

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.6

СПИНОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ И БЕТАТРОННАЯ ХРОМАТИЧНОСТЬ ДЕЙТРОННОГО ПУЧКА В РЕЖИМЕ “КВАЗИ-ЗАМОРОЖЕННОГО” СПИНА

© 2025 г. С. Д. Колокольчиков^{a, b, *}, А. Е. Аксентьев^{a, b}, А. А. Мельников^{a, b, c}, Ю. В. Сеничев^{a, b}

^aИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

^bМосковский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия

^cИнститут теоретической физики им. Л.Д. Ландау, Черноголовка, Московская обл., 119334 Россия

*E-mail: sergey.bell13@gmail.com

Поступила в редакцию 19.06.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 03.07.2023 г.

Отличительной особенностью режима “квази-замороженного” спина в синхротроне является установка специальных элементов со скрещенными магнитным и электрическим полями на прямых участках, которые компенсируют поворот спина от МДМ-компоненты на поворотных арках. Более того, из-за наличия продольного размера и разброса по импульсу внутри пучка, вращение спина может происходить некогерентно. С целью подавления этого эффекта устанавливаются секступоли, которые также влияют и на подавление хроматичности.

Ключевые слова: спиновая когерентность, бетатронная хроматичность, квази-замороженный спин, электрический дипольный момент

DOI: 10.56304/S2079562924050269

ВВЕДЕНИЕ

Возможность управления спином для эксперимента с электрическим дипольным моментом (ЭДМ) может быть реализована путем установки фильтров Вина в прямолинейных секциях, которые гарантируют, что вращение вектора спина частиц сохраняет направление в соответствии с режимом “квази-замороженного” спина. Однако спин разных частиц, из-за их движения в трехмерном пространстве, в любом случае, прецессирует со слегка отличающимися частотами вокруг инвариантной оси. Таким образом, нарушает спиновую когерентность. Для обеспечения спиновой когерентности необходимо использовать нелинейные элементы, секступоли, расположенные в местах с ненулевой дисперсией, на поворотных арках. Так как секступоли также влияют и на бетатронную хроматичность, мы рассматриваем возможность одновременного подавления обоих эффектов.

РЕЖИМ “КВАЗИ-ЗАМОРОЖЕННОГО” СПИНА

Уравнения Т-БМТ описывают эволюцию вектора спина $\mathbf{S}$ с течением времени в лабораторной

системе в электрическом $\mathbf{E}$ и магнитном $\mathbf{B}$ поле в системе покоя частиц:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{S} \cdot (\boldsymbol{\Omega}_{\text{MDM}} + \boldsymbol{\Omega}_{\text{EDM}}), \quad \boldsymbol{\Omega}_{\text{MDM}} = \frac{q}{m\gamma} \times \left\{ (\gamma G + 1) \mathbf{B}_{\perp} + (G + 1) \mathbf{B}_{\parallel} - \left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}}{c} \right\}, \quad (1)$$

$$\boldsymbol{\Omega}_{\text{EDM}} = \frac{q\eta}{2m} \left(\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{E}}{c} \right), \quad G = \frac{g - 2}{2}.$$

Как видно из уравнения (1), для поиска ЭДМ необходимо нивелировать влияние магнитного дипольного момента (МДМ). Но кольцо ускорителя NICA имеет только магнитные арки без электрической компоненты. Таким образом, не представляется возможным реализация метода “замороженного” спина, впервые предложенного в БНЛ [1]. Фильтры Вина, расположенные на прямом участке, компенсируют поворот спина, возникающий от МДМ на поворотной арке, и реализуют условие “квази-замороженного” спина для дейтронов [2]. Для этой цели NICA нуждается в модернизации, чтобы функционировать в качестве накопительного кольца с альтернативными прямыми участками за счет использования обходных каналов ByPass [3].

ДЕКОГЕРЕНЦИЯ СПИНА

Следствием уравнения Т-БМТ (1) является частота вращения спина в электрическом и магнитном полях и задаются выражениями:

$$v_s^B = \gamma G, \quad v_s^E = \frac{G+1}{\gamma} - G\gamma. \quad (2)$$

Равновесный уровень энергии частицы

Разные частицы имеют различный импульс, и существует необходимость в использовании понятия эффективной энергии:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma_s + \beta_s^2 \gamma_s \Delta\delta_{eq}. \quad (3)$$

Распределение равновесного импульса из-за бетатронного движения и ненулевого коэффициента уплотнения импульса второго порядка основано на синхронном принципе [4] и определяется с помощью:

$$\Delta\delta_{eq} = \frac{\gamma_s^2}{\gamma_s^2 \alpha_0 - 1} \left[\frac{\delta_0^2}{2} \left(\alpha_1 + \frac{3\beta_s^2}{2\gamma_s^2} - \frac{\alpha_0}{\gamma_s^2} + \frac{1}{\gamma_s^4} \right) + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)_\beta \right], \quad (4)$$

для определения удлинения орбиты из-за бетатронных колебаний:

$$\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_\beta = -\frac{\pi}{L_0} [\epsilon_x v_x + \epsilon_y v_y], \quad (5)$$

где индекс s означает синхронную частицу, ϵ_x, ϵ_y — эмиттансы, v_x, v_y — частота бетатронных колебаний, δ_0 — относительный разброс импульса, α_0, α_1 — два первых порядка коэффициента уплотнения импульса. Уравнение (2) вместе с (3)–(5) показывают, что разброс спиновой частоты зависит от равновесного уровня энергии частицы.

Удлинение орбиты и бетатронная хроматичность

Более формальная теория подразумевает воздействие внешнего (секступольного) поля. Принимая во внимание выражение для полного удлинения орбиты из [5]:

$$\Delta C_\Sigma = -2\pi (J_x \xi_x + J_y \xi_y) + \delta_0 (\alpha_0 + \alpha_1 \delta_0 + \alpha_2 \delta_0^2 + \dots), \quad (6)$$

где ξ_x, ξ_y — хроматичности. Сравнив уравнение (6) с (4) и (5), можно заметить, что длина орбиты тесно связана с равновесным уровнем энергии.

СЕКСТУПОЛЬНАЯ КОРРЕКЦИЯ

В результате уравнения (4), (6) показывают, что использование секступолей может влиять на частоту прецессии спина v_s и в конечном счете позволяют достигнуть спиновой когерентности. Такие эксперименты были проведены на ускорителе COSY в г. Юлихе, Германия, чтобы получить время когерентности (SCT — Spin Coherence Time) на уровне 1000 с [6]. Секступоли располагаются в местах с ненулевой дисперсией на поворотных арках. В минимумах и максимумах дисперсионной $D_{x,y}$ и бета $\beta_{x,y}$ функциях оказывают наибольшее воздействие и физически располагаются рядом с квадрупольными линзами. Твисс-функции арки NICA являются регулярными и показаны на рис. 1 [7]. Дисперсия же подавляется методом “Missing Magnet” по краям.

Бетатронная хроматичность

Для коррекции бетатронной хроматичности используется только два семейства секступолей: одно вблизи фокусирующих квадруполов, другое — рядом с дефокусирующими. Натуральная хроматичность накопительного кольца ByPass NICA равна $v_{x,y} = -17/-17$. После оптимизации можно отслеживать частоту прецессии спина на рис. 2: красная линия показывает натуральную хроматичность, синяя — скорректированную, подавленную до нуля. Для этого случая также был осуществлен спин-трекинг в течение $3 \cdot 10^6$ оборотов для частиц с различным начальным отклонением в координатах $x; y; d$ с начальной ориентацией спина S_0 под углом 45° в плоскости $y-z$, что показано на рис. 3 [8].

Бетатронная хроматичность

Спиновая когерентность

Чтобы достигнуть спиновой когерентности, рассмотрим чисто частоту прецессии спина. COSY Infinity [8] не может работать вблизи нулевого значения частоты прецессии спина. Так как это может привести к ошибке из-за резонанса, по этой причине отстраиваемся от резонанса до уровня $v_s \sim 10^{-4}$. Но к частицам предъявляется требование прецессировать синхронно — когерентно. Основным параметром является частота вращения спина, которая в общем случае зависит от координат и энергии. Можно видеть, что доминирующим компонентом является квадратичный член в разложении частоты спиновой прецессии. Это видно на рис. 2 для обоих случаев — как для натуральной хроматичности, так и скорректированной хроматичности. По этой причине секступоли могут быть выбраны другим способом, чтобы просто достигнуть спиновой когерентности. Как мы можем видеть из уравнений (4), (6), недостаточно использовать два семейства, таким образом, третье семейство должно быть использовано для подавления зависимости от энергетической компоненты. Но в регулярных структурах бета- (β -) и дисперсионные (D -) функции не позволяют использовать три линейно независимых

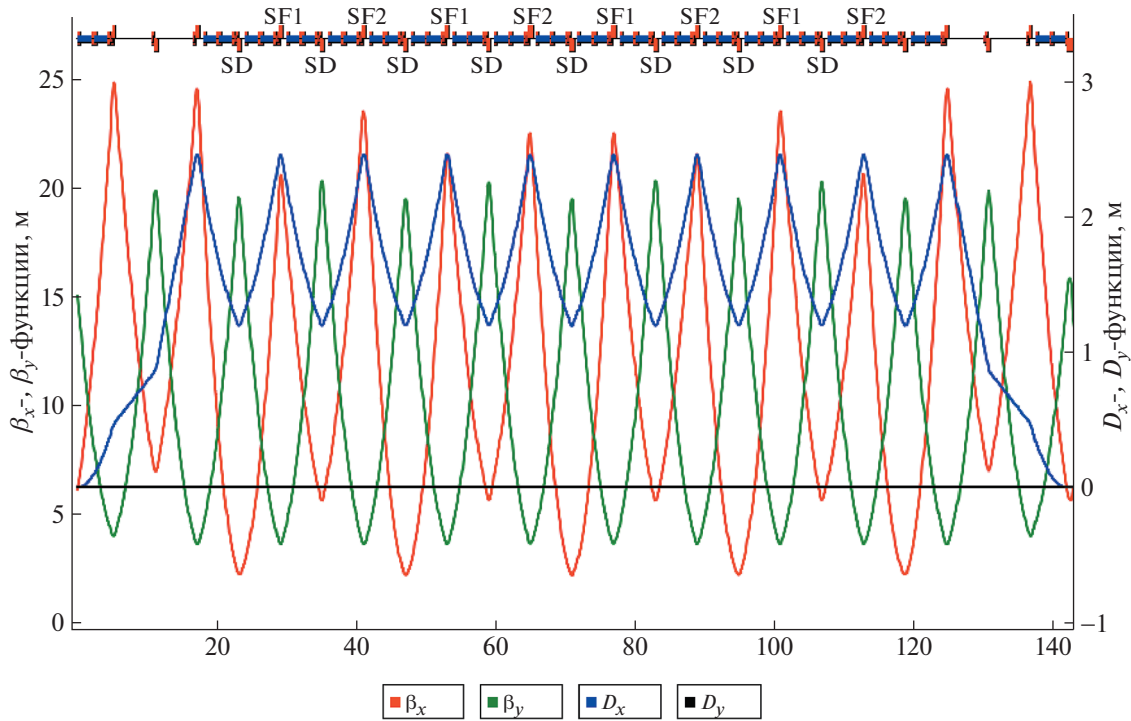


Рис. 1. Twiss-параметры BuPass NICA для дейтронного режима в OptiM. Также показано расположение секступольных семейств.

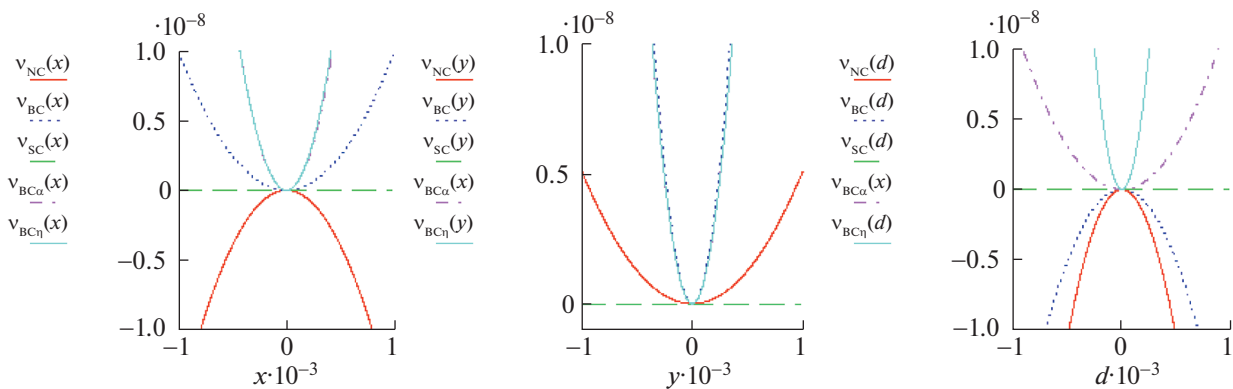


Рис. 2. Зависимость частоты прецессии спина от координат x , y , d для различных случаев оптимизации. NC — натуральная хроматичность (красная линия); BC — нулевая (бетатронная) хроматичность (синяя пунктирная линия); SC — спиновая когерентность (зеленая линия); BC_α — нулевая хроматичность и $\alpha_1 = 0$ (фиолетовая линия); BC_η — нулевая хроматичность и ноль $\eta_1 = 0$ (светло-голубая линия).

семейства. На рис. 1 показано расположение секступольных семейств: SF1, SF2, SD. В этом методе мы не влияем на хроматичность, просто отслеживаем ее значение $v_{x,y} = -13/-18$. Этого недостаточно для обеспечения стабильного орбитального движения. В этом случае можно видеть, что спиновая когерентность достигнута — нет зависимости частоты спиновой прецессии от координат и энергии (рис. 2, зеленая линия). Результаты спи-

нового трекинга частиц подтверждают это утверждение. На рис. 4, частота вращения спина $v_s \sim 10^{-7}$, количество оборотов $3 \cdot 10^6$ оборотов или 3 с. Частицы с различным начальным отклонением прецессируют с одинаковой спиновой частотой. Но в этом случае максимум секступольного коэффициента принимает большое значение, что может вызвать нелинейные эффекты (табл. 1).

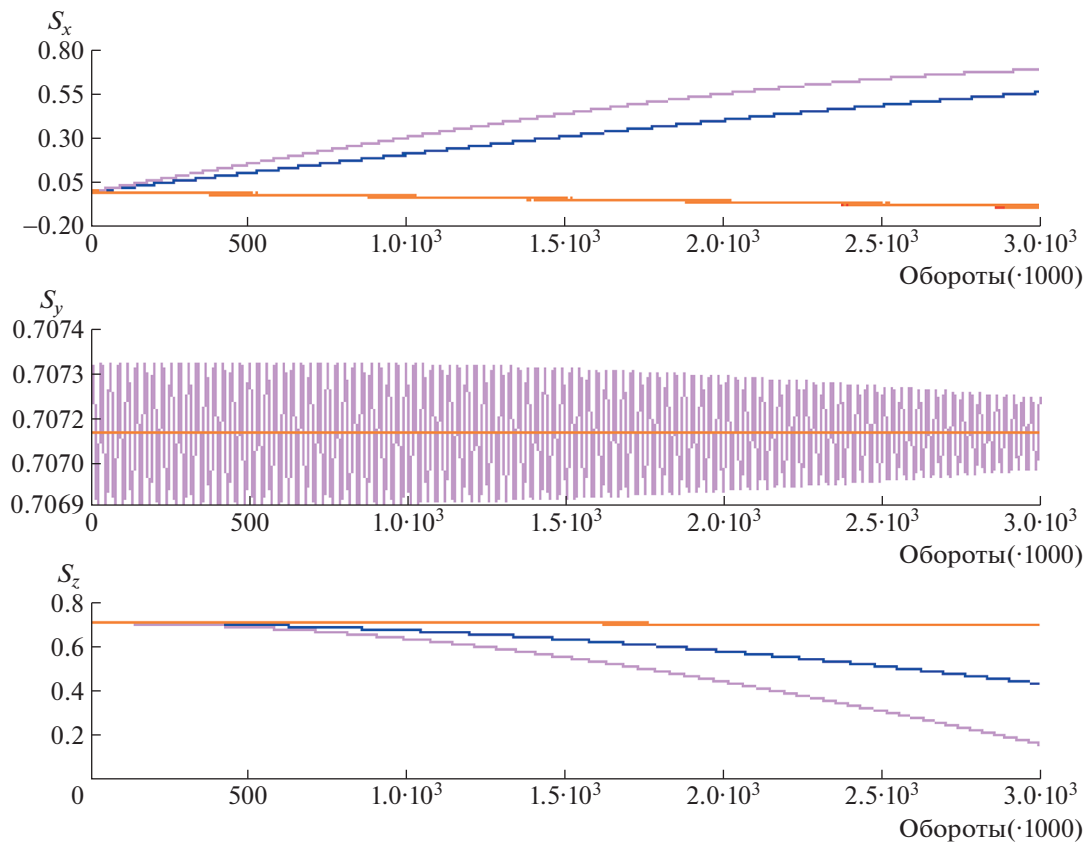


Рис. 3. Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах x , y , d с использованием двух семейств секступолей для получения нулевой бетатронной хроматичности.

Коррекция $\alpha_1 = \eta_1$

Как мы можем видеть, чистая коррекция бетатронной хроматичности не позволила нам получить нулевой разброс частоты вращения спина. Одновременно, получение спиновой когерентности, путем подавления квадратичного члена частоты спиновой прецессии, не подавляет хроматичность. Это возвращает нас к уравнению (6).

Значение $\delta_0\alpha_0$ может быть усреднено с использованием RF для смешивания $\delta_0\alpha_0$. Таким образом, чтобы гарантировать нулевое удлинение орбиты, хроматичности должны быть подавлены ξ_x, ξ_y вместе со значением α_0 до нуля. Это также возможно при использовании трех семейств секступолей. Но все равно не позволяет добиться спи-

Таблица 1. Основные параметры структуры и эксперимента

Оптимизация	Без Оптимизации	Хроматичность	Спиновая когерентность	Хроматичность $+\alpha_1$	Хроматичность $+\eta_1$
Частота бетатронных колебаний	-17/-17	0/0	-13/-18	0/0	0/0
коэффициент α_1	0.2	-0.4	$-0.37 \cdot 10^{-2}$	$\sim -10^{-12}$	-0.85
коэффициент K_x	$-0.16 \cdot 10^{-1}$	$0.55 \cdot 10^{-1}$	$0.27 \cdot 10^{-13}$	$0.55 \cdot 10^{-1}$	$0.56 \cdot 10^{-1}$
коэффициент K_y	$0.51 \cdot 10^{-2}$	$0.76 \cdot 10^{-1}$	$-0.12 \cdot 10^{-12}$	$0.78 \cdot 10^{-1}$	$0.78 \cdot 10^{-1}$
коэффициент K_z	$-0.43 \cdot 10^{-1}$	$0.20 \cdot 10^{-1}$	$0.13 \cdot 10^{-12}$	$0.13 \cdot 10^{-1}$	$1.6 \cdot 10^{-1}$
№ семейств секступолей	Без секступолей	2	3	3	3
Максимальное поле секступолей m^{-3}	—	2.7	19.4	4.9	104.2

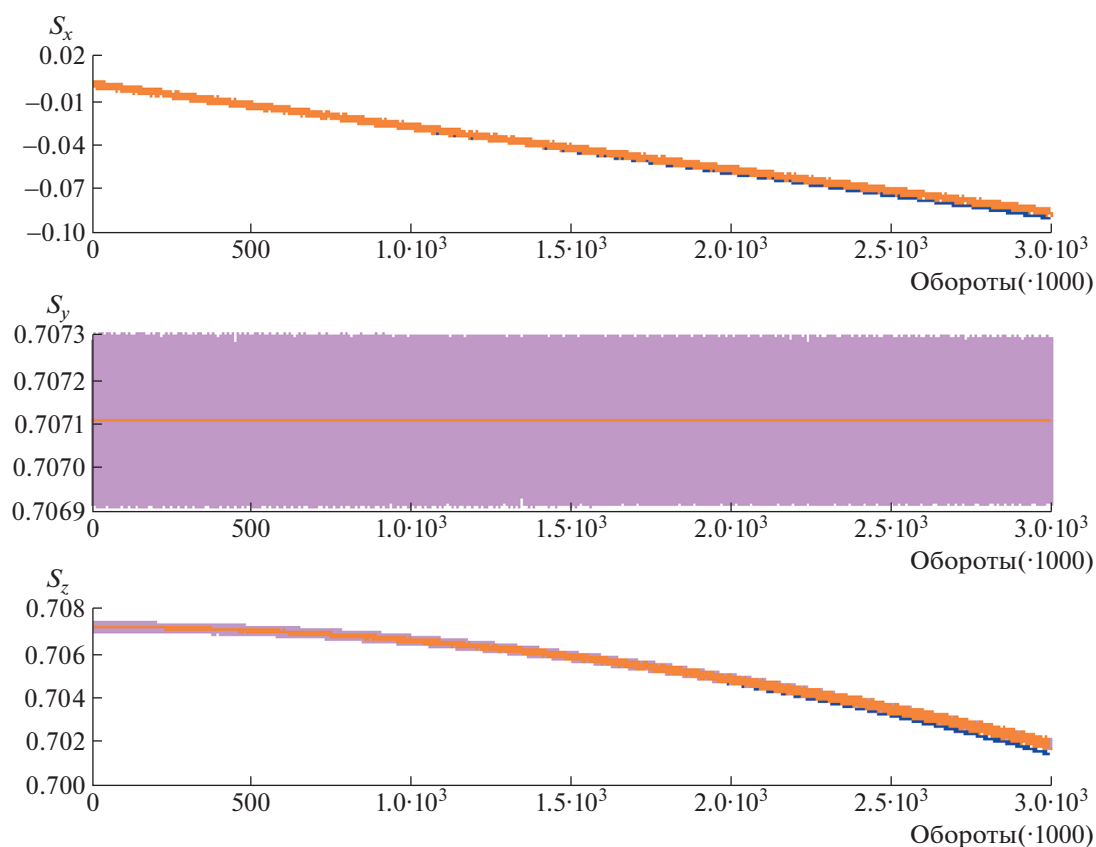


Рис. 4. Спиновый трекинг частиц с различным начальным отклонением в координатах x , y , d с использованием трех семейств секступолей для получения спиновой когерентности.

новой когерентности. На рис. 2 (фиолетовая линия) показана ненулевая зависимость частоты прецессии спина от координат. То же самое происходит, если мы следуем уравнению (4) и подавляем значение η_1 вместе с коррекцией хроматичности (рис. 2). Кроме того, максимальное значение секступольного градиента слишком велико и не может быть реализована (табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, рассмотрено явление спиновой декогеренции одновременно с бетатронной хроматичностью на накопительном кольце ByPass NICA. При этом, кольцо, функционирует в режиме “Квази-замороженного спина” и может быть использован для экспериментов по исследованию ЭДМ дейтрона.

Были рассмотрены различные случаи оптимизации секступолями. Квадратичные члены в разложении по частоте спиновой прецессии являются наиболее важными и представляют зависимость от координат и энергии. Все основные параметры, которые подвергались мониторингу, приведены в табл. 1. Исследование показывает, что невозможно использовать три семейства секступолей в ре-

гулярной структуре для достижения как бетатронной хроматичности, так и спиновой когерентности. Более того, максимальное значение коэффициента секступолей неудовлетворительно и может привести к нелинейным неустойчивостям. Стоит отметить, что регулярная дисперсионная функция на поворотной арке не позволяет найти три линейно независимых семейства, так как они располагаются в одних и тех же минимумах/максимумах бета- (β -) и дисперсионных (D -) функциях. Однако, возможно промодулировать дисперсионную функцию таким образом, чтобы получить три линейно независимых семейства секступолей. Также одним из возможных решений проблемы является использование охлажденного пучка на уровне $dp/p \approx 10^{-5}$. Это может помочь свести к минимуму γ -эффективное и, наконец, обеспечить спиновую когерентность одновременно с подавленной бетатронной хроматичностью.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ 22-42-04419.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Farley F.J.M. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93 (5). P. 052001.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.93.052001>
2. Senichev Y. *et al.* // Proc. IPAC'22. June 2022. Bangkok, Thailand. 2022. P. 492–495.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-MO-POTK024>.
3. Kolokolchikov S., Melnikov A., Aksentyev A., Syresin E., Ladygin V., Senichev Y. // Proc. IPAC'23. May 2023. Venice, Italy. 2023. P. MOPA072.
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC-23-MOPA072>
4. Senichev Y., Maier R., Zyuzin D., Kulabukhova N.V. // Proc. IPAC'13. May 2013. Shanghai, China. 2013. WE-PEA036. P. 2579–2581.
5. Сеничев Ю.В., Аксентьев А.Е., Мельников А.А. // Ядерн. физ. инжинир. 2022. Т. 13 (3). С. 309–312.
<https://doi.org/10.56304/S2079562922010389>
[Senichev Y., Aksentyev A., Melnikov A. // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84 (12). P. 2014–2017.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821100367>].
6. Guidoboni G. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117 (5). 054801.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.054801>
7. Lebedev V. OptiM Code (private commun.) www-bdnew.fnal.gov/pbar/organizationalchart/lebedev/OptiM/optim.htm.
8. COSY INFINITY. www.bmtdynamics.org.

Spin Coherence and Betatron Chromaticity of Deuteron Beam in “Quasi-Frozen” Spin Regime

S. D. Kolokolchikov^{1, 2, *}, A. E. Aksentiev^{1, 2}, A. A. Melnikov^{1, 2, 3}, and Yu. V. Senichev^{1, 2}

¹*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow oblast, 141701 Russia*

³*Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Moscow oblast, 119334 Russia*

*e-mail: sergey.bell13@gmail.com

Received June 19, 2023; revised June 26, 2023; accepted July 3, 2023

Abstract—A distinctive feature of the “quasi-frozen” spin mode in the synchrotron is the installation of special elements with crossed magnetic and electric fields in straight sections that compensate the spin rotation from the MDM components on the arcs. Moreover, because of the presence of the longitudinal length and the momentum spread inside the beam, spin rotation may occur incoherently. In order to suppress this effect, sextupoles are installed, which also affect suppression of chromaticity.

Keywords: spin coherence, betatron chromaticity, quasi-frozen spin, electric dipole moment