Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 6, с. 389 – 396

Система спин-флипа протонов на базе корректирующих диполей Нуклотрона/ОИЯИ на спиновом резонансе $\gamma G = 7$

Ю. Н. Филатов[+∇1)], *А. М. Кондратенко*[+∗], *Н. Н. Николаев*[+×], *Ю. В. Сеничев*[+∘], *М. А. Кондратенко*[+∗], *С. В. Виноградов*[+], *Е. Д. Цыплаков*[+], *А. В. Бутенко*[∇], *С. А. Костромин*[∇], *В. П. Ладыгин*[∇], *Е. М. Сыресин*[∇], *И. Л. Гурылева*[+∇], *А. А. Мельников*[∘×], *А. Е. Аксентьев*[+∘]

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

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

[×] *Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[∘] *Институт ядерных исследований РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия*

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

Поступила в редакцию 20 августа 2023 г.
После переработки 20 августа 2023 г.
Принята к публикации 22 августа 2023 г.

Предложена система спин-флипа, обеспечивающая многократные перевороты поляризации протонов в режиме спиновой прозрачности в сверхпроводящем синхротроне Нуклотрон при импульсе пучка 3.54 ГэВ/c, соответствующему целочисленному спиновому резонансу $\gamma G = 7$. Управление спином частиц осуществляется навигатором на основе штатных корректирующих диполей. Приведены результаты численного моделирования спиновой динамики протонов в режимах спин-флипа и адиабатического захвата поляризации протонов навигатором при доставке пучка в область резонанса $\gamma G = 7$. Обсуждается возможность экспериментальной проверки системы спин-флипа протонов в Нуклотроне. Для проведения пилотного эксперимента предложена схема сохранения поляризации протонов до импульса 3.54 ГэВ/c с помощью преднамеренного увеличения мощностей целочисленных спиновых резонансов за счет контролируемого отклонения замкнутой орбиты корректирующими диполями в процессе ускорения пучка.

DOI: 10.31857/S1234567823180027, EDN: wpjswo

Введение. Контролируемое вращение поляризации пучков частиц в накопителях и коллайдерах является критической компонентой поляризационных экспериментов по разгадке спинового кризиса в глубоконеупругом рассеянии [1], тонким спиновым явлениям в жестких процессах [2, 3] и проверкам фундаментальных симметрий [4] как на современных, так и планируемых накопителях и коллайдерах, таких как NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility, Объединенный Институт Ядерных Исследований, г. Дубна) [5, 6] и EIC (Electron-Ion Collider, Brookhaven National Laboratory, USA) [7]. Вместе с тем, возможность накопления пучков с отличной от вертикальной поляризацией далека от решения, в особенности для поляризованных дейтронов в точке встречи пучков в коллайдере. В связи с этим особо привлекательна работа в так называемом режиме спиновой прозрачности (ST режиме), предложенном в работах [8, 9]. В частности, для разгадки спинового кризиса императивно глубоконеупругое рассеяние на поляризованных нейтронах, и в роли нейтронов можно использовать или дейтроны, или ^{3}He [10]. Опыт накопления поляризованного ^{3}He высокой энергии отсутствует, однако для контроля поляризации ^{3}He можно использовать аналогичные методы, апробированные на поляризованных протонах [11]. Для работы на EIC с поляризованными дейтронами единственно реалистической представляется техника спиновой прозрачности [12].

Именно ST режим рассматривается как базисный для экспериментов с поляризованными протонами и дейтронами в ускорительном комплексе NICA [13]. В этом уникальном режиме рабочая точка выбирается в окрестности целочисленного (целого) спинового резонанса со стабилизацией требуемой ориентации поляризации в точке взаимодействия и ее управлением спиновыми навигаторами – устройствами на базе слабых магнитных полей, которые практически не изменяют орбитальных характеристик пучка при манипуляциях направлением поляризации [14]. До-

1)e-mail: filatov.iun@mipt.ru

стоинством ST режима является возможность реализации системы спин-флипа (SF-системы), позволяющей осуществлять многократные перевороты спинов во время проведения эксперимента, что приводит к значительному уменьшению систематических ошибок полученных экспериментальных данных [15–17].

В экспериментально проверенных SF-системах, основанных на пересечении индуцированного спинового резонанса с помощью RF-магнитов [18], принципиально происходит, хоть и незначительная, деполяризация при каждом перевороте спина, что в итоге ограничивает максимальное число переворотов поляризации. Так, в коллайдере RHIC при использовании такой SF-системы на RF-диполях была экспериментально продемонстрирована высокая эффективность переворота спинов на уровне 97 % в диапазоне энергий от 24 до 255 ГэВ [19], чему соответствует максимальное допустимое число переворотов спина во время эксперимента порядка нескольких десятков. Особенностью системы спин-флипа в ST режиме является отсутствие резонансной деполяризации пучка, которая исключается за счет стабилизации спиновой частоты навигатором в процессе переворотов спина. В результате исключается сама возможность пересечения целочисленного спинового резонанса.

Для протонов в диапазоне импульсов до 3 ГэВ/c рассматривалась возможность экспериментальной проверки ST режима на целых спиновых резонансах в Нуклотроне, который является инжектором поляризованных протонов и дейтронов в коллайдер NICA [20, 12]. Была предложена и промоделирована представляющаяся оптимальной на низких энергиях SF-система протонов на базе спинового навигатора, реализованного с помощью двух слабых соленоидов [17]. Навигаторные соленоиды с интегралом поля до 0.3 Тл · м, помимо управления поляризацией протонов, позволяют обеспечить адиабатическое пересечение целых резонансов с сохранением поляризации в процессе ускорения пучка до импульса 3 ГэВ/c [21]. Однако для выполнения таких экспериментов требуется заметная модернизация Нуклотрона для введения навигаторных соленоидов в структуру синхротрона, который в настоящее время используется как инжектор релятивистских ядер в коллайдер NICA для выполнения первоочередной программы исследований в детекторе MPD (Multi-Purpose Detector) [22].

Ввиду насущности экспериментальной проверки принципа ST, в работе [23] был предложен принципиально новый спиновый навигатор, который не использует дополнительные магнитные поля, а создается на основе имеющихся в магнитной структуре Нуклотрона штатных корректирующих диполей. Идея такого навигатора основана на интерференционном усилении действия корректирующих диполей на спин за счет возникновения дополнительных полей на возмущенной замкнутой орбите. При низких энергиях возмущение орбиты и навигаторная частота ограничиваются апертурой камеры Нуклотрона, но апертурные ограничения снимаются с ростом энергии. При этом растет и действие навигатора на спиновую динамику. В отличие от продольных полей требуемые интегралы дипольных навигаторных полей не растут с энергией при фиксированном значении навигаторной частоты.

Оптимальным для проведения эксперимента по проверке ST режима с навигаторными диполями представляется импульс пучка 3.54 ГэВ/c, соответствующий целому спиновому резонансу $\gamma G = 7$ (здесь G – аномальная часть гиромагнитного отношения, γ – релятивистский фактор). При таком импульсе и значении нормализованной вертикальной бетатронной частоты ν_y в диапазоне от 7 до 8 все еще исключается пересечение опасного внутреннего спинового резонанса $\gamma G = \nu_y$ [21].

Для проведения пилотного эксперимента в Нуклотроне по тестированию SF-системы протонов необходимо решение ряда задач в неисследованном ранее режиме ST:

- разработать SF-систему протонов на базе корректирующих диполей Нуклотрона;
- сохранить поляризацию при ускорении протонов до 3.54 ГэВ/c с помощью корректирующих диполей;
- обеспечить адиабатический захват поляризации протонов навигатором в область целого спинового резонанса $\gamma G = 7$.

Последовательный анализ этого круга новых задач спиновой динамики является темой этой работы. Сформулированные требования на параметры штатных корректирующих диполей для навигации спинов протонов в Нуклотроне найдут приложения и для управления поляризацией протонов в коллайдере NICA.

SF-система протонов на базе корректирующих диполей.

Спиновый навигатор для $\gamma G = 7$. Методика расчета спиновых навигаторов на базе корректирующих диполей Нуклотрона приведена в работах [23, 24]. Корректирующие диполи индуцируют навигаторное поле $\mathbf{h}_{\rm nav}$, которое является периодической функцией координаты z вдоль расчетной замкнутой орбиты.

Навигаторное поле определяет в точке наблюдения повторяющееся от оборота к обороту направление поляризации $\mathbf{n}$, вокруг которого спины вращаются с навигаторной частотой $\nu_{\rm nav}$

$$\mathbf{h}_{\rm nav}(z) = \nu_{\rm nav}\,\mathbf{n}(z). \qquad (1)$$

Спины частиц, направленные вдоль оси навигатора $\mathbf{n}$, будут совершать устойчивое периодическое движение, в то время как спины частиц, направленные поперечно к оси навигатора, будут размешиваться из-за разброса навигаторной частоты и частот орбитального движения.

В Нуклотроне с вертикальным полем в арочных диполях вклад в итоговое навигаторное поле будут давать только корректирующие диполи с радиальными полями в количестве $N_{\rm dip}$ [23]:

$$\mathbf{h}_{\rm nav}(z) = \sum_{i=1}^{N_{\rm dip}} \mathbf{h}_i(z) = \sum_{i=1}^{N_{\rm dip}} \nu_i\,\mathbf{n}_i(z), \qquad (2)$$

где вклад в парциальные поля $\mathbf{h}_i$ от каждого i-ого диполя с радиальным полем $b_{x,i}$ длиной L, расположенного в месте с координатой z_i, определяется периодической спиновой функцией отклика $\mathbf{F}_x$ для режима спиновой прозрачности [25, 26]:

$$\nu_i = \frac{|\mathbf{F}_x(z_i)|\,b_{x,i}\,L}{2\pi\,B\rho}, \quad \mathbf{n}_i(z) = \sum_{j=1}^{3} \frac{F_{xj}(z_i)}{|\mathbf{F}_x(z_i)|}\,\mathbf{s}_j(z). \quad (3)$$

Здесь $B\rho$ – магнитная жесткость, $\mathbf{s}_j$ – единичные орты спиновой системы координат, которые в начале координат совпадают с ортами ускорительной системы [27]. При движении частицы по расчетной орбите спиновые орты $\mathbf{s}_j(z)$ воспроизводят динамику спинов, изначально направленных вдоль радиального $\mathbf{e}_x$, вертикального $\mathbf{e}_y$ и продольного $\mathbf{e}_z$ направлений. Функция отклика учитывает кроме прямого действия на спин радиального поля корректора, также и дополнительное действие полей, возникающих на искаженной этим корректором замкнутой орбите.

Рассмотрим задачу о получении требуемого направления поляризации с помощью спинового навигатора в детекторе, расположенного, например, в начале координат. Компоненты парциальных осей навигатора от i-ого корректора будут иметь вид

$$\mathbf{n}_i(0) = \frac{F_{x1}(z_i)\,\mathbf{e}_x + F_{x2}(z_i)\,\mathbf{e}_y + F_{x3}(z_i)\,\mathbf{e}_z}{|\mathbf{F}_x(z_i)|}. \qquad (4)$$

На рисунке 1 приведена зависимость компонент радиальной функции отклика $\mathbf{F}_x$ протонов от координаты z в Нуклотроне для $\gamma G = 7$. В Нуклотроне

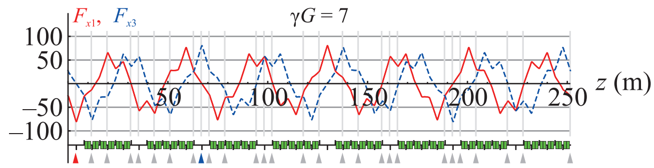

Рис. 1. (Цветной онлайн) Компоненты функции отклика для протонов в Нуклотроне

вертикальная компонента функции отклика отсутствует ($F_{x2} = 0$) [23]. Сплошная красная и пунктирная синяя линии соответствуют радиальной F_{x1} и продольной F_{x3} компонентам функции отклика. Также на рис. 1 показана структура Нуклотрона: зелеными прямоугольниками обозначены арочные диполи. Места расположения корректоров указаны треугольниками под структурой Нуклотрона.

Для реализации спинового навигатора целесообразно выбрать 1-й и 9-й корректоры, обозначенные соответственно красным и синим треугольниками. С одной стороны, в местах их размещения модуль функции отклика максимален. С другой – в месте расположения 1-го корректора отсутствует компонента F_{x3}, т.е. 1-й корректор (обозначен красным треугольником) будет индуцировать радиальное навигаторное поле в начале координат. Аналогично, 9-й корректор (синий треугольник) индуцирует продольное навигаторное поле ($F_{x1}(z_9) = 0$). Таким образом, варьируя поля этих корректоров, можно одновременно задавать навигаторную частоту и требуемое направление поляризации в детекторе:

$$\nu_{\rm nav} = |\mathbf{h}_{\rm nav}| = \frac{\sqrt{b_{x1}^2|\mathbf{F}_x(z_1)|^2 + b_{x9}^2|\mathbf{F}_x(z_9)|^2}\,L}{2\pi B\rho}, \qquad (5)$$

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{h}_{\rm nav}}{|\mathbf{h}_{\rm nav}|} = \frac{b_{x1}F_{x1}(z_1)\,\mathbf{e}_x + b_{x9}F_{x3}(z_9)\,\mathbf{e}_z}{\sqrt{b_{x1}^2|\mathbf{F}_x(z_1)|^2 + b_{x9}^2|\mathbf{F}_x(z_9)|^2}}, \qquad (6)$$

где $|\mathbf{F}_x(z_1)| \approx |\mathbf{F}_x(z_9)| \approx 80$.

Для стабилизации спинового движения необходимо, чтобы действие навигатора на спин значительно превосходило действие возмущающих магнитных полей, вызванных несовершенством изготовления и выставки магнитных элементов Нуклотрона, а также бетатронными колебаниями, т.е. навигаторная частота должна значительно превосходить мощность резонанса $\gamma G = 7$ [8]

$$\nu_{\rm nav} \gg \omega. \qquad (7)$$

Дополнительно, для подавления действия на спин синхротронных колебаний необходимо выполнить условие [23, 28]:

$$\nu_{\rm nav} \gg \max(\sigma, \nu_\gamma), \qquad (8)$$

где $\sigma = G\Delta\gamma$ – амплитуда синхротронной модуляции спиновой частоты, ν_γ – частота синхротронных колебаний в единицах частоты обращения частицы Ω_0, которые для $\gamma G = 7$ при ускоряющем напряжении $V_{\rm rf} = 10$ кВ и кратности ускорения $q = 5$ равны $\sigma \approx 1.4 \cdot 10^{-3}$ и $\nu_\gamma \approx 4.3 \cdot 10^{-4}$.

Мощность резонанса в Нуклотроне в основном связана с неточностью выставки квадруполей и для $\gamma G = 7$ при среднеквадратичном искажении замкнутой орбиты до 1 мм, достигнутое путем коррекции орбиты реальной структуры, составляет $\omega \approx 4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, значение навигаторной частоты, равное $\nu_{\rm nav} = 0.02$, достаточно для управления поляризацией протонов.

На рисунке 2 приведены графики отклонения замкнутой орбиты при стабилизации радиальной (сплошная линия) и продольной (пунктирная линия) поляризации протонов в начале координат спиновым навигатором с частотой $\nu_{\rm nav} = 0.02$. Требуемый интеграл радиального поля в корректирующем диполе для обеспечения указанной частоты навигатора составляет примерно 20 мТл $\cdot$ м. Максимальное отклонение замкнутой орбиты от расчетной в обоих случаях не превышает 10 мм.

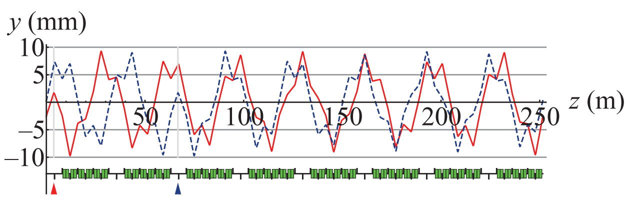

Рис. 2. (Цветной онлайн) Искажение замкнутой орбиты при стабилизации радиальной и продольной поляризации при $\gamma G = 7$

SF-система без резонансной деполяризации. Представленный спиновый навигатор позволяет совершать адиабатические перевороты спинов с помощью навигаторных диполей. В процессе манипуляций направлением поляризации (n-оси) во время эксперимента необходимо, чтобы изменение полей навигаторных диполей было адиабатическим [17]:

$$\left|\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial b_{x1}} \frac{db_{x1}}{dt}\right| \ll \nu_{\rm nav}\Omega_0, \quad \left|\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial b_{x9}} \frac{db_{x9}}{dt}\right| \ll \nu_{\rm nav}\Omega_0\,. \qquad (9)$$

Во время переворотов спина можно исключить деполяризацию пучка, связанную с пересечениями спиновых резонансов, поддерживая значение навигаторной частоты $\nu_{\rm nav}$ постоянной [8]. Для этого необходимо, чтобы поля навигаторных диполей лежали на эллипсе при различных ориентациях поляризации:

$$\frac{b_{x1}^2}{B_1^2} + \frac{b_{x9}^2}{B_9^2} = 1, \;\; B_1 = \frac{2\pi\nu_{\rm nav} B\rho}{|\mathbf{F}_x(z_1)|L}, \;\; B_9 = \frac{2\pi\nu_{\rm nav} B\rho}{|\mathbf{F}_x(z_9)|L}. \qquad (10)$$

На рисунке 3 показана связь полей b_{x1} и b_{x9} навигаторных диполей для стабилизации навигаторной частоты при изменении направления поляризации.

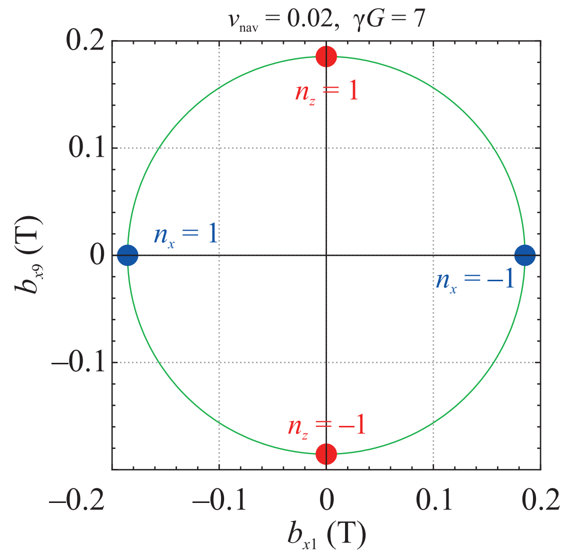

Рис. 3. (Цветной онлайн) Связь полей навигаторных диполей для стабилизации навигаторной частоты

Красными точками отмечены поля корректоров, для которых поляризация имеет продольное направление, а синими точками, – когда поляризация имеет радиальное направление.

Условие адиабатического захвата при организации SF-системы через время переворота спина τ запишется в виде [17]:

$$\tau \gg T/\nu_{\rm nav}, \qquad (11)$$

где T – период обращения частицы. При $\nu_{\rm nav} = 0.02$ время переворота спина должно быть $\tau \sim 1$ мс, чему соответствует 10^3 оборотов частицы.

Моделирование SF-системы для $\gamma G = 7$. Приведем результаты численного моделирования спиновой динамики при организации SF-системы на целом резонансе $\gamma G = 7$, выполненного с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [29].

На рисунке 4 показан график зависимости продольной и радиальной компонент спина от числа оборотов частицы во время двух переворотов спина. Навигаторная частота во время изменения направления спина поддерживалась постоянной и равной

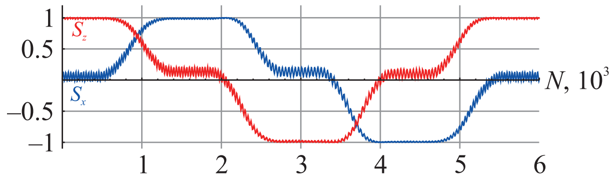

Рис. 4. (Цветной онлайн) Адиабатические перевороты спина протона в Нуклотроне с помощью навигаторных корректоров

$\nu_{\text{nav}} = 0.02$. Спин совершает переворот примерно за 10^3 оборотов, что обеспечивает адиабатический характер динамики спина в процессе переворота.

Спин последовательно следует за полем навигатора, начиная от продольного направления ($\mathbf{S} = \mathbf{e}_z$) к радиальному ($\mathbf{S} = \mathbf{e}_x$) и затем снова к продольному ($\mathbf{S} = -\mathbf{e}_z$) и радиальному ($\mathbf{S} = -\mathbf{e}_x$) направлениям с обратными знаками.

В расчетах учтены ошибки юстировки квадруполей, которые приводили к искажению замкнутой орбиты (см. рис. 5). Поперечное отклонение искаженной орбиты $r_\perp$ от расчетной в среднем составляет около 1 мм, а максимальное отклонение не превышает 3 мм. Также полагалось, что нормализованные эмиттансы бетатронных колебаний составляли $\epsilon_{x,y} = 4\pi$ мм · мрад, а параметры синхротронных колебаний соответствуют значениям $V_{\text{rf}} = 10$ кВ, $q = 5$ (фаза синхронной частицы равна нулю).

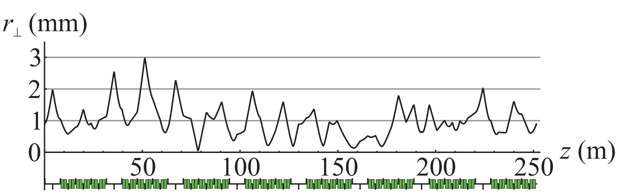

Рис. 5. (Цветной онлайн) Отклонение искаженной замкнутой орбиты, вызванное ошибками выставки квадруполей

Отметим, в процессе переворота спина происходит контролируемое изменение замкнутой орбиты навигаторными корректорами, что приводит к смещению замкнутой орбиты в месте расположения детектора в вертикальной плоскости Нуклотрона, как показано на рис. 6. Сдвиг замкнутой орбиты в вертикальном направлении при переворотах спинов с продольной ориентацией составляет около 0.5 мм и примерно 5.5 мм для спинов с радиальной ориентацией.

Представленные расчеты показывают, что навигатор с частотой $\nu_{\text{nav}} = 0.02$ позволяет осуществлять перевороты спинов протонов примерно за 1 миллисекунду. Однако на практике время переворота спинов будет ограничено скоростью изменения радиального поля в сверхпроводящих корректорах, которая составляет ~ 1 Тл/с [30]. В этом случае время переворота спина составит ~ 0.1 с. Таким образом, в Нуклотроне с сверхпроводящими корректирующими диполями условие адиабатического захвата спинов навигатором во время спин-флипов будет заведомо выполнено.

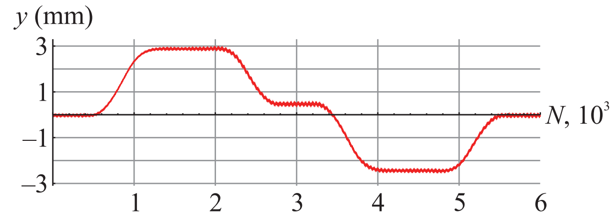

Рис. 6. (Цветной онлайн) Сдвиг замкнутой орбиты в вертикальном направлении во время переворотов спина протона

Сохранение поляризации протонов. Деполяризация пучка при ускорении протонов в Нуклотроне до 3.54 ГэВ/c в основном связана с пересечением целых резонансов, мощности которых растут с энергией пучка [21]. Мощности целых резонансов связаны с искажением замкнутой орбиты, вызванной ошибками выставки магнитных элементов, и растут пропорционально ее отклонению.

Результат пересечения целого резонанса $\gamma G = k$ определяется нормализованной скоростью изменения отстройки от резонанса ε' в момент его пересечения, которая вычисляется через темп подъема поля:

$$\varepsilon' = R\frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{eGR\rho}{mc^3}\left(\frac{dB}{dt}\right), \quad \varepsilon = \gamma G - k, \tag{12}$$

где $2\pi R$ – длина расчетной орбиты, ρ – радиус орбиты в арочных диполях, ε – отстройка от резонанса. В Нуклотроне $R \approx 40$ м, $\rho \approx 22$ м и при темпе подъема поля $dB/dt = 0.6$ Тл/с скорость пересечения становится равной $\varepsilon' \approx 10^{-6}$.

Изменение вертикальной компоненты спина после пересечения резонанса определяется формулой Фруассара–Стора [31]

$$S_y^{\text{after}} = \left(-1 + 2\exp\left(-\frac{\pi\omega^2}{2\,\varepsilon'}\right)\right) S_y^{\text{before}}. \tag{13}$$

При быстром пересечении ($\varepsilon' \gg \omega^2$) вертикальная проекция спина практически не изменяется. При медленном пересечении ($\varepsilon' \ll \omega^2$) спин адиабатически переворачивается. Опасными являются резонансы с промежуточным пересечением ($\varepsilon' \sim \omega^2$), когда происходит существенная потеря поляризации.

В таблице 1 приведены значения мощностей целых резонансов и степени деполяризации пучка после пересечения каждого резонанса при условии, что до пересечения резонанса пучок был полностью поляризован: $D=1-|S_y^{\text{after}}|$. При расчетах полагалось, что среднеквадратичное искажение орбиты, вызванное несовершенством структуры синхротрона, составляет 1 мм, скорость подъема поля равна 0.6 Тл/с.

Таблица 1. Пересечение целых спиновых резонансов в Нуклотроне

$\gamma G = k$	2	3	4	5	6
pc, ГэВ	0.46	1.26	1.87	2.44	3.00
ω, 10^{-4}	0.24	0.59	1.32	2.96	7.51
D, %	0.2	1.1	5.2	25	85

Расчеты показывают, что первые два резонанса $\gamma G = 2$ и $\gamma G = 3$ пересекаются быстро. Пересечение резонанса $\gamma G = 4$ приводит к 5 % деполяризации пучка. Значительная деполяризация пучка происходит при пересечении резонансов $\gamma G = 5$ и $\gamma G = 6$.

Поляризацию пучка в Нуклотроне можно сохранить, обеспечив адиабатическое пересечение резонансов с номерами $\gamma G = 4, 5, 6$ за счет преднамеренного увеличения мощности этих резонансов корректирующими диполями. Контролируемое возбуждение замкнутой орбиты нужно осуществлять после быстрого пересечения первых двух резонансов.

Приведем результаты численного моделирования процесса ускорения протона, выполненные с помощью Zgoubi. На рисунке 7 показано изменение вертикальной проекции спина от γG, связанное с пересечением целых резонансов, при ускорении протона до $\gamma G \approx 6.5$. Частица запускалась вдоль искаженной замкнутой орбиты, вызванной такими же ошибками выставки квадруполей, как и в случае моделирования SF-системы (см. рис. 5).

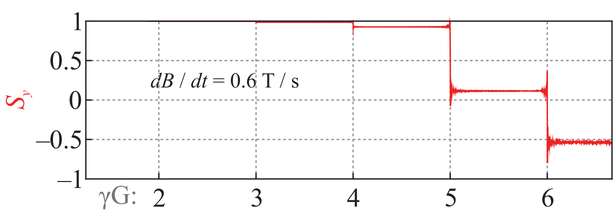

Рис. 7. (Цветной онлайн) Ускорение вертикально поляризованного протона в Нуклотроне

Характер пересечения целых резонансов для конкретно взятой выборки сдвигов квадруполей соответствует данным статистической модели (см. табл. 1): первые два резонанса пересекаются быстро, на резонансе $\gamma G = 4$ теряется примерно 6 % поляризации, в то время как на последних двух резонансах происходит значительное отклонение направления спина от вертикали.

На рисунке 8 показан результат моделирования сохранения поляризации протонов за счет корректирующих диполей. Амплитуда ускоряющего напряжения, кратность ускорения, поперечные эмиттансы, а также ошибки выставки квадруполей выбраны такими же, как и при моделировании SF-системы.

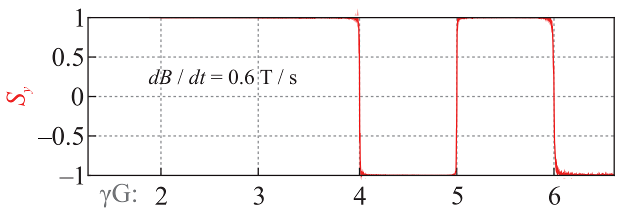

Рис. 8. (Цветной онлайн) Сохранение поляризации протонов в Нуклотроне

Замкнутая орбита возбуждалась плавным включением корректоров с номерами 1, 5, 9, 20 на участке "энергии" γG от 3.3 до 3.7 и далее поддерживалась постоянной, чтобы преднамеренно увеличить мощности целых резонансов $\gamma G = 4, 5, 6$. Максимальное отклонение орбиты составляло 15 мм при максимальном значении полей в корректирующих диполях $b_{x1} = -b_{x5} = b_{x9} = -b_{x20} = 0.2$ Тл на $\gamma G = 6.5$.

Расчеты показывают, что корректирующие диполи обеспечивают сохранение поляризации при ускорении протонов до 3.54 ГэВ/c: первые два резонанса пересекаются быстро без изменения вертикальной проекции спина, а остальные резонансы пересекаются медленно с адиабатическим переворотом спина на каждом резонансе.

Адиабатический захват поляризации протонов. Кроме сохранения поляризации при ускорении протонов до энергии эксперимента, необходимо согласовать направления поляризации пучка и спинового поля, индуцированного навигатором. Вдали от целого спинового резонанса n-ось поляризации определяется арочными диполями и направлена вертикально. В точке резонанса n-ось задается полем спинового навигатора и лежит в плоскости синхротрона. Согласование направления поляризации автоматически достигается в случае адиабатического входа в область резонанса $\gamma G = 7$.

Для адиабатической доставки пучка в область целого резонанса, кроме выполнения условия (8), необходимо выполнить дополнительное условие на темп подъема средней энергии γmc^2 пучка [17]:

$$\frac{d\gamma}{dt} \ll \frac{\Omega_0}{G}\nu_{\text{nav}}^2. \qquad (14)$$

В этом случае спин, ориентированный вертикально вдали от резонанса, адиабатически наклоняется в плоскость синхротрона до тех пор, пока не выстроится вдоль поля, индуцированного спиновым навигатором. При медленном приближении к резонансу степень поляризации пучка сохраняется с высокой точностью – навигатор адиабатически захватывает поляризацию, обеспечивая стабильную прецессию спинов вокруг спинового поля навигатора.

В другом предельном случае, когда резонанс достигается быстро, спины частиц не успевают изменить свою ориентацию и остаются вертикальными, т.е. поперечными к спиновому полю навигатора в резонансе $\gamma G = 7$. В результате поляризация будет утеряна из-за разброса спиновой частоты.

На рисунке 9 приведены результаты численного моделирования адиабатического захвата поляризации протонов навигатором при доставке пучка в область резонанса $\gamma G = 7$, выполненные с помощью Zgoubi. Навигатор стабилизировал радиальное направление поляризации в детекторе с помощью 1-го корректора. Поперечные эмиттансы, энергетический разброс, частота синхротронных колебаний, а также ошибки выставки квадруполей выбирались такими же, как и при моделировании SF-системы и процесса ускорения поляризованных протонов.

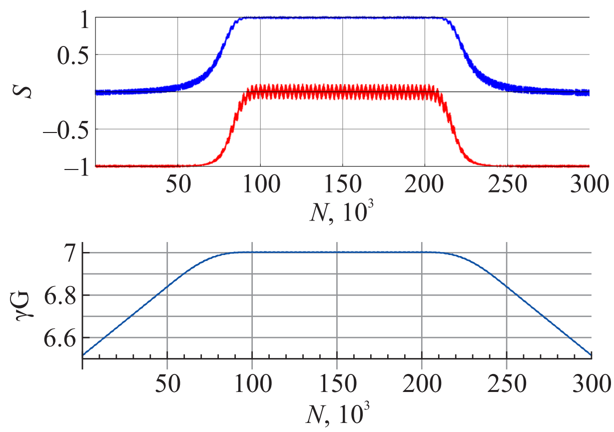

Рис. 9. (Цветной онлайн) Адиабатический захват навигатором поляризации протонов в область резонанса $\gamma G = 7$

Изначально полагалось, что перед адиабатическим захватом поляризации выполнены следующие процедуры. Поляризация протонов сохранена с помощью корректирующих диполей до $\gamma G \sim 6.5$, и спин направлен против вертикального направления. После ускорения три из четырех корректоров с номерами 5, 9 и 20, использующихся для преднамеренного увеличения мощностей резонансов, медленно выключаются, а 1-й навигаторный корректор остается включенным для поддержания навигаторной частоты, равной $\nu_{\text{nav}} = 0.02$.

При начальном темпе подъема поля 0.6 Тл/с условие (14) выполнено, и спин адиабатически выстраивается вдоль радиального направления по мере приближения к резонансу $\gamma G = 7$. Далее, на интервале от 80 до 220 тысяч оборотов спин стабилизируется навигатором в радиальном направлении в ST режиме. Чтобы убедиться в адиабатическом характере динамики спина при захвате поляризации навигатором, на рис. 9 показан участок ($N > 220$ тысяч оборотов) с медленным выходом из области резонанса в исходную точку $\gamma G = 6.5$ с восстановлением начального направления спина без потери поляризации.

Выводы. Предложенные на базе штатных корректирующих диполей система спин-флипа, система адиабатического захвата поляризации навигатором, а также схема сохранения поляризации при ускорении пучка протонов позволят провести при существующем оснащении Нуклотрона экспериментальную проверку принципа спиновой прозрачности на резонансе $\gamma G = 7$. Измерение поляризации протонов можно проводить на имеющихся на ускорительном комплексе Нуклотрон-ОИЯИ поляриметрах как на внутренней мишени [32, 33], так и на выведенном пучке [34].

Успешное сохранение поляризации протонов с импульсом до 3.54 ГэВ/c позволит проводить как эксперименты с поляризованными протонами на внешних мишенях, так и использовать Нуклотрон без введения в него дополнительных магнитных элементов в качестве быстроциклирующего инжектора поляризованных протонов в коллайдер NICA. Последнее есть неотъемлемое требование в программе спиновой физики для формирования высокоинтенсивных поляризованных пучков протонов в комплексе NICA [35, 36].

Результаты анализа спиновой динамики вблизи целочисленных резонансов актуальны также для управления поляризацией дейтронов в коллайдере EIC. Представленная система спин-флипа может быть использована в режиме спиновой прозрачности для управления поляризацией протонов и дейтронов на любой энергии в коллайдере NICA с двумя соленоидальными змейками, что позволит проводить высокопрецизионные эксперименты с поляризованными пучками в ускорительном комплексе NICA.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-42-04419, https://rscf.ru/project/22-42-04419/.

1. N. J. Abdulameer, U. Acharya, A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **130**(25), 251901 (2023).

2. U. A. Acharya, C. Aidala, Y. Akiba et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. D **105**(3), 032003 (2022).
3. J. Adam, L. Adamczyk, J. R. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. D **103**(9), 092009 (2021).
4. S. Karanth, E. J. Stephenson, S. P. Chang et al. (JEDI Collaboration), Phys. Rev. X **13**(3), 031004 (2023).
5. I. A. Savin, A. V. Efremov, D. V. Peshekhonov, A. D. Kovalenko, O. V. Teryaev, O. Yu. Shevchenko, A. P. Nagajcev, A. V. Guskov, V. V. Kukhtin, and N. D. Topilin, EPJ Web Conf. **85**, 02039 (2015).
6. V. V. Abramov, A. Aleshko, V. A. Baskov et al. (Collaboration), PEPAN **52**(6), 1044 (2021).
7. A. Accardi, J. L. Albacete, M. Anselmino et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. A **52**, 268 (2016).
8. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, and V. S. Morozov, Phys. Rev. Lett. **124**, 194801 (2020).
9. Y. S. Derbenev, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, and V. S. Morozov, Symmetry **13**(3), 1 (2021).
10. W. Cosyn, V. Guzey, D. W. Higinbotham, C. Hyde, S. Kuhn, P. Nadel-Turonski, K. Park, M. Sargsian, M. Strikman, and C. Weiss, J. Phys.: Conf. Ser. **543**, 012007 (2014).
11. S. Vokal, A. D. Kovalenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. A. Mikhailov, Yu. N. Filatov, and S. S. Shimanskii, PEPAN **6**(1), 48 (2009).
12. Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. V. Vorobyov, S. V. Vinogradov, E. D. Tsyplakov, and V. S. Morozov, Phys. Rev. Accel. and Beams **24**(6), 061001 (2021).
13. Yu. N. Filatov, A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, E. M. Syresin, V. A. Mikhailov, S. S. Shimanskiy, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, EPJ Web Conf. **204**, 10014 (2019).
14. A. D. Kovalenko, A. V. Butenko, V. D. Kekelidze, V. A. Mikhaylov, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. IPAC2015*, Richmond, VA, USA (2015), p. 2031.
15. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, V. S. Morozov, and Yu. N. Filatov, in *Proc. XIV Advanced Research Workshop on HESP (DSPIN-11)*, Dubna (2011), p. 377.
16. A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Yu. N. Filatov, V. S. Morozov, Ya. S. Derbenev, F. Lin, and Y. Zhang, in *Proc. NAPAC2016*, Chicago, IL, USA (2016), p. 558.
17. Y. Filatov, A. Kondratenko, M. Kondratenko, V. Vorobyov, S. Vinogradov, E. Tsyplakov, A. Butenko, E. Syresin, S. Kostromin, Y. Derbenev, and V. Morozov, JINST **16**(12), P12039 (2021).
18. V. S. Morozov, Z. B. Etienne, M. C. Kandes, A. D. Krisch, M. A. Leonova, D. W. Sivers, V. K. Wong, K. Yonehara, V. A. Anferov, H. O. Meyer, P. Schwandt, E. J. Stephenson, and B. von Przewoski, Phys. Rev. Lett. **91**, 214801 (2003).
19. H. Huang, J. Kewisch, C. Liu, A. Marusic, W. Meng, F. Méot, P. Oddo, V. Ptitsyn, V. Ranjbar, and T. Roser Phys. Rev. Lett. **120**, 264804 (2018).
20. A. A. Smirnov and A. D. Kovalenko, Particles and Nuclei, Letters **1**(6(123)), 11 (2004).
21. Y. N. Filatov, A. V. Butenko, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and V. A. Mikhaylov, in *Proc. IPAC2017*, Copenhagen, Denmark (2017), p. 2349.
22. V. D. Kekelidze, A. D. Kovalenko, I. N. Meshkov, A. S. Sorin, and G. V. Trubnikov, Phys. Atom. Nucl. **75**, 542 (2012).
23. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, E. D. Tsyplakov, A. V. Butenko, S. A. Kostromin, V. P. Ladygin, E. M. Syresin, I. L. Guryleva, A. A. Melnikov, and A. E. Aksentyev, Pis'ma v ZhETF **116**(7), 411 (2022) [JETP Lett. **116**(7), 413 (2022)].
24. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Y. S. Derbenev, V. S. Morozov, A. V. Butenko, E. M. Syresin, and E. D. Tsyplakov, Eur. Phys. J. C **81**(11), 986 (2021).
25. Yu. N. Filatov, A. M. Kondratenko, M. A. Kondratenko, Ya. S. Derbenev, V. S. Morozov, and A. D. Kovalenko, Eur. Phys. J. C **80**, 778 (2020).
26. V. S. Morozov, Y. S. Derbenev, F. Lin, Y. Zhang, Y. N. Filatov, A. M. Kondratenko, and M. A. Kondratenko, in *Proc. of IPAC2018*, Vancouver, BC (2018), p. 400.
27. A. M. Kondratenko, Y. N. Filatov, M. A. Kondratenko, A. D. Kovalenko, and S. V. Vinogradov, J. Phys.: Conf. Ser. **1435**, 012037 (2020).
28. Y. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, and A. N. Skrinskii, Sov. Phys. JETP **33**, 658 (1971).
29. F. Méot, Nucl. Instrum. Methods A **427**, 353 (1999).
30. A. M. Baldin, N. N. Agapov, N. G. Anishchenko et al. (Collaboration), IEEE Transactions on Magnetics **32**(4), 2197 (1996).
31. M. Froissart and R. Stora, Nucl. Instrum. Methods **7**(3), 297 (1960).
32. P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin, T. Uesaka et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A **642**, 45 (2011).
33. 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, Phys. Part. Nucl. **54**(4), 634 (2023).
34. L. S. Azhgirey, V. P. Ladygin, F. Lehar, A. N. Prokofiev, G. D. Stoletov, A. A. Zhdanov, and V. N. Zhmyrov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **497**, 340 (2003).
35. E. M. Syresin, A. V. Butenko, P. R. Zenkevich, O. S. Kozlov, S. D. Kolokol'chikov, S. A. Kostromin, I. N. Meshkov, N. V. Mityanina, Yu. V. Senichev, A. O. Sidorin, and G. V. Trubnikov, Phys. Part. Nucl. **52**, 997 (2021).
36. E. Syresin, A. Butenko, S. Kostromin et al. (Collaboration), in *Proc. IPAC2022*, Bangkok, Thailand (2022), p. 1822.