Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 8, с. 447 – 454

Сохранение и контроль направления поляризации протонов для спиновых экспериментов на Нуклотроне/ОИЯИ

Е. Д. Цыплаков[+×1)], *Ю. Н. Филатов*[+×], *А. М. Кондратенко*[+*], *М. А. Кондратенко*[+*], *С. В. Виноградов*[+×], *А. В. Бутенко*[×], *В. П. Ладыгин*[×], *В. А. Лебедев*[×], *Е. М. Сыресин*[×], *Е. А. Бутенко*[×]

[+] *Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[*] *Научно-техническая лаборатория "Заряд", 630090 Новосибирск, Россия*

[×] *Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 2025 г.
После переработки 1 октября 2025 г.
Принята к публикации 1 октября 2025 г.

Обсуждается возможность проведения экспериментов с поляризованными протонами на синхротроне Нуклотрон ускорительного комплекса NICA в ОИЯИ (г. Дубна). Для сохранения поляризации во время ускорения пучка используется частичная змейка на основе динамических сверхпроводящих соленоидов, разрабатываемых в ОИЯИ. Предложены варианты исполнения соленоидальной змейки в Нуклотроне с компенсацией и без компенсации связи бетатронных колебаний. Управление ориентацией спинов для проведения экспериментов на выведенном пучке протонов в непрерывном диапазоне импульсов осуществляется с помощью спинового ротатора на основе продольных и поперечных магнитных полей, расположенного в канале транспортировки пучка до внешней мишени. На дискретных энергиях, идущих примерно с шагом 0.5 ГэВ, которые соответствуют целым спиновым резонансам, направление поляризации на внутренних и внешних мишенях можно изменять без спинового ротатора с помощью спиновых навигаторов на основе слабых магнитных полей, расположенных внутри Нуклотрона.

DOI: 10.31857/S0370274X25100133

Введение. Коллайдер NICA в Лаборатории Физики Высоких Энергий (ЛФВЭ) Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ, Дубна), запуск которого планируется в 2025 г., – крупнейший в России многофункциональный проект в ядерной физике и физике высоких энергий [1]. Коллайдер предназначен для столкновения встречных пучков релятивистских ядер в многоцелевом детекторе MPD (Multi-Purpose Detector) [2] и встречных пучков поляризованных протонов и дейтронов в спиновом детекторе SPD (Spin Physics Detector) [3]. Коллайдер NICA оптимален для изучения динамики перехода из кварк-глюонной плазмы в процессе остывания горячей Вселенной в наблюдаемую барионную материю. Это предмет первой очереди работы NICA с ядерными столкновениями в MPD. В программе второй очереди с встречными пучками в SPD одна из центральных задач – это разгадка так называемого "спинового кризиса": кварки являются носителями барионного и электрического заряда нуклонов, но только малой части спина нуклона [4, 5].

Инжекция тяжелых ионов и поляризованных легких ядер осуществляется из существующего сверхпроводящего синхротрона Нуклотрон [6]. Максимальный импульс частиц в Нуклотроне ограничен характеристиками штатных сверхпроводящих диполей и составляет ≈ 12 ГэВ/с. Возможность проведения экспериментов на выведенных поляризованных пучках протонов и дейтронов из Нуклотрона была актуальна и раньше, но после ввода коллайдера в эксплуатацию приобрела особую значимость, так как после инжекции тяжелых ионов в коллайдер для выполнения экспериментов в MPD, Нуклотрон большую часть времени будет простаивать. Детектор SPD планируется ввести в строй не ранее 2030 года, поэтому единственная возможность работы с поляризованными пучками в комплексе NICA в настоящее время – это эксперименты на Нуклотроне, который оснащен необходимым для этого оборудованием: источник поляризованных ионов SPI [7] обеспечивает пучки поляризованных дейтронов и протонов для различных спиновых мод, измерение поляризации осуществляется с помощью поляриметров на внутренней мишени [8, 9] и на выведенном пучке [10]. В настоящее время реализуются экспе-

1)e-mail: tsyplakov.ed@phystech.edu

рименты DSS (Deuteron Spin Structure) и ALPOM-2 на внутреннем и выведенном пучках Нуклотрона соответственно. Проект DSS [11] нацелен на изучение спиновой структуры дейтрона. Проект ALPOM-2 реализуется с целью получения новых данных по эффективным анализирующим способностям в реакциях взаимодействия нейтронов и протонов с ядрами [12, 13]. Предлагается провести исследования спин-зависимых эффектов в процессах нуклон-нуклоных, нуклон-ядерных и дейтрон-ядерных взаимодействий на установке BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) с использованием поляризованного выведенного пучка дейтронов [14].

Для проведения экспериментов с выведенными из Нуклотрона поляризованными пучками необходимо решить задачу сохранения поляризации в процессе ускорения пучка до энергии эксперимента и обеспечить управление ориентацией спинов при доставке пучка на мишень.

Основная потеря поляризации пучка происходит во время пересечения спиновых резонансов [15]. Наиболее сильные – внутренние спиновые резонансы – связаны с бетатронными колебаниями пучка. Остальные резонансы связаны с искажением магнитной структуры кольца, которые вызваны 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 бетатронных колебаний, среди которых наиболее сильными являются целые резонансы.

Из-за малого значения G-фактора (гиромагнитного отношения) сетка резонансов дейтронов сильно разрежена, и в диапазоне импульсов до 12 ГэВ/с отсутствуют внутренние и целые резонансы. Поэтому проблема сохранения поляризации дейтронов в Нуклотроне отсутствует. В процессе ускорения сохраняется вертикальная поляризация, которая может быть выведена на внешнюю мишень. Получение продольной поляризации дейтронов на внешней мишени с помощью спинового ротатора на основе поперечных магнитных полей является технически не реализуемой задачей.

Напротив, для протонов основная деполяризация в процессе ускорения связана с пересечением множества спиновых резонансов, число и условие которых приведены в табл. 1, где $\nu = \gamma G$ – спиновая частота, $N = 8$ – число суперпериодов Нуклотрона, а ν_x, ν_y – частоты бетатронных колебаний ($7 < \nu_{x,y} < 7.5$). Здесь и далее все частоты безразмерные и понимаются в единицах частоты обращения частицы вокруг Нуклотрона.

Таблица 1. Спиновые резонансы линейного приближения для протонов в Нуклотроне до 12 ГэВ/с

Resonance type	Resonance condition	Quantity
Intrinsic	$\nu = kN \pm \nu_y$	4
Integer	$\nu = k$	22
Nonsuperperiodic	$\nu = m \pm \nu_y\,, (m \neq kN)$	38
Coupling	$\nu = k \pm \nu_x$	43

На протяжении последних десятилетий в ОИЯИ активно занимались исследованием деполяризующих эффектов в Нуклотроне и разработкой методов сохранения поляризации при ускорении пучка протонов [16–18]. Анализ показывает, что почти во всем диапазоне импульсов Нуклотрона деполяризующими являются внутренние и целые резонансы. Резонансы связи и несуперпериодные резонансы, как правило, пересекаются быстро. Исключение составляют области по энергии вблизи внутренних резонансов, где может происходить деполяризация пучка.

Для адиабатического пересечения целых резонансов в работах [16] предлагалось преднамеренно увеличить силу резонанса за счет введения слабого продольного поля. Для пересечения внутренних резонансов предлагался метод, увеличивающий скорость пересечения резонанса за счет скачка бетатронной частоты [19] с помощью быстрых квадруполей. Данный метод успешно применялся при ускорении поляризованных частиц в синхротронах AGS и ZGS [20, 21]. В работе [22] быстрое пересечение как внутренних, так и целых резонансов предлагалось осуществлять за счет скачка спиновой частоты, который обеспечивался изменением специально введенных магнитных полей в Нуклотрон.

В методах, основанных на быстром пересечении резонанса, всегда происходит малая деполяризация пучка на уровне нескольких процентов, и пересечение большого числа резонансов в итоге приводит к заметной деполяризации пучка. В работе [23] был предложен новый метод "прозрачного" пересечения, исключающий деполяризацию пучка, который основывался на согласовании спиновых инвариантов до и после пересечения области резонанса за счет контролируемого изменения отстройки от резонанса. Однако ограничивающими факторами "прозрачного" пересечения в Нуклотроне являются разбросы спиновой и бетатронных частот.

Возможность использования соленоидальной частичной змейки для сохранения поляризации при ускорении протонов в Нуклотроне рассматривалась в работах [24, 25]. Была предложена схема частичной змейки в диапазоне энергий до 6 ГэВ с компенсацией связи бетатронных колебаний, вносимой соленоидами [24]. Отказ от компенсации связи бетатронных колебаний позволил увеличить интеграл продольного поля для подавления деполяризации пучка с помощью частичной соленоидальной змейки [25]. С помощью численного моделирования было продемонстрировано, что 50 %-змейка полностью решает проблему сохранения поляризации при ускорении протонов в Нуклотроне [17].

Динамические соленоиды, разрабатываемые в ОИЯИ на базе сверхпроводящего NbTi/Cu кабеля [26], позволяют реализовать соленоидальные частичные змейки в существующей структуре Нуклотрона. В данной работе предлагаются варианты исполнения соленоидальной змейки в Нуклотроне с компенсацией и без компенсации связи бетатронных колебаний. Также анализируются способы изменения направления поляризации протонов как на внутренней мишени, так и при выводе пучка из Нуклотрона на внешнюю мишень.

1. Соленоидальные частичные змейки в Нуклотроне. "Сибирская змейка" представляет собой спиновый ротатор, вращающий спин частицы на 180° вокруг оси змейки, лежащей в плоскости ускорителя [27]. Для размещения змейки в уже работающих ускорителях часто не хватает свободного места. Для подавления спиновых резонансов не обязательно использовать "полную" змейку. Достаточно применить "частичную" змейку, которая требует меньшего интеграла магнитного поля, но предъявляет особые требования к выбору бетатронных частот.

При введении продольного поля в свободный промежуток спиновая частота становится функцией не только энергии, но и угла поворота спина Ψ в соленоиде:

$$\cos(\pi\nu) = \cos\frac{\Psi}{2}\cos(\pi\gamma G), \quad \Psi = (1+G)\frac{(BL)_{\text{sol}}}{B\rho}, \quad (1)$$

где $B\rho$ – магнитная жесткость. На рисунке 1 приведен график зависимости косинуса спиновой частоты от энергии в синхротроне с частичной змейкой (черная линия). В отсутствие продольного поля (красная линия) $\cos(\pi\nu)$ изменяется в пределах от "-1" до "$+1$". При этом неизбежны пересечения спиновых резонансов, которые отмечены красными точками для серии целых резонансов $\nu = k$ и синими точками – для серии внутренних и несуперпериодных резонансов $\nu = k \pm \nu_y$. По мере увеличения продольного поля размах $\cos(\pi\nu)$, равный $\cos(\Psi/2)$, будет уменьшаться. При этом сначала "исключаются" целые резонансы, а потом и внутренние. В случае полной змейки ($\Psi = \pi$) график $\cos(\pi\nu)$ вырождается в прямую $\cos(\pi\nu) = 0$, которая соответствует максимальной отстройке от целых резонансов.

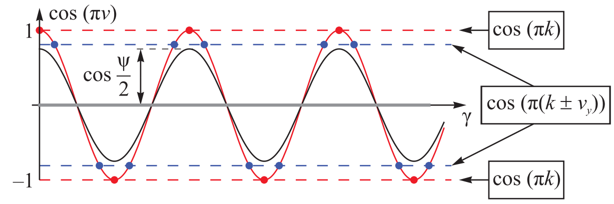

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость $\cos(\pi\nu)$ от энергии в Нуклотроне с частичной змейкой

Для целых резонансов $\gamma G = k$ даже небольшое продольное поле приводит к сдвигу спиновой частоты от резонансного значения на величину:

$$|\nu - k| = \frac{\Psi}{2\pi}, \quad (2)$$

и формально условие резонанса $\nu = k$ становится невыполнимым. В реальных условиях существует ширина резонанса (сила резонанса), которая ограничивает минимальное значение поля соленоида для исключения деполяризации пучка. Минимальный сдвиг спиновой частоты соленоидом должен обеспечить адиабатическое пересечение области спинового резонанса. Увеличивая интеграл продольного поля, можно также исключить деполяризацию для серии резонансов с бетатронными частотами $\gamma G = k \pm \nu_{x,y}$. При этом возникает ограничение на выбор допустимых значений бетатронных частот:

$$\cos(2\pi\nu_{x,y}) > \cos\Psi. \quad (3)$$

При ускорении пучка необходимо выполнить условие адиабатического спинового движения в процессе всего цикла ускорения, которое означает, что за характерное время изменения полей соленоида и арочных магнитов спин успевает сделать много оборотов. При адиабатическом ускорении спин будет следовать за осью прецессии, которая будет изменять свои компоненты в процессе ускорения. Для частичной змейки ось прецессии $\mathbf{n}$ в противоположном от змейки промежутке лежит в вертикальной плоскости (yz):

$$\mathbf{n} = \frac{\sin\frac{\Psi}{2}\mathbf{e}_z + \cos\frac{\Psi}{2}\sin(\pi\gamma G)\mathbf{e}_y}{\sqrt{1 - \cos^2\frac{\Psi}{2}\cos^2(\pi\gamma G)}}. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ – вертикальный и продольный единичные векторы ускорительной системы координат. Ось

n сильно отклоняется от вертикали, периодически выстраиваясь вдоль скорости при значениях энергии, соответствующей $\gamma G = k$. В этом случае динамика спинов становится аналогична случаю 100 %-змейки, когда $\Psi = \pi$. Из-за разброса спиновой частоты поляризация пучка направлена вдоль **n**-оси.

На рисунке 2 показано расположение частичной змейки в Нуклотроне с местами ввода/вывода пучка в/из Нуклотрона: змейка размещается во втором прямолинейном промежутке, инжекция пучка из линейного ускорителя ЛУ-20 осуществляется в первый промежуток, вывод пучка из Нуклотрона в коллайдер NICA и в экспериментальный зал осуществляется в четвертом и пятом промежутках соответственно. Также на рис. 2 синими стрелками показана динамика **n**-оси вдоль кольца Нуклотрона для случая 100 %-змейки. В противолежащем (шестом) промежутке поляризация направлена вдоль скорости пучка. По мере движения к змейке поляризация переворачивается арочными диполями на угол $\pi\gamma G$. Далее поляризация поворачивается змейкой вокруг продольного направления на 180° (отражается относительно направления скорости в плоскости кольца), и возвращается в исходное продольное направление по мере приближения к шестому промежутку. Для частичной змейки динамика поперечных компонент поляризации будет аналогична случаю полной змейки, плюс ко всему появится постоянная вертикальная компонента спина в Нуклотроне вне змейки.

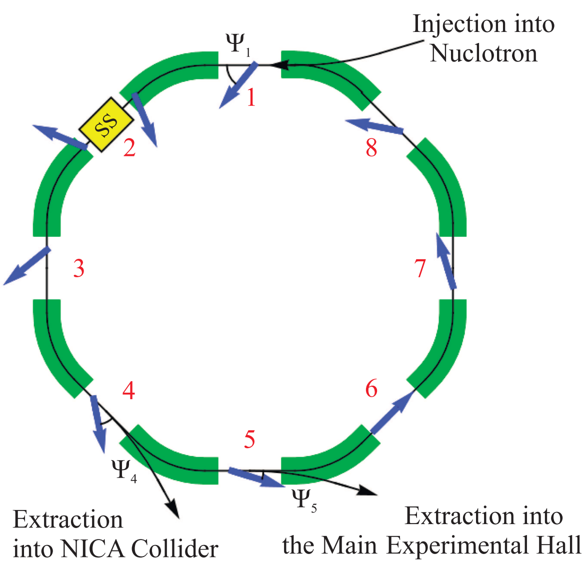

Рис. 2. (Цветной онлайн) Расположение соленоидальной частичной змейки в Нуклотроне

На рисунке 3 представлена схема частичной змейки без подавления связи бетатронных колебаний, которая эффективно использует свободное пространство во втором суперпериоде Нуклотрона. При максимальном поле в соленоиде 5 Тл и длине одного соленоида 2.8 м общий интеграл продольного поля составляет 28 Тл · м (≈ 60 %-змейка). В FODO структуре Нуклотрона с жесткой фокусировкой частоты вертикальных и радиальных бетатронных колебаний близки друг к другу. В приведенной схеме с увеличением силы змейки основной вклад в деполяризацию пучка будут давать возбуждаемые соленоидами резонансы связи, которые находятся вблизи внутренних резонансов.

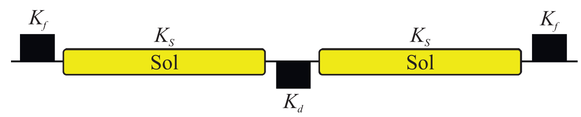

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема частичной змейки со связью бетатронных колебаний

На рисунке 4 представлен результат моделирования ускорения протона в Нуклотроне с 60%-змейкой со связью бетатронных колебаний, выполненный с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [28]. При расчетах полагалось, что бетатронные частоты равны $\nu_x = 6.9$ и $\nu_y = 7.15$, нормализованный эмиттанс составляет 2.0 мм·мрад, спин изначально ориентирован вдоль **n**-оси. Ускорение протона ограничивалось критической энергией, которая примерно равна 11 ГэВ. Наблюдение спина проводилось в промежутке шестого суперпериода Нуклотрона напротив змейки. В верхней части рис. 4 показана динамика проекций спина S_x, S_y, S_z на орты ускорительной системы координат, которая находится в полном соответствии с формулой (5), а в нижней части – проекция спина на **n**-ось (S_n), которая практически не изменяется в процессе ускорения. Незначительное изменение проекции S_n, не превышающее 0.5%, происходит в областях энергий, соответствующих резонансам связи.

Схема частичной змейки с подавлением связи бетатронных колебаний с четырьмя соленоидами показана на рис. 5. Компенсация связи производилась с помощью четырех квадруполей, повернутых на ±45°. Общий интеграл продольного поля при длине одного соленоида 1.2 м составляет 24 Тл · м (≈ 50 %-змейка). В этой схеме из-за локализации связи бетатронных колебаний на участке с соленоидами сила резонансов связи будет значительно меньше, чем в схеме со связью.

На рисунке 6 представлен аналогичный результат моделирования ускорения протона в Нуклотроне с 50 %-змейкой с компенсацией связи бетатронных ко-

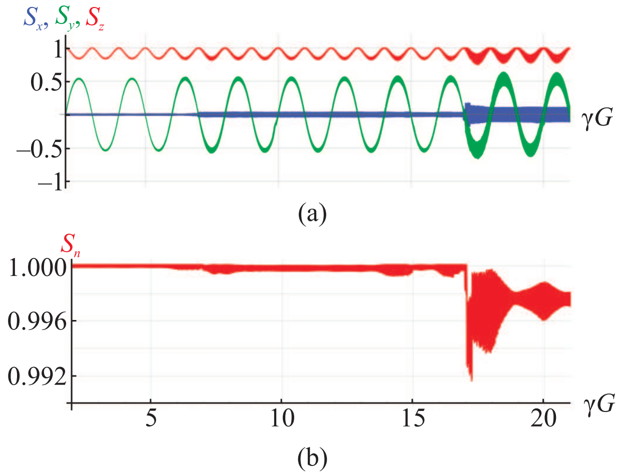

Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика спина протона при ускорении со змейкой без компенсации связи: (a) – компоненты спина и (b) – проекция спина на **n**-ось

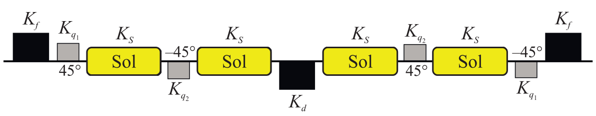

Рис. 5. (Цветной онлайн) Схема частичной змейки с подавлением связи бетатронных колебаний

лебаний. При расчетах полагалось, что бетатронные частоты равны $\nu_x = 7.12$ и $\nu_y = 7.12$, нормализованный эмиттанс составляет 2.0 мм · мрад, спин изначально ориентирован вдоль **n**-оси. Результаты моделирования находятся в полном соответствии с теоретическими расчетами. Как и следовало ожидать, из-за локализации связи на участке со змейкой отклонение проекции спина на **n**-ось практически не изменяется во всем диапазоне ускорения.

В настоящее время в ОИЯИ изготовлен и испытан в парах гелия и в жидком азоте соленоид из ВТСП ленты с полем в центре до 5.6 Тл и темпом подъема поля порядка 1 Тл/с. Такие соленоиды можно использовать в предложенных схемах частичных змеек с компенсацией и без компенсации связи бетатронных колебаний. Возможность изменять поле в соленоидах пропорционально импульсу, позволяет стабилизировать частоты и оптические характеристики бетатронных колебаний в процессе ускорения протонов.

2. Согласование поляризации при инжекции в Нуклотрон. Для сохранения степени поляризации требуется в точке инжекции обеспечить коллинеарность **n**-оси и спинов инжектируемых частиц. При работе с частичными змейками направление **n**-оси в первом промежутке Нуклотрона, где осуществляется инжекция протонов, будет определяться уг-

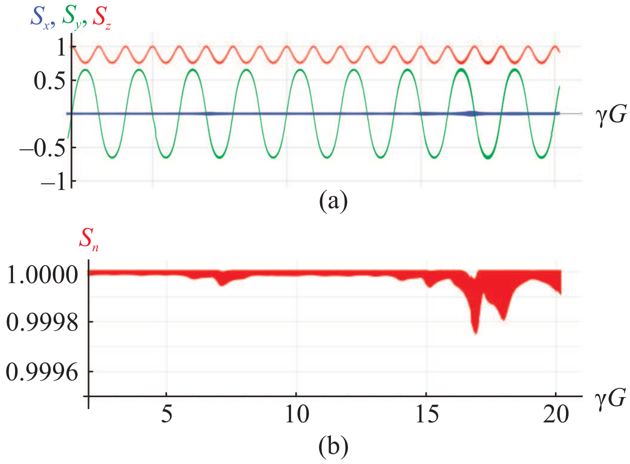

Рис. 6. (Цветной онлайн) Динамика спина протона при ускорении со змейкой с компенсацией связи: (a) – компоненты спина и (b) – проекция спина на **n**-ось

лом поворота спинов в змейке Ψ (см. рис. 7). Для полной змейки $\Psi = \pi$ **n**-ось лежит в плоскости Нуклотрона, а при выключенной змейке **n**-ось направлена по вертикали.

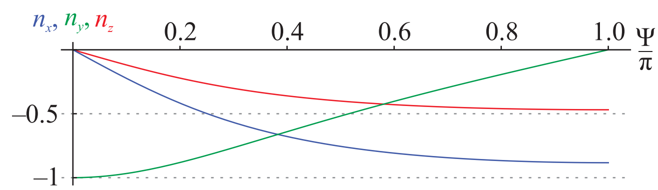

Рис. 7. (Цветной онлайн) Компоненты **n**-оси в первом промежутке Нуклотрона

Указанное согласование можно осуществить разными способами. Например, можно разместить два соленоида в канале транспортировки от линейного ускорителя Лу-20 до Нуклотрона [29], которые позволят изменить направление спинов инжектируемого пучка до заданного направления **n**-оси в месте инжекции. В этом случае при согласовании поляризации во время инжекции пучка структурные функции синхротрона меняться не будут.

Другая возможность – разместить два соленоида непосредственно в Нуклотроне и осуществить согласование путем подстройки **n**-оси к заданному направлению поляризации пучка в месте инжекции. В качестве одного из соленоидов можно использовать соленоиды змейки. Второй соленоид необходимо разместить в другом прямолинейном промежутке. При таком подходе после согласования нужно адиабатически перестроить соленоиды: выключить второй соленоид и включить змеечные соленоиды в рабочий режим на столе инжекции. Требуемые интегралы поля соленоидов для согласования поляризации составят ~ 0.4 Тл · м.

3. Управление поляризацией при выводе пучка на мишень. Представленные схемы змеек решают проблему сохранения поляризации протонов во всем диапазоне энергий Нуклотрона. Кроме того, для выполнения экспериментов на выведенных пучках необходимо решить задачу контроля направления спинов на внешней мишени. Направление поляризации протонов в пятом промежутке, из которого осуществляется вывод пучка из Нуклотрона в экспериментальный зал, будет функцией энергии. Для демонстрации на рис. 8 приведены компоненты **n**-оси при выводе пучка протонов из Нуклотрона для 60 %-змейки.

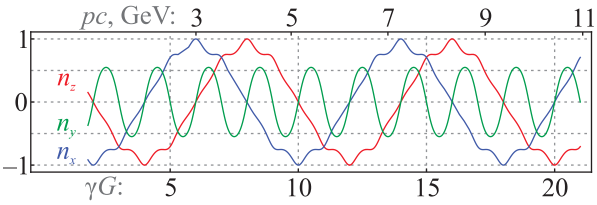

Рис. 8. (Цветной онлайн) Компоненты n-оси при выводе пучка из Нуклотрона

Требуемое направление поляризации протонов на внешней мишени можно обеспечить с помощью спинового ротатора, размещенного в канале транспортировки пучка в экспериментальный зал. Например, можно использовать соленоид с интегралом поля до $\pm\,22$ Тл · м, чтобы довернуть поляризацию в вертикальную плоскость мишени во всем диапазоне энергий. Далее продольная или вертикальная поляризация может быть получена с помощью радиального ротатора с фиксированной орбитой, схема которого приведена на рис. 9. Ротатор такого типа, вращающий спины на малые углы, использовался для стабилизации поляризации в радиальном направлении в проекте MEIC (Jefferson Lab) [30, 31].

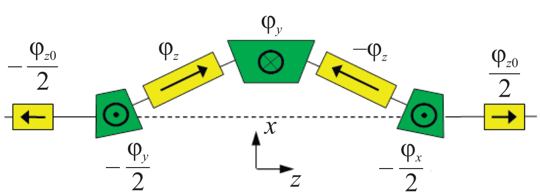

Рис. 9. (Цветной онлайн) Схема радиального ротатора с фиксированным бампом орбиты

Для фиксации орбиты пучка в ротаторе необходимо изменять поле в диполях пропорционально импульсу. Выбирая значение полей в соленоидах из соотношений

$$\sin\frac{\phi}{4} = \sin\frac{\varphi_y}{4}\sin\frac{\varphi_z}{4}, \qquad \mathrm{tg}\frac{\varphi_{z0}}{4} = \cos\frac{\varphi_y}{4}\mathrm{tg}\frac{\varphi_z}{4}, \qquad (5)$$

можно осуществлять контролируемый поворот спина вокруг радиального направления на угол ϕ. Здесь $\varphi_y, \varphi_z, \varphi_{z0}$ – углы поворота спинов в дипольных магнитах и соленоидах, соответственно. Для получения на внешней мишени любого направления поляризации протонов в вертикальной плоскости ($|\phi| \leq \frac{\pi}{2}$) в диапазоне импульсов от 2 до 12 ГэВ/с требуются интегралы продольного и вертикального поля примерно равные 35 Тл · м и 15 Тл · м, соответственно.

Управление поляризацией протонов на внешней мишени может осуществляться и без указанных спиновых ротаторов. Продольная или поперечная поляризация может быть обеспечена с помощью слабых магнитных полей (спиновых навигаторов) непосредственно в Нуклотроне на дискретных энергиях, соответствующих целым спиновым резонансам, которые идут с шагом 523 МэВ. Спиновые навигаторы на базе двух слабых соленоидов для Нуклотрона были предложены в работе [32]. Спиновые навигаторы на базе корректирующих диполей, позволяющих управлять поляризацией протонов за счет контролируемого отклонения замкнутой орбиты Нуклотрона, были предложены в работе [33].

Заключение. Предложенные частичные змейки с компенсацией и без компенсации связи бетатронных колебаний позволяют в принципе подавить резонансную деполяризацию пучка при ускорении протонов во всем диапазоне энергий Нуклотрона. При правильном согласовании направления поляризации во время инжекции пучка в Нуклотрон, в пределе степень поляризации на выходе из Нуклотрона может достигать значения на уровне 80 %, полученного на выходе из источника поляризованных протонов [7]. Для формирования высокоинтенсивных пучков поляризованных протонов в коллайдере NICA [34] со средней светимостью до 10^{32} см$^{-2}$ с$^{-1}$ для инжекции частиц в Нуклотрон планируется использовать линейный ускоритель LILAC [35]. В этом случае характерное число ускоренных поляризованных протонов на выходе из Нуклотрона может составлять до $5 \cdot 10^{10}$ частиц за цикл. Предлагаемые конфигурации частичных змеек актуальны как для существующей структуры Нуклотрона, так и для потенциально новой магнито-оптической структуры при модернизации Нуклотрона для повышения светимости коллайдера NICA при работе с поляризованными пучками.

Дополнительный слабый соленоид позволяет контролировать направление поляризации на дискретных энергиях, соответствующих целым спиновым резонансам, как внутри Нуклотрона, так и на внешних мишенях. Станет возможным использовать Нуклотрон для экспериментальной проверки концепции спиновой прозрачности, а также в качестве стенда по отладке систем управления и измерения поляризации в ST режиме.

Предложенный спиновый ротатор с фиксированной орбитой в канале транспортировки пучка позволит получать любое направление спинов в вертикальной плоскости на внешней мишени во всем диапазоне энергий. Вывод на внешнюю мишень пучков с любой контролируемой поляризацией важен для новых подходов к поиску по вектор-тензорной асимметрии миллисильного CP-несохранения вне рамок Стандартной Модели и наблюдения P-нечетной асимметрии в полном сечении рассеяния поляризованных протонов и дейтронов. В дополнение к предложенным экспериментам по прецизионной проверке стандартной электрослабой теории по P-нечетной асимметрии в полных сечениях с использованием техники осциллирующей горизонтальной поляризации [36, 37] станут возможными экспериментальные проверки со стационарной продольной поляризацией с использованием техники спиновых навигаторов в ST-режиме и техники спинового ротатора в канале транспортировки.

Становится реальным проведение экспериментов в коллайдере NICA в режиме спиновой прозрачности без использования соленоидальных змеек за счет инжекции поляризованных протонов из Нуклотрона на энергиях, соответствующих целым спиновым резонансам [38]. В этом случае остается открытым вопрос об охлаждении пучка на энергиях столкновений протонов для достижения требуемой светимости.

Открывается возможность независимо или параллельно с выполнением экспериментов в тяжелоионной моде коллайдера NICA проводить эксперименты с поляризованными протонами как на внешних, так и на внутренних мишенях в Нуклотроне. Эксперименты с поляризованными пучками в Нуклотроне существенно расширят программу фундаментальных исследований по физике спинов частиц на комплексе NICA.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования “Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)” и Международной межправительственной научно-исследовательской организации Объединенный институт ядерных исследований. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. V. D. Kekelidze, A. D. Kovalenko, I. N. Meshkov, A. S. Sorin and G. V. Trubnikov, Physics of Atomic Nuclei **75**(5), 542 (2012).
2. K. Abraamyan, S. Afanasiev, V. Alfeev et al. (Collaboration), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment A **628**, 99 (2011).
3. V. Abazov, V. Abramov, L. Afanasyev and et al. (Collaboration), Natural Science Review **1**, 1 (2024).
4. I. Savin, A. Efremov, D. Peshekhonov, A. Kovalenko, O. Teryaev, O. Shevchenko, A. Nagajcev, A. Guskov, V. Kukhtin and N. Toplilin, EPJ Web of Conferences **85**, 02039 (2015).
5. V. Abramov, A. Aleshko, V. Baskov, E. Boos, V. Bunichev, O. Dalkarov, R. El-Kholy, A. Galoyan, A. Guskov, and V. Kim, Physics of Particles and Nuclei **52**(6), 1044 (2021).
6. A. Baldin, S. Averichev, Y. Beznogikh et al. (Collaboration), IEEE Trans. Nucl. Sci. **30**, 3247 (1983).
7. V. Fimushkin, A. D. Kovalenko, L. V. Kutuzova, Y. V. Prokofichev, V. B. Shutov, A. S. Belov, V. N. Zubets, and A. V. Turbabin, *XVIth International Workshop in Polarized Sources, Targets, and Polarimetry*, PoS (PSTP2015) (2016); https://www.researchgate.net/publication/323898862.
8. P. Kurilkin, V. Ladygin, T. Uesaka et al. (Collaboration), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **642**(1), 45 (2011).
9. A. A. Terekhin, I. S. Volkov, Y. V. Gurchin, A. Y. Isupov, V. P. Ladygin, S. G. Reznikov, A. V. Tishevsky, A. N. Khrenov, and M. Janek, Physics of Particles and Nuclei **54**(4), 634 (2023).
10. L. Azhgirey, V. Ladygin, F. Lehar, A. Prokofiev, G. Stoletov, A. Zhdanov, and V. Zhmyrov, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **497**, 340 (2003).
11. V. P. Ladygin, A. V. Averyanov, E. V. Chernykh et al. (Collaboration), JPS Conf. Proc. **37**, 020902 (2022).
12. A. A. Druzhinin, N. M. Piskunov, R. A. Shindin, Y. T. Kiryushin, D. A. Kirillov, N. V. Kostiaeva, E. P. Makoveev, and A. E. Baskakov, Physics of Particles and Nuclei **55**(4), 1086 (2024).
13. S. N. Basilev, Y. P. Bushuev, O. P. Gavrishchuk et al. (Collaboration), The European Physical Journal A **56**(1), 26 (2020).

14. V. Ladygin, PoS, BaldinISHEPPXXII, 098 (2014).
15. S. Vokal, A. D. Kovalenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. A. Mikhailov, Y. N. Filatov, and S. S. Shimanskii, Physics of Particles and Nuclei Letters **6**, 48 (2009).
16. N. Golubeva, I. Issinskij, V. Mikhajlov, E. Strokovskij, A. Kondratenko, and M. Kondratenko, Preprint JINR P9-2002-289 (2002).
17. Y. Filatov, A. Butenko, A. Kondratenko, M. Kondratenko, A. Kovalenko, and V. Mikhaylov, Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17) **8**, 2349 (2017).
18. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, and E. A. Butenko, Physics of Particles and Nuclei **55**(4), 731 (2024).
19. Y. M. Shatunov, I. A. Koop, A. V. Otboev, S. P. Mane, and P. Y. Shatunov, Physics of Particles and Nuclei Letters **15**(3), 315 (2018).
20. L. Ratner, H. Brown, I. Chiang et al. (Collaboration), IEEE Transactions on Nuclear Science **32**, 1656 (1985).
21. L. G. Ratner and T. K. Khoe, IEEE Trans. Nucl. Sci. **20**(3), 217 (1973).
22. N. Golubeva, A. Kondratenko, and Y. Filatov, Proc. of the Int. Workshop "Deuteron-93" (1994), p. 374.
23. A. Kondratenko, M. Kondratenko, and Y. Filatov, Pepan **1**, 266 (2004).
24. Y. N. Filatov, A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and V. A. Mikhaylov, Physics of Particles and Nuclei **45**(1), 262 (2014).
25. Y. N. Filatov, A. V. Butenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and V. A. Mikhaylov, Proc. IPAC'14 (2014), p. 1162.
26. H. G. Khodzhibagiyan, P. G. Akishin, A. V. Butenko, A. V. Bychkov, G. L. Kuznetsov, M. S. Novikov, E. V. Sergeeva, G. V. Trubnikov, E. S. Fischer, and A. V. Shemchuk, Natural Science Review **1**(1), 6 (2024).
27. Y. Derbenev, Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko, and V. Morozov, Symmetry **13**, 398 (2021).
28. F. Méot, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment **427**, 353 (1999).
29. A. Kovalenko, A. Butenko, V. Mikhaylov, M. Kondratenko, A. Kondratenko, and Y. Filatov, J. Phys. Conf. Ser. **938**, 012018 (2017).
30. Y. Derbenev, F. Lin, V. Morozov, Y. Zhang, A. Kondratenko, and M. Kondratenko, Proc. IPAC'15 (2015), p. 2301.
31. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, V. S. Morozov, A. V. Butenko, E. M. Syresin, and E. D. Tsyplakov, The European Physical Journal C **81**(11), 986 (2021).
32. Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko, V. Vorobyov, S. Vinogradov, E. Tsyplakov, A. Butenko, E. Syresin, S. Kostromin, Y. Derbenev, and V. Morozov, J. Instrum. **16**, P12039 (2021).
33. Y. Filatov, A. Kondratenko, N. Nikolaev, Y. Senichev, M. Kondratenko, S. Vinogradov, E. Tsyplakov, A. Butenko, S. Kostromin, V. Ladygin, E. Syresin, I. Guryleva, A. Melnikov, and A. Aksentyev, JETP Lett. **118**, 387 (2023).
34. E. Syresin, A. Butenko, P. Zenkevich, O. Kozlov, S. Kolokolchikov, S. Kostromin, I. Meshkov, N. Mityanina, Y. Senichev, A. Sidorin, and G. Trubnikov, Physics of Particles and Nuclei **52**, 997 (2021).
35. B. Koubek et al., Proc. 29th Linear Accelerator Conference (LINAC'18) **29**, 362 (2019).
36. I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salnikov, P. Y. Shatunov, and Y. M. Shatunov, Physics of Particles and Nuclei Letters **17**(2), 154 (2020).
37. I. A. Koop, A. I. Milstein, N. N. Nikolaev, A. S. Popov, S. G. Salnikov, P. Y. Shatunov, and Y. M. Shatunov, Physics of Particles and Nuclei **52**(4), 549 (2021).
38. Y. Filatov, A. Kovalenko, A. Butenko, E. Syresin, V. Mikhailov, S. Shimanskiy, A. Kondratenko, and M. Kondratenko, European Physical Journal Web of Conferences **204**, 10014 (2019).