

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.12.185; 621.384.6

ФИЛАТОВ Юрий Николаевич

МЕТОДЫ СОХРАНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ
УСКОРЕНИИ ЛЁГКИХ ЯДЕР В СИНХРОТРОНАХ

Специальность: 01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и
ускорительная техника

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Дубна – 2008 г.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований г. Дубна

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук
ГОО "Заряд", Новосибирск

КОНДРАТЕНКО
Анатолий Михайлович

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук
профессор, член-корреспондент РАН
ГНЦ ИФВЭ, г. Протвино

ИВАНОВ
Сергей Владиславович

Доктор физико-математических наук
ОИЯИ, г. Дубна

СЫРЕСИН
Евгений Михайлович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики, г. Москва

Защита диссертации состоится " _____ " декабря 2008 г.
в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03
в Объединенном институте ядерных исследований.
Адрес: 141980, г. Дубна, Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " ноября 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 720.001.03
доктор физико-математических наук
профессор

Ю.А. Батусов

Общая характеристика работы

Темой диссертационной работы является анализ возможности получения поляризованных пучков протонов и легчайших ядер дейтерия, трития и гелий-3 в ускорительном комплексе Нуклотрон. В результате проведенного исследования изучены и рассчитаны деполяризующие эффекты в каждом из участков ускорительного комплекса (линейном ускорителе ЛУ-20, кольце Нуклотрона и каналах ввода/вывода), а также разработаны методы и конкретные схемы, необходимые для ускорения указанных поляризованных пучков.

Актуальность работы

В 2002 г. на Нуклотроне была продемонстрирована возможность ускорения пучка поляризованных дейтронов без сколь-нибудь значимой потери поляризации с кинетической энергией вплоть до 4.5 ГэВ. Теоретические расчеты показывают возможность ускорения дейтронов на Нуклотроне без существенной потери поляризации вплоть до энергии 11 ГэВ (или 5.5 ГэВ/нуклон) без введения дополнительных элементов в структуру Нуклотрона или выбора специальных режимов ускорения.

В настоящее время в ЛВЭ ОИЯИ ведутся работы по модернизации ускорительного комплекса Нуклотрон-М, основной целью которых является получение поляризованных пучков не только дейтронов, но также протонов и, возможно, ядер трития и гелий-3. Расширение перечня ускоряемых частиц планируется после создания универсального высокоинтенсивного источника поляризованных частиц CIPIOS, разработанного на базе оборудования, переданного из IUCF (Bloomington, USA).

В дальнейшем модернизированный Нуклотрон-М планируется использовать в качестве инжектора для коллайдера NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility). Наличие поляризованных пучков на NICA позволит осуществить широкую программу поляризационных исследований. Так, изучение столкновений с поляризованными pp , pd , dd , p ^3He , d ^3He , ^3He ^3He пучками позволит решить проблему описания спиновой структуры нуклонов и легчайших ядер, а также выяснить особенности спиновой структуры взаимодействий в непертурбативной области КХД. Впервые появится возможность исследовать взаимодействия

поляризованной ядерной материи, свойства которой могут определять структуру кора массивных звезд с огромными магнитными полями. Также появится возможность выяснить природу необъяснимых до сих пор сильных поляризационных эффектов в NN -взаимодействиях при $p_{Lab} > 6$ ГэВ/с в области предельно больших p_T и то, как эти особенности связаны с изменением поведения валентных кварков в этой кинематической области. Наличие различных поляризованных ядер на коллайдере позволит впервые провести исследование полного изотопического набора состояний нуклон-нуклонной системы (nn , pn , pp) и ядерной материи (tt , dd , ${}^3\text{He}$ ${}^3\text{He}$), детально исследовать вопросы нарушения P - и T -четности в NN -взаимодействиях, решить вопрос о природе кумулятивных (подпороговых) процессов, выяснить природу нарушения правил кваркового счета и определить область их применимости (в том числе при взаимодействии легчайших ядер), а также разобраться с проблемой резонансного поведения цветовой прозрачности при $p_{Lab} \sim 9.5$ ГэВ/с ($p_T \sim 2$ ГэВ/с).

Цель работы

Основной целью представляемой диссертационной работы является разработка методов и конкретных схем для получения поляризованных пучков протонов и легких ядер в ускорительном комплексе ЛВЭ. Для достижения поставленной цели необходимо рассмотреть и решить следующие задачи:

- исследовать деполяризующие эффекты в каналах инжекции и транспортировки пучка на мишень;
- согласовать направление вектора поляризации пучка при инжекции в кольцо Нуклотрона;
- произвести расчет резонансной деполяризации в кольце Нуклотрона;
- проанализировать возможность применения известных методов, а также разработать новые методы по сохранению поляризации пучка при пересечении спиновых резонансов в кольце Нуклотрона;
- разработать схемы управления вектором поляризации как в самом

кольце Нуклотрона, так и непосредственно перед выводом пучка на мишень.

Научная новизна работы

В результате проведенного исследования развит общий метод расчета деполаризующих эффектов в линейных ускорителях и каналах транспортировки, который основан на использовании тензора деполаризации. Данная методика полезна при проектировании каналов вывода и транспортировки пучка до мишени, когда динамическое перемешивание спинового движения может оказаться существенным.

Предложен метод пересечения спинового резонанса, основанный на увеличении скорости пересечения за счет скачка спиновой частоты. Скачок спиновой частоты организуется за счет специально введенных магнитных полей, которые практически не изменяют бетатронного движения, при этом изменение равновесной орбиты локализовано на участке вставки полей. Указанный метод позволяет пересекать как внутренние, так и целые резонансы.

Впервые предложен метод пересечения спинового резонанса не уменьшающий, а исключаящий (до сотых процента) потери степени поляризации. Этот метод (метод компенсации степени деполаризации) основан на управлении спиновым движением в резонансной области. Данный способ не требует больших интегралов магнитных полей и может успешно применяться в циклических ускорителях при пересечении большого числа спиновых резонансов.

Предложен метод управления вектором поляризации в кольце ускорителя непосредственно перед выводом на мишень. Управление происходит за счет пересечения индуцированного спинового резонанса. В отличие от традиционных ротаторов, переворачивающих спин за один пролет, в данном способе переворот спина достигается за несколько сотен оборотов и при этом требуются небольшие интегралы магнитных полей. Данная методика особенно актуальна для управления вектором поляризации пучка дейтронов. Также, указанный метод может применяться в существующих ускорителях, в которых не хватает места для традиционных ротаторов.

На базе развитой теории предложена методика расчета мощностей

спиновых резонансов, которая может применяться для расчета в любых циклических ускорителях.

Практическая ценность работы

Результаты диссертации найдут свое применение при подготовке программы поляризационных исследований на модернизированном кольце Нуклотрона-М ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ. Разработанные методы пересечения спиновых резонансов, а также программное обеспечение для расчета мощностей спиновых резонансов могут быть использованы при подготовке поляризационных программ на других ускорителях, например, таких как: NICA (ЛВЭ ОИЯИ, Дубна), U-70 (ГНЦ ИФВЭ, Протвино), AGS (БНЛ, США), COSY (Юлих, Германия), J-PARC (Япония) и др. Развитые методы позволили объяснить сильное расхождение экспериментальных данных и теоретических расчетов, полученных на ускорителе COSY. Следует отметить, что полученные результаты могут применяться не только на ускорителях с ионными пучками, но также и на ускорителях с электронными (позитронными) пучками.

Апробация работы

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, изложены в 8-ми публикациях, приведенных в списке литературы. Результаты работы докладывались на международных конференциях и совещаниях:

- International Symposium "Dubna Deuteron-93", 1993
- VI Workshop On High Energy Spin Physics, Protvino, 1995
- Baldin ISHEPP XVIII Conference, Dubna, 2006
- 17th International Spin Physics Symposium, Japan, 2006
- XII Workshop On High Energy Spin Physics "DSPIN-2007", 2007

Основные результаты, выносимые на защиту

- методика расчета степени деполяризации в линейных ускорителях и в каналах транспортировки пучка, основанная на использовании тензора деполяризации;
- метод пересечения спинового резонанса, основанный на увеличении скорости пересечения за счет скачка спиновой частоты;
- метод компенсации степени деполяризации во время пересечения спиновых резонансов;
- метод управления вектором поляризации в кольце ускорителя за счет пересечения индуцированного спинового резонанса;
- схема согласования вектора поляризации при инжекции пучка в кольцо Нуклотрона;
- схема управления вектором поляризации в канале транспортировки пучка до мишени, не изменяющая равновесной траектории пучка;
- методика расчета мощностей спиновых резонансов, основанная на разработанной теории;
- результат расчета мощности резонанса, объясняющий расхождение в экспериментах с поляризованными дейтронами и протонами на ускорителе COSY.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, приложения и списка литературы. Текст диссертации изложен на 133 страницах, включает 58 рисунков, 11 таблиц и список литературы из 49 наименований.

Введение

Во введении обоснована актуальность проводимых исследований. Приведена поляризационная программа для проектируемого коллаиде-

ра NICA, основанная на возможности получения поляризованных пучков дейтронов и легчайших ядер. Дано краткое описание диссертации.

Первая глава

Первая глава посвящена вопросам управления вектором поляризации пучка в каналах инжекции и транспортировки Нуклотрона $\vec{\Pi} = \langle \vec{S} \rangle$, который определяется как усредненное (по распределению частиц в пучке) направление спина частицы. Также рассматриваются вопросы, связанные с расчетом степени деполяризации пучков заряженных частиц $D = 1 - |\vec{\Pi}|$ в каналах ввода/вывода Нуклотрона. Приведены основные уравнения для описания кинематики движения скорости частицы и ее спина в электромагнитных полях. Рассмотрены вопросы согласования вектора поляризации при инжекции пучка в кольцо Нуклотрона. Приведены схемы управления вектором поляризации в каналах вывода пучка на мишень, которые не изменяют равновесную траекторию пучка. С помощью тензора деполяризации пучка заряженных частиц произведен расчет степени деполяризации в линейном ускорителе с дрейфовыми трубками и в каналах транспортировки пучка до мишени.

Одним из основных является вопрос согласования вектора поляризации при инжекции пучка в кольцо Нуклотрона. В традиционных циклических ускорителях с вертикальным ведущим полем, к которым относится Нуклотрон, во время ускорения устойчивым является вертикальное направление вектора поляризации. Если инжектировать поляризованный пучок частиц, у которых вектор поляризации направлен перпендикулярно вертикальной оси, то за несколько сотен оборотов произойдет полное перемешивание направлений спина относительно этой оси и поляризация будет полностью утеряна. Именно поэтому при инжекции необходимо согласовывать начальное направление вектора поляризации с вертикальным направлением. В существующем канале транспортировки не происходит вышеуказанного согласования. Вектор поляризации при выходе из источника направлен по вертикали. После ускорения пучка в линейном ускорителе направление вектора поляризации не изменяется. Во время транспортировки пучка в Нуклотрон

происходит вращение вектора поляризации как в вертикальной так и горизонтальной плоскостях, в результате чего направление последнего составляет угол α_z с вертикалью (см. табл. 1). Степень деполяризации из-за неправильного согласования вектора поляризации равна

$$D_{\text{инж}} = 2 \sin^2 \frac{\alpha_z}{2}.$$

| | 1H | 2H | 3H | 3He |
|----------------------|-------|-------|-------|--------|
| α_z , град | 67 | 9.8 | 116 | 79 |
| $D_{\text{инж}}$, % | 62 | 1.5 | 55 | 81 |

Таблица 1: Степень деполяризации пучка из-за рассогласования вектора поляризации при инжекции в Нуклотрон

Для устранения этого эффекта достаточно, например, в начале и в конце канала транспортировки установить соленоиды, которые не влияют на траекторию частицы и в то же время требуемым образом доворачивают вектор поляризации до вертикали. Можно поступить иначе: заранее "подготовить" направление вектора поляризации на входе в канал транспортировки таким образом, чтобы после поворотов в магнитах канала транспортировки вектор поляризации занимал вертикальное направление.

Для описания деполяризующих эффектов вводится понятие "центральной" частицы, движущейся по центральной траектории пучка, например, по оси канала инжекции или транспортировки Нуклотрона. При движении на траекториях, отклоненных от центральной, частицы будут испытывать как когерентные повороты векторов скорости и спина, связанные с вращением вокруг поля на центральной траектории, так и некогерентные повороты, обусловленные разбросом частот вращения орбитального и спинового движения. В системе спина центральной частицы, орты которой вращаются с угловой скоростью $\vec{\Omega}_c$ относительно лабораторной системы, движение спинов выглядит особо просто: спин центральной частицы остается неизменным при движении через канал ввода/вывода Нуклотрона, изменяются лишь спины частиц, отклоненных от центральной орбиты с угловой скоростью $\vec{\omega} = \vec{\Omega} - \vec{\Omega}_c$. Поэтому степень деполяризации пучка зависит как от направления начальной

поляризации, так и от места вывода пучка в канале ввода/вывода Нуклотрона. Если требуется, можно выбором магнитной оптики минимизировать деполяризующий вклад участков ввода/вывода Нуклотрона. В общем случае "динамическую" деполяризацию частиц, связанную с различием частот прецессии спинов на траекториях частиц, в зависимости от начального значения вектора поляризации \vec{n} можно описать с помощью симметричного тензора деполяризации D_{ik} , который вычисляется в подвижной системе ортов, связанной со спином частицы, движущейся по центральной траектории пучка:

$$D = \frac{1}{2} \langle \vec{\Psi}_{\perp}^2 \rangle = D_{ik} n_i n_k, \quad D_{ik} = \frac{1}{2} \left[\langle \vec{\Psi}^2 \rangle \delta_{ik} - \langle \Psi_i \Psi_k \rangle \right],$$

где $\vec{\Psi} = \int_0^L \vec{w} dy$ — угол поворота спина относительно равновесного направления спина \vec{n} . Минимальное и максимальное собственные значения тензора деполяризации соответствуют минимальному и максимальному значению степени деполяризации в рассматриваемом канале, а собственные векторы — начальным условиям для вектора поляризации на входе в этот канал, при котором осуществляется экстремальное значение.

Расчет степени деполяризации в линейном ускорителе ЛУ-20 определяется угловым разбросом в пучке и составляет доли процента. Степень деполяризации оказывается малой при расчетах в канале инжекции и канале вывода пучка на мишень. Следует отметить однако, что с ростом энергии динамическая деполяризация в каналах транспортировки может быть существенной.

Вторая глава

Во второй главе проведено исследование деполяризации пучков заряженных частиц в кольце Нуклотрона. Рассмотрено движение вектора спина в циклических ускорителях. При помощи уравнений движения частицы в Нуклотроне получены формулы для спинового возмущения. Произведен анализ спиновых резонансов в линейном приближении. Рассмотрены основные спиновые резонансы второго приближения, а также спиновые резонансы от корректирующих элементов. Изучено влияние синхротронной модуляции энергии при пересечении спиновых

резонансов (модуляционные резонансы). Произведен расчет мощностей спиновых резонансов линейного приближения в Нуклотроне.

Замкнутое описание спинового движения в циклических ускорителях можно осуществить используя понятие периодической оси прецессии $\vec{n}(\theta)$, обладающей свойством периодичности по обобщенному азимуту θ : $\vec{n}(\theta) = \vec{n}(\theta + 2\pi)$. Движение спина частицы на равновесной орбите будет представлять прецессию вокруг оси \vec{n} : проекция спина $J = \vec{s}\vec{n}$ на ось \vec{n} будет сохраняться, поперечная проекция к \vec{n} будет поворачиваться на угол $\Psi = 2\pi\nu$. Спиновая частота ν показывает количество оборотов, совершенных спином частицы за один оборот в ускорителе. Для Нуклотрона ось прецессии \vec{n} направлена вдоль вертикали, а спиновая частота ν изменяется пропорционально энергии: $\vec{n} = \vec{e}_z$, $\nu = G\gamma$, где γ — релятивистский фактор, $G = (g - 2)/2$ — аномальная часть гиромагнитного соотношения.

Для квантовой частицы ось прецессии \vec{n} является направлением оси квантования, вдоль которого проекция спина J сохраняет свое значение (частица находится в чистом квантовом состоянии). Для квантовой частицы со спином $1/2$ величина J может принимать дискретные значения $\pm\hbar/2$. В классическом пределе $S \gg \hbar/2$ величина J может принимать непрерывные значения.

При отклонении от равновесной орбиты происходит изменение магнитных полей вдоль траектории частицы, в результате чего происходит изменение угловой скорости вращения спина \vec{w} (спиновое возмущение). Спин совершает дополнительные вращения, что приводит к отклонению оси прецессии $\Delta\vec{n}$ и сдвигу спиновой частоты $\Delta\nu$.

В циклических ускорителях вектор поляризации $\vec{\Pi}$ выражается через ось прецессии спина \vec{n} и проекцию спина на эту ось J :

$$\vec{\Pi} = \langle J \vec{n} + \vec{S}_{\perp} \rangle = \langle J \vec{n} \rangle.$$

Среднее значение от поперечной составляющей вектора спина $\langle \vec{S}_{\perp} \rangle$ равно нулю из-за существующего разброса частоты прецессии спина $|\Delta\nu|$ в пучке. В случае разделения орбитальных и спиновых переменных в функции распределения частиц вектор поляризации равен

$$\vec{\Pi} = \langle J \rangle \langle \vec{n} \rangle$$

и пропорционален двум множителям, которые имеют различную при-

роду происхождения. Первый множитель $\langle J \rangle$ обязан изменению интегралов спинового движения и связан с предысторией получения поляризации пучка. Значение $\langle J \rangle$ характеризует степень нахождения пучка в чистом квантовом состоянии и является максимально возможной степенью поляризации пучка, которая возникает при малом разбросе осей прецессии. Второй множитель $\langle \vec{n} \rangle$ обязан отклонению осей прецессии \vec{n} от равновесной оси \vec{n}_s и является функцией азимута θ . Среднее значение $\langle \vec{n} \rangle$ является источником динамической деполяризации пучка.

Степень поляризации в процессе ускорения может измениться, когда спиновая частота становится равной целочисленной комбинации из частот бетатронного и синхротронного движения — в области спинового резонанса:

$$\nu = \nu_k, \quad \nu_k = k + k_z \nu_z + k_x \nu_x + k_y \nu_y.$$

Для Нуклотрона бетатронные частоты равны $\nu_x = 6.8$, $\nu_z = 6.85$.

Наиболее сильное влияние на динамику поведения спина оказывают резонансы линейного приближения, для которых $|k_x| + |k_z| \leq 1$. В идеальной структуре с суперпериодом p (для Нуклотрона $p = 8$) в линейном приближении по отклонениям от равновесной орбиты возможна серия резонансов с номерами

$$\nu_k = k p \pm \nu_z, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

которые называют внутренними. Внутренние резонансы возникают при взаимодействии спина с бетатронным движением. Остальные резонансы связаны с искажением магнитной структуры кольца, которое вызвано неточностями изготовления и юстировки элементов структуры, с нелинейными эффектами спинового и орбитального движений и с включением корректирующих и функциональных элементов (диполей, квадруполей, секступолей и т.д.). В линейном приближении к резонансам, связанным с искажением структуры, относятся целые, несуперпериодные и резонансы связи x и z колебаний. В табл. 2 указано количество линейных резонансов при ускорении пучка частиц 1H , 2H , 3H , 3He в Нуклотроне (здесь k и m — целые числа).

При ускорении пучка спиновая частота растет пропорционально энергии и пересечение спиновых резонансов становится неизбежным. Основными параметрами при пересечении спинового резонанса являются

| Тип резонанса | Условие резонанса | Кол-во резонансов | | | |
|------------------|----------------------------------|-------------------|-------|-------|--------|
| | | 1H | 2H | 3H | 3He |
| Внутренние | $\nu = k p \pm \nu_z$ | 6 | — | 8 | 9 |
| Целые | $\nu = k$ | 25 | 1 | 32 | 37 |
| Несуперпериодные | $\nu = k \pm \nu_z (k \neq m p)$ | 44 | 2 | 55 | 64 |
| Резонансы связи | $\nu = k \pm \nu_x$ | 49 | 2 | 63 | 73 |

Таблица 2: Линейные резонансы в кольце Нуклотрона

мощность спинового резонанса w_k , отстройка от резонанса $\varepsilon = \nu - \nu_k$ и скорость изменения отстройки $\varepsilon' = d\varepsilon/d\theta$ (скорость пересечения). Мощность спинового резонанса w_k является соответствующей Фурье-гармоникой поперечного спинового возмущения \vec{w} и определяет ширину опасного интервала в области спинового резонанса.

Для вычисления степени поляризации при пересечении спинового резонанса достаточно проследить за проекцией $J = \vec{s}\vec{n}$ спина на ось \vec{n} . Движение спина вблизи уединенного спинового резонанса наиболее просто выглядит в "резонансной" системе координат, у которой ось- z совпадает с направлением оси \vec{n} , а поперечные к оси- z орты вращаются с резонансной частотой ν_k вокруг оси \vec{n} . В "резонансной" системе при фиксированной отстройке ε спин вращается в "постоянном" поле \vec{h} , при этом периодическая ось прецессии совпадает с направлением поля:

$$\vec{h} = \varepsilon \vec{e}_z + \vec{w}_k, \quad \vec{n} = \vec{h}/h.$$

После пересечения резонанса поле \vec{h} меняет знак относительно оси- z . При адиабатическом изменении поля, когда за один оборот спина последнее слабо изменяется $|d\vec{h}/d\theta| \ll h^2$ или в случае, когда при $w_k = const$ выполняется условие

$$|\varepsilon'| \equiv \left| \frac{d\varepsilon}{d\theta} \right| \ll \varepsilon^2 + |w_k|^2,$$

проекция спина J является адиабатическим инвариантом. При $|\varepsilon'| \ll |w_k|^2$ данное условие выполняется в любой момент времени, и спин совершает адиабатическое пересечение резонанса, после которого переворачивается вместе с полем. Основное изменение проекции J происходит

в эффективной области вблизи резонанса, когда условие адиабатического пересечения нарушается ($\theta_{\text{эфф}} \sim 1/\sqrt{\varepsilon'}$).

Таким образом, для вычисления степени поляризации достаточно связать проекции спина до J_- и после J_+ пересечения эффективной области резонанса. При этом условия сохранения поляризации будут выглядеть следующим образом:

$$J_+ = J_- \quad \text{или} \quad J_+ = -J_- .$$

При пересечении резонанса с постоянной скоростью значения адиабатического инварианта до и после пересечения связаны соотношением:

$$J_+ = \left(1 - 2 \exp \left(-\frac{\pi w_k^2}{2\varepsilon'} \right) \right) J_- .$$

В этом случае различают быстрое, адиабатическое и промежуточное пересечение. При промежуточном пересечении резонанса ($|w_k|^2 \sim \varepsilon'$) пучок практически полностью деполаризуется. При быстром пересечении ($|w_k|^2 \ll \varepsilon'$) вектор поляризации \vec{P} не успевает значительно измениться, а степень деполаризации равна $D \simeq \pi \langle |w_k|^2 \rangle / \varepsilon'$. При медленном (адиабатическом) пересечении, когда ($|w_k|^2 \gg \varepsilon'$), происходит переворот вектора поляризации относительно вертикали. При этом следует различать случай "когерентного" и "некогерентного" пересечения. "Когерентное" пересечение означает, что мощность резонанса одинакова для всех частиц (целые резонансы). В этом случае условие ($w_k^2 \gg \varepsilon'$) выполняется для всех частиц пучка, а степень поляризации после пересечения сохраняется с экспоненциальной точностью. При "некогерентном" пересечении мощность резонанса различна для разных частиц и, например, зависит от амплитуды бетатронных колебаний (внутренние резонансы). В этом случае в пучке кроме частиц, медленно пересекающих резонанс, есть частицы с промежуточной и быстрой скоростями пересечения, что приводит к частичной деполаризации пучка. При нормальном распределении по координатам и импульсам частиц в пучке степень деполаризации будет равна: $D \simeq \varepsilon' / (\pi \langle |w_k|^2 \rangle)$. При адиабатическом пересечении необходимо учитывать синхротронные колебания частиц, учет которых может привести к частичной или даже полной деполаризации.

Для расчетов удобно ввести характерную мощность резонанса $w_d = \sqrt{\varepsilon'}/\pi$, при пересечении которого происходит практически полная деполяризация пучка, тогда мощность резонанса, соответствующая потере 1% поляризации при быстром пересечении, равна $0.1 w_d$, а мощность резонанса, соответствующая потере 1% поляризации при адиабатическом пересечении, равна $10 w_d$ ("некогерентные" резонансы) или $3.26 w_d$ ("когерентные" резонансы).

| | 1H | 2H | 3H | 3He |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| G | 1.793 | -0.143 | 7.92 | -4.184 |
| E_k^{\max} , [ГэВ/н] | 12.84 | 6.00 | 3.74 | 8.28 |
| $\nu_{\min} - \nu_{\max}$ | 1.8 – 26.3 | -1.05 – -0.144 | 7.92 – 39.5 | -41.1 – -4.19 |
| ε' , ($\tau_{\text{уск}} = 0.5$ с) | $7.0 \cdot 10^{-6}$ | $2.8 \cdot 10^{-7}$ | $1.0 \cdot 10^{-5}$ | $1.1 \cdot 10^{-5}$ |
| w_d , ($\tau_{\text{уск}} = 0.5$ с) | $1.5 \cdot 10^{-3}$ | $3.0 \cdot 10^{-4}$ | $1.8 \cdot 10^{-3}$ | $1.9 \cdot 10^{-3}$ |

Таблица 3: Характеристики пересечения спиновых резонансов в Нуклотроне

В табл. 3 приведены результаты расчета основных характеристик пересечения спиновых резонансов для пучков 1H , 2H , 3H , 3He .

На рис. 1-4 приведены логарифмические графики мощностей резонансов линейного приближения в единицах характерной мощности w_d в рабочем диапазоне изменения кинетической энергии пучка E_k . Каждый график разбит на три области, которые соответствуют промежуточному пересечению (область между сплошной и пунктирной линиями), быстрому (ниже пунктирной линии) и адиабатическому (выше сплошной линии). При расчете мощностей резонансов принималось, что нормализованные эмиттансы в горизонтальном и вертикальном направлениях равны 4.5π мм мрад, ошибки юстировки квадруполей — 0.1 мм и ошибки юстировки углов поворота ведущих магнитов — 0.001 рад.

Резонансы, расположенные в зоне промежуточного пересечения, приводят к деполяризации пучка. Из сравнения графиков следует, что почти во всем диапазоне изменения энергии деполяризующими являются внутренние и целые резонансы. Резонансы связи и несуперпериодные резонансы также могут приводить к деполяризации пучка в тех же областях энергий, где находятся внутренние резонансы.

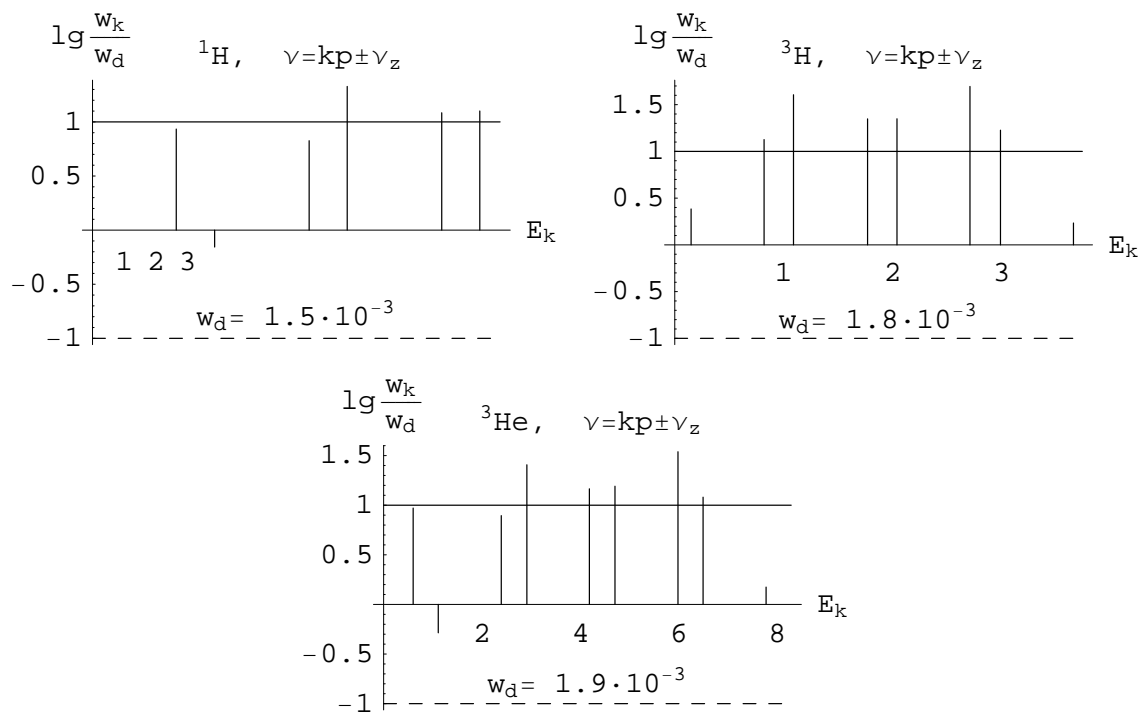


Рис. 1: Внутренние резонансы

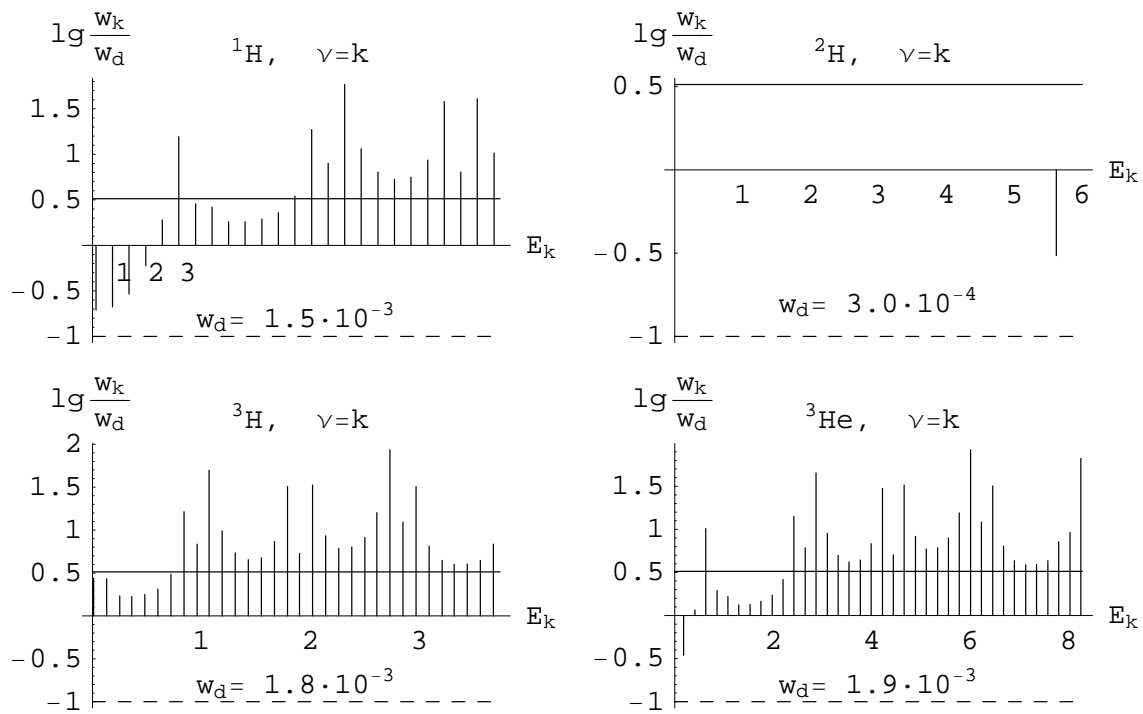


Рис. 2: Целые резонансы

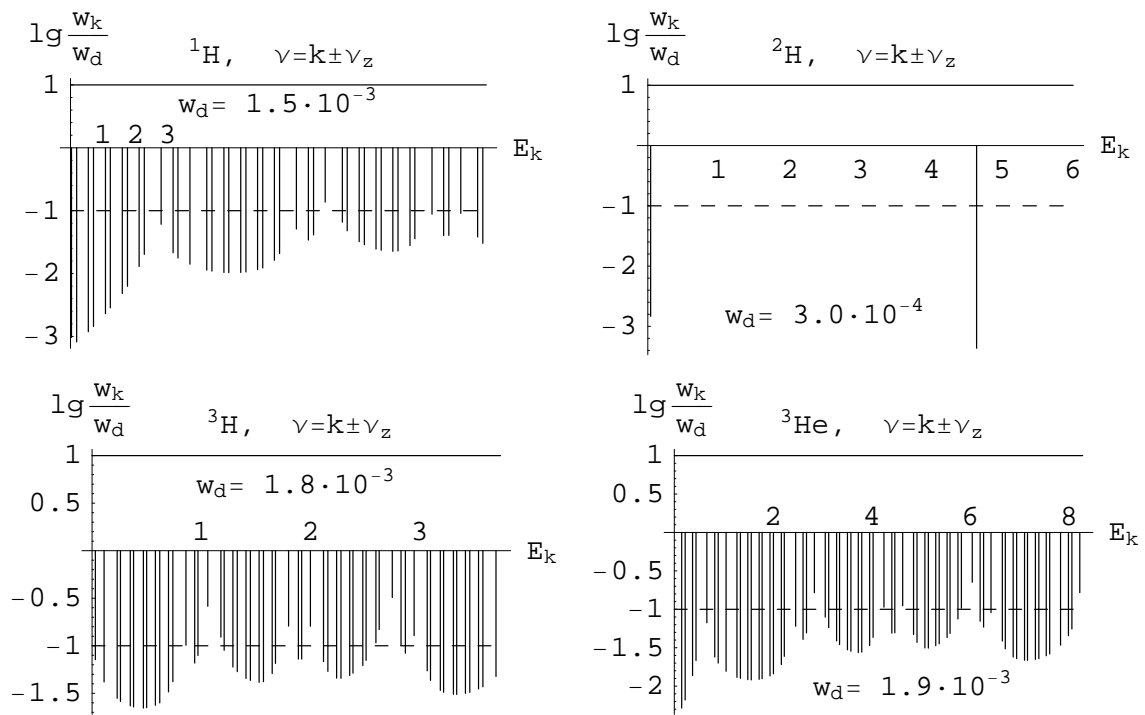


Рис. 3: Несуперпериодные резонансы

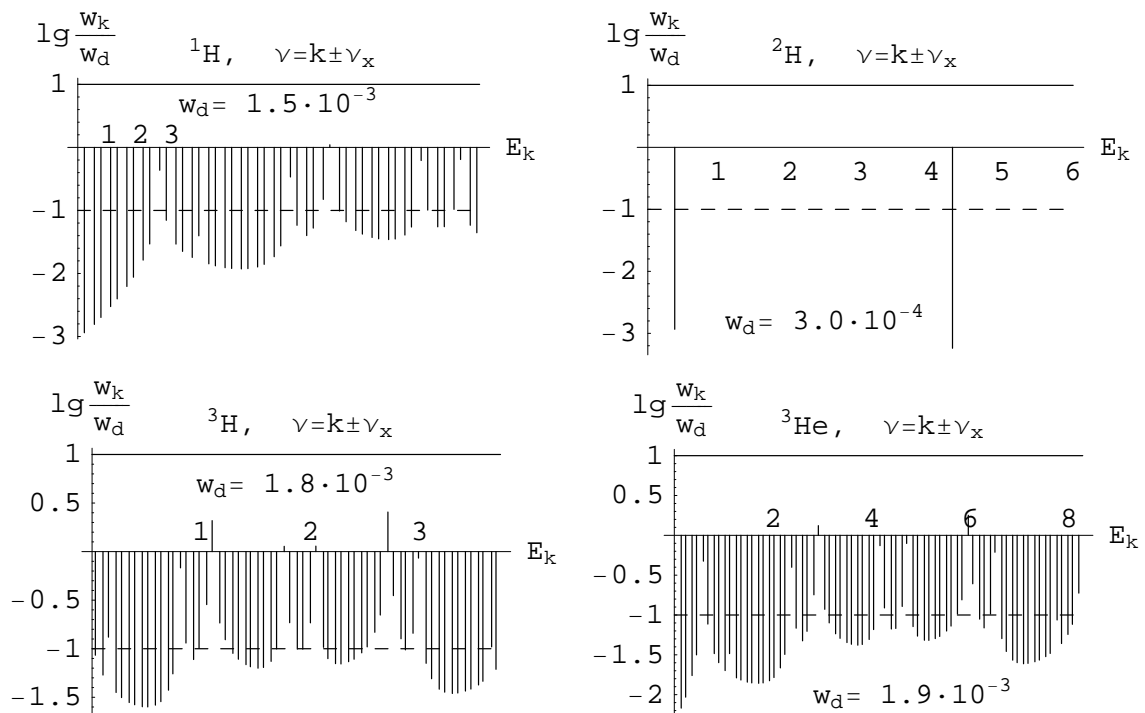


Рис. 4: Резонансы связи

Третья глава

В третьей главе исследованы и рассчитаны деполяризующие эффекты при медленном выводе пучка из Нуклотрона. Проанализировано изменение степени деполяризации пучка в стационарных условиях. Изучено влияние разброса частот на поляризацию пучка в резонансе, а также влияние синхротронной модуляции энергии на поляризацию пучка. Рассмотрены пересечения спиновых резонансов при медленном выводе из Нуклотрона.

При медленном выводе пучка из Нуклотрона с энергией пучка, близкой к энергии одного из спиновых резонансов, возможна деполяризация пучка. Основным фактором, определяющим степень деполяризации пучка при медленном выводе, является разброс осей прецессии $\Delta\vec{n}$, который наиболее сильно проявляется вблизи некогерентного резонанса, когда мощность резонанса пропорциональна амплитуде бетатронного движения. Степень деполяризации в этом случае зависит от мощности спинового резонанса w_k и отстройки от резонанса ε и для начально полностью поляризованного пучка составит величину ($\varepsilon^2 \gg \langle w^2 \rangle$)

$$D = 1 - |\langle \vec{n} \rangle| \simeq \frac{1}{2} \langle (\Delta\vec{n}_\perp)^2 \rangle \simeq \frac{\langle w_k^2 \rangle}{2\varepsilon^2}.$$

Чтобы избежать в этом случае деполяризации, достаточно отойти от резонанса на величину $\Delta\varepsilon \sim 10w_k$ ($\Delta\gamma = \Delta\varepsilon/G$), что, например, для пучка протонов составит $\Delta W_k \simeq 50$ МэВ при отстройке от резонанса с мощностью $w = 10^{-2}$ (адиабатическое пересечение) и $\Delta W_k \simeq 5$ МэВ при отстройке от резонанса с мощностью $w = 10^{-3}$ (промежуточное пересечение).

Четвертая глава

В четвертой главе приводятся методы сохранения степени поляризации при пересечении спиновых резонансов. Рассмотрены метод компенсации мощности спинового резонанса, способ преднамеренного увеличения мощности резонанса, метод скачка бетатронной частоты. Предложен новый метод пересечения резонанса за счет скачка спиновой

частоты, а также метод компенсации степени поляризации (исключающий потери поляризации при пересечении резонанса).

Методы пересечения спиновых резонансов, при которых эффективная зона резонанса пересекается с постоянной скоростью, основаны на увеличении или уменьшении приведенной мощности резонанса $w = |w_k|/\sqrt{\varepsilon'}$ с тем, чтобы обеспечить адиабатическое или быстрое пересечение.

При пересечении целых резонансов с промежуточной мощностью ($w \sim 1$) в Нуклотроне целесообразно использовать метод преднамеренного увеличения мощности резонанса. Для этого достаточно ввести в свободный промежуток Нуклотрона продольное магнитное поле. Мощность резонанса при введении продольного поля определяется выражением

$$w_k = \frac{\varphi_y}{2\pi} = \frac{(1 + G)B_y L_y}{2\pi B \rho}$$

и должна соответствовать условию адиабатического пересечения $w_k^2 \gg \varepsilon'$. Кроме того, чтобы избежать эффектов деполяризации из-за синхротронной модуляции энергии, необходимо также выполнить условие $w_k^2 > \sigma \nu_\gamma$, где σ — среднеквадратичное изменение спиновой частоты, связанное с энергетическим разбросом в пучке.

В табл. 4 приведены максимальные значения интеграла продольного поля (на энергии вывода) для обеспечения адиабатического пересечения целых резонансов во всем диапазоне изменения энергии ($w_k \sim 10^{-2}$).

| | 1H | 2H | 3H | 3He |
|--|-------|-------|-------|--------|
| $(B_y L_y), \text{ Тл} \cdot \text{м}$ | 1 | 3.4 | 0.3 | 0.9 |

Таблица 4: Значения интеграла продольного поля при адиабатическом пересечении

При пересечении резонансов с бетатронными частотами целесообразно использовать метод пересечения за счет организации скачка спиновой частоты, а не за счет скачка бетатронной частоты. Для организации скачка спиновой частоты $\Delta\nu$ необходимо ввести в кольцо Нуклотрона "вставку" из дополнительных магнитных полей, что позволяет получить требуемую зависимость спиновой частоты от магнитного поля

$\nu = \nu(\vec{B})$. "Вставка" должна соответствовать условиям восстановления равновесной орбиты, а для спинового движения соответствовать повороту вокруг оси \vec{n} на угол $2\pi\Delta\nu$ ($\nu = \nu_0 + \Delta\nu$).

В качестве рабочей схемы можно использовать структуру с продольными и радиальными полями, изображенную на рис. 5, где φ_x, φ_y — углы поворота спина вокруг радиальных и продольных полей.

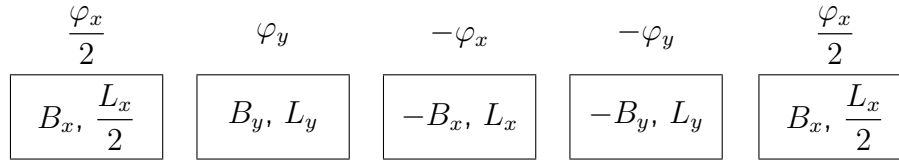


Рис. 5: Структура организации скачка спиновой частоты

В приближении малых углов поворота спина ($\varphi_x, \varphi_y \ll 1$) направление равновесной поляризации остается вертикальным, а скачок частоты прецессии спина равен $\Delta\nu = \frac{\varphi_x\varphi_y}{2\pi}$. Максимальное отклонение равновесной орбиты вдоль оси- z на участке "вставки", вызванной радиальными полями B_x , составит: $\Delta z = \frac{\varphi_x}{4\nu}(2L_y + L_x)$. Максимальная длина "вставки" ограничена длиной свободного промежутка в ускорителе, что в Нуклотроне составляет 3.5 м. Отметим, что суммарные интегралы магнитных полей (которые определяют φ_x, φ_y) можно набрать за счет установки нескольких "вставок" в свободных промежутках кольца ускорителя, при этом максимальное отклонение равновесной орбиты уменьшится.

В качестве примера, рассмотрим пересечение резонанса с $w_k = 1.5 \times 10^{-3}$ ("полная"деполяризация) для пучка протонов. Чтобы пересечь этот резонанс с 1% потерей, необходимо обеспечить скачок частоты $\Delta\nu \sim \pm 3 \times 10^{-2}$ за время $\Delta t \sim 5\mu s$.

В табл.5 приведены значения максимальных углов φ_x, φ_y и соответствующих им магнитных полей B_x, B_y и максимального отклонения Δz при разных значениях энергии. Значение параметра m означает количество вставок, изображенных на рис. 5. Длина одной вставки 3.4 м ($L_x = 0.7\text{м}, L_y = 1.0\text{м}$).

В рассмотренных выше методах эффективная область резонанса пересекается с постоянной скоростью ε'_0 и условие сохранения поляризации ($J_+ = J_-$ или $J_+ = -J_-$) выполняется приближенно. Следует

| m | γ | φ_x , рад | φ_y , рад | B_x , Тл | B_y , Тл | Δz , см |
|-----|----------|-------------------|-------------------|------------|------------|-----------------|
| 1 | 14 | 0.6 | 0.3 | 1.6 | 4.7 | 1.7 |
| 1 | 7 | 0.3 | 0.6 | 0.8 | 4.7 | 1.7 |
| 1 | 2 | 0.2 | 1.0 | 0.4 | 1.9 | 3.7 |
| 3 | 14 | 0.2 | 0.3 | 0.50 | 4.7 | 0.5 |
| 3 | 7 | 0.1 | 0.6 | 0.26 | 4.7 | 0.5 |
| 3 | 2 | 0.06 | 1.0 | 0.13 | 1.9 | 1.2 |

Таблица 5: Характеристики структуры управления отстройкой при организации скачка спиновой частоты

отметить, что даже при потере до 1% степени поляризации при пересечении одного быстрого или адиабатического (некогерентного) резонанса можно потерять значительную долю поляризации при пересечении большого числа резонансов.

Условие сохранения поляризации можно выполнить за счет изменения скорости пересечения резонанса $\varepsilon'(\theta)$ внутри эффективной области резонанса. На рис. 6, в качестве примера, показан один из возможных видов изменения отстройки $\varepsilon(\theta)$, при котором выполняется условие $J_+ = -J_-$. Здесь $\omega = \varepsilon/\sqrt{\varepsilon'_0}$ — приведенная отстройка, $\Theta = \theta\sqrt{\varepsilon'_0}$ — приведенный азимут.

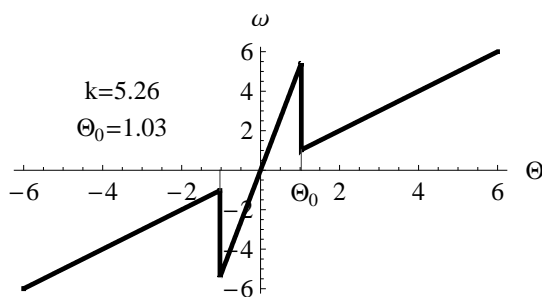


Рис. 6: Зависимость ω от Θ

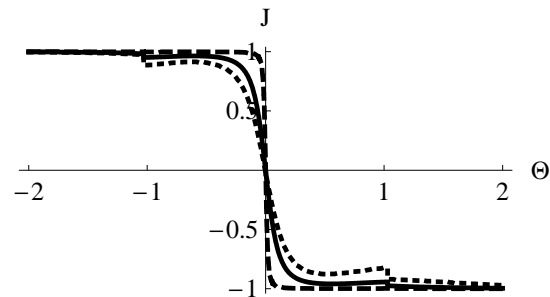


Рис. 7: Зависимость J от Θ

На рис. 7 изображены графики зависимости спинового адиабатического инварианта J при пересечении резонанса с разными приведенными мощностями $w = w_k/\sqrt{\varepsilon'_0}$ (пунктирная линия — $w=0.1$, сплошная линия — $w=0.6$, точечная линия — $w=1$). Из графиков видно, что изменение проекции J происходит лишь в резонансной области $\Theta \sim 1$, где нарушается условие адиабатического пересечения. Отметим, что

восстановление проекции J происходит в широкой области изменения мощности резонанса $w \lesssim 1$, что позволяет успешно применять данный метод для пересечения некогерентных резонансов.

Управлять отстройкой ε во время пересечения возможно, как и в случае организации скачка спиновой частоты, за счет изменения спиновой частоты $\nu(B)$.

Из-за зависимости частот спинового и орбитального движения от амплитуд бетатронных и синхротронных колебаний условие сохранения поляризации может выполняться не для всех частиц пучка, что накладывает ограничение на допустимое значение среднеквадратичного изменения отстройки σ_ε . Основной вклад в значение σ_ε дает зависимость спиновой частоты от энергии $\sigma_\varepsilon \sim \nu\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)$. Так, в случае гауссовского распределения частиц по энергии, при величине $\sigma_\varepsilon \sim 0.5\sqrt{\varepsilon'}$ степень поляризации уменьшится на 3%, а для $\sigma_\varepsilon \sim 0.2\sqrt{\varepsilon'}$ степень поляризации уменьшится менее чем на 0.1%.

В качестве примера, рассмотрим компенсацию деполяризации при пересечении резонанса для пучка протонов. Для этого необходимо обеспечить скачок частоты $\Delta\nu \sim \pm 10^{-2}$ за время $\Delta t \sim 50\mu s$.

| m | γ | φ_x , рад | φ_y , рад | B_x , Тл | B_y , Тл | Δz , см |
|-----|----------|-------------------|-------------------|------------|------------|-----------------|
| 1 | 14 | 0.2 | 0.3 | 0.52 | 4.7 | 0.6 |
| 1 | 7 | 0.1 | 0.6 | 0.26 | 4.7 | 0.6 |
| 1 | 2 | 0.06 | 1.0 | 0.13 | 1.9 | 1.2 |
| 3 | 14 | 0.07 | 0.3 | 0.17 | 4.7 | 0.2 |
| 3 | 7 | 0.035 | 0.6 | 0.09 | 4.7 | 0.2 |
| 3 | 2 | 0.02 | 1.0 | 0.05 | 1.9 | 0.4 |

Таблица 6: Характеристики структуры управления отстройкой при компенсации степени деполяризации

В табл.6 приведены значения максимальных углов φ_x , φ_y и соответствующих им магнитных полей B_x , B_y и максимального отклонения Δz при разных значениях энергии. Значение параметра m означает количество вставок, изображенных на рис. 5. Длина одной вставки 3.4 м ($L_x = 0.7\text{м}$, $L_y = 1.0\text{м}$).

По сравнению с методом скачка спиновой частоты, данный метод менее критичен на время изменения отстройки и величину требуемого

скачка частоты.

Пятая глава

Пятая глава посвящена вопросам согласования данных по измерению мощности индуцированного резонанса rf-диполем, полученных экспериментально и при помощи теоретического расчета на ускорителе COoler SYnchrotron (COSY) (Юлих, Германия). В результате исследования было получено, что теоретически рассчитанная мощность индуцированного резонанса для пучка дейтронов значительно (в 5-10 раз) превышала экспериментальное значение. Следует отметить, что ускоритель COSY по своим техническим характеристикам схож с Нуклотроном и оснащен всем необходимым диагностическим оборудованием для изучения спинового движения частиц в области спинового резонанса. Ускоритель COSY является хорошей экспериментальной базой для изучения методов пересечения спиновых резонансов, которые могут применяться на других ускорителях.

Эксперимент по измерению мощности индуцированного резонанса заключался в следующем. Поляризованный пучок дейтронов ускоряли до энергии $1.85 \text{ ГэВ}/c$, чему соответствует спиновая частота $\nu = G\gamma = -0.2$. Далее, при помощи rf-диполя индуцировали спиновый резонанс $\nu = -\nu_{rf}$, где ν_{rf} — частота модуляции поля rf-диполя. Измерение мощности резонанса производили по результатам измерения начальной P_i и конечной P_f степени поляризации в зависимости от времени пересечения спинового резонанса при фиксированном отклонении от резонансной частоты $\pm \Delta f/2 = \pm 150 \text{ Гц}$, которая при этом вычисляется по модифицированной Froissart-Stora (FS)-формуле:

$$P_f = P_i \left\{ (1 + \hat{\eta}) \exp \left[-\frac{(\pi w_{FS} f_c)^2}{\Delta f / \Delta t} \right] - \hat{\eta} \right\}, \quad (1)$$

где $\hat{\eta}$ — параметр, ограничивающий степень переворота спина после пересечения резонанса, f_c — частота обращения ускорителя. Пересечение резонанса обеспечивалось изменением частоты rf-диполя.

Полученный экспериментальный результат w_{FS} сравнивали с теоретическим расчетом мощности w_{rf} . Мощность индуцированного резонанса

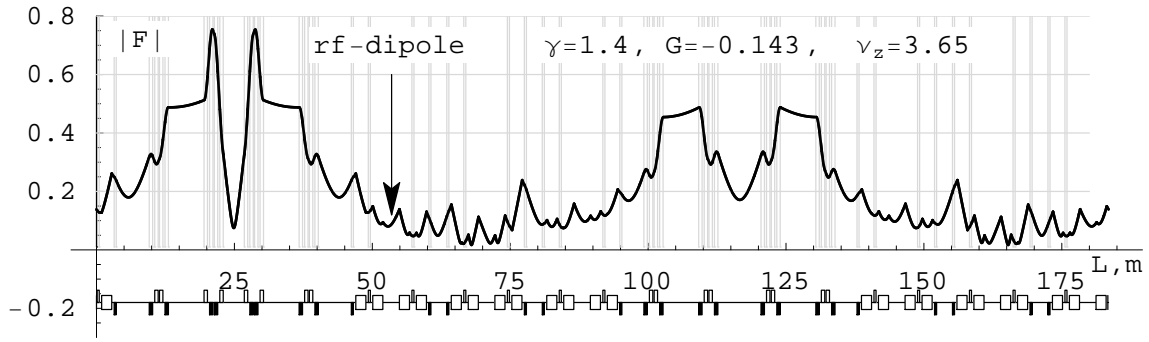


Рис. 8: Модуль функции отклика в COSY

са при этом рассчитывалась по формуле

$$w_{\text{rf}} = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \frac{1 + G\gamma}{B\rho} \int B_{\text{rms}} dl = (1 + G\gamma) \frac{\varphi_x}{4\pi}, \quad (2)$$

где $B\rho$ — магнитная жесткость ускорителя, которая равна $6.17 \text{ Тл} \cdot \text{м}$, φ_x — максимальный угол поворота радиальным диполем.

После обработки экспериментальных данных для мощности резонанса, экстраполированной по формуле (1), было получено значение $w_{\text{FS}} = 1.39 \cdot 10^{-6}$, в то время как значение мощности резонанса, рассчитанное по формуле (2), равно $w_{\text{rf}} = 8.8 \cdot 10^{-6}$.

Вычисление мощности спинового резонанса по формуле (2) учитывает лишь прямое действие rf-диполя, которое не является определяющим на промежуточных энергиях. Для мощности резонанса, индуцированного локальным rf-диполем, расположенным в месте орбиты с азимутом θ_{rf} , формулу, которая учитывает как прямой вклад радиального поля, так и поле, индуцированное по всему периметру ускорителя вынужденным движением частиц, можно записать, используя функцию отклика:

$$w_{\text{rf}} = \frac{\varphi_x}{4\pi} \left| F(\theta_{\text{rf}}) \right|. \quad (3)$$

Периодическая функция отклика $F(\theta) = F(\theta + 2\pi)$ определяется магнитной структурой кольца и является такой же характеристикой спинового движения, как и функция Флоке f_z для вертикального бетатронного движения.

На рис. 8 приведен график модуля функции отклика $|F|$ для дейтронов в структуре COSY в зависимости от координаты вдоль равновесной орбиты.

Подставив значения интегралов полей, используемых в эксперименте, получим, что мощность rf-резонанса равна $w_{\text{rf}} = 10^{-6}$. Отличие полученного результата от экспериментального вполне объясняется выбранным приближением при расчетах. Учет “выпадения” магнитного поля на краях поворотных магнитов, а также конечность длины rf-диполя может изменить полученное значение мощности резонанса (для примера, значение модуля функции отклика в пустом промежутке, где установлен rf-диполь, изменяется в интервале от 0.09 до 0.15).

Функция отклика позволяет легко находить мощность спинового резонанса для любого количества rf-диполей. При этом мощность резонанса определяется не только модулем функции отклика, но и ее фазой. Становится реальной задача эффективного воздействия на спиновое движение при условии компенсации резонансного возбуждения вертикального движения с помощью нескольких rf-диполей.

Во время экспериментов на COSY также измерялась зависимость мощности rf-резонанса от значения вертикальной бетатронной частоты ν_z при приближении к внутреннему резонансу:

$$\nu_k = kN \pm \nu_z^* = kN \pm (\nu_z - 2),$$

где N — количество суперпериодов, которое при значении вертикальной бетатронной частоты $\nu_z = 3.6$ равно 6. Мощность rf-резонанса в пределе $\nu \rightarrow kN \pm (\nu_z - 2)$ может быть выражена через мощность ближайшего внутреннего спинового резонанса:

$$|w_{\text{rf}}| \rightarrow \frac{\varphi_x R |f_z|}{8\pi} \frac{|w_k^{\text{intr}}|}{|a_z| |\nu - \nu_k|}. \quad (4)$$

Использование соотношения (4) вместо общей формулы (3) вблизи несуперпериодных резонансов с малой мощностью w_m ($\nu_m = m \pm \nu_z^*$, при $m \neq kN$) является проблематичным, так как это соотношение справедливо лишь в узкой полосе по $\Delta\nu = |\nu - \nu_m| \ll |w_m/w_k^{\text{intr}}|$. В указанной узкой полосе требуется проводить более точный анализ. Именно такая ситуация происходит для дейтронов в структуре COSY при $\nu = -0.2$. Ближайший резонанс $\nu_k = \nu_z - 4$ является несуперпериодным с достаточно малой мощностью, при этом ближайшим суперпериодным является резонанс $\nu_k^{\text{intr}} = \nu_z - 2$ с достаточно большой мощностью. Соотношение (4) будет справедливым лишь в узкой полосе $\Delta\nu \ll 0.01$.

На рис. 9 приведены графики расчета мощности rf-резонанса. Сплошная линия соответствует расчету мощности резонанса по общей формуле (3) (при отсутствии импульсного разброса), пунктирная линия соответствует расчету по приближенной формуле (4). На графике также присутствуют точки, которые соответствуют экспериментальным результатам.

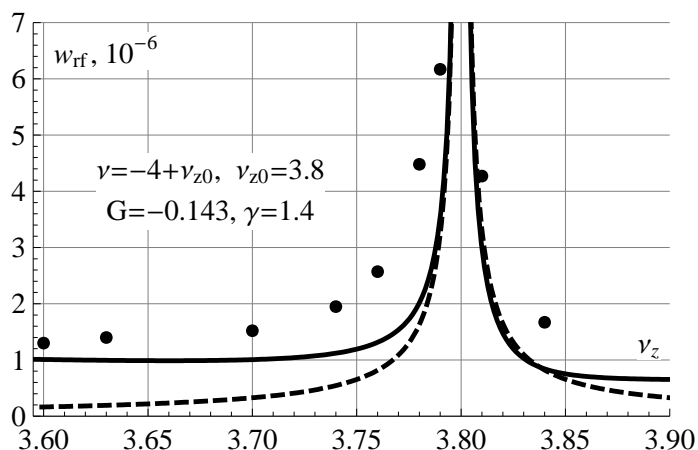


Рис. 9: Мощность rf-резонанса, индуцированного вблизи резонанса $\nu = \nu_{z0} - 4$, в зависимости от вертикальной бетатронной частоты ν_z . Сплошная линия соответствует мощности резонанса w_{rf} по ф. (3), пунктирная линия — по ф. (4). Точки соответствуют экспериментальным результатам

Видим, что данные находятся в удовлетворительном согласии с опытом. Как уже отмечалось выше, расчет по приближенной формуле (4) совпадает с расчетом по общей формуле (3) лишь в узкой полосе. Отметим, что эксперимент происходил при выключенном охлаждении пучка. Отличие экспериментальных значений в первом приближении объясняется неучтенной при расчетах коррекцией магнитной структуры COSY, при которой проводились эксперименты. Следует учесть реальную длину rf-диполя, фазовый разброс частиц в сгустке, разброс отстройки спинового резонанса, как по энергии, так и из-за хроматичности вертикальных бетатронных колебаний. В реальном ускорителе принципиальным может быть учет медленной синхротронной модуляции фазы и энергии частиц. Неточность может вносить также обработка экспериментальных результатов по модифицированной FS-формуле (1). При приближении частоты прецессии к внутреннему резонансу, а также к целому или полуцелому значению необходимо проанализировать зада-

чу о пересечении "сдвоенных" (неизолированных) резонансов.

Заключение

В заключении кратко сформулированы основные результаты данной диссертационной работы, выносимые на защиту.

Приложение

В приложении рассмотрено фазовое движение в линейном ускорителе ЛУ-20. Произведен расчет продольных и поперечных колебаний в ЛУ-20, необходимый для вычисления тензора деполяризации, рассмотренного в первой главе.

Опубликованные работы

1. A.M. Kondratenko, Yu.N. Filatov. Depolarization tensor of charged particles beam in linear accelerators// Proceedings of VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, p.p. 212, (1996).
2. I.B.Issinskii et al. Deuterons resonance depolarization degree in JINR Nuclotron// Proc. of VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, p.p. 207-211, (1996).
3. N.I. Golubeva, A.M. Kondratenko, Yu.N. Filatov. A jump in spin precession frequency as a method to pass spin resonance// Proc. of the International Workshop "Deuteron-93", p. 374, (1994).
4. A.M. Kondratenko, M.A. Kondratenko, Yu. N. Filatov. Compensation for Particle Beam Depolarization of Spin Resonance Intersection at Accelerators// Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 1, No 5, p.p. 266-269, (2004)
5. A.M. Kondratenko, M.A. Kondratenko, Yu. N. Filatov. On Compensation of Beam Depolarization at Crossing of a Spin Resonance// Proceedings of the 17th International Spin Physics Symposium, Kyoto, Japan, AIP Conference Proc., Vol. 915, p.p. 874-877, 2007.

6. A.M. Kondratenko, M.A. Kondratenko, Yu. N. Filatov. Beam polarization degree preservation at resonance crossing// Proc. of Baldin ISHEPP XVIII Conference, Dubna, 2006.
7. A.M. Kondratenko, M.A. Kondratenko, Yu. N. Filatov. Calculation of Spin Resonance Strength at COSY Accelerator// Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 5, No 6, p.p. 538–547, (2008).
8. С. Вокал, А.Д. Коваленко, А.М. Кондратенко, М.А. Кондратенко, В.А. Михайлов, Ю.Н. Филатов, С.С. Шиманский. Программа поляризационных исследований и возможности ускорения поляризованных пучков протонов и легких ядер на нуклотроне ОИЯИ// Препринт ОИЯИ, Р1-2008-29 (направлено в письма ЭЧАЯ), 2008.