

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
**«Национальный исследовательский ядерный университет  
“МИФИ”»  
(НИЯУ МИФИ)**

**Отчет о научно-исследовательской деятельности  
аспиранта и подготовке научно-квалификационной  
работы (диссертации) на соискание ученой степени  
кандидата наук за первое полугодие 4 курса**

«Исследование магнитооптических структур со свойствами замороженного и  
квази-замороженного спина для поиска электрического дипольного момента  
дейтрана в накопительном кольце»

Аспирант	А.Е. Аксентьев
Направление	03.06.01 Физика и астрономия
Научная специальность	01.04.20 Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

Научный руководитель  
Должность, степень, звание С.М. Полозов, к.ф.-м.н., доц.  
Ю.В. Сеничев, д.ф-м.н., проф.

Дата защиты:  
Результат защиты:

Москва 2018

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>1 Постановка целей и задач исследования</b>	<b>3</b>
1.1 Цели, задачи, перспективы исследования . . . . .	3
1.2 Актуальность и научная новизна работы . . . . .	4
1.2.1 Актуальность . . . . .	4
1.2.2 Новизна . . . . .	5
1.3 Структура работы . . . . .	5
<b>2 Характеристика современного состояния изучаемой проблемы</b>	<b>6</b>
2.1 BNL FS (Frozen Spin) концепция . . . . .	7
2.1.1 Уравнение Т-БМТ . . . . .	7
2.1.2 Концепция замороженного спина . . . . .	7
2.1.3 Реализация условия замороженности спина в накопительном кольце . . . . .	8
2.1.4 BNL FS метод . . . . .	9
2.1.5 Spin Wheel концепция . . . . .	10
2.2 Предварительный библиографический список по теме диссертации . . . . .	11
<b>3 Результаты разработки основных направлений теоретической концепции (FS и QFS колец)</b>	<b>12</b>
3.1 Статистический анализ требований к эксперименту по поиску ЭДМ . . . . .	12
3.1.1 Модель частоты событий на поляриметре . . . . .	12
3.1.2 Асимметрия сечения . . . . .	14
3.1.3 Временное окно измерений . . . . .	14
3.2 Систематическая ошибка в эксперименте, связанная с неточностью установки магнитов . . . . .	17
3.2.1 Имплементация паразитного поля . . . . .	17
3.3 Декогеренция спина в идеальном накопительном кольце . . . . .	18

3.3.1	Требования ко времени когеренции пучка . . . . .	19
3.3.2	Происхождение декогеренции . . . . .	19
3.3.3	Подавление декогеренции с помощью секступольных полей	21
3.4	Смена полярности ведущего магнитного поля . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Результаты численного моделирования спин-орбитальной динамики частиц в FS (и QFS) кольцах</b>	<b>23</b>
4.1	Равномерная и модулированная схемы измерения поляризации .	23
4.2	Фальш-сигнал, связанный с неточностью установки магнитов .	27
4.3	Декогеренция . . . . .	29
4.3.1	Симуляция эффекта подавления декогеренции спина в вертикальной плоскости при помощи секступолей . . . . .	30
4.3.2	Исследование зависимости оценки частоты прецессии поляризации бенча от спин тюна и прецессии оси стабильного спина . . . . .	35
4.4	Калибровка величины ведущего магнитного поля с помощью частоты прецессии поляризации пучка в горизонтальной плоскости . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Результаты обобщения и систематизации результатов проведённых исследований</b>	<b>41</b>
<b>6</b>	<b>Оценка достоверности и достаточности данных исследования</b>	<b>43</b>
<b>7</b>	<b>Заключения и выводы</b>	<b>44</b>

# Глава 1

## Постановка целей и задач исследования

### 1.1 Цели, задачи, перспективы исследования

Целью исследования является сравнение структур с Замороженным и Квази-замороженным спином, для определения которая из них больше подходит для проведения эксперимента по поиску ЭДМ дейтрона с точностью  $10^{-29}$  е·см.

Для достижения поставленной цели предложена следующая программа:

1. Анализ требований к эксперименту по поиску дейтронного ЭДМ методом определения частоты прецессии спина, обоснованных статистическими соображениями;
2. Изучение влияния неточности установки Е+В спин-роторов на систематическую ошибку определения частоты ЭДМ прецессии (фальш-сигнал);
3. Изучение явления деполяризации пучка засчёт эффекта декогеренции спин-тюна, а также его подавление при помощи секступольных полей в неидеальной структуре;
4. Изучение влияния нарушения спин-прецессии на конечную статистику в частотном методе определения ЭДМ;

5. Моделирование процедуры калибровки ведущего магнитного поля кольца для его точного обращения при обратной инжекции пучка в процедуре CW/CCW.

В перспективе предполагается использование предложенного метода поиска ЭДМ элементарной частицы в частотной области, а также разработанной в рамках данной работы методологии анализа колец, при конструировании кольца по поиску дейтронного ЭДМ на комплексе НИКА, Дубна.

## 1.2 Актуальность и научная новизна работы

### 1.2.1 Актуальность

Вся наблюдаемая вселенная состоит преимущественно из материи; антиматерия может быть получена в ускорителях заряженных частиц, но в пре-небрежимо малых количествах. На сегодняшний день считается, что вскоре после Большого Взрыва материя была образована из энергии в парах частица-античастица, после чего последовала стадия аннигиляции; однако, по какой-то причине, эта фаза закончилась превалированием материи над антиматерией (по крайней мере в наблюданной вселенной) — процесс называемый *бариогенезом*.

В 1967 году, академик АН СССР Андрей Сахаров определил условия, требуемые для бариогенеза (независимо от механизма его действия). Одно из условий Сахарова — существование процессов, нарушающих С- и СР-симметрии. Известны источники нарушения этих симметрий, однако их не достаточно для объяснения барионной асимметрии вселенной; поиск продолжается.

Интерес поиска Электрического Дипольного Момента (ЭДМ) элементарных частиц состоит в том, что, если они существуют, то они нарушают Р- и Т-симметрии. Таким образом, обнаружение ненулевых ЭДМ элементарных частиц может привести нас к физике за границами Стандартной Модели; такие теории как SUSY (суперсимметрия) указывают на наличие ЭДМ гораздо большей величины (на уровне  $10^{-29} - 10^{-24}$  е·см), чем предсказывает Стандартная Модель.

## **1.2.2 Новизна**

В данной работе исследуется возможность измерения электрического дипольного момента дейтрона с помощью накопительного кольца, построенного на основе принципа Замороженного (или Квази-замороженного) спина, методом Frequency Domain.

Разработкой метода Frequency Domain занимается проф. Ю. Сеничев в рамках коллаборации JEDI Исследовательского центра “Юлих.” Frequency Domain Method (далее FDM) базируется на концепциях замороженного спина, впервые предложенной в 2008 году коллаборацией Брукхейвенской Национальной Лаборатории, и Spin Wheel, предложенной профессором И. Коопом (Новосибирский Государственный Университет) в 2012. Однако ни тот, ни другой метод сам по себе не решают проблему неточности установки элементов ускорителя, и возникающий в связи с этим фальш-сигнал. На сегодняшний день, FDM — это единственный известный, практически-реализуемый метод, решающий данную проблему.

## **1.3 Структура работы**

Структура работы следует пунктам программы обозначенной в разделе 1.1

## Глава 2

# Характеристика современного состояния изучаемой проблемы

Поиск ЭДМ в невырожденных системах был инициирован Эдвардом Пёрселлом и Норманом Рэмзи более 50 лет назад, для нейтрона. С тех пор было проведено множество всё более чувствительных экспериментов на нейтронах, атомах, и молекулах, и тем не менее, ЭДМ пока ещё не был обнаружен. На данный момент, верхний предел ЭДМ нейтрона оценивается на уровне  $< 3 \cdot 10^{-26}$  е·см, протона —  $< 8 \cdot 10^{-25}$  е·см. [? , стр. 9]

В 2008 году коллаборацией в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (BNL, США) был предложен эксперимент по измерению ЭДМ дейтрана, основанный на использовании эффекта замороженного спина в магнитном накопительном кольце. [1]

В 2015 году, коллаборацией Storage Ring EDM Collaboration, был предложен эксперимент по поиску протонного ЭДМ в полностью электрическом накопительном кольце. [? ]

На данный момент, коллаборацией JEDI (Исследовательский центр “Юлих,” Германия) ведётся разработка структуры накопительного кольца для проведения предварительного эксперимента по измерению дейтранного ЭДМ на

полностью магнитном синхротроне COSY. В рамках исследований, проводимых коллаборацией, была выдвинута концепция квази-замороженного кольца. Также, профессором Ю. Сеничевым была предложена методология поиска ЭДМ в частотной области (так называемый Frequency Domain Method).

## 2.1 BNL FS (Frozen Spin) концепция

### 2.1.1 Уравнение Т-БМТ

Уравнение Томаса-БМТ описывает динамику спин-вектора  $\mathbf{s}$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$  и электростатическом поле  $\mathbf{E}$ . Его обобщённая версия, включающая влияние ЭДМ, может быть записана (в системе центра масс пучка) как: [2, стр. 6]

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{s} \times (\boldsymbol{\Omega}_{MDM} + \boldsymbol{\Omega}_{EDM}), \quad (2.1a)$$

где МДМ и ЭДМ угловые скорости  $\boldsymbol{\Omega}_{MDM}$  и  $\boldsymbol{\Omega}_{EDM}$

$$\boldsymbol{\Omega}_{MDM} = \frac{q}{m} \left[ G\mathbf{B} - \left( G - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\mathbf{E} \times \boldsymbol{\beta}}{c} \right], \quad (2.1b)$$

$$\boldsymbol{\Omega}_{EDM} = \frac{q}{m} \frac{\eta}{2} \left[ \frac{\mathbf{E}}{c} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} \right]. \quad (2.1c)$$

В уравнениях выше,  $m$ ,  $q$ ,  $G = (g - 2)/2$  есть, соответственно, масса, заряд, и магнитная аномалия частицы;  $\beta = v_0/c$ , нормализованная скорость частицы;  $\gamma$  её Лоренц-фактор. ЭДМ множитель  $\eta$  определяется уравнением  $d = \eta \frac{q}{2mc} s$ , где  $d$  — ЭДМ частицы, а  $s$  её спин.

### 2.1.2 Концепция замороженного спина

Из уравнения (2.1b) можно видеть, что, в отсутствии ЭДМ, направление вектора спина частицы пучка может быть зафиксировано относительно её вектора импульса:  $\boldsymbol{\Omega}_{MDM} = \mathbf{0}$ ; иными словами, можно реализовать условие замороженности спина (Frozen Spin condition).

Достоинством налагания FS-условия на пучок в накопительном кольце следующее: в соответствии с уравнениями equations (2.1a–2.1c), векторы МДМ и ЭДМ угловых скоростей ортогональны, а потому в общей скорости прецессии они складываются квадратично, в связи с чем сдвиг частоты прецессии, связанный с ЭДМ, становится эффектом второго порядка величины: [3, стр. 5]

$$\omega \propto \sqrt{\Omega_{MDM}^2 + \Omega_{EDM}^2} \approx \Omega_{MDM} + \frac{\Omega_{EDM}^2}{2\Omega_{MDM}}.$$

Это обстоятельство значительно ухудшает чувствительность эксперимента.

Однако, заморозив спин в горизонтальной плоскости, единственная осающаяся МДМ компонента угловой скорости сонаправлена с ЭДМ компонентой, а значит складывается с ней линейно. Таким образом, чувствительность значительно улучшается.

### 2.1.3 Реализация условия замороженности спина в накопительном кольце

Накопительные кольца могут быть классифицированы в три группы:

1. чисто магнитные (как COSY, NICA, etc),
2. чисто электростатические (Brookhaven AGS Analog Ring),
3. комбинированные.

Ввиду уравнения (2.1b), условие FS не может быть выполнено в чисто магнитном кольце.

Для некоторого числа частиц, таких как протон, чья  $G > 0$ , чисто электростатическое кольцо может быть использовано в рамках FS методологии ЭДМ эксперимента с пучком на так называемой “магической” энергии, определяемой как  $\gamma_{mag} = \sqrt{(1+G)/G}$ .

Для частиц с  $G < 0$  (таких как дейtron), это невозможно, и необходимо использовать комбинированное кольцо. Для того, чтобы реализовать FS условие в комбинированном кольце, вводится [1] радиальное электрическое поле

величины

$$E_r = \frac{GB_y c \beta \gamma^2}{1 - G\beta^2 \gamma^2}. \quad (2.2)$$

## 2.1.4 BNL FS метод

BNL FS метод, предложенный коллаборацией, занимающейся разработкой метода измерения ЭДМ в накопительном кольце в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США) в 2008 году, [1] это метод для комбинированного кольца. Пучок продольно-поляризованных дейtronов инжектируется в кольцо; с помощью поляриметрии наблюдается его спин-прецессия в вертикальной и горизонтальной плоскостях; ЭДМ сигнал — это изменение вертикальной компоненты поляризации со временем, выражаемое как: [1, стр. 8]

$$\Delta P_V = P \frac{\omega_{edm}}{\Omega} \sin(\Omega t + \Theta_0), \quad (2.3)$$

где  $\Omega = \sqrt{\omega_{edm}^2 + \omega_a^2}$ ,  $\omega_a$ ,  $\omega_{edm}$  угловые скорости вызываемые, соответственно, магнитным и электрическим дипольными моментами.

Налагая радиальное магнитное поле  $E_r$  (2.2), ожидается уменьшение компоненты  $\omega_a$  по крайней мере на фактор  $10^9$ ; ввиду малости величины гипотезируемой  $\omega_{edm}$ ,  $\Delta P_V \approx P \omega_{edm} t$ , и максимальная величина  $\Delta P_V$  возрастает в  $10^9$ .

Ожидаемая чувствительность эксперимента  $10^{-29} e \cdot cm$  за  $10^7$  секунд (6 месяцев) полного времени измерения. На этом уровне чувствительности, асимметрия сечения  $\varepsilon_{LR} \approx 5 \cdot 10^{-6}$  для наименьших практически реализуемых значений  $\omega_a$ . [1, стр. 18] Последнее обстоятельство ставит серьёзную проблему для поляриметрии. [3] Один из вариантов её решения лежит в применении внешнего радиального магнитного поля и измерении общей частоты прецессии засчёт МДМ и ЭДМ вместе. Это основа так называемого метода Spin Wheel, о котором в следующем разделе.

Единственный известный систематический эффект спиновой динамики первого порядка это присутствие ненулевой средней вертикальной компоненты электрического поля  $\langle E_V \rangle$ . В этом случае, спин будет прецессировать вокруг

радиального направления с частотой [1, стр. 11]

$$\omega_{syst} \approx \frac{\mu \langle E_V \rangle}{\beta c \gamma^2}.$$

Здесь важно рассмотреть два обстоятельства:

- присутствие  $\langle E_V \rangle \neq 0$  вызвано ошибкой юстировки элементов ускорителя;
- этот систематический эффект меняет знак при инжекции пучка в обратном направлении.

Последнее обстоятельство является причиной структуры инжекции пучка использованной в этом методе (сначала по-часовой, потом против-часовой; CW/CCW). Хотя  $\omega_{syst}$  меняет знак при смене направления движения пучка, эта методология тем не менее не учитывает его *величину*. В разделах 3.2 и 4.2, мы показываем, что при реалистичной величине ошибки установки спин-ротаторов 100 мкм, частота МДМ прецессии вокруг радиальной оси находится на уровне 50–100 рад/сек. [4] В связи с этим, невозможно использовать данную методологию в её оригинальном варианте.

## 2.1.5 Spin Wheel концепция

Озвученные выше проблемы с поляриметрией и высокой скоростью прецессии решаются в Spin Wheel (SW) модификации, предложенной проф. И. Коопом (Новосибирский Государственный Университет). Основная идея метода в следующем: сначала, обеспечивается условие замороженного спина; затем включается радиальное магнитное поле величины  $B_x$ , достаточно сильное чтобы вызвать вращение спина с частотой порядка 1 Гц. Поскольку поле радиальное, вызванная им МДМ прецессия сонаправлена с ЭДМ, а значит они складываются линейно:  $\omega \propto \Omega_{MDM} + \Omega_{EDM}$ .

ЭДМ вклад вычисляется сравнением циклов с обратными знаками  $B_x$ : [? , стр. 1963]

$$\Omega_{EDM} = \frac{\Omega_x(+B_x) + \Omega_x(-B_x)}{2}.$$

Внешнее поле также вызовет разделение орбит пучков. [? , стр. 1963] Это разделение может быть измерено на уровне пико-метров SQUID магнетометрами; его предлагается использовать для калибровки внешнего поля.

Поскольку из-за внешнего поля прецессия вокруг радиальной оси на 10 порядков выше чем в оригинальном предложении, значительно упрощается задача для поляриметрии. Однако, существуют сомнения в возможности измерить вызываемое внешним полем разделение орбит даже при помощи SQUIDов.

Также, проблема паразитного поля, вызванного ошибкой юстировки, не решена.

## 2.2 Предварительный библиографический список по теме диссертации

Диссертация Еремея Валетова. [2, стр. 235] Диссертация Андрея Иванова. Диссертация Станислава Чекменева. AGS Proposal (deuteron). Senichev: Investigation of lattice for deuteron EDM ring. Senichev: Spin tune decoherence effects in electro- and magnetostatic structures. Senichev: Search for the charged particle electric dipole moments in storage rings. Senichev: Frequency domain method of the search for the deuteron electric dipole moment in a storage ring with imperfections. JEDI: Spin Tune mapping.

## Глава 3

# Результаты разработки основных направлений теоретической концепции (FS и QFS колец)

### 3.1 Статистический анализ требований к эксперименту по поиску ЭДМ

Вводные рассуждения по поводу измерения поляризации, проблемы деполяризации пучка, и т.п.

#### 3.1.1 Модель частоты событий на поляриметре

В наших рассуждениях мы предположили следующую простую модель измеряемого сигнала:

$$N(t) = N_0(t) \cdot \left(1 + P \cdot e^{-t/\tau_d} \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi)\right), \quad (3.1)$$

где  $N_0(t)$  частота событий, связанная с неполяризованным сечением,  $\tau_d$  время жизни поляризации, связанное с декогеренцией.

Ток пучка, рассеиваемого на мишени может быть описан с помощью:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{t/\tau_b} = \nu N_0^b \cdot e^{t/\tau_b},$$

где  $\tau_b$  — время жизни пучка,  $N_0^b$  его начальное число частиц, и  $\nu$  частота оборота пучка в ускорителе. Обозначая  $p$  вероятность что рассеянная частица полетит в сторону детектора, ожидаемое число частиц, детектируемых в течении времени измерения  $\Delta t_c$  может быть записано как

$$\begin{aligned} N_0(t) &= p \cdot \int_{-\Delta t_c/2}^{+\Delta t_c/2} I(t + \tau) d\tau \\ &= p \cdot \frac{\nu N_0^b}{\lambda_b} e^{\lambda_b t} \cdot \left( e^{\lambda_b \Delta t_c/2} - e^{-\lambda_b \Delta t_c/2} \right) \\ &\approx \underbrace{p \cdot \nu N_0^b e^{\lambda_b t}}_{\text{rate } r(t)} \cdot \Delta t_c. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Таким образом, получаем распределение Пуассона

$$P_{N_0(t)}(\tilde{N}_0) = \frac{(r(t)\Delta t_c)^{\tilde{N}_0}}{\tilde{N}_0!} \cdot e^{-r(t)\Delta t_c},$$

с дисперсией  $\sigma [\tilde{N}_0]^2(t) = N_0(t)$ .

Нас интересует ожидание  $N_0(t) = E[\tilde{N}_0(t)]$ , и его стандартное отклонение  $\sigma [N_0](t)$ . Обозначая время измерения одного события  $\Delta t_\epsilon$ , полное время измерений  $\Delta t_c$ , и число событий за измерение  $n_{c/\epsilon} = \Delta t_\epsilon / \Delta t_c$ , ожидание

$$E[\tilde{N}_0(t)]_{\Delta t_\epsilon} = \frac{1}{n_{c/\epsilon}} \sum_{i=1}^{n_{c/\epsilon}} \tilde{N}_0(t_i).$$

Поскольку это сумма случайных переменных,  $N_0(t)$  имеет нормальное рас-

пределение; тогда стандартное отклонение среднего

$$\begin{aligned}\sigma [N_0](t) &= \sigma [\tilde{N}_0](t)/\sqrt{n_{e/\epsilon}} = \sqrt{N_0(t)\frac{\Delta t_c}{\Delta t_\epsilon}} \\ &\approx \sqrt{\frac{p \cdot \nu N_0^b}{\Delta t_\epsilon}} \cdot \Delta t_c \cdot \exp\left(\frac{\lambda_b}{2} \cdot t\right).\end{aligned}$$

Отметим, что относительная ошибка растёт со временем:

$$\frac{\sigma [N_0](t)}{N_0(t)} \approx \frac{A}{\sqrt{\Delta t_\epsilon}} \cdot \exp\left(-\frac{\lambda_b}{2}t\right) = \frac{A}{\sqrt{\Delta t_\epsilon}} \cdot \exp\left(\frac{t}{2\tau_b}\right), \quad A = \frac{1}{\sqrt{p \cdot \nu N_0^b}}. \quad (3.3)$$

### 3.1.2 Асимметрия сечения

В качестве меры поляризации пучка используют асимметрию частоты событий детекторов. [?, стр. 17] Асимметрия сечения взаимодействия — это нормализованная разность числа событий (в единицу времени) на детекторах, расположенных по разные стороны от вакуумной камеры:

$$\mathcal{A} = \frac{N(\frac{\pi}{2}) - N(-\frac{\pi}{2})}{N(\frac{\pi}{2}) + N(-\frac{\pi}{2})}. \quad (3.4)$$

В связи с уменьшением числа частиц в пучке, измерение асимметрии сечения гетероскедастично. Из [?, стр. 18], мы приняли модель гетероскедастичности

$$\sigma [\mathcal{A}]^2(t) \approx \frac{1}{2N_0(t)}. \quad (3.5)$$

### 3.1.3 Временное окно измерений

Предполагая нормальное распределение ошибки измерений, с нулевым ожиданием и дисперсией  $\sigma [\epsilon]^2$ , эстиматор максимального правдоподобия дисперсии оценки частоты колебаний асимметрии сечения взаимодействия  $\mathcal{A}$  может

быть выражен как

$$\text{var} [\hat{\omega}] = \frac{\sigma [\epsilon]^2}{X_{tot} \cdot \text{var}_w [t]}, \quad (3.6)$$

где

$$\begin{aligned} X_{tot} &= \sum_{j=1}^{n_\epsilon} x_j = \sum_{s=1}^{n_{zc}} \sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js}, \\ \text{var}_w [t] &= \sum_i w_i (t_i - \langle t \rangle_w)^2, \quad \langle t \rangle_w = \sum_i w_i t_i, \\ w_i &= \frac{x_i}{\sum_j x_j}, \quad x_i = (\mathcal{A}(0) \exp(\lambda_d t_i))^2 \cos^2(\omega t_i + \phi) = (\mu'_\phi(t_i))^2. \end{aligned}$$

В выражении выше,  $X_{tot}$  есть полная информация Фишера сэмпла, и  $\text{var}_w [t]$  — мера длительности его измерения. Можно наблюдать, что выбирая подходящие моменты времени для измерения, можно увеличить фактор  $X_{tot}$ , поскольку он пропорционален сумме временных производных сигнала. Если частота и фаза колебаний уже известны до приемлемого уровня, можно дальше улучшить эффективность измерений, применяя схему измерений в которой выбираются только моменты быстрого изменения сигнала (модуляция сэмплинга).

Оба фактора  $\text{var}_w [t]$  и  $X_{tot}$  ограничены конечным временем жизни поляризации. Можно выразить  $\sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js} = n_{\epsilon/zc} \cdot x_{0s}$ , для некоторого среднего значения  $x_{0s}$  в данном узле  $s$ , где  $n_{\epsilon/zc}$  измерений асимметрии на узле. Будем называть *временем сжатия* (обозначение  $\Delta t_{zc}$ ) период времени вокруг узла сигнала, в течении которого производятся измерения. Значение суммы  $\sum_{j=1}^{n_{\epsilon/zc}} x_{js}$  спадает экспоненциально из-за деполяризации, так что  $x_{0s} = x_{01} \exp(\lambda_d \cdot \frac{(s-1)\cdot\pi}{\omega})$ . Тогда:

$$X_{tot} = n_{\epsilon/zc} \cdot x_{01} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\lambda_d\pi}{\omega} n_{zc}\right) - 1}{\exp\left(\frac{\lambda_d\pi}{\omega}\right) - 1} \equiv n_{\epsilon/zc} \cdot x_{01} \cdot g(n_{zc}); \quad (3.7)$$

$$x_{01} = \frac{1}{\Delta t_{zc}} \int_{-\Delta t_{zc}/2}^{+\Delta t_{zc}/2} \cos^2(\omega \cdot t) dt = \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{\sin \omega \Delta t_{zc}}{\omega \Delta t_{zc}}\right), \quad (3.8)$$

$$n_{\epsilon/zc} = \frac{\Delta t_{zc}}{\Delta t_\epsilon}. \quad (3.9)$$

Уравнение (3.7) может быть использовано чтобы оценить пределы длительности эксперимента. В Таблице 3.1 мы собрали: процент от предела информации Фишера сэмпла, время (как фактор времени жизни поляризации) исчерпания этого процента информации из сэмпла, и соответствующее этому времени отношение сигнал-шум. Отношение сигнал-шум вычислено по формуле:

$$\text{SNR} = \frac{\mathcal{A}(0) \cdot e^{-t/\tau_d}}{\sigma[\mathcal{A}](t)} \approx \sqrt{2 \cdot p \cdot \nu N_0^b \cdot \Delta t_c} \cdot \mathcal{A}(0) \cdot \exp \left[ -\frac{t}{\tau_d} \cdot \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\tau_d}{\tau_b} \right) \right], \quad (3.10)$$

в которой, полагая  $\sigma[\mathcal{A}(0)] / \mathcal{A}(0) \approx 3\%$  (точность измерения поляриметрии), коэффициент перед экспонентой равен 33.

Таблица 3.1: Выбранная информация Фишера, длительность измерений, соответствующее отношение сигнал-шум.

Предел ИФ(%)	длительность ( $\times \tau_d$ )	SNR
95	3.0	0.4
90	2.3	1.1
70	1.2	5.5
50	0.7	11.7

Предполагая отсутствие деполяризации ( $\lambda_d = 0$ ) и однородный сэмплинг с частотой  $1/\Delta t$ , уравнение (3.6) может быть записано через физические переменные как

$$\begin{aligned} X_{tot} &= \sum_{k=1}^K \mathcal{A}^2(0) \cos^2(\omega t_k + \phi) = \frac{1}{2} \mathcal{A}^2(0) \cdot K, \\ \text{var}_w[t] &= \sum_{k=1}^K (k\Delta t - \langle t \rangle_w)^2 \underbrace{w_k}_{1/K} \\ &\approx \frac{\Delta t^2}{12} K^2 = \frac{T^2}{12}, \end{aligned}$$

и тогда

$$\text{var} [\hat{\omega}] = \frac{24}{KT^2} \cdot \left( \frac{\sigma [\epsilon]}{\mathcal{A}(0)} \right)^2.$$

## 3.2 Систематическая ошибка в эксперименте, связанная с неточностью установки магнитов

Систематические ошибки, вызванные физическими неидеальностями ускорителя, включая неточность юстировки оптических элементов, вызывают фальшивый сигнал ЭДМ. [2, р. 230] Особенно в этом отношении проблематичны наклоны элементов вокруг оптической оси, поскольку они индуцируют паразитные горизонтальные компоненты магнитного поля  $B_x$  и  $B_z$ , которые обе врашают спин в вертикальной плоскости; той, в которой измеряется ЭДМ.

Ю. Сеничевым были сделаны [4] аналитические оценки МДМ частоты прецессии спина вокруг радиальной оси. Из уравнения Т-БМТ, и выражения силы Лоренца, скорость МДМ прецессии вокруг радиальной оси есть

$$\sigma [\Omega_x^{MDM}] = \frac{q}{m\gamma} \frac{G+1}{\gamma} \frac{\sigma [B_x]}{\sqrt{n}}, \quad (3.11)$$

где  $n$  есть число наклонённых спин-роторов, и  $\sigma [B_x] = B_y \sigma [\delta h] / L$ , при стандартном отклонении ошибки юстировки  $\sigma [\delta h]$ . При величине ошибки  $\sigma [\delta h] = 100$  мкм, и длине дефлектора  $L = 1$  м,  $\sigma [\Omega_x^{MDM}] \approx 100$  рад/сек. [4]

Мы изучили спиновую динамику в структурах с замороженным и квази-замороженным спином в присутствии наклонов оптических элементов с помощью кода COSY INFINITY. Наши симуляции согласуются с оценками, представленными выше.

### 3.2.1 Имплементация паразитного поля

Имплементируя неидеальности полей, мы следовали рекомендациям изложенным в [2, р. 235]. Малое возмущение магнитного поля, в первом приближении, действует как маленький пропорциональный поворот спин-вектора.

Поэтому мы имплементировали наклон  $E+B$  элемента как домножение соответствующей матрицы поворота на его спиновую матрицу перехода, “спин-кик.”

В соответствии с уравнением (??), изменение МДМ частоты прецессии, ассоциированное с введённым паразитным полем  $(B_x, 0, B_z)$  есть

$$\Delta\Omega_{MDM} = \frac{q}{m}(B_x, 0, B_z),$$

поэтому угол спин-кика равен

$$\Theta_{kick} = t_0 \Delta\Omega_{MDM},$$

где  $t_0 = L/v_0$  пролётное время референсной частицы через элемент.

### 3.3 Декогеренция спина в идеальном накопительном кольце

Когеренцией спина называется мера или качество сохранения поляризации в изначально поляризованном пучке. [2, стр. 205]

Когда поляризованный пучок инжектируется в накопительное кольцо, спин векторы частиц пучка начинают прецессировать вокруг вертикального (Ведущего) поля. частота прецессии зависит от равновесного уровня энергии частицы, который различен для частиц пучка.

Это обстоятельство не является проблемой в том случае, когда начальная поляризация пучка вертикальна; однако метод измерения ЭДМ в накопительном кольце, основанный на принципе замороженного спина требует, чтобы вектор поляризации пучка был сонаправлен с его вектором импульса, т.е. лежал в горизонтальной плоскости. Таким образом, декогеренция спина есть внутренняя проблема метода замороженного спина.

### 3.3.1 Требования ко времени когеренции пучка

Время когеренции спина (spin coherence time; SCT) для метода замороженного спина, выполненного в накопительном кольце с идеально установленными элементами определяется минимальным детектируемым углом отклонения вектора поляризации пучка из горизонтальной плоскости только засчёт ЭДМ. Для уровня чувствительности  $10^{-29} e \cdot cm$  это примерно  $5 \cdot 10^{-6}$ . [1]

В соответствии с уравнением Т-БМТ,

$$\Omega_{EDM,x} = \eta \frac{qE_x}{2mc},$$

где  $\eta$  есть коэффициент пропорциональности между ЭДМ и спином, равный  $10^{-15}$  для дейтрона, для данного уровня чувствительности. [2, р. 206]

Для дейтронного BNL FS кольца,  $E_x = 12 \text{ МВ/м}$ , [1, р. 19] так что  $\Omega_{EDM,x} \approx 10^{-9} \text{ рад/сек}$ . Таким образом получаем, что для того, чтобы достичь детектируемый уровень отклонения вектора поляризации на 1 мкрад требуется SCT порядка 1000 секунд. [2, р. 207]

### 3.3.2 Происхождение декогеренции

Декогеренция спина в пучке вызвана разницей угловых скоростей прецессии спинов частиц, которая, в свою очередь, вызвана разницей длин орбит и импульсов частиц. Это можно видеть исходя из следующих соображений.

Когда частица со спином входит в область магнитного поля, её спин-вектор начинает поворачиваться вокруг вектора магнитного поля с угловой скоростью определяемой уравнением Т-БМТ (2.1b):

$$\Omega_{MDM} = \frac{q}{m} GB.$$

На выходе из области, вектор спина повернут на угол

$$\theta = \Delta t \cdot \Omega_{MDM} = \frac{L}{v} \cdot \frac{q}{m} GB \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_0} = \frac{L\gamma_0 GB}{B\rho} = \frac{L}{\rho} \gamma_0 \cdot G,$$

где  $L$  есть длина пути внутри области с магнитным полем, и  $B\rho = p/q$  магнитная жёсткость.

В простой модели рассмотренной выше, влияние орбитальной динамики на спиновую динамику вырадено через  $\gamma_0 L / \rho$  (эффективный Лоренц-фактор). В случае референсной частицы,  $\gamma_0 L / \rho = \gamma_0 \alpha$ ,  $\alpha$  угол поворота вектора импульса, в то время как для частицы участвующей в бетатронном движении, эффективный Лоренц-фактор больше. В следующих разделах мы выразим связь между спиновой и орбитальной динамиками частицы в накопительном кольце в более общих терминах.

## Сдвиг равновесного значения импульса частицы

Продольная динамика заряженной частицы на референсной орбите в накопительном кольце описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{dt} &= -\omega_{RF}\eta\delta, \\ \frac{d\delta}{dt} &= \frac{qV_{RF}\omega_{RF}}{2\pi h\beta^2 E} \sin \varphi. \end{cases}$$

В уравнениях выше:  $\varphi$  отклонение фазы частицы от референсной  $\varphi_0 = 0$ ;  $\delta = \frac{\Delta p}{p_0}$  относительное отклонение импульса от  $p_0$  референсной частицы;  $V_{RF}$ ,  $\omega_{RF}$  амплитуда и частоты колебаний ВЧ поля;  $\eta = \alpha_0 - \gamma^{-2}$  слип-фактор, где  $\alpha_0$  — коэффициент сжатия орбиты, определяемый чяерез  $\Delta L/L = \alpha_0\delta$ ,  $L$  длина орбиты;  $h$  гармоническое число;  $E$  полная энергия ускоряемой частицы.  $\omega_{RF} = 2\pi h f_{rev}$ , где  $f_{rev} = T_{rev}^{-1}$  — частота оборота пучка.

Решения этой системы формируют семейство эллипсов в плоскости  $(\varphi, \delta)$ , центрированных на  $(0, 0)$ . Однако, если рассмотреть частицу, участвующую в бетатронных колебаниях, и использовать разложение Тейлора более высокого порядка для коэффициента сжатия орбиты  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1\delta$ , первое уравнение системы превратится в: [5, p. 2579]

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\omega_{RF} \left[ \left( \frac{\Delta L}{L} \right)_\beta + (\alpha_0 + \gamma^{-2}) \delta + (\alpha_1 - \alpha_0\gamma^{-2} + \gamma^{-4}) \delta^2 \right],$$

где  $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\beta = \frac{\pi}{2L} [\varepsilon_x Q_x + \varepsilon_y Q_y]$ , есть удлинение орбиты, связанное с бетатронным движением;  $\varepsilon_x$  и  $\varepsilon_y$  — горизонтальный и вертикальный эмиттансы пучка, и  $Q_x$  и  $Q_y$  горизонтальный и вертикальный тюны. [5, р. 2580]

Решения модифицированной системы более не центрированы на одной и той же точке. Удлинение орбиты и отклонение импульса вызывают сдвиг равновесного значения импульса частицы [5, р. 2581]

$$\Delta\delta_{eq} = \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2\alpha_0 - 1} \left[ \frac{\delta_m^2}{2} (\alpha_1 - \alpha_0\gamma^{-2} + \gamma_0^{-4}) + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)_\beta \right], \quad (3.12)$$

где  $\delta_m$  — амплитуда синхротронных колебаний.

### Понятие эффективного Лоренц-фактора

Равновесное значение энергии, связанное со сдвигом импульса (3.12), называемое *эффективным Лоренц-фактором*, есть [4]

$$\gamma_{eff} = \gamma_0 + \beta_0^2 \gamma_0 \cdot \Delta\delta_{eq}, \quad (3.13)$$

где  $\gamma_0$ ,  $\beta_0$  — Лоренц-фактор референсной частицы и нормализованное значение скорости. Уравнения (3.12) и (3.13) определяют связь между спиновой и орбитальной динамиками частицы.

### 3.3.3 Подавление декогеренции с помощью секступольных полей

Чтобы минимизировать декогеренцию спина, связанную с бетатронным движением и отклонением импульса, могут быть использованы секступольные (или октупольные) поля [2, р. 212]

Секступоль силы

$$S_{sext} = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2},$$

где  $B\rho$  магнитная жёсткость, влияет на коэффициент сжатия орбиты первого

порядка как [5, p. 2581]

$$\Delta\alpha_{1,sext} = -\frac{S_{sext}D_0^3}{L}, \quad (3.14)$$

и одновременно на длину орбиты как

$$\left(\frac{\Delta L}{L}\right)_{sext} = \mp\frac{S_{sext}D_0\beta_{x,y}W_{x,y}}{L}, \quad (3.15)$$

где  $D(s, \delta) = D_0(s) + D_1(s)\delta$  обозначает функцию дисперсии.

В следующих разделах мы будем называть декогеренцию, связанную с горизонтальными/вертикальными бетатронными, и синхротронными колебаниями соответственно X-/Y-, и D-декогеренцией.

Из уравнений equations (3.14, 3.15) можно видеть, что для подавления декогеренции необходимы три семейства секступолей, помещённых в максимумы функций:  $\beta_x$ ,  $\beta_y$  для подавления X-, Y-декогеренции, и  $D_0$  для D-декогеренции.

### 3.4 Смена полярности ведущего магнитного поля

большая проблема.

## Глава 4

# Результаты численного моделирования спин-орбитальной динамики частиц в FS (и QFS) кольцах

### 4.1 Равномерная и модулированная схемы измерения поляризации

Мы симулировали сбор данных двух детекторов с параметрами собранными в Таблице 4.1 на протяжении  $T_{tot} = 1000$  секунд, выбираемыми равномерно по времени с частотой  $f_s = 375$  Гц.

Данные параметры симуляции были выбраны исходя из следующих рассуждений: число частиц в пучке порядка  $10^{11}$ ; если мы хотим сохранить время жизни пучка равным времени жизни поляризации, мы не можем исчерпать более 75% от его начального числа частиц; всего лишь 1% всех рассеяний на мишени полезны для поляриметрии, так что остаётся  $7.5 \cdot 10^8$  полезных рассеяний. Измерение частоты событий  $N_0(t)$  с точностью примерно 3% требует приблизительно 2000 событий на детекторе, что ещё уменьшает число изме-

рений до  $3.75 \cdot 10^5 = f_s \cdot T_{tot}$ . Ожидаемая длительность цикла 1000 секунд, отсюда  $f_s = 375$  Гц.

Относительная ошибка измерения частоты событий на детекторах отражена на Рисунке 4.1; асимметрия сечения, вычисленная в соответствии с уравнением (3.4), представлена на Рисунке 4.2. Данные асимметрии фитируются нелинейной, гетероскедастичной моделью заданной как

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}(0) \cdot e^{\lambda_d \cdot t} \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi),$$

с функцией дисперсии весов заданной уравнением (3.5). Результаты фитирования представлены в Таблице 4.2.

Таблица 4.1: Параметры модели часто-событий детекторов

	Левый	Правый	
$\phi$	$-\pi/2$	$+\pi/2$	рад
$\omega$	3		рад/сек
$P$	0.4		
$\tau_d$	721		сек
$\tau_b$	721		сек
$N_0(0)$	6730		

Таблица 4.2: Результаты фитирования

	Оценка	Ст.	Ошибка	Единицы
$\mathcal{A}(0)$	0.400		$9.03 \cdot 10^{-5}$	
$\lambda_d$	-0.001		$7.86 \cdot 10^{-7}$	1/сек
$\omega$	3.000		$7.55 \cdot 10^{-7}$	рад/сек
$\phi$	-1.571		$2.25 \cdot 10^{-2}$	рад

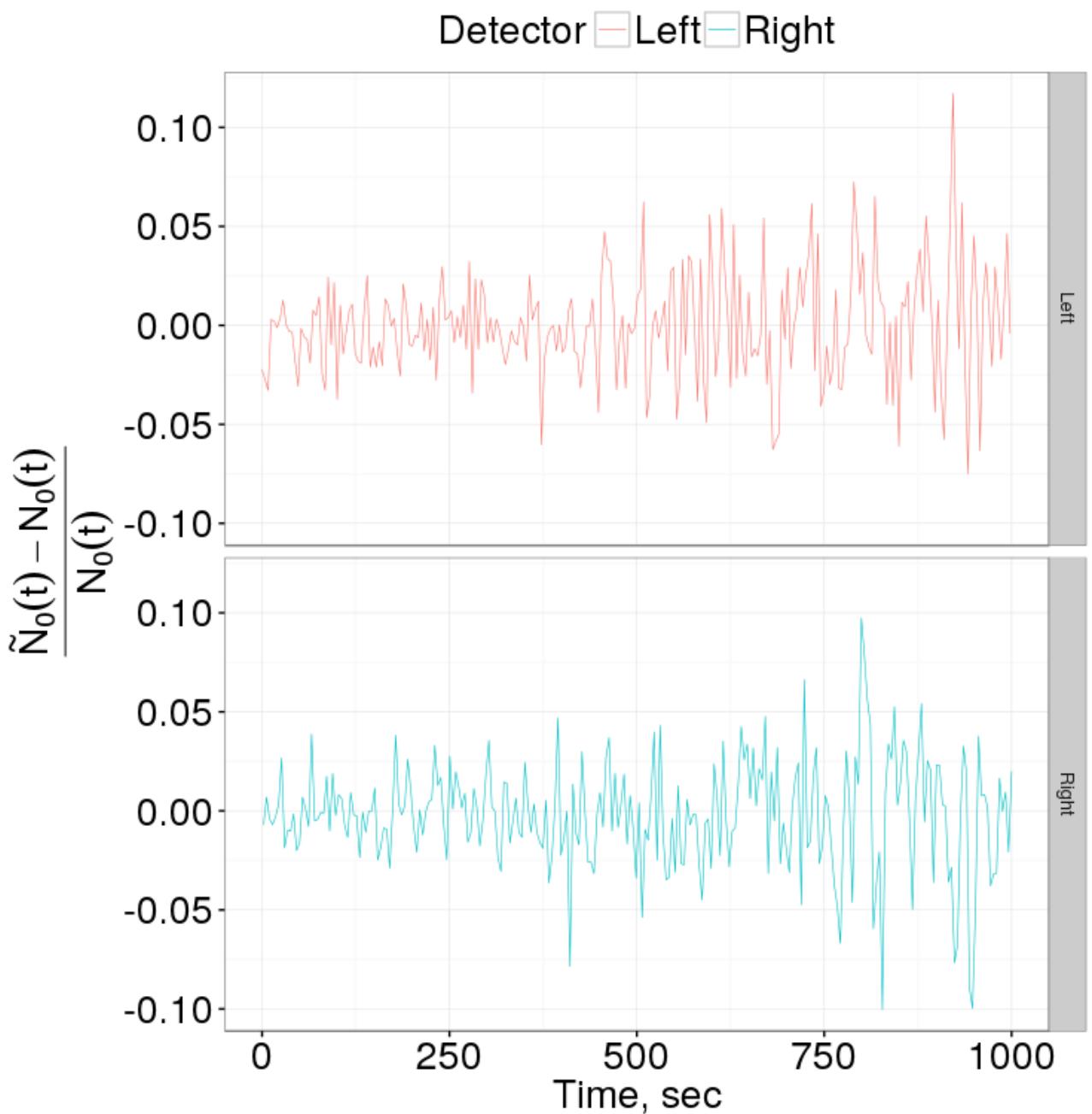


Рис. 4.1: Относительная ошибка измерения частоты событий на правом и левом детекторах как функция времени.

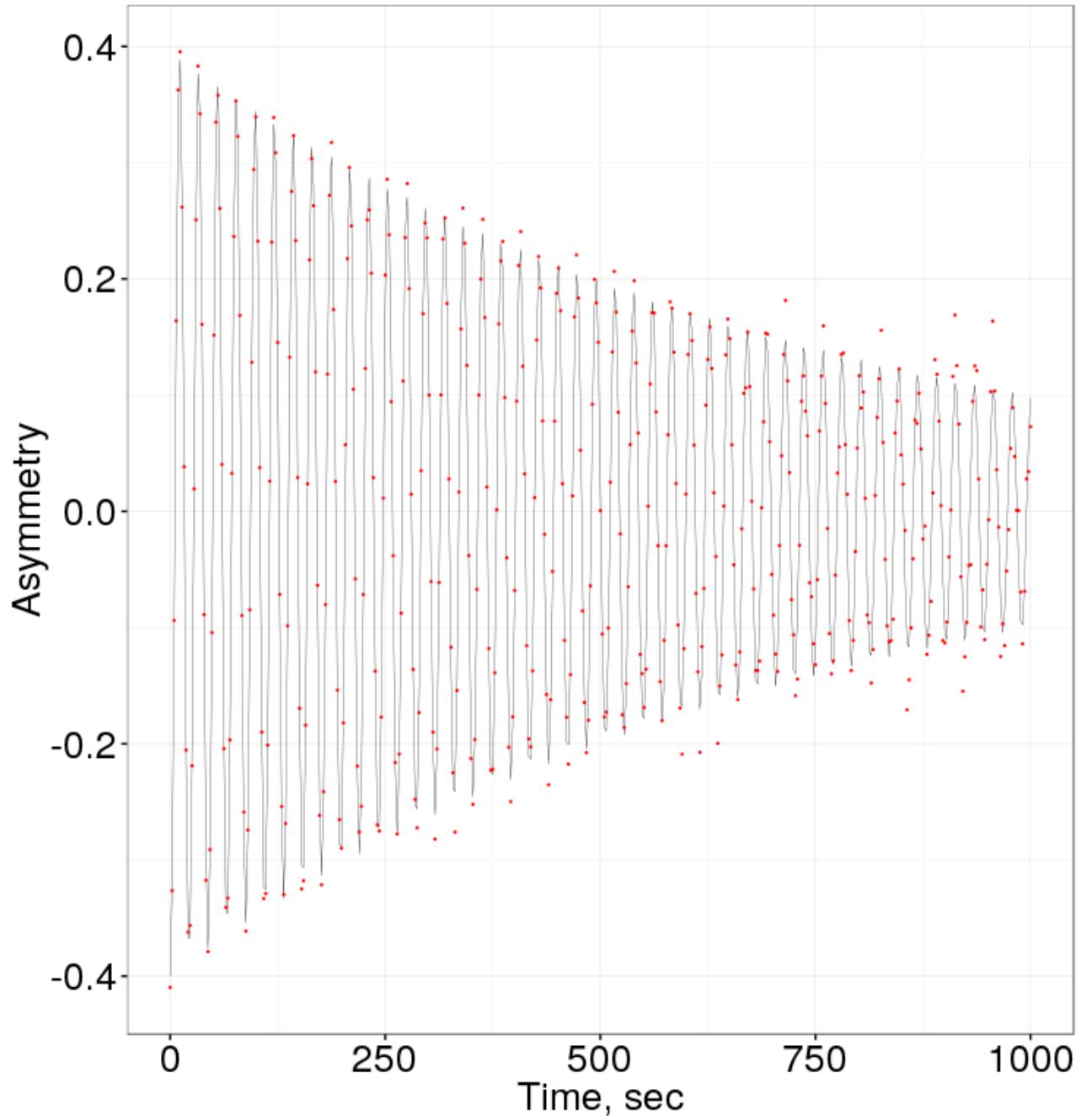


Рис. 4.2: Ожидание (чёрная линия) и измерения (красные точки) асимметрии сечения.

Если начальная оценка частоты, полученная из равномерно собранного сэмпла, имеет стандартную ошибку порядка  $10^{-6}$  рад/сек, симуляции подтверждают, что стандартная ошибка оценки может быть улучшена до примерно  $5.8 \cdot 10^{-7}$  рад/сек.

## 4.2 Фальш-сигнал, связанный с неточностью установки магнитов

Данная серия симуляций была проведена с целью подтвердить два тезиса касательно систематической ошибки измерения частоты прецессии спина в вертикальной плоскости, вызванной неточностью установки Е+В элементов: 1) индуцированный МДМ-эффект зависит только от среднего значения угла наклона элементов, но не от конкретной последовательности углов (т.е. отсутствует эффект *геометрической фазы*); и 2) эта зависимость носит линейный характер.

Наклон элемента вокруг оптической оси моделировался путём добавления после элемента спин-кика вокруг радиальной оси соответствующей величины (см. раздел 3.2.1). Это гарантирует сохранение замкнутой орбиты при введении наклонов, что физически обусловлено появлением компенсирующего электрического поля спин-ротатора при его наклоне.

Симуляция была проведена следующим образом: мы распределили наклоны  $\Theta_{tilt}$  Е+В элементам FS структуры случайным образом. После построения матриц перехода 3-го порядка, были вычислены разложения Тейлора функций спин-тюна и оси прецессии спина (SPA). Члены нулевого порядка этих разложений представляют собой спин-тюн и SPA референсной частицы.

Симуляция была проведена 11 раз; каждый раз углы наклона спин-ротаторов выбирались из нормального распределения  $N(\mu_0 \cdot (i - 5), \sigma_0)$ , где  $\mu_0 = 10 \cdot \sigma_0 = 10^{-4}$  рад,  $i \in \{0, \dots, 10\}$ . Результаты представлены на Рисунке 4.3. На Рисунке 4.4 показаны результаты, когда три пары Е+В повёрнуты на противоположные углы, а один повернут на угол  $\mu_i = (i - 5) \cdot 10^{-6}$  рад,  $i \in \{0, \dots, 10\}$ . Симуляции были выполнены на энергии 270.0092 МэВ.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>На этой энергии ось прецессии спина и спин-тюн не определены в системе координат связанной с пучком, использованной COSY INFINITY, для идеальной структуры. Это соответствует ситуации когда спин не прецессирует ни в какой плоскости (горизонтальной или вертикальной), что есть условие замороженного спина в идеальной структуре.

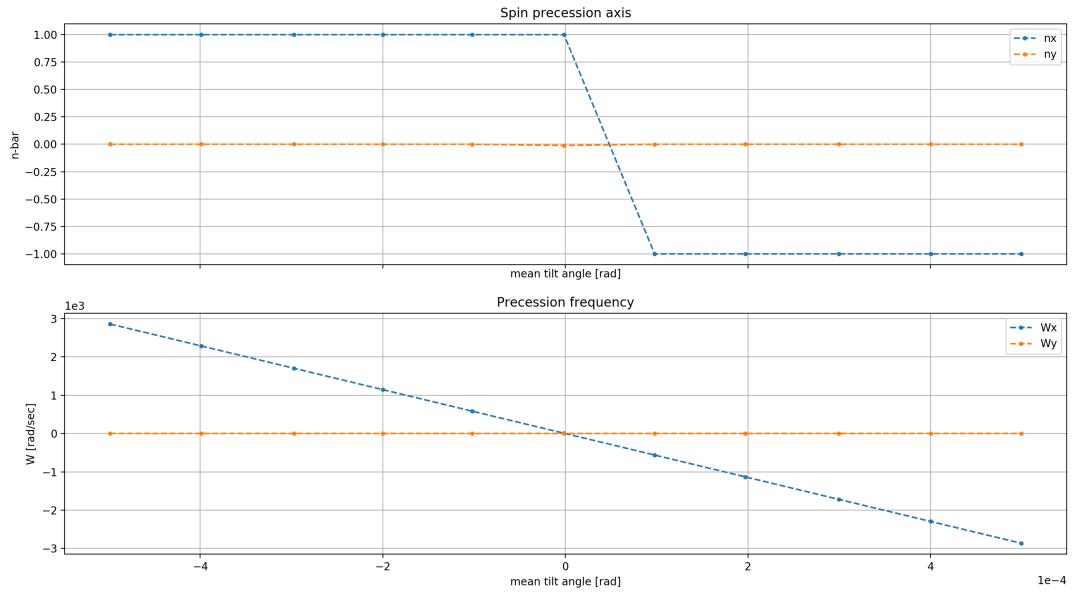


Рис. 4.3: Ось прецессии спина и частоты прецессии для неидеальной FS структуры, при наклонах E+B элементов.

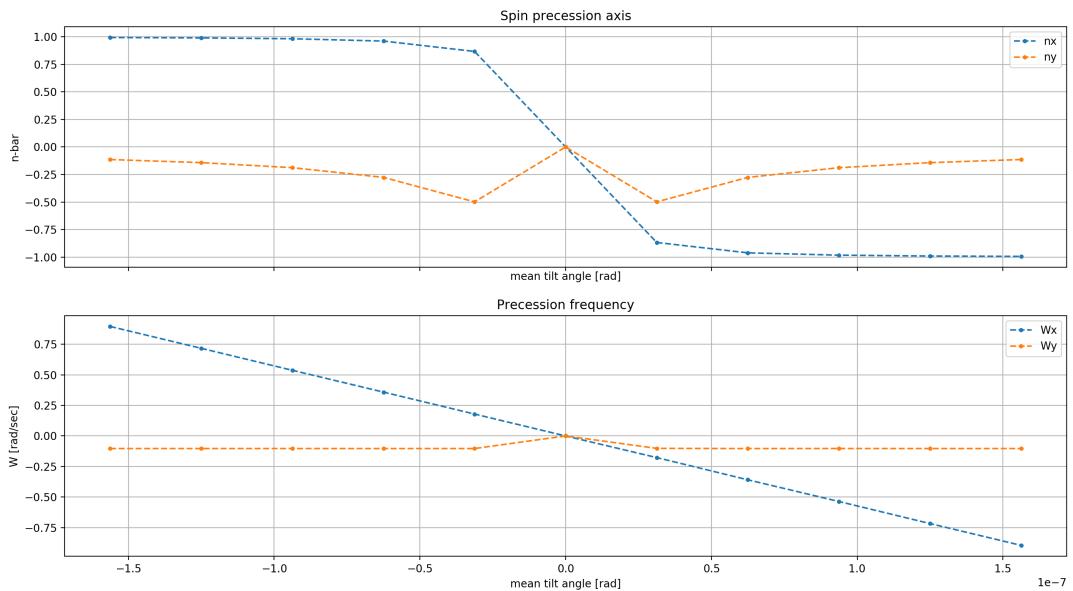


Рис. 4.4: Три пары противоположно наклонённых E+B элементов, плюс нескомпенсированный элемент.

## 4.3 Декогеренция

При проведении нижеследующих тестов симулировалась инжекция плоского, гауссовского пучка в структуру с замороженным спином. Инжектируемые пучки состояли из 30 частиц, распределённых в плоскости  $y - z$  как  $y \sim N(y_0, 10^{-4})$  [м];  $x, d = 0$ . Оффсет  $y_0$  варьировался в диапазоне  $[-1, +1]$  мм. Начальное направление спин-векторов всех частиц — продольное:  $\mathbf{S}(t = 0) = (0, 0, 1)$ .

Также в структуре варьировалось значение градиента GSY секступоля, модулирующего декогеренцию в вертикальной плоскости. GSY менялся в диапазоне  $[GSY0 - 5 \cdot 10^{-3}, GSY0 + 5 \cdot 10^{-3}]$ , где  $GSY0 = -2.5e-3$  — оптимальное значение градиента для идеальной структуры.

На каждое значение градиента приходится 10 инжекций.

Пучок инжектировался на энергию 270.0092 МэВ (строгий FS), в структуру с неточно-установленными E+B спин-ротаторами.

Наклоны E+B элементов генерировались из распределения  $N(0, 5 \cdot 10^{-4})$  радиан. При симуляциях использовалась энергия строгой заморозки спина, а не, например, близкая к ней 270 МэВ, для того, чтобы минимизировать вертикальную компоненту оси прецессии. Матрицы перехода орбитального и спинового движений строятся до третьего порядка разложения ряда Тейлора, чтобы обеспечить устойчивость процедуры TSS COSY Infinity. [? ]

Далее ансамбль начальных значений, представляющий пучок, трекается через структуру на протяжении  $1.2 \cdot 10^6$  оборотов, что примерно эквивалентно 1.2 секундам. Каждые 800 оборотов производится запись необходимых для анализа данных.

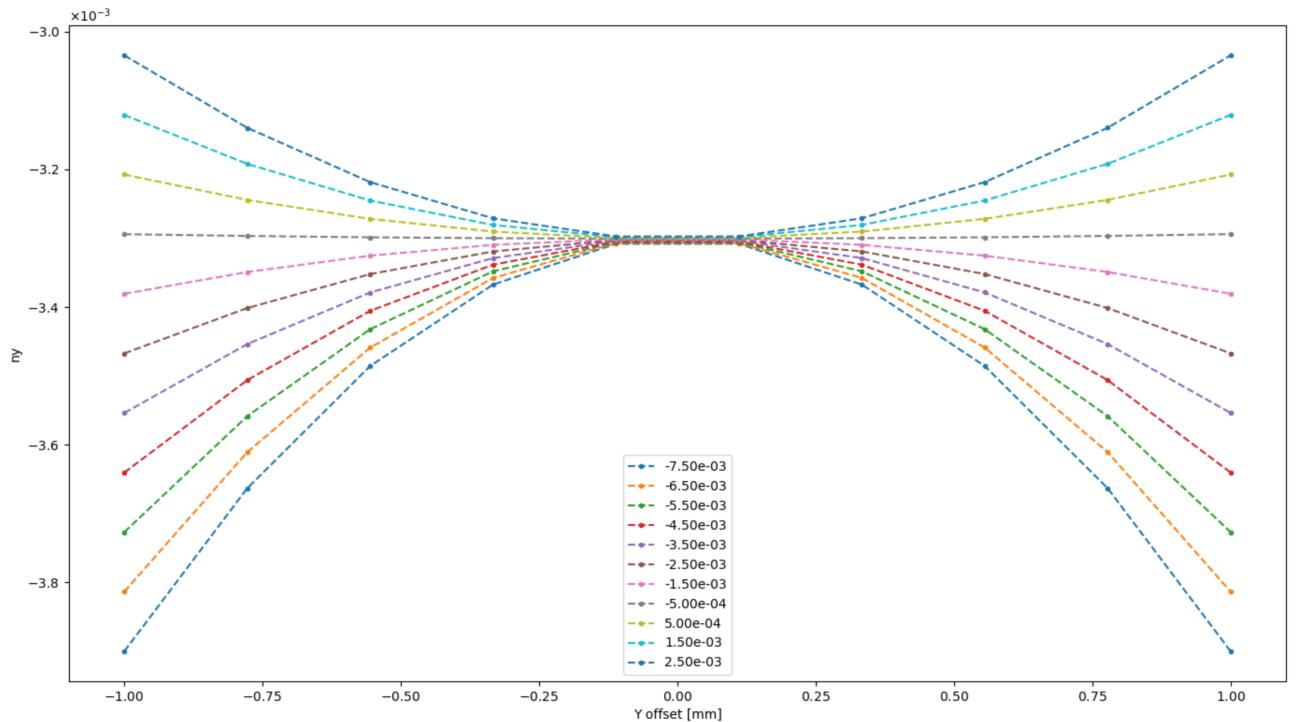
Собираемые данные: a) результаты вычислений процедуры TSS: спин-тюн  $\nu_s$  и компоненты вектора оси инвариантного спина  $\bar{n}$ , а также b) компоненты спина ( $S_X, S_Y, S_Z$ ), и фазового пространства ( $X, A, Y, B, T, D$ ).

Из данных по компонентам спина вычисляется поляризация банча по формуле

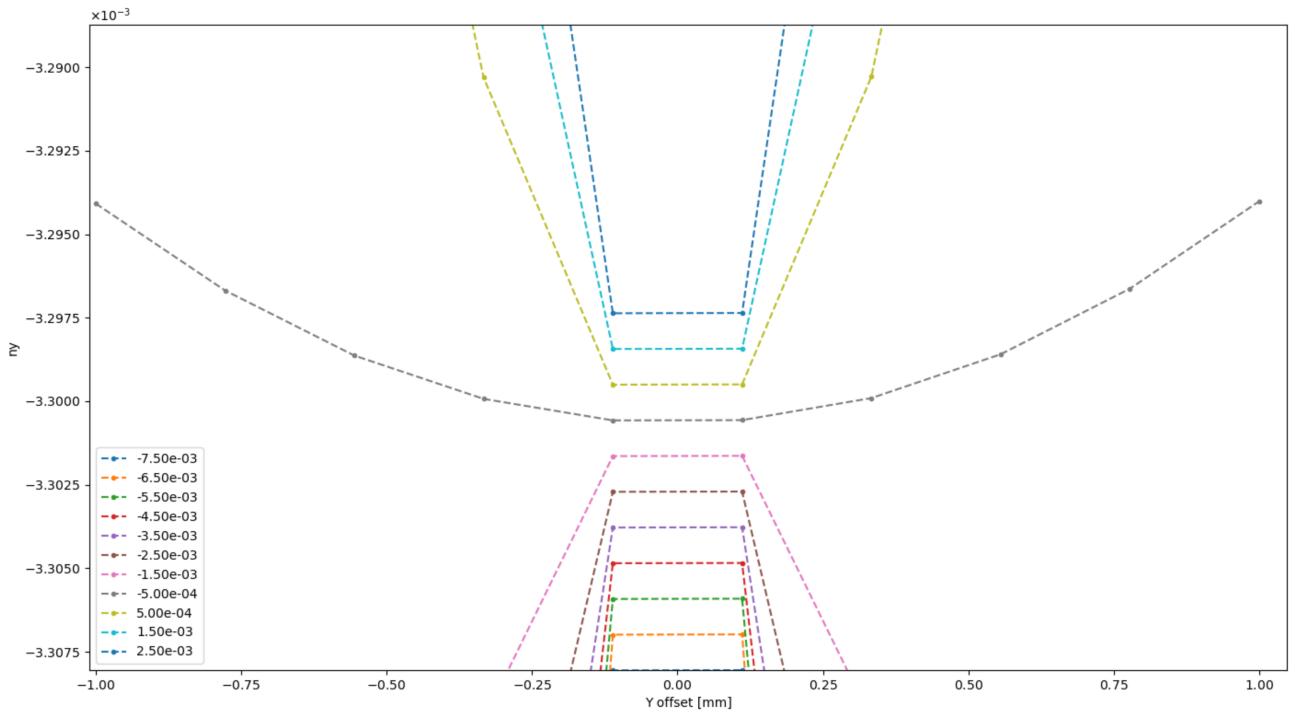
$$\mathbf{P} = \frac{\sum_i \mathbf{s}_i}{|\sum_i \mathbf{s}_i|}.$$

Поляризация фирируется функцией  $f(t; a, f, \phi) = a \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t + \phi)$ , оцениваются все три параметра  $(\hat{a}, \hat{f}, \hat{\phi})$ .

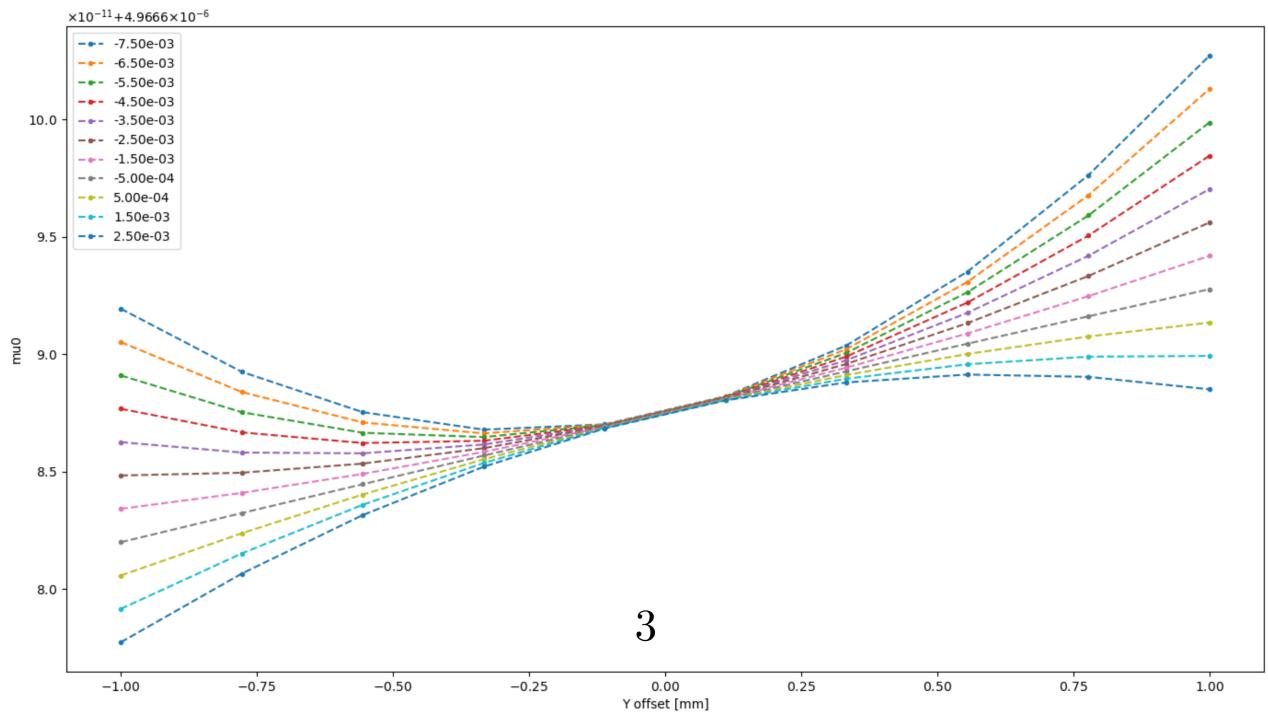
#### 4.3.1 Симуляция эффекта подавления декогеренции спина в вертикальной плоскости при помощи секступолей



(а) Вертикальная компонента оси прецессии спина  $\bar{n}_y$  в зависимости от вертикального смещения центра пучка.

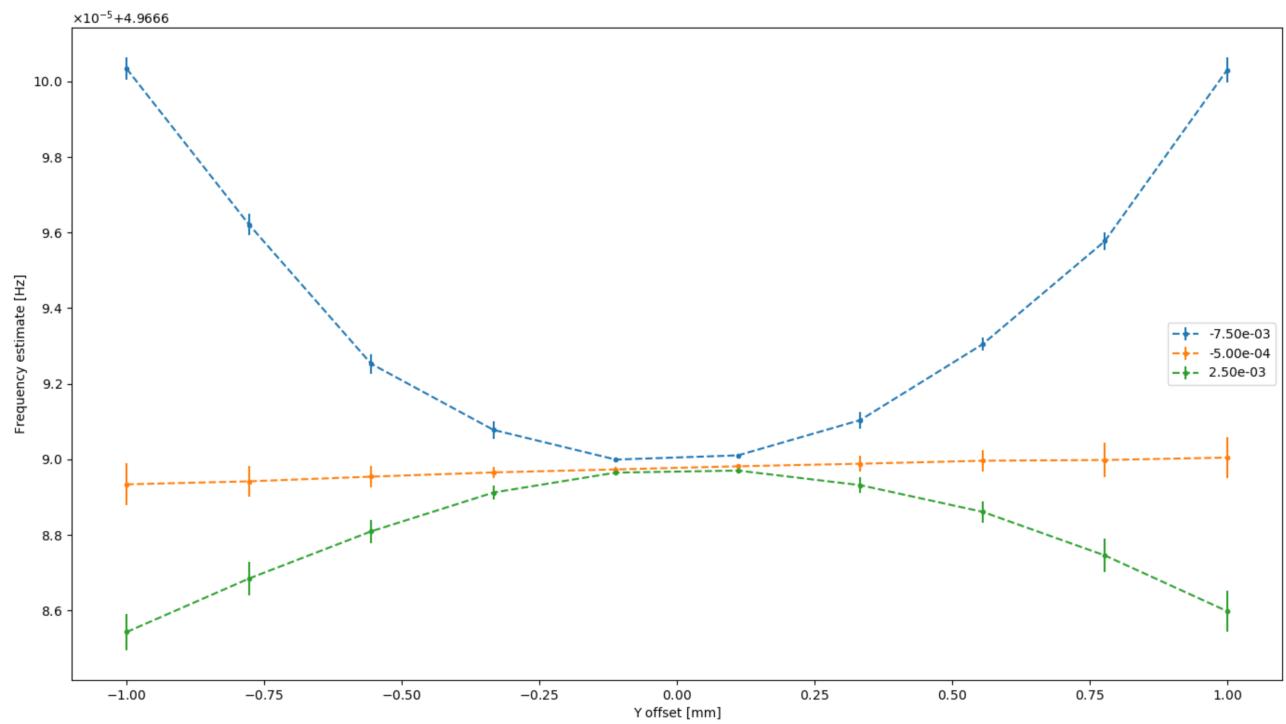


(b) Детализировка Рисунка 4.5а. Вертикальная компонента  $\bar{n}_y$  (и  $\bar{n}_x$ ) параболична вокруг референсной орбиты при оптимальном значении градиента GSY Y-секступоля, в отличии от  $n u_s$ , который линеен.

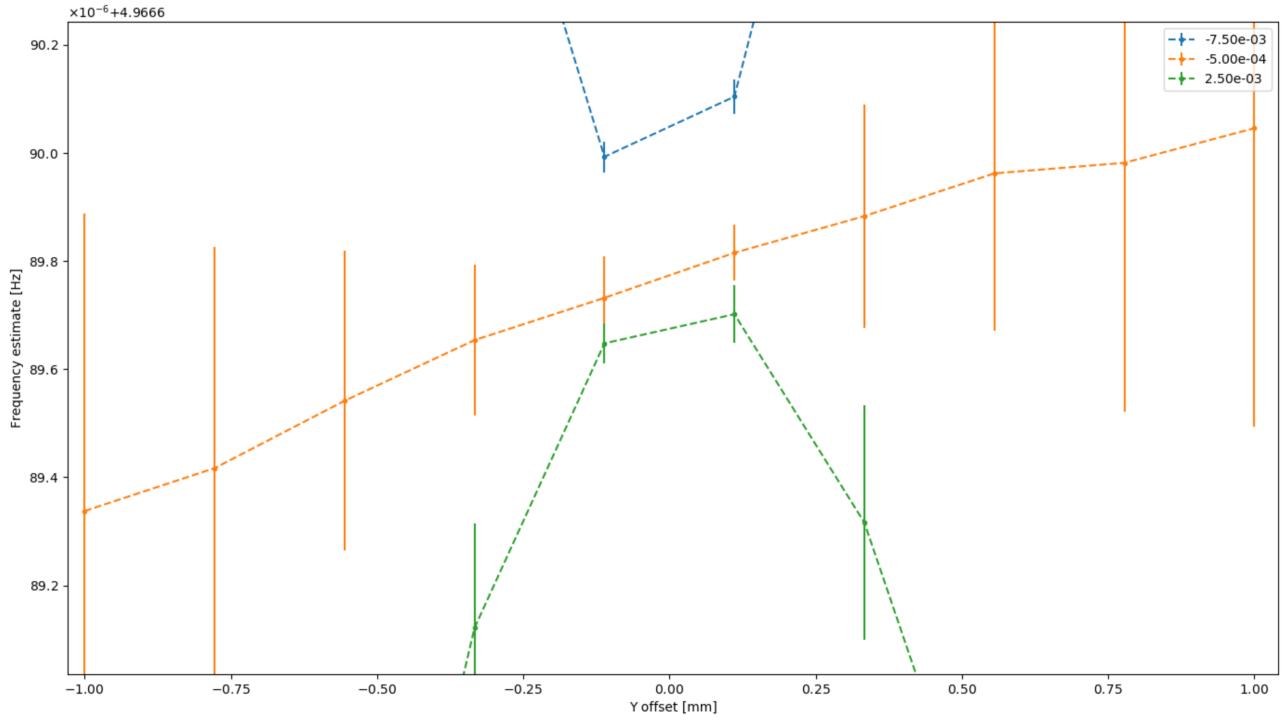


(c) Спин-тюн  $\nu_s$ .

Рис. 4.5: Данные DECOH построенные для каждого значения градиента GSY в зависимости от вертикального оффсета пучка.



(a) Полный диапазон.



(b) Детализировка Рисунка 4.6а. Оценка частоты колебаний вертикальной компоненты поляризации зависит от начального оффсета пучка линейно, как спин-тюн  $\nu_s$ , а не как  $\bar{n}_y$ .

Рис. 4.6: Оценка частоты прецессии поляризации пучка в вертикальной плоскости в зависимости от начального оффсета пучка от референсной орбиты для оптимального значения градиента GSY секступоля (оранжевый), и двух значений на противоположных концах рассматриваемого спектра значений GSY.

### 4.3.2 Исследование зависимости оценки частоты прецессии поляризации бенча от спин тюна и прецессии оси стабильного спина

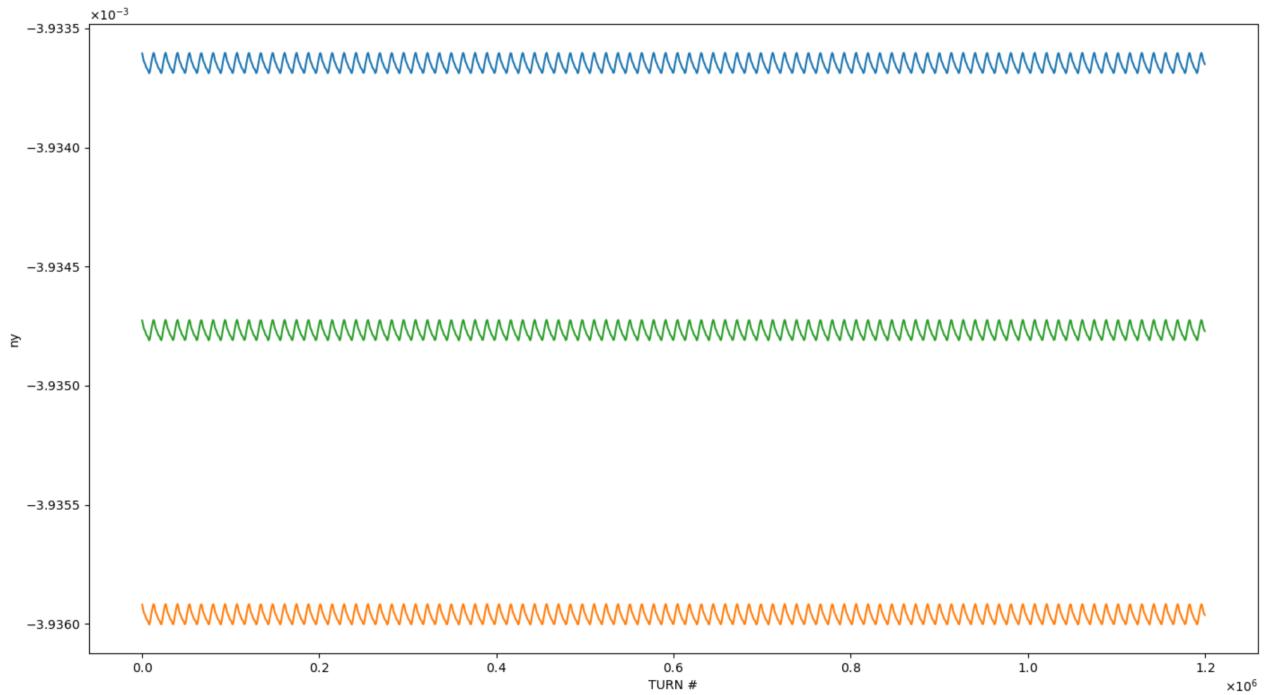
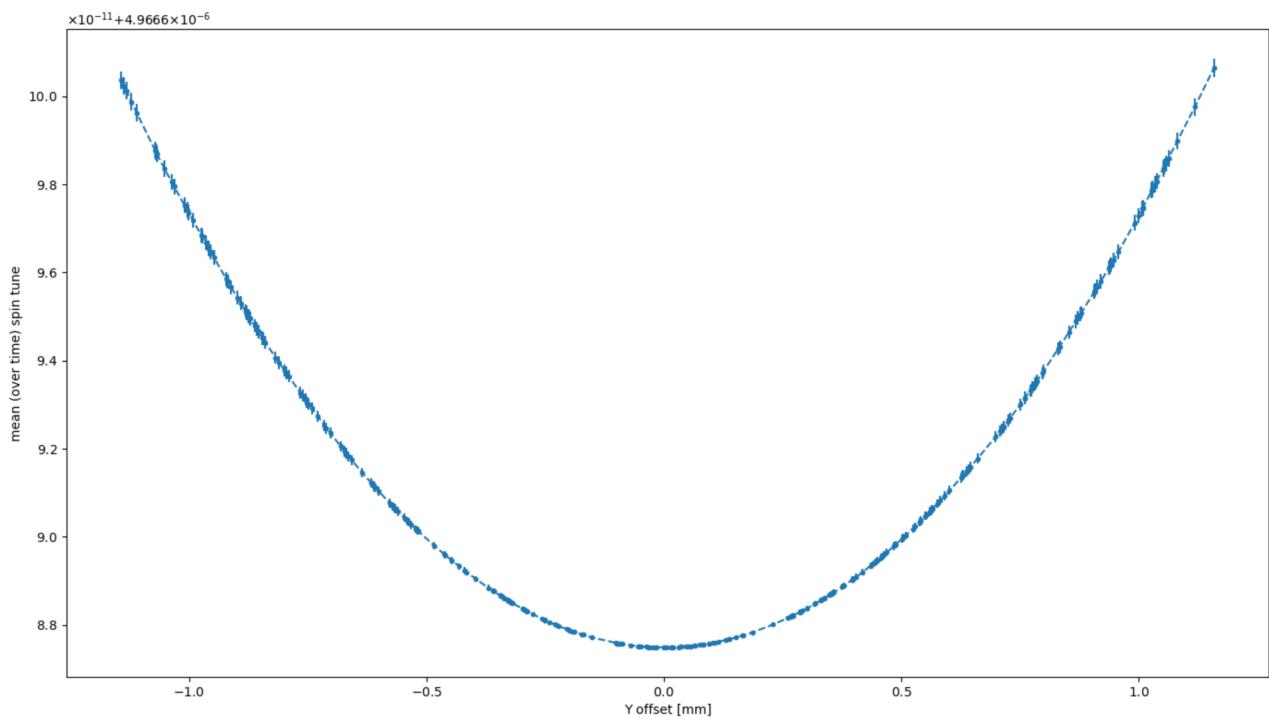
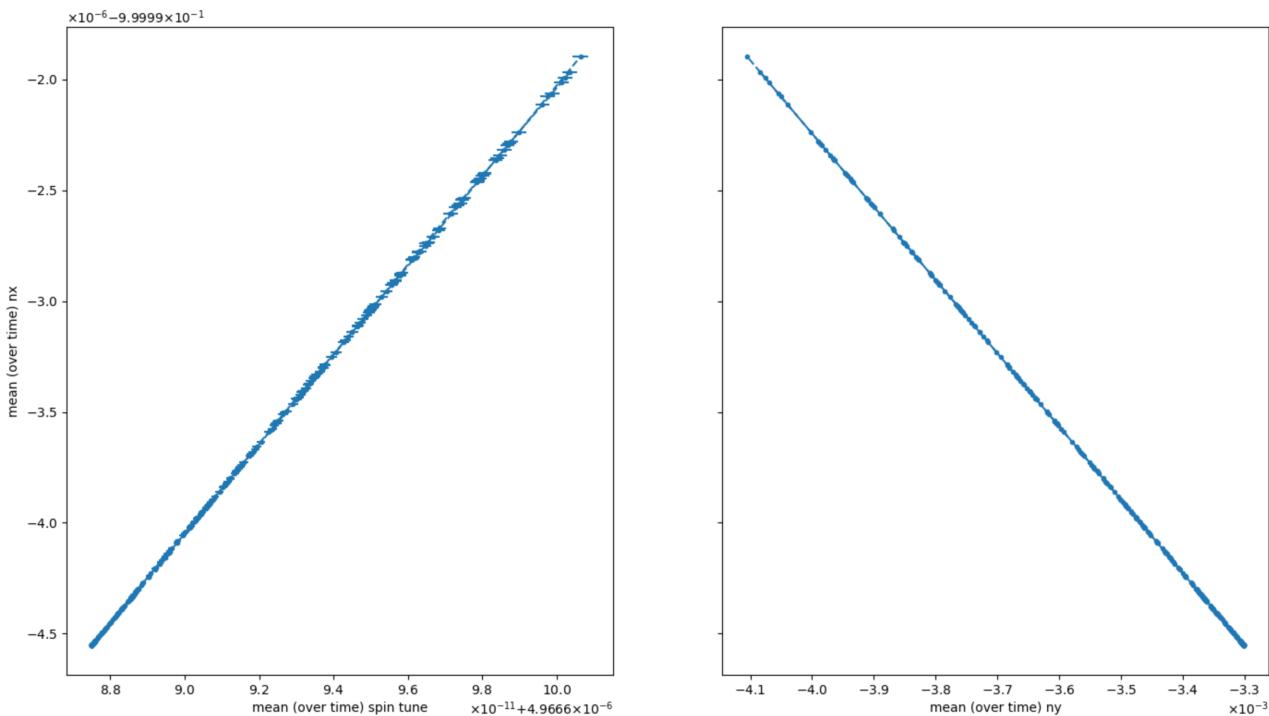


Рис. 4.7: Вертикальная компонента  $\bar{n}$  для частиц с оффсетами, соответствен но.: [1.02749, 1.02937, 1.02840] мм. Мы наблюдаем быстрые осцилляции вокруг некоторого среднего уровня. Этот средний уровень изменяется параболически с вертикальным оффсетом частиц (см. Рисунок 4.8 ниже). Быстрые осцилляции вызваны бетатронным движением (см. Рисунки 4.9, 4.10).



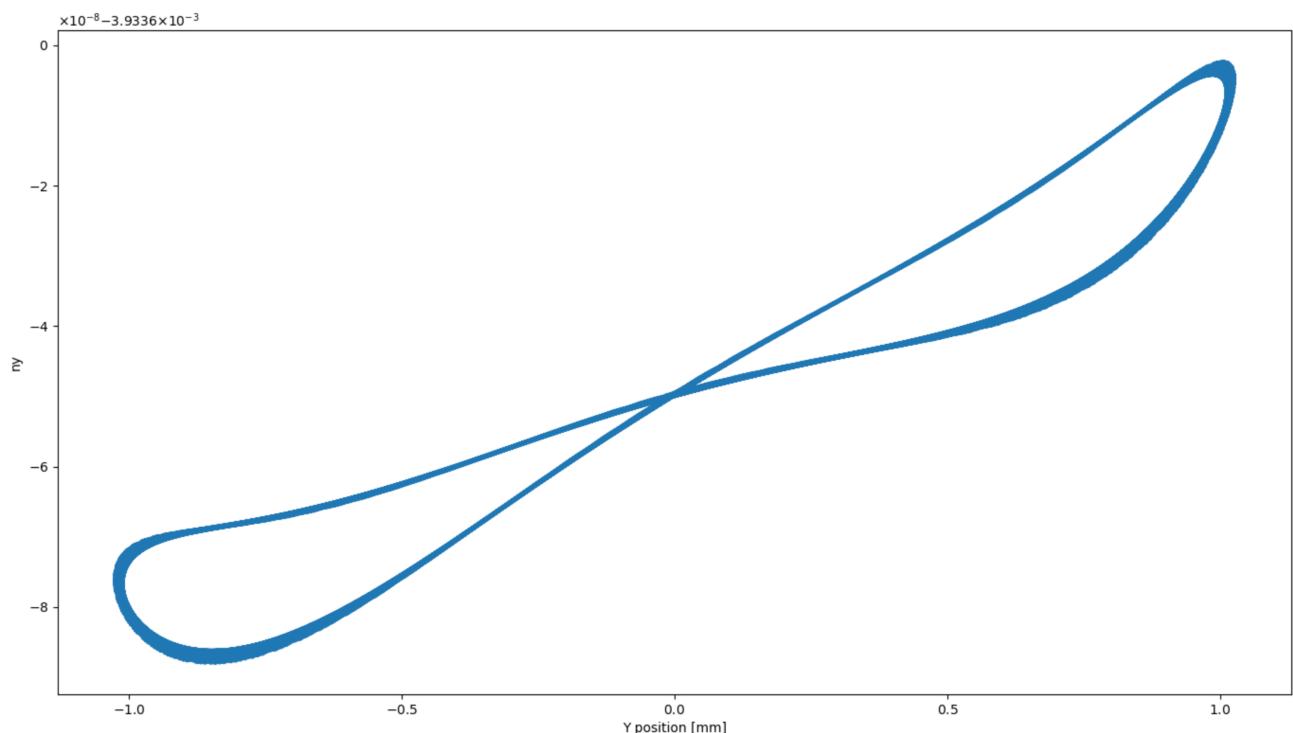
(a) Средний уровень спин тюна в зависимости от вертикального сдвига пучка



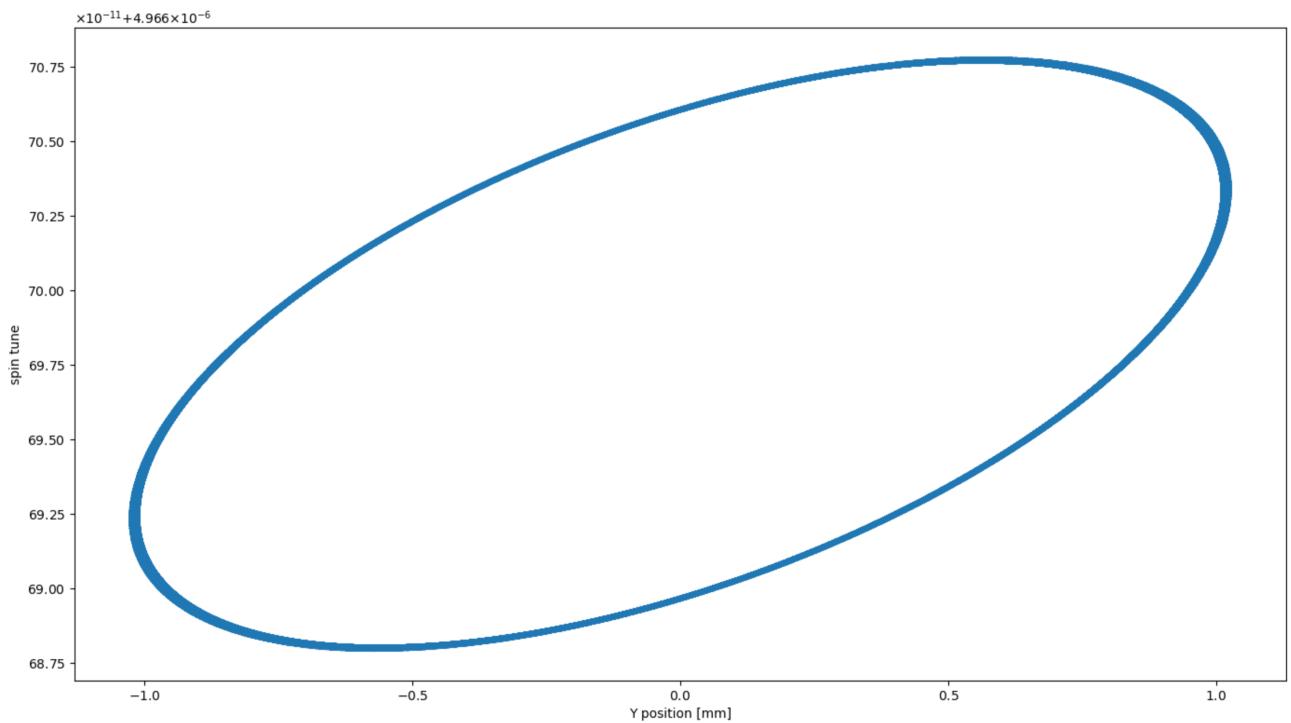
(b) Связь средних уровней компонент  $\bar{n}$  и спин тюна

Рис. 4.8: Средние уровни спин тюна и оси стабильного спина в зависимости от начального вертикального сдвига пучка и друг друга. Видно, что спин тюн и ось прецессии спина жёстко связаны между собой.

На Рисунке 4.8 видно, что средние уровни компонент оси прецессии спина связаны линейно со средним уровнем спин тюна; в связи с этим следует вывод, что использование секступольных полей выравнивает не только скорости вращения спинов частиц вокруг их собственных осей прецессии в некотором диапазоне вокруг замкнутой орбиты, но также и направления самих осей.

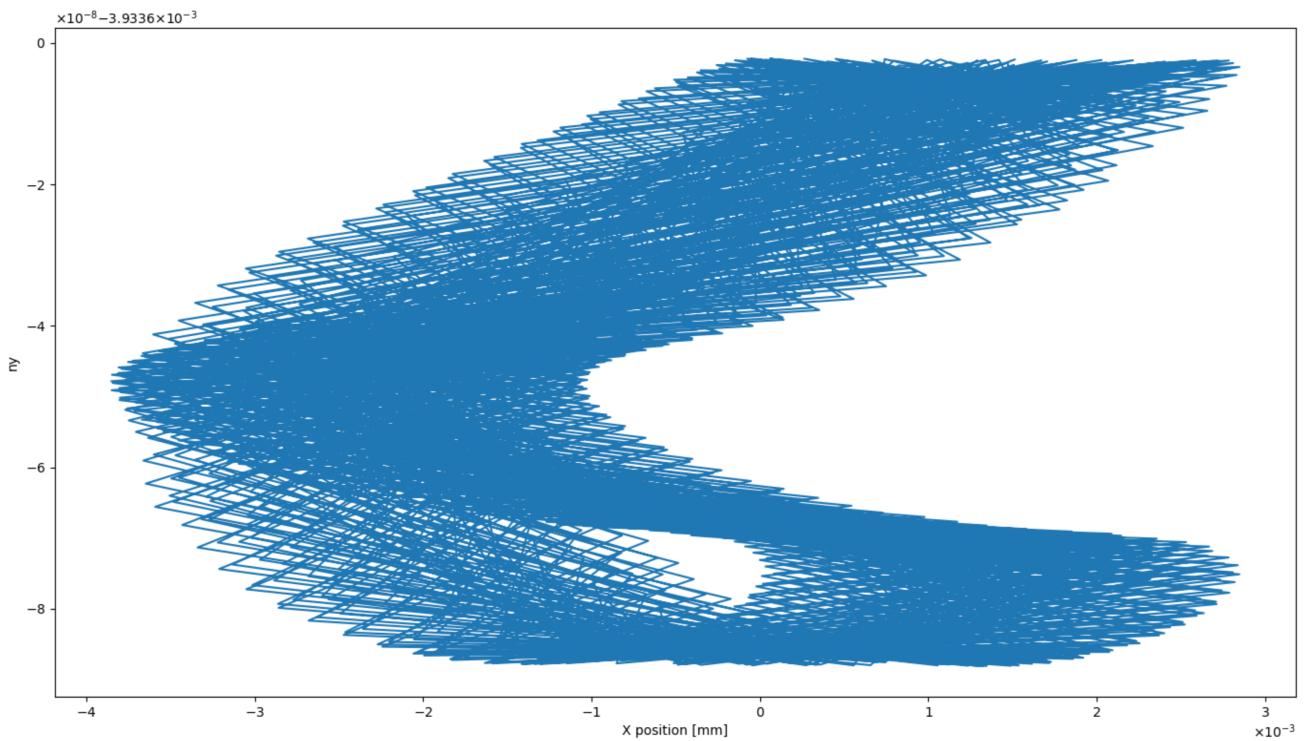


(а) Вертикальная компонента  $\bar{n}$  в зависимости от вертикального положения.

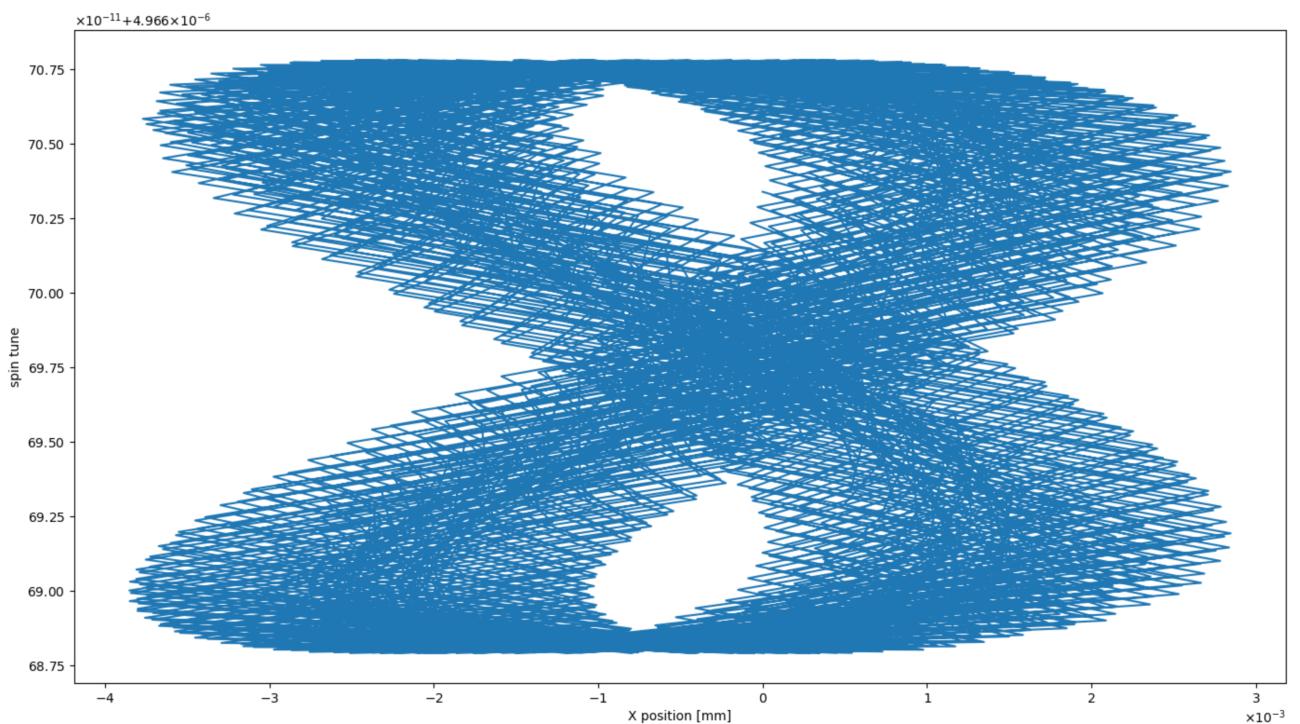


(b) Спин-тюн в зависимости от вертикального положения.

Рис. 4.9: Частота прецессии частицы в зависимости от её вертикального оффсета. Выраженная нефункциональность зависимости параметров от вертикального положения частицы, отражённая на рисунках — следствие их зависимости также и от радиального положения частицы, которое также осциллирует на малой амплитуде (см. Рисунок 4.10).



(a) Вертикальная компонента  $\bar{n}$  в зависимости от радиального положения.



(b) Спин-тюн в зависимости от радиального положения.

Рис. 4.10: Частота прецессии спина в зависимости от радиального положения частицы.

#### **4.4 Калибровка величины ведущего магнитного поля с помощью частоты прецессии поляризации пучка в горизонтальной плоскости**

Симуляции и анализ данных по этому поводу ещё ведутся.

## Глава 5

# Результаты обобщения и систематизации результатов проведённых исследований

В процессе проведения работы было определено следующее:

1. обоснованная длительность цикла измерений находится в диапазоне от двух до трёх постоянных времени жизни поляризации  $\tau_d$ ;
2. при этом, статистически нет препятствий получению верхнего предела оценки ЭДМ дейтрана на уровне  $10^{-29} e \cdot cm$  за полное время измерений в один год;
3. скорость паразитного МДМ вращения линейно зависит от среднего угла наклона спин-ротаторов, и не зависит от конкретной реализации распределения наклонов;
4. при этом, величина этой скорости достаточно велика, чтобы сделать непрактичным оригинальный FS метод измерения ЭДМ;
5. возможно использование сектупольных полей для подавления декогеренции спина и, соответственно, увеличения времени жизни поляризации  $\tau_d$ ;

6. использование секступольных полей одновременно выравнивает и скорости вращения спин-векторов частиц вокруг их собственных осей прецессии спина, и направления самих этих осей;
7. *среднее* (по времени) направление оси прецессии спина частицы зависит от *амплитуды* бетатронных колебаний, но не от конкретного положения частицы в поперечной плоскости вакуумной камеры.

## Глава 6

# Оценка достоверности и достаточности данных исследования

## Глава 7

# Заключения и выводы

В данной работе, методами математического и численного моделирования исследован новый метод поиска электрического дипольного момента дейtronа с использованием комбинированного накопительного кольца.

Изучено спин-орбитальное движение в кольцах, построенных на принципах “замороженного” и “квази-замороженного” спина. Проведено моделирование декогеренции прецессии спина, изучены методы её подавления с помощью мультипольных полей. Оценена систематическая ошибка методов измерения ЭДМ частиц в накопительном кольце, связанная с неточностью установки оптических элементов ускорителя. Изучен способ улучшения статистической погрешности оценки частоты колебаний вертикальной компоненты поляризации путём применения схемы временного модулирования измерений поляриметрии.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] D Anastassopoulos, V Anastassopoulos, D Babusci. AGS Proposal: Search for a permanent electric dipole moment of the deuteron nucleus at the  $10^{-29} e \cdot cm$  level. BNL; 2008. Available from: [https://www.bnl.gov/edm/files/pdf/deuteron\\_proposal\\_080423\\_final.pdf](https://www.bnl.gov/edm/files/pdf/deuteron_proposal_080423_final.pdf).
- [2] Eremey Valetov. FIELD MODELING, SYMPLECTIC TRACKING, AND SPIN DECOHERENCE FOR EDM AND MUON G-2 LATTICES. Michigan State University. Michigan, USA;. Available from: [http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public\\_files/theses/valetovphd.pdf](http://collaborations.fz-juelich.de/ikp/jedi/public_files/theses/valetovphd.pdf).
- [3] S R Mane. Spin Wheel. arXiv:150901167 [physics]. 2015 Sep;ArXiv: 1509.01167. Available from: <http://arxiv.org/abs/1509.01167>.
- [4] Yury Senichev. Frequency domain method of the search for the deuteron electric dipole moment in a storage ring with imperfections;. Available from: [https://mail-attachment.googleusercontent.com/attachment/u/0/?ui=2&ik=7fc6107b60&view=att&th=15d604450498d398&attid=0.1&disp=safe&zw&saddbat=ANGjdJ8kSdMTQUkpPWe6xj0DjjLdP-xU7StU6dUW7RLGZ3yMcR06cF3dymVY89FbIIJLxgXfdvg0GSJyuav2kRjMKdvRL4Hb-NZqtKdC2SQLsMF1wwJ1I\\_vSCXwew-6R9HRaBMjVsRreH1ULw3i9QtP01zMGXHwGH4Mf0JkdGhwYfxhpI6WStzajdQib7PHH7gIk-qt2wNCgq-Vc6F97QozjqLYPeRqOSfxkALLCGJ1hF1kJP3p9eL9fKb0qT15JW2DPcMW7JZNAi1hUqNUJ25jZTWB3PTdsaXUpkD-tMav1RH0Dj5hBK9zJhonZmtxX4R6vZ1Sc](https://mail-attachment.googleusercontent.com/attachment/u/0/?ui=2&ik=7fc6107b60&view=att&th=15d604450498d398&attid=0.1&disp=safe&zw&saddbat=ANGjdJ8kSdMTQUkpPWe6xj0DjjLdP-xU7StU6dUW7RLGZ3yMcR06cF3dymVY89FbIIJLxgXfdvg0GSJyuav2kRjMKdvRL4Hb-NZqtKdC2SQLsMF1wwJ1I_vSCXwew-6R9HRaBMjVsRreH1ULw3i9QtP01zMGXHwGH4Mf0JkdGhwYfxhpI6WStzajdQib7PHH7gIk-qt2wNCgq-Vc6F97QozjqLYPeRqOSfxkALLCGJ1hF1kJP3p9eL9fKb0qT15JW2DPcMW7JZNAi1hUqNUJ25jZTWB3PTdsaXUpkD-tMav1RH0Dj5hBK9zJhonZmtxX4R6vZ1Sc)

- [5] Senichev Y, Zyuzin D. SPIN TUNE DECOHERENCE EFFECTS IN ELECTRO- AND MAGNETOSTATIC STRUCTURES. In: Beam Dynamics and Electromagnetic Fields. vol. 5. Shanghai, China: JACoW; 2013. p. 2579–2581. OCLC: 868251790. Available from: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2013/papers/wepea036.pdf>.