м) прототипа вертикально поляризирующего ондулятора с горизонтальным зазором, в дальнейшем – HGVP (Horizontal Gap Vertically Polarizing Undulator), под проект ондулятора LCLS-II, а также описание его механических характеристик. И хотя с данным устройством был проделан полный цикл работ от проектирования до магнитной настройки, описание будет дано только интересующим нас аспектам.

4.5.1. Основные элементы полноразмерного (3,4 м) прототипа HGVPVU

Как уже упоминалось ранее, полная длина магнитной структуры прототипа LCLS-II составляет 3372 мм и была подобрана согласно длине периода магнитной структуры ($\lambda_u = 26$ мм) и необходимости иметь такую же полную длину ондулятора как и у ондулятора LCLS-I, что позволяет сохранить как можно большее количество элементов (квадруполей, корректоров и датчиков положения пучка) ондуляторной линии LCLS-I. Изначальная длина сегмента ондуляторной линии LCLS-I и длина разрыва между ондуляторами ($\sim 0,2$ м) была оптимизирована таким образом, чтобы сократить эффективную длину усиления [19]. Антисимметричная магнитная структура состоит из 129,5 периодов и одного полюса (260 полюсов и 259 магнитов). Описание геометрии полюсов и магнитов приведено в п. 4.1.2. Она была оптимизирована, исходя из необходимости уменьшить полную магнитную силу и при этом получить максимально возможную амплитуду поля в области рабочих зазоров 7,2 – 20 мм. Зависимость полной магнитной силы, действующей на одну из челюстей ондулятора, от зазора приведена на рисунке 56.

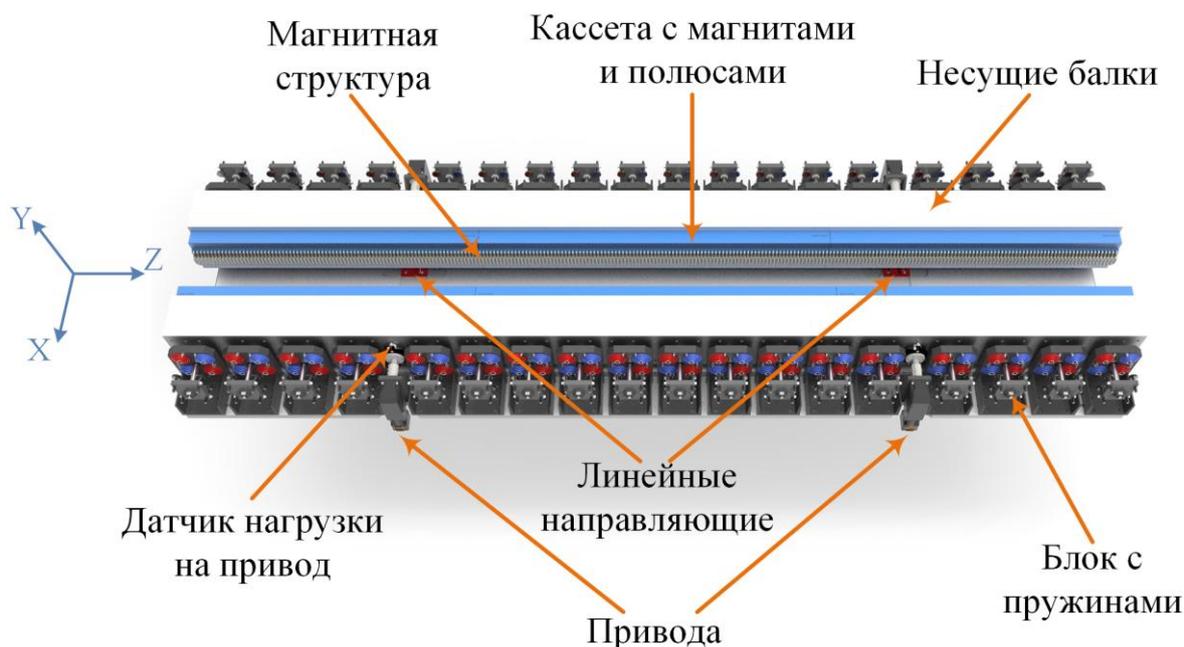


Рисунок 91. Схема HGVPVU вид сверху.

Магнитная структура устанавливается в специальную кассету (см. рис. 91, 92), жёстко удерживающую полюса и магниты. Каждая кассета состоит из трёх секций (3 на каждую балку). Кассеты с магнитной структурой крепятся к несущим балкам с помощью длинных болтов, проходящих насквозь балки (рис. 92). На каждый болт устанавливается по 3 беллевилль шайбы/пружины, служащие своеобразной прокладкой между кассетой и балкой. Под каждый

набор Belleville шайб в балке предусмотрено глухое отверстие. Глубина этого отверстия подобрана так, чтобы при зазоре между поверхностью балки и кассеты в ~ 150 мкм, набор из трёх Belleville шайб создавал силу ~ 360 кг. Такая конструкция необходима для выравнивания поверхности полюсов (см. выравнивание зазора ниже).

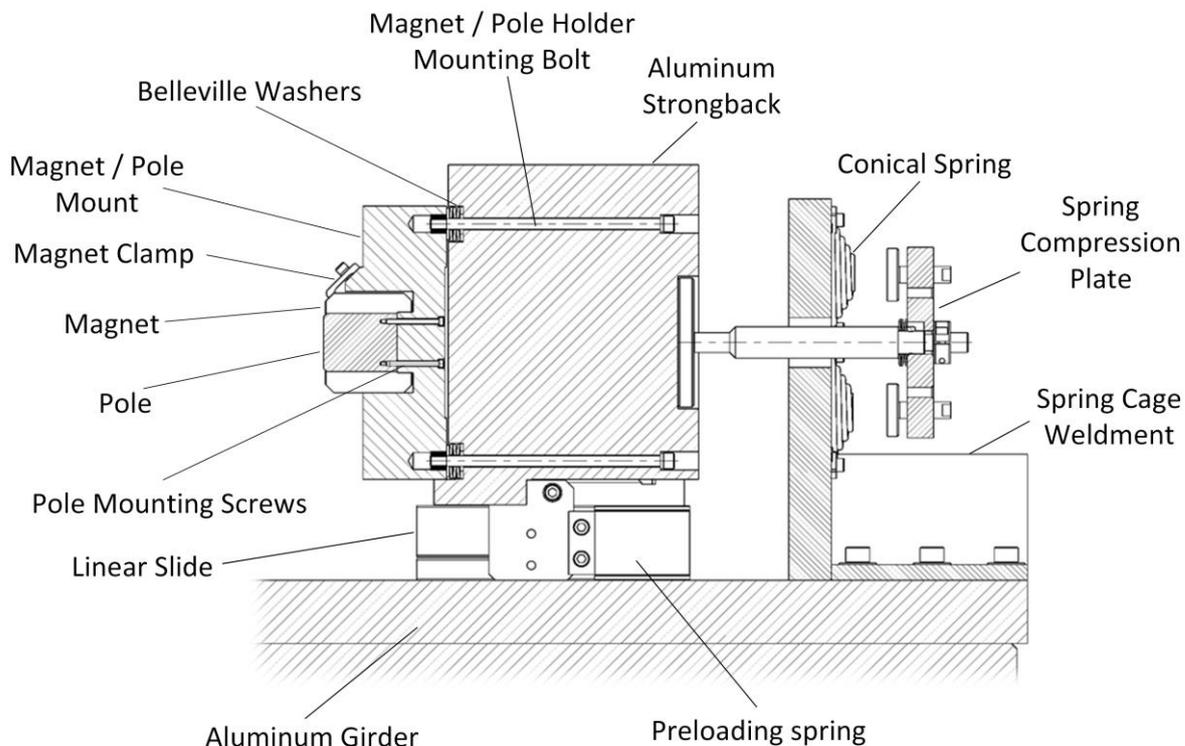


Рисунок 92. Поперечное сечение HGVPU (показана только правая половина).

Поперечные размеры каждой балки равны $205 \text{ мм} \times 150 \text{ мм}$ в вертикальном и горизонтальном направлении соответственно. Каждая балка выполнена из алюминиевого сплава 7075 с модулем упругости $E = 7311 \text{ кг/мм}^2$ и устанавливается на две линейных направляющих, которые нагружены ленточными пружинами постоянной силы в 20 кг (рис. 92, 93). Перемещение каждой балки вдоль X контролируется парой приводов, которые параллельны линейным направляющим в плоскости XU (выравнены с ними в вертикальной плоскости). Такое их размещение «садит» силу трения в направляющих на привода и позволяет убрать её влияние на прогиб несущих балок. Кроме того, ленточные пружины, нагружающие линейные слайды, в случае полной компенсации магнитной силы создают постоянную силу на привода в одном и том же направлении. И даже в случае ошибок в системе компенсации магнитной силы нагрузка на привода сохраняет свой знак, что даёт возможность избежать люфта в самих приводах. Каждый привод работает независимо. Это позволяет перемещать балки по-отдельности и создавать некоторый угол между ними в продольном направлении (tapered gap), что бывает необходимо при настройке ондулятора. Линейные направляющие и пружинные блоки устанавливаются на единую несущую плиту/балку, которая в свою очередь размещается на

двух опорах, сохранившихся от ондулятора LCLS-I (рис. 93). Для компенсации магнитной силы к каждой челюсти крепится по 18 блоков с пружинами. Их размещение вдоль балки и порядок установки обсуждались в п. 4.1 – 4.2. Вакуумная камера также устанавливается на основную плиту/балку ондулятора. Каждая секция ондуляторной линии содержит свой участок вакуумной камеры. В случае необходимости убрать устройство из тоннеля для магнитных измерений или настройки, вакуумная камера разбирается. В будущем предлагается выполнять ондулятор из двух половин, которые можно будет убрать по-отдельности, не разбирая вакуумную камеру и не нарушая вакуум в ней.

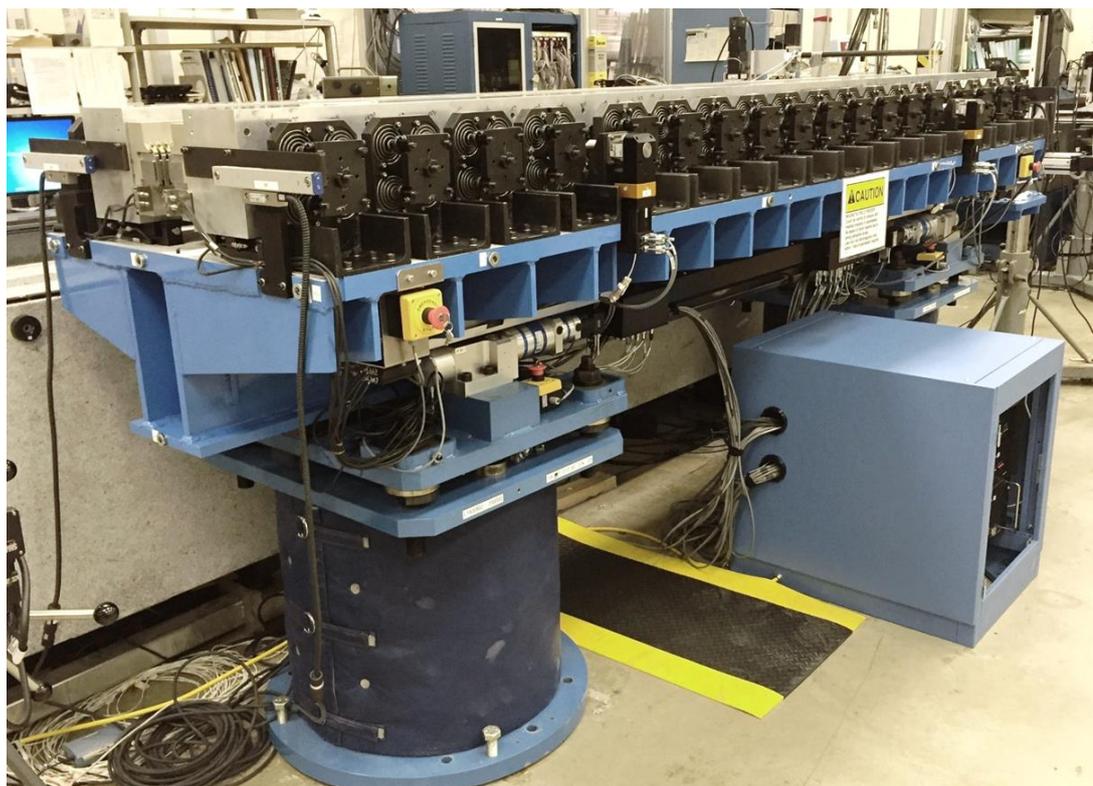


Рисунок 93. Полноразмерный (3,4 м.) прототип горизонтального ондулятора LCLS-II с динамической компенсацией магнитной силы (HGVPU).

Магнитный зазор и перемещение челюстей ондулятора контролируется с помощью абсолютных линейных энкодеров, установленных на краях устройства – по энкодеру на каждый край каждой балки (рис. 93). Они устанавливаются таким образом, чтобы считывающая головка с CCD камерой внутри энкодера перемещалась вдоль горизонтальной линии, проходящей через геометрический центр полюсов в вертикальном направлении. Это даёт возможность даже в случае наклона балок по отношению к друг другу (рис. 87) отслеживать магнитный зазор в месте прохождения пучка. Нагрузка на привода отслеживается с помощью специальных датчиков, которые являются соединительным звеном между несущей балкой и валом привода. Как и в случае магнитных измерений (см. главу 2) контроль и синхронизация перемещения челюстей ондулятора осуществляется посредством компьютерной системы на основе PXI.

Система контроля позволяет выставлять зазор с точностью до 0,2 мкм, а система компенсации магнитных сил удерживает несущие балки ондулятора от деформаций, превышающих 10 мкм во всём диапазоне рабочих зазоров (7,2 – 20 мм).

4.5.2. Пружинные блоки для компенсации магнитной силы

Собранный блок с пружинами и его установка на ондуляторе показаны на рисунке 94. Каждый блок содержит 4 пружины двух типов (по две каждого типа) с различной нагрузочной характеристикой (см. п. 4.3). Нагрузочные характеристики пружин подобраны согласно зависимости от зазора полной магнитной нагрузки на каждую балку (рис. 56). Две пружины разных типов и их характеристики представлены на рисунке 95. Максимальный диаметр пружин составляет 70 мм. Сам блок состоит из двух основных частей – подвижной и неподвижной. Неподвижная представляет собой стальную плиту толщиной 25,4 мм приваренную к швеллеру (рис. 94), который жёстко закрепляется болтовым соединением на основной плите/балке ондулятора. На неподвижной части блока под пружины предусмотрены специальные углубления и зажимы. Подвижная часть состоит из тянущего вала диаметром 15 мм и сжимающей плиты. Тянущий вал крепится к челюстям ондулятора с помощью фланца диаметром 70 мм и проходит через специальное отверстие в неподвижной части блока. Отверстие это достаточно большое, так что вал никогда не касается неподвижной части блока. Сжимающая плита закрепляется на валу посредством С-образной контргайки, зажимающейся в нужном положении. Для того, чтобы сжимающая плита была плотно прижата к контргайке и не «гуляла», с обратной стороны сжимающей плиты на вал одеваются беллевилль пружины. Изменяя положение контргайки на валу можно изменить точку задействия или начало сжатия всего пружинного блока, смещая тем самым нагрузочную кривую всего блока относительно кривой зависимости магнитной силы от зазора (рис. 86).

Каждая пружина сжимается отдельным пресс болтом (рис. 94), жёстко зафиксированным на сжимающей плите. Регулируя высоту пресс болта по отношению к сжимающей плите, можно настраивать точку задействия или начало сжатия отдельной пружины. Это очень важно, поскольку позволяет не только настраивать кривизну характеристики отдельного блока, как это было показано в п. 4.3 (см. рис. 82), но и выполнять изначальную калибровку блока, о чём будет сказано дальше.

Весь механизм компенсации прост – при уменьшении зазора одна из челюстей ондулятора тянет через вал сжимающую плиту, которая в свою очередь давит на пружины, что и создаёт необходимую силу (см. рис. 94).

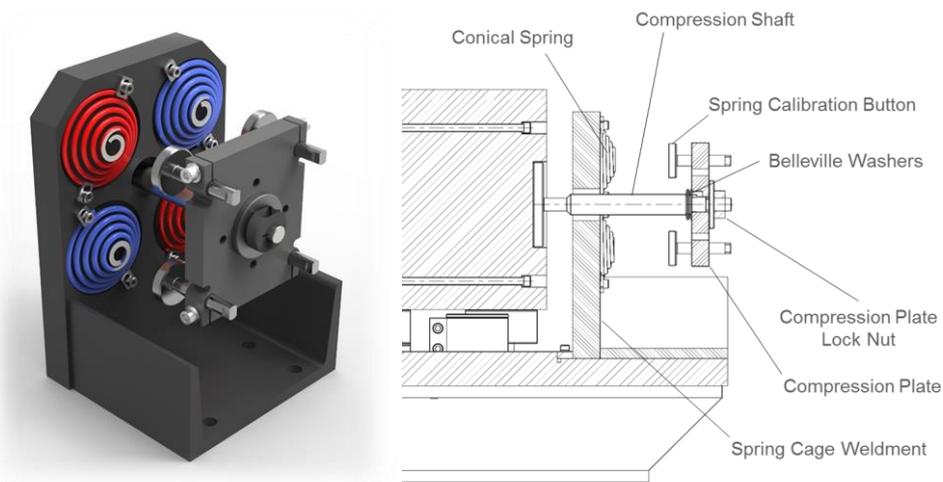


Рисунок 94. Собранный пружинный блок и его крепление к одной из несущих балок HGVPV.

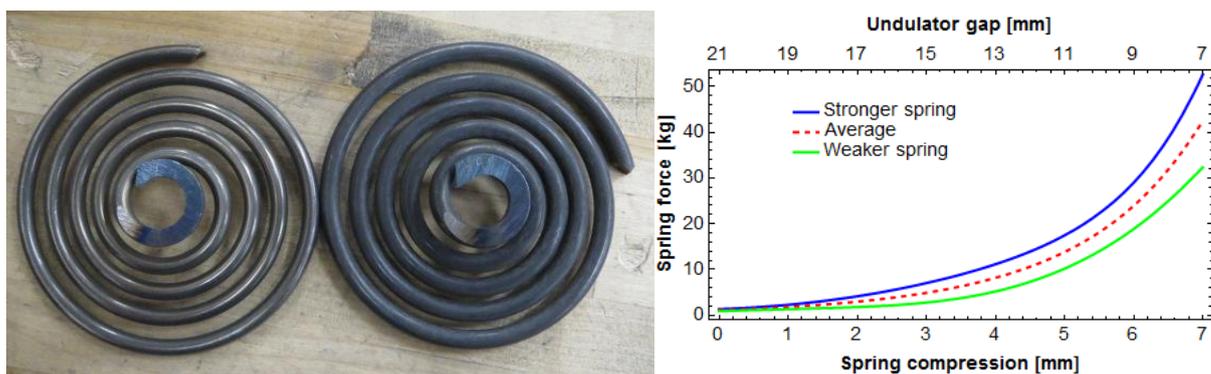


Рисунок 95. Использованные конические пружины с различной нагрузочной характеристикой и создаваемая ими сила в зависимости от зазора ондулятора/сжатия пружины.

Поскольку в конструкции блока нет трущихся частей и деталей, которые могут относительно быстро изнашиваться, то воспроизводимость создаваемой блоками силы полностью зависит от срока жизни пружин. Согласно производителю (Rocford Springs, IL) использованные для HGVPV пружины могут выдержать пару миллионов циклов (от не сжатого состояния до полностью сжатого, соответствующего минимальному зазору ондулятора) с максимально возможным ослаблением наибольшей силы пружины (при максимальной сжатии) не более $\leq 0,37$ кг. Такая поправка соответствует $\delta \sim 1,5$ кг для максимальной силы всего блока. Эффект от такой ошибки на прогиб несущих балок и магнитные характеристики всего ондулятора незначителен и рассматривался в п 4.1 – 4.2. Таким образом, срок жизни блоков с пружинами значительно превышает срок службы всего ондулятора.

Для того чтобы пружины задействовались при нужном зазоре, и соответственно нагрузочная кривая пружин была правильно совмещена с кривой магнитной силы, каждый блок с пружинами калибруется. В лаборатории магнитных измерений MM1 APS для этой цели был создан калибровочный стенд (рис. 96). Точность измерения нагрузки на данном стенде $\sim 0,09$ кг, а точность позиционирования подвижной части пружинного блока $\sim 0,1$ мкм. Перед работой на данном стенде он был протестирован на наличие деформаций, способных испортить результаты измерений нагрузочных характеристик пружинных блоков и пружин.

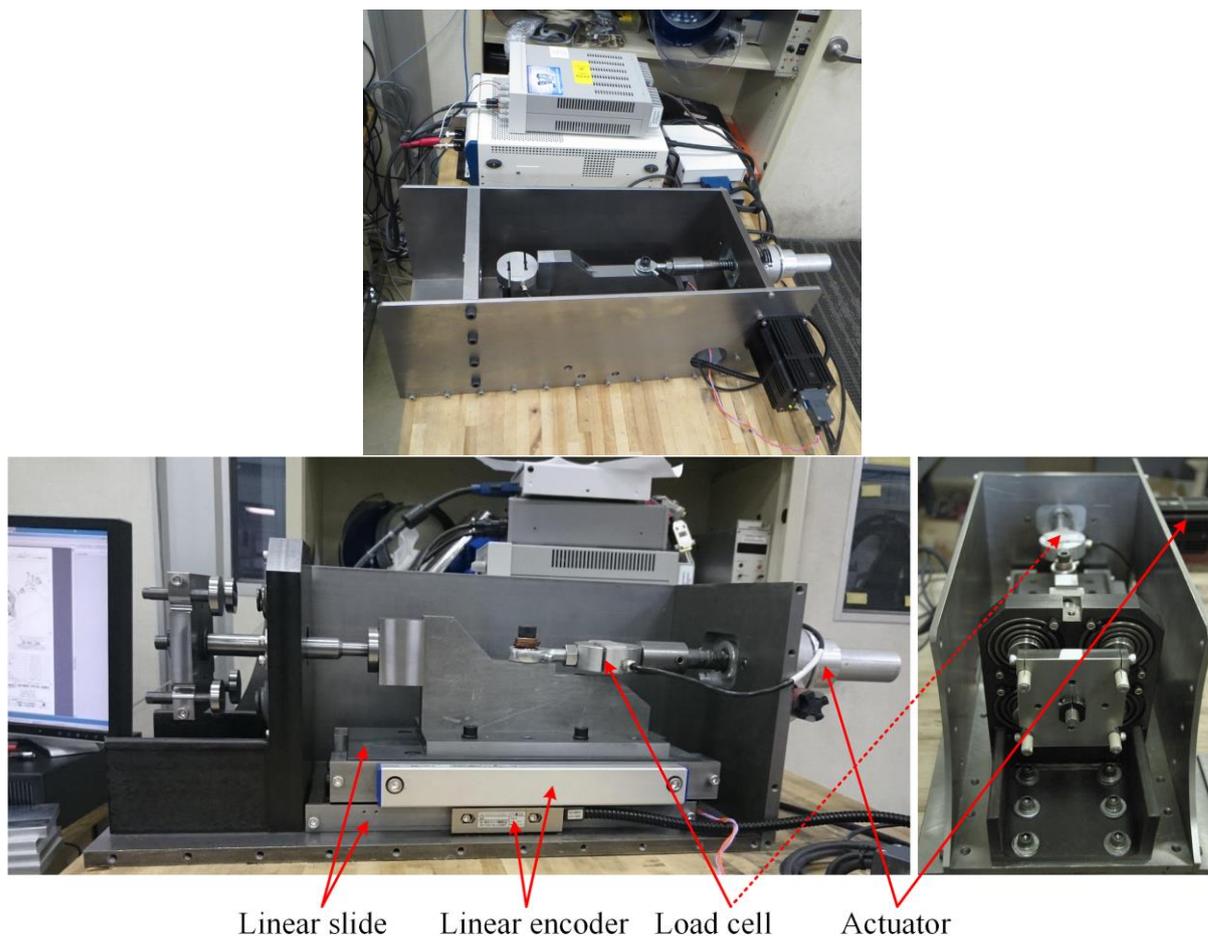


Рисунок 96. Калибровочный стенд для измерений нагрузочных характеристик пружинных блоков и отдельных пружин.

Перед сборкой и калибровкой блоков с пружинами были измерены нагрузочные характеристики всех пружин по-отдельности. После чего они были отсортированы в наборы по 4 (2 каждого типа). Сортировка осуществлялась обычным перебором всех возможных перестановок. Основным же критерием для сортировки являлось максимальное абсолютное значение разницы между требуемой и получившейся кривой зависимости создаваемой набором силы от сжатия (зазора ондулятора). Для данного прототипа было изготовлено 500 пружин – по 250 каждого типа. И хотя требуется всего 144 пружин, такое их количество позволяет улучшить результаты сортировки (рис. 97).

Все пружины имеют разную точку задеирования. Это означает, что сжатие, при котором пружиной создаётся необходимая сила, различается для разных пружин (до 2 мм). Поэтому нагрузочные характеристики пружин в одном блоке должны быть так же совмещены. В связи с чем, для каждой пружины определяется максимальная величина сжатия, при котором она создаёт силу, соответствующую зазору ондулятора 7,2 мм. В последствии, индивидуальные пресс болты для каждой пружины в одном блоке настраиваются согласно разнице в максимальном сжатии между пружинами этого блока.

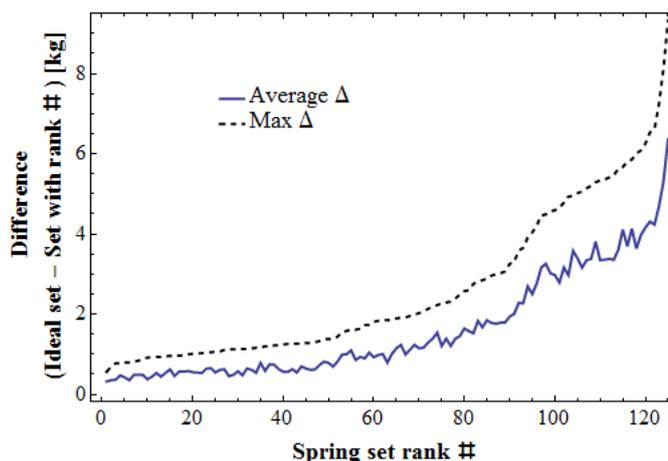


Рисунок 97. Результат сортировки пружин в наборы по 4 (2 каждого типа).

Калибровка пружинных блоков включает в себя многократное измерение нагрузочной характеристики блока и как результат определение усреднённого её значения. Если необходимо, производится подстройка пружин, а измерения повторяются. После чего, по полученной характеристике определяется необходимое положение подвижной части блока относительно неподвижной для переноса всего блока с калибровочной системы на ондулятор. Положение это соответствует зазору ондулятора 30 мм. С одной стороны, при таком зазоре практически нет магнитной силы, а зазор может удерживаться только приводами без деформации несущих балок. С другой стороны, обеспечивается необходимое для установки блока пространство между челюстью ондулятора и неподвижной частью блока. Перед транспортировкой пружинного блока с калибровочной системы на ондулятор подвижная часть блока жёстко закрепляется на неподвижной при помощи специальных зажимов (рис. 98).

Как уже было сказано, установка блоков на ондулятор происходит при зазоре 30 мм. В ходе этого процесса с помощью системы обратной связи ондулятора положение его челюстей отслеживается с точностью ± 5 мкм (соответственно и точность установки блоков на ондулятор).

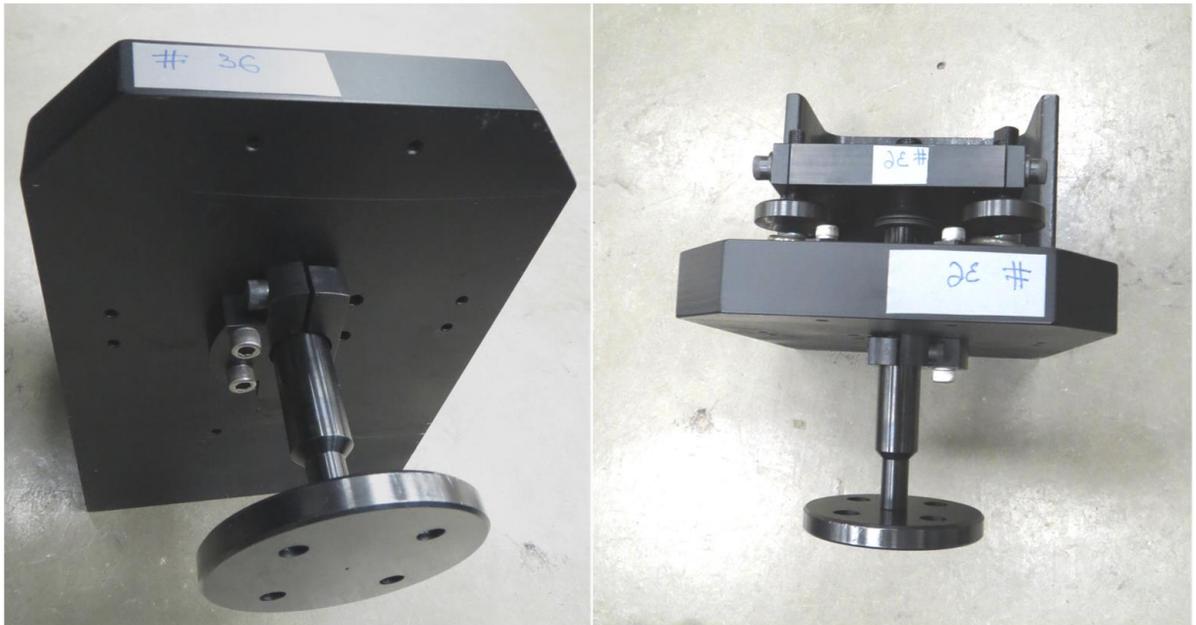


Рисунок 98. Собранный и откалиброванный блок с пружинами, готовый к установке на ондулятор.

4.5.3. Механические характеристики HGVPV

Перед окончательной магнитной настройкой ондулятора и определением магнитных характеристик, его механические характеристики были широко изучены. Для данной работы представляют интерес воспроизводимость параметров системы и возможность разработанной системы компенсации магнитных сил удерживать деформацию несущих балок в требуемых пределах во всём диапазоне рабочих зазоров.

Воспроизводимость параметров системы

Одним из основных требований к ондуляторам LCLS-II является воспроизводимость его магнитных характеристик, т.е. воспроизводимость его магнитного зазора. Чтобы установить насколько хорошо он будет повторяться в ходе всего срока службы данного устройства, были выполнены следующие эксперименты.

В первую очередь была протестирована воспроизводимость пружинных блоков. Для чего было выполнено ~32000 циклов сжатия/разжатия одного из блоков с пружинами. В ходе одного цикла осуществляется сжатие пружин блока из полностью свободного положения до

максимально сжатого, при котором создаётся сила, соответствующая минимальному зазору ондулятора (7,2 мм), и потом обратно до полностью свободного. Тест выполнялся с помощью калибровочной системы (рис. 96). При каждом сжатии измерялась зависимость создаваемой блоком силы от величины сжатия. Повторяемость максимальной силы (при максимальном сжатии) блока и величина среднеквадратичного отклонения (σ) при различном сжатии пружин показаны на рисунке 99.

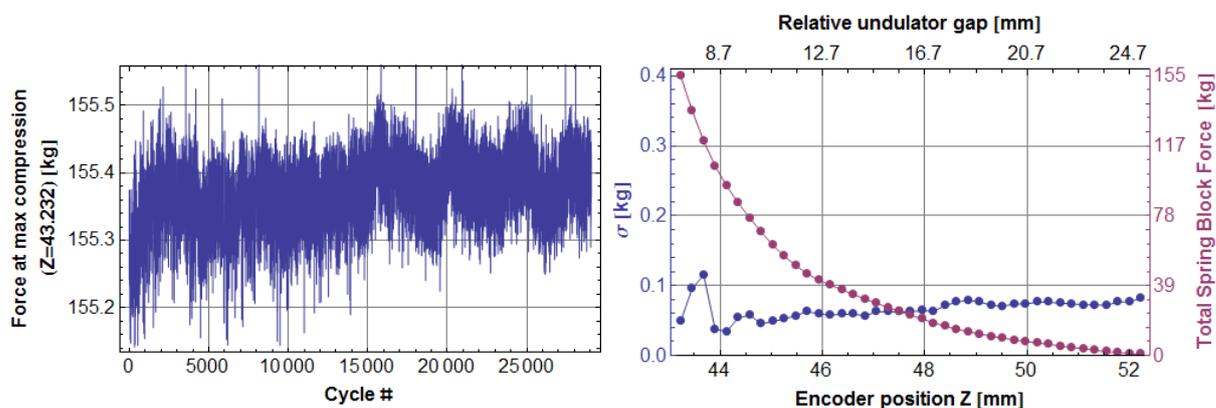


Рисунок 99. Повторяемость нагрузочной характеристики пружинного блока в ходе 30000 циклов. Воспроизводимость силы при максимальном сжатии (левый график) и среднеквадратичное отклонение при различной величине сжатия (правый).

Из графиков выше видно, что дрейф силы, создаваемой тестируемым блоком при максимальном сжатии, не превосходит 0,15 кг (~0,1% от создаваемой силы). Среднеквадратичное отклонение силы, создаваемой при различном сжатии пружин, значительно меньше 0,15 кг. Пара скачков в области максимального сжатия, по-видимому, не связаны с деградацией характеристики пружинного блока, а вызваны износом вала мотора в последних циклах, что приводило к некоторой рассогласованности в записи создаваемой блоком силы и положения линейного энкодера.

Наиболее показательным, с точки зрения воспроизводимости магнитных характеристик ондулятора, является стабильность эффективной амплитуды поля (см. п. 1.3 или 4.2) или эффективного коэффициента ондуляторности. Допуск LCLS-II на относительное изменение K_{eff} для фиксированного зазора составляет $|\Delta K|/K \leq 2,3 \cdot 10^{-4}$. Для исследования повторяемости K_{eff} при длительном использовании устройства было выполнено 2000 циклов закрывания/открывания зазора от 25 мм до 7,2 мм. Каждые 50 циклов производилось сканирование датчиком Холла. Сканирование осуществлялось при зазоре 7,2 мм. Из полученного распределения поля в зазоре ондулятора вычислялось значение K_{eff} . Поведение $\Delta K/K$ в ходе эксперимента показано на рисунке 100.

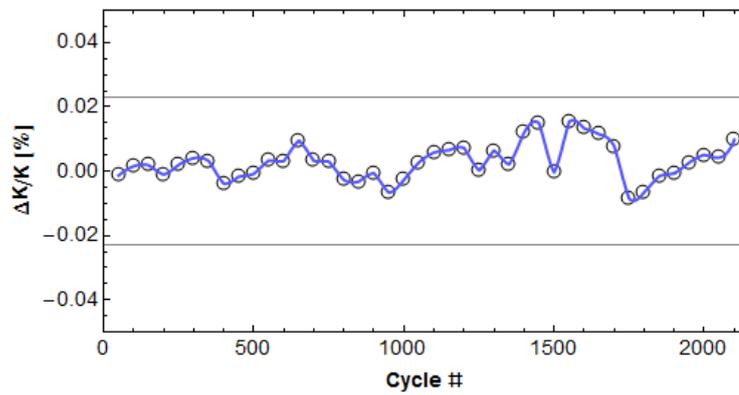


Рисунок 100. Относительное изменение K_{eff} , измеренное в зазоре HGVPU 7,2 мм, при многократном открывании/закрывании зазора. Требование LCLS-II $\pm 0.023\%$ (горизонтальные линии).

Стандартное отклонение полученного $\Delta K/K$ составило 0,0036% при требовании в 0,023%. Таким образом, данный тест не обнаружил никакого дрейфа или значительного изменения эффективного значения амплитуды поля, превышающего допуск.

Прямолинейность зазора HGVPU

Настройка любого ондулятора начинается с механического выравнивания зазора. Как было показано в п. 4.2, отклонение профиля зазора от прямолинейного может приводить к значительному ухудшению магнитных характеристик ондулятора, которые не всегда возможно исправить магнитными методами настройки. Искажение профиля зазора ондулятора происходит не только из-за деформаций балок (просто они дают самый весомый вклад), но и по причине ограничений в точности и дефектов при производстве несущих балок, полюсов, кассет для магнитов/полюсов и других элементов ондулятора. Например, ровность поверхностей балки и кассеты, соприкасающихся друг с другом, гарантируется лишь с точностью в 25 мкм. Значительно более гладкая поверхность сильно удорожает стоимость изготовления. Получить колебания в зазоре между полюсами в пределах 1 мкм от полюса к полюсу сразу после сборки практически невозможно, да и не требуется. Для устранения механических дефектов зазора, обладающих наибольшим эффектом на магнитные характеристики, выполняется механическое выравнивание зазора или корректировка высоты некоторых полюсов. Процедура эта продолжается до тех пор, пока прямолинейность магнитного зазора не отвечает допускам на эту величину (± 10 мкм для ондулятора LCLS-II). До настоящего момента в магнитной лаборатории MM1 APS такое выравнивание выполнялось с помощью набора тонких немагнитных металлических прокладок различной толщины. Эти прокладки помещались в местах,

требующих корректировки высоты полюсов, в зазоре между несущей балкой и кассетой с магнитной структурой (рис. 92). Такая техника достаточно проста и очень надёжна, но все же имеет некоторые недостатки. Толщина прокладок ограничена, например, используемый в APS набор металлических листов позволяет настраивать прямолинейность магнитной структуры (колебания высоты полюсов от полюса к полюсу), установленной на одной несущей балке, с разрешением в 12,5 мкм. Так же, это требует ослабления практически всех болтов, удерживающих кассету на несущей балке, для размещения или изъятия металлических прокладок. После их установки выполняется измерение и, если необходимо, процедура повторяется. Поскольку процесс требует нескольких итераций, такая настройка может быть довольно затратной по времени.

На прототипе HGVPU была применена новая техника настройки прямолинейности магнитного зазора. Как уже указывалось в **4.5.1**, между несущей балкой и кассетой с магнитной структурой помещаются беллевилль пружины – по 3 на каждый болт. При сборке устройства все болты затягиваются до некоторого изначального положения, соответствующего зазору между балкой и кассетой в ~150 мкм, при котором каждый болт нагружается на ~360 кг. Всего стягивающих кассету и балку болтов ~ 102 (2 ряда по 51 в каждом), т.е. создаваемая ими нагрузка на порядок больше магнитной. Далее магнитный зазор может настраиваться локально, затягивая или ослабляя эти болты. Диапазон подстройки зазора составляет ± 150 мкм, что достаточно для компенсации дефектов поверхности балок, кассет или высоты полюсов.

Ранее места, где необходима механическая подстройка, определялись из магнитных измерений. Для HGVPU была применена система измерения зазора на базе датчиков Capacitex HPS-1x4G-A-200-FX (рис. 101). Данная система представляет собой два датчика Capacitex HPS-1x4G-A-200-FX, установленных «спиной к спине» на штативе датчика Холла и использующих ту же систему позиционирования, что и датчик Холла (см. главу 2). Каждый датчик измеряет электрическую ёмкость между зондом (металлической пластинкой) самого датчика и ближайшей проводящей поверхностью (полюсов в нашем случае). Далее из величины этой ёмкости вычисляется расстояние от зонда до полюса. Размеры зонда (металлической пластинки) – 2 мм × 4 мм в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно (рис. 101). Каждый датчик откалиброван производителем до точности 0,1 мкм. Таким образом, имея в наличии по одному датчику для каждой челюсти ондулятора, можно измерять как зависимость магнитного зазора от продольного положения, так и профиль каждой балки по-отдельности. Измерения выполняются за один проход со скоростью не более 50 мм/с, т.е. ~ 1,5 минут на измерение зазора HGVPU.

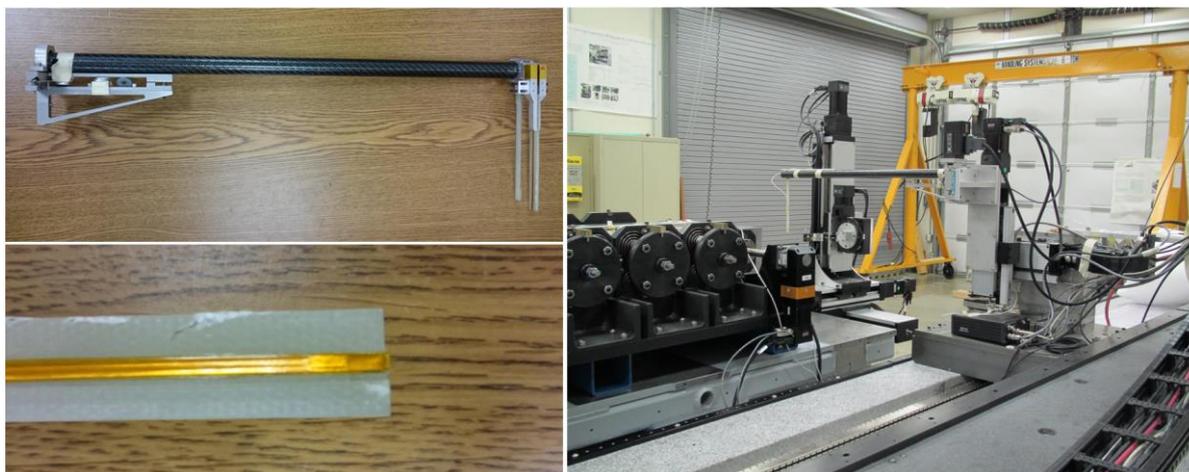


Рисунок 101. Датчик Saracites HPS-1x4G-A-200-FX для измерения магнитного зазора ондулятора.

Перед механической настройкой ондулятора, необходимо определиться при каком магнитном зазоре она должна выполняться. С одной стороны, для того чтобы получить минимальную деформацию несущих балок ондулятора во всей области рабочих зазоров, нужно выполнить процедуру выравнивания для какого-нибудь промежуточного зазора, уменьшая тем самым амплитуду изменения деформаций с изменением нагрузки на балки. С другой стороны, поскольку магнитные характеристики ондулятора наиболее чувствительны к механическим ошибкам при минимальном магнитном зазоре с максимальной амплитудой поля, представляется более важным выполнять механическую настройку при минимальном рабочем зазоре (7,2 мм в нашем случае), увеличивая тем самым «кривизну» профиля открытого зазора. Поэтому механическая настройка должна выполняться при некотором оптимальном зазоре – между минимальным и промежуточным. Настройка HGVPV была выполнена для магнитного зазора 8 мм. Это дало наилучшие результаты для всех зазоров от 7,2 мм до 20 мм. Допуск на прямолинейность поверхности полюсов (от полюса к полюсу) для ондулятора LCLS-II составляет ± 10 мкм при минимальном зазоре. Для открытых зазоров этот допуск менее жёсткий.

Прямолинейность магнитного зазора и несущих балок по-отдельности (высота полюсов от полюса к полюсу) HGVPV, измеренная с помощью системы Saracites, после механической настройки показана на рисунке 102. Как видно, во всём диапазоне от 7,2 мм до 20 мм прямолинейность несущих балок сохраняется в пределах, требуемых LCLS-II допусков.

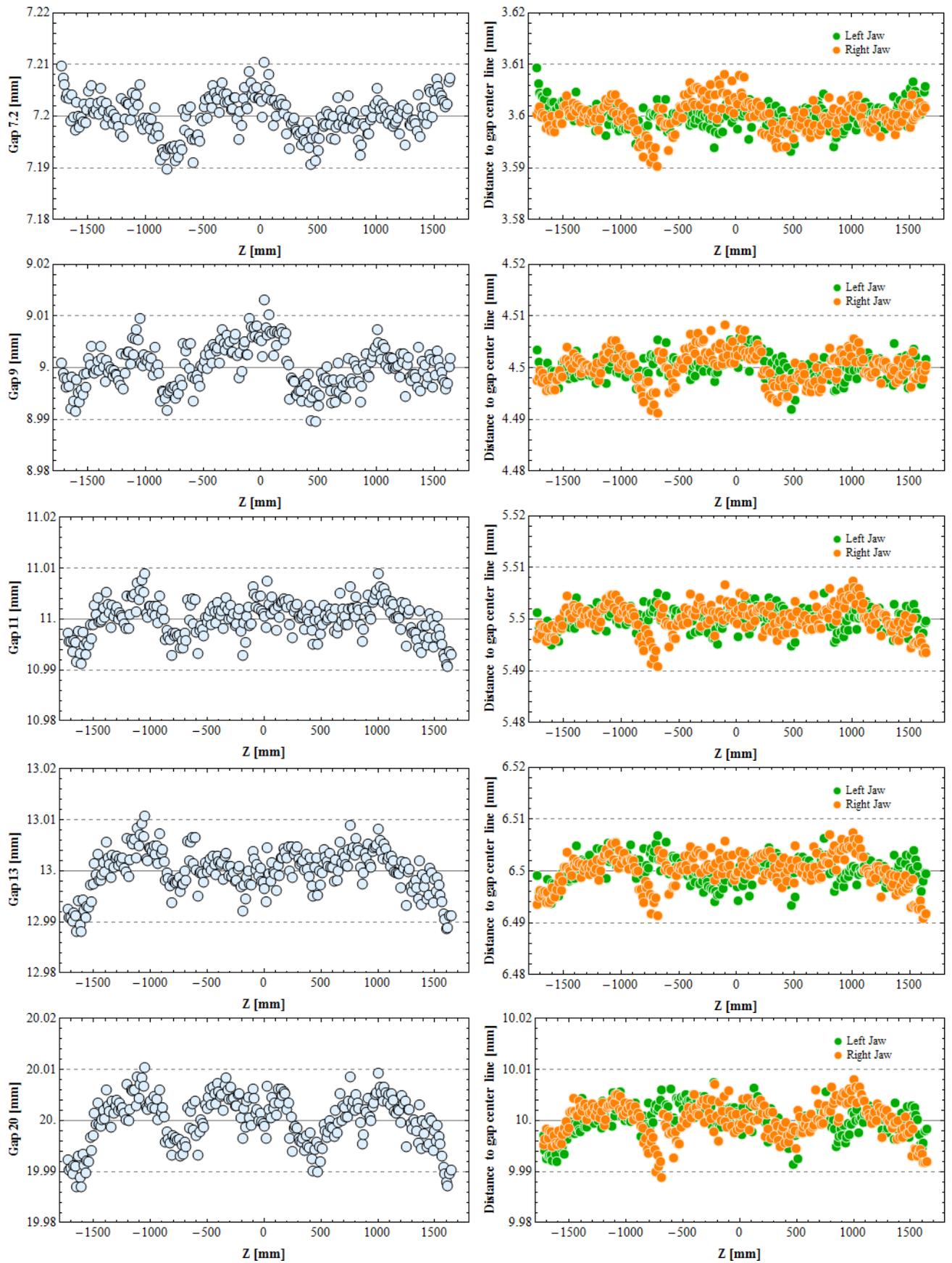


Рисунок 102. Прямолинейность магнитного зазора и несущих балок HGVPU после механической настройки.

4.5.4. Магнитные характеристики HGVPU

Поскольку было важно показать, что построенный прототип удовлетворяет всем требованиям к будущему ондулятору LCLS-II, далее будут приведены магнитные характеристики построенного прототипа HGVPU после финальной магнитной настройки. Сами методы магнитной настройки и описание конкретных действий по настройке данного прототипа HGVPU описываться не будут, поскольку не входят в задачу данной работы.

Траектория опорной частицы и среднее квадратичное значение фазовой ошибки были вычислены из распределения магнитного поля вдоль ондулятора, измеренного с помощью датчика Холла (см. главу 2). Итоговое отклонение траектории лежит в пределах ± 2 мкм, а значение среднее квадратичной фазовой ошибки не превышает 4° (см. рис. 103, таблицу 1) во всей области рабочих зазоров. На рис. 103 приведена траектория опорной частицы в плоскостях XZ и YZ для нескольких зазоров в пределах 7,2 мм – 20 мм. При расчёте траектории был учтён корректор на входе в устройство, создающий необходимый угол у влетающей частицы. В действительности корректор расположен немного раньше входного конца ондулятора, что добавляет не только угол, как это показано на рис. 103, но и некоторое исходное смещение. Это сократит поперечное отклонение траектории по сравнению с показанным на рис. 103.

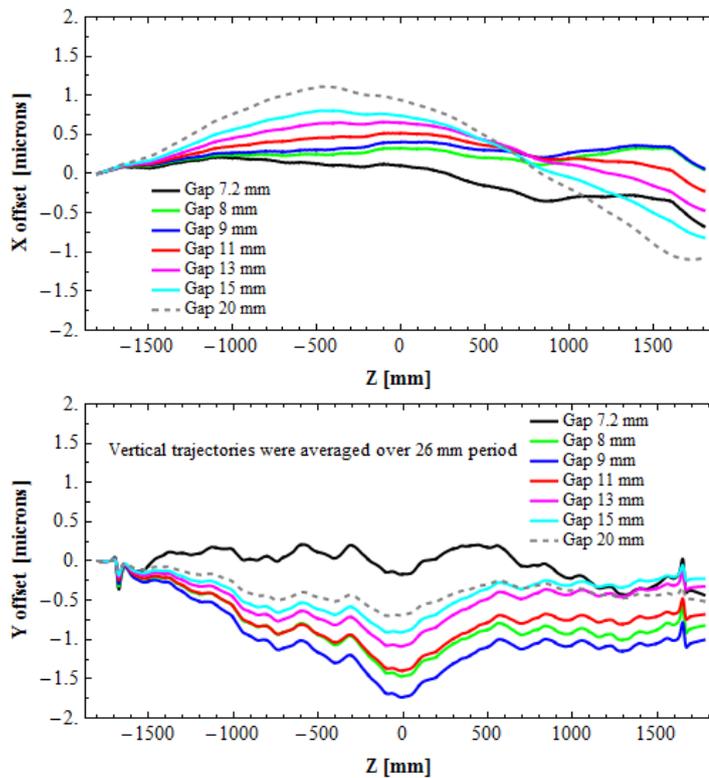


Рисунок 103. Траектория опорной частицы с энергией 14 ГэВ в плоскости XZ (верхний график) YZ (нижний) после магнитной настройки.

Эффективное значение амплитуды поля превышает 1,06 Т для зазора ондулятора 7,2 мм, что превосходит требуемые LCLS-II 1,01 Т.

Таблица 1. Среднеквадратичное значение фазовой ошибки и эффективное значение пикового поля (B_{eff}) HGVPV.

Магнитный зазор (мм)	Среднеквадратичная фазовая ошибка (°)	B_{eff} (Гс)
7.2	3.34	10604
8.0	2.96	9451
9.0	3.33	8788
11.0	3.09	6217
13.0	2.62	4777
15.0	2.50	3705
20	1.44	1997

В таблице 2 показаны итоговые значения для 1го и 2го интегралов поля. Требования LCLS-II составляют: $I_{x,y} \leq 40$ Гс·см, $I_{2x,y} \leq 15$ кГс·см².

Таблица 2. Интегралы поля прототипа ондулятора LCLS-II (HGVPV).

Магнитный зазор [мм]	I_x (Гс·см)	I_{2x} (кГс·см ²)	I_y (Гс·см)	I_{2y} (кГс·см ²)
7.2	15	-0.9	36	2.3
8.0	-37	-4.6	26	0.2
9.0	-33	0.2	22	-0.4
11.0	-17	5.5	22	0.4
13.0	-2	3.7	20	2.5
15.0	10	5.5	13	4.1
20	35	8.1	-25	4.7

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы изложены в следующих выводах:

1. Усовершенствован процесс калибровки датчиков Холла. В настоящее время используемые в ANL датчики Холла Senis удовлетворяют требованиям к точности магнитных измерений, необходимой при настройке прецизионных ондуляторов для источников РИ 4-го поколения, и могут быть использованы как единый инструмент для всех типов измерений магнитных полей ондулятора.
2. Установлено, что интегралы поля ондулятора могут превысить установленные допуски, если не учитывается различие в ориентации ондулятора относительно поля Земли при его настройке и эксплуатации. На примере ондулятора APS27 #5s продемонстрирован эффект экранирования вертикальной компоненты поля Земли рамой из магнитно-восприимчивого материала. Усиление за счёт полюсов вертикальной компоненты поля Земли в 1,55 раза было уменьшено до 0,71 при изменении материала рамы на магнитно-восприимчивый. Такой же эффект наблюдается и при прохождении горизонтального поля Земли в зазор ондулятора с горизонтальным полем. Расчёт показал, что наличие горизонтальной компоненты поля Земли не нарушает основное требование проекта LCLS к отклонению траектории опорной частицы в пределах 2 мкм на сегменте ондулятора длиной 3,4 метра.
3. В результате анализа полученного аналитического выражения для изгиба балки, нагруженной распределённой нагрузкой и 18 сосредоточенными силами, было определено оптимальное расположение приводов и пружинных блоков вдоль несущей балки полноразмерного прототипа ондулятора LCLS-II с горизонтальным полем. Найденное решение позволяет уменьшить максимальное значение прогиба балки до величины, не превышающей 4,7 мкм, и сделать его менее чувствительным к ошибкам в системе компенсации.
4. В ходе анализа возможных ошибок в системе компенсации магнитной силы продемонстрировано, что систематическая ошибка компенсирующих сил имеет очень слабое влияние на деформацию несущей балки. Относительное изменение прогиба балки при ослаблении каждого блока на 2 кг (согласно производителю, деградация не превышает 1,5 кг) примерно равно 1 мкм. Ослабление пружин при длительном их использовании может ухудшить фазовые ошибки максимум на $0,5^\circ$, что несложно учесть в ходе настройки ондулятора.

5. Эффект от случайных ошибок компенсирующих сил, напротив, может превысить установленные допуски. Простая сортировка блоков позволяет значительно сократить прогиб. Это делает необходимым измерение нагрузочной характеристики каждого блока и его калибровку.
6. Разработан и создан короткий (0,8 м) прототип ондулятора с горизонтальным полем, переменным зазором и механизмом компенсации магнитной силы во всем диапазоне рабочих зазоров. В ходе серии испытаний построенного прототипа было показано, что ондуляторы, использующие данную концепцию, способны удовлетворить требованиям, предъявляемым к ондуляторам для рентгеновских ЛСЭ. Положительные результаты работы с коротким прототипом послужили основанием для разработки и создания полноразмерного прототипа длиной 3,4 метра для проекта рентгеновского ЛСЭ LCLS-II.
7. Разработан и создан полноразмерный прототип длиной 3,4 метра для проекта рентгеновского ЛСЭ LCLS-II, механические и магнитные тесты которого показали, что данное устройство удовлетворяет всем требованиям и допускам к будущим ондуляторам LCLS-II.
8. В ходе всей работы было показано и доказано, что применение компенсации магнитных сил пружинами с нелинейной характеристикой позволяет создавать компактные ондуляторы, удовлетворяющей жёстким требованиям источников РИ 4-го поколения.

Разработанные методы улучшения точности магнитных измерений и конструкция ондулятора могут быть использованы в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, НИЦ «Курчатовский институт» и других ускорительных центрах.

Используя представившуюся возможность, автор выражает **благодарность** Н.А. Винокурову и И.Б. Вассерману за общее руководство работой и постоянное внимание, Е.С. Глускину за постоянный интерес к работе, ценные обсуждения и помощь, Д. Шу за многочисленные обсуждения и помощь, А.А. Жоленцу за ценные обсуждения и помощь, а также всему коллективу группы магнитных устройств APS ANL, участвовавших при создании прототипа ондулятора HGVPV.

Результаты данной работы опубликованы в следующих работах:

1. B. Vasserman, N. O. Strelnikov, and J. Z. Xu. *Some aspects of achieving an ultimate accuracy during insertion device magnetic measurements by a Hall probe.* // Review of Scientific Instruments. 2012. 84, 025004.
<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/84/2/10.1063/1.4790422>
2. N. O. Strelnikov and I. B. Vasserman. *Earth's field effect on magnetic performance of horizontally and vertically polarizing undulators.* // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. 2014. 17, 062401.
<http://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevSTAB.17.062401>
3. N. Strelnikov, E. Trakhtenberg, I. Vasserman, J. Xu, and E. Gluskin. *Vertically polarizing undulator with the dynamic compensation of magnetic forces for the next generation of light sources.* // Review of Scientific Instruments. 2014. 85, 113303.
<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/85/11/10.1063/1.4900544>
4. A. Zholents, J. Lui, N. Strelnikov, K. Suthar, and E. Trakhtenberg. *Mechanical design of the undulator with the horizontal gap and spring compensation of the magnetic force.* // ANL APS Technical Note, MD-TN-2015-001. 2015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Clarke J. A.* The science and technology of undulators and wigglers // Oxford University Press, 2004
- [2] *E. Levichev, N. Vinokurov* Undulators and Other Insertion Devices // Rev. of accel. science and technology, 2010, Vol. 3, pp203–220
- [3] *D. Fritz* Impact of a Vertically Polarized Undulator on LCLS Hard X-ray Experiments // SLAC report, SLAC-R-1048
<http://slac.stanford.edu/pubs/slacreports/reports21/slac-r-1048.pdf>
- [4] *J. Pflueger* European XFEL. Undulator Systems for the European XFEL // EFST Workshop on Advanced Undulator Physics and Technology for Light Sources, December 3-4, 2009, Shanghai
- [5] *T. Tanaka, S. Goto, T. Hara, T. Hatsui, H. Ohashi, et al.* Undulator commissioning by characterization of radiation in x-ray free electron lasers // Phys. Rev. ST-AB, 15, 2012, 110701
- [6] *D. La Civita, R. Bracco, B. Diviacco, G. Tomasin, D. Zangrando* Fermi@Elettra Undulator Frame Study // Proceedings of European Particle Accelerator Conference, 2008, pp. 2276–2278
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e08/papers/wepc116.pdf>
Conceptual Design Report // FERMI@Elettra Project, January 2007, pp. 223-266, Trieste, Italy.
https://www.elettra.trieste.it/files/Documents/FERMI%20Machine/Machine/CDR/FERMI_CD_R_Ch07.pdf
- [7] *Dong Eon Kim* Status of the PAL-XFEL Undulator System // Proceedings of International Particle Accelerator Conference, 2012, pp. 3509–3511
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/ipac2012/papers/thppd008.pdf>
Dong Eon Kim First Results of the PAL-XFEL Prototype Undulator Measurements // Proceedings of International Particle Accelerator Conference, 2013, pp. 3561–3563
<http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2013/papers/thpme026.pdf>
- [8] *T. Schmid* SwissFEL U15 Prototype Design and First Results // Proceedings of Free Electron Laser Conference, 2012, pp. 666–669

<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/FEL2012/papers/thpd64.pdf>

Conceptual Design Report // SwissFEL Project, April 2012, pp. 91–102, Paul Scherrer Institut, Switzerland.

ftp://ftp.psi.ch/psi/SwissFEL_CDR/SwissFEL_CDR_V20_23.04.12.pdf

- [9] *R. Carr* Magnetic Counterforce for Insertion Devices // SLAC publication, 2002, SLAC-pub-9594
<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-9594.pdf>
- [10] *R. Kinjo and T. Tanaka* Development of a magnet system to cancel the attractive force toward structural reform of undulators // *proceedings of FEL conference*, 2014, pp. 75 – 79
- [11] *R. Kinjo and T. Tanaka* Phase combination for self-cancellation of magnetic force in undulators // *Phys. Rev. ST-AB*, 17, 2014, 122401
- [12] *O. Marcouillé, P. Brunelle et. al.* An in vacuum wiggler WSV50 for producing hard X-ray at SOLEIL // *proceedings of European Particle Accelerator Conference*, 2008, pp. 2288 – 2290
- [13] *D. Waterman* Support structures for planar insertion devices // U.S. patent 7,956,557, 7 June 2011
- [14] *Н. А. Винокуров, Е. Б. Левичев* Ондуляторы и вигглеры для генерации излучения и других применений // *УФН*, 2015, том 185, номер 9, 917–939
- [15] *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц* Теория поля // М.: Наука, 1973
- [16] *Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс* Фейнмановские лекции по физике – Вып. 2 // М.: Мир, 1965
- [17] *Roger J. Dejus, Isaac B. Vasserman, Shigemi Sasaki, and Elizabeth R. Moog* Undulator A Magnetic Properties and Spectral Performance // *ANL/APS/TB-45* 39, 2002
- [18] *R.P. Walker* Phase errors and their effect on undulator radiation properties // *PRST AB* Vol. 16, 010704, 2013
- [19] *E. Gluskin, N.A. Vinokurov, G. Decker, R.J. Dejus, P. Emma, P. Ilinski, E.R. Moog, H.-D. Nuhn, I.B. Vasserman* Optimization of the design for the LCLS undulator line // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, section A*, pp. 323–327, 2001
- [20] *R. S. Popovich* Hall Effect Devices // Institute of Physics Publishing, 2004, Bristol/Philadelphia, GB
- [21] *D. R. Popovic Renella, R. S. Popovic* Hall magnetic transducers with NMR-like resolution // *Proc of the IMM16*, October 2009, Switzerland

- http://immw16.web.psi.ch/Presentations/1_15_IMMW16_HallProbe.pdf
- http://www.gmw.com/magnetic_measurements/Sentron/transducers/documents/Senis_Transducer_Brochure_Oct2011.pdf
- [22] *E.H.Putley* The Hall effect and related phenomena // Butterworth, 1960, London
- [23] *I. Vasserman and J. Xu* Cancelling the Planar Hall Effect Voltage by Interchanging Connections on a Hall Sensor // Proc of the IMMW16, 2009, Switzerland
http://immw16.web.psi.ch/Presentations/1_18_IMMW16_HallProbe.pdf
- [24] *I. Vasserman* Test of horizontal magnetic field measurements in the presence of a strong vertical field // Proc of the 2004 FEL Conference, Trieste, Italy, pp. 527–529.
- [25] *Vasserman, M. Abliz, and J. Xu* Comparison of Arepoc and Sentron Hall Sensors using Undulator A at the APS Magnetic Measurement Facility // Proc of the IMMW17, September 2011, Spain <http://immw17.cells.es/presentations/Wed02-IMMW17-IVasserman.pdf>
- [26] Preliminary Design Report // Advanced Photon Source Upgrade Project, December 2012, pp. 3-78, Argonne, IL, USA
http://www.aps.anl.gov/Upgrade/FlexPaper_PDR/PDR.pdf
- [27] *J. Chavanne et al.* Recent Progress in Insertion Devices at the ESRF // Proc of the 2nd International Particle Accelerator Conference, 2011, San Sebastian, Spain, THPC153, p. 3245
<http://www.JACoW.org>
- [28] *I. Vasserman, N. Strelnikov* Investigation of the Earth Field Effect on Insertion Device Performance at the Advanced Photon Storage Ring (SR) // Proc of the IMMW18, 2013, Brookhaven National Laboratory, NY
- [29] *S. Sasaki, I. Vasserman* Modeling of the effect of the Earth field and an iron plate on the LCLS undulator trajectory // Proc of the 27th International Laser Conference, 21-26 August 2005, Stanford, CA, USA
- [30] *Yong-Chul Chae, G. Decker* Advanced Photon Source Insertion Device Field Quality and Multipole error Specification // Proc of the PAC, 1995, Vol . 5, pp. 3409–3411
- [31] *P. Elleaume, O. Chubar, J. Chavanne* Computing 3D Magnetic Field from Insertion Devices // Proc of the PAC, pp. 3509–3511
- [32] Radia 3D magnetostatics computer code // Technical Reference Manual ESRF, Grenoble, France.
- [33] Opera 3D finite element code (TOSCA) // Cobham Technical Services, Oxfordshire, England.
- [34] *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц* Теория упругости // М.: Наука, 1987

- [35] *Дж. Джексон* Классическая электродинамика // М.: «Мир», 1965
- [36] *L. Burkel, R. Dejus, J. Maines, J. O'Brien, J. Pflüger, and I. Vasserman* The Insertion Device Magnetic Measurement Facility // ANL/APS/TB-12, March 1993
http://www.aps.anl.gov/Science/Publications/techbulletins/content/files/APS_1422145.pdf