

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИН-ДЕКОГЕРЕНЦИИ ПУЧКА ПРИ НЕАДИАБАТИЧНОМ ИЗМЕНЕНИИ ОРИЕНТАЦИИ ОСИ СТАБИЛЬНОГО СПИНА

© 2023 г. А. Е. Аксентьев^{а, *}, А. А. Мельников^а, Ю. В. Сеничев^а

^аИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

*E-mail: a.aksentyev@inr.ru

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.

После доработки 19.07.2022 г.

Принята к публикации 25.07.2022 г.

Новый эксперимент по измерению электрических дипольных моментов (ЭДМ) элементарных частиц, основанный на методе измерения частоты спин-прецессии поляризованного пучка, был предложен к реализации на ускорителе NICA (ОИЯИ, Дубна). Эксперименты с поляризованными пучками требуют длительного времени когерентности спина, порядка 1000 с; предложенный же метод вовлекает дополнительную сложность (позволяющую увеличить точность измерений на несколько порядков): как часть его CW–CCW процедуры инъекции, требуется смена полярности ведущего поля ускорителя. Для реализации последнего требуется калибровочная процедура, во время которой ось поляризации пучка \vec{n} меняет ориентацию из радиального (использующегося при измерениях) в вертикальное (использующееся при калибровке) направление. При адиабатическом изменении направления спин-векторы частиц пучка следуют за направлением оси поляризации, что негативно сказывается на эффективности калибровки; однако, если производить это изменение неадиабатически, возникает вопрос о сохранении спиновой когерентности пучка. Ответ на этот вопрос и есть цель данного исследования.

Ключевые слова: поляризованные пучки, управление спином, адиабатичность, накопительное кольцо, электрический дипольный момент, frequency domain

DOI: 10.56304/S2079562922050025

1. ВВЕДЕНИЕ

Предложенный к реализации “метод частотной области” является модификацией метода “замороженного спина,” разработанного в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США). [1–3].

Все методы, относящиеся к группе методов с “замороженным спином,” основаны на использовании прецессии Томаса–Баргманна–Мишеля–Телегди (Т–БМТ), описываемой уравнением

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{d} \times \mathbf{E} + \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} = \mathbf{S} \times (\boldsymbol{\Omega}_{\text{EDM}} + \boldsymbol{\Omega}_{\text{MDM}}),$$

в котором \mathbf{d} , $\boldsymbol{\mu}$ – это соответственно электрический и магнитный моменты частицы, векторы $\boldsymbol{\Omega}$ – соответствующие им частоты спин-прецессии, а \mathbf{S} – прецессирующий спин-вектор. В общем случае, для использования Т–БМТ прецессии с целью измерения ЭДМ, в оптическую систему накопительного кольца вводится радиальное электрическое поле, вращающее спин-векторы частиц в вертикальной плоскости посредством ЭДМ, в то время как ведущее магнитное поле вращает их в

горизонтальной плоскости за счет МДМ (см. рис. 1). В этом случае, вертикальная компонента поляризации пучка осциллирует как

$$P_v = P \frac{\Omega_{\text{EDM}}}{\Omega} \sin(\Omega t + \theta_0),$$

$$\Omega = \sqrt{\Omega_{\text{EDM}}^2 + \Omega_{\text{MDM}}^2}.$$

Мы будем называть этот сигнал “сигнатурой ЭДМ”.

Идея метода “замороженного спина” заключается в том, чтобы минимизировать МДМ-прецессию так, чтобы плоскость спин-прецессии повернулась полностью вертикально. В этом случае, амплитуда сигнатуры ЭДМ максимальна. В теории, при этом сама сигнатура линейризуется $P_v \approx P \Omega_{\text{EDM}} t$ так, что, измеряя количество накопленного ΔP_v за длительность измерительного цикла T , можно вычислить Ω_{EDM} и, соответственно, – сам ЭДМ. Однако радиальное электрическое поле влияет только на МДМ-прецессию происходящую вокруг ведущего поля; оно не способно повлиять на МДМ-прецессию связанную с радиальными ком-

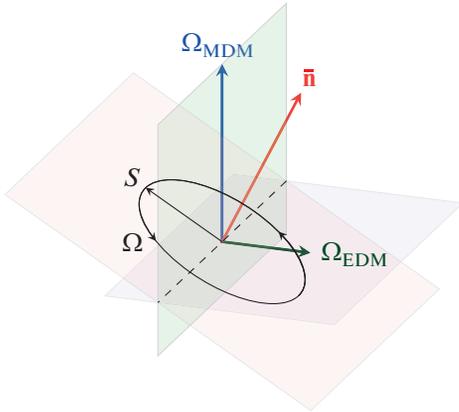


Рис. 1. Томас–БМТ спин-прецессия. (Вектор Ω_{EDM} многократно увеличен для удобства восприятия). Вектор $\bar{\mathbf{n}}$ – совокупная ось спин-прецессии за счет обоих электрического и магнитного моментов.

понентами магнитного поля, возникающими в следствие неидеальностей установки поворотных магнитов. Эта последняя является главной систематической ошибкой измерений семейства методов “замороженного спина.” [4] Переход к измерениям частоты связан именно с ней.

Вместо того, чтобы идти по нереалистичному пути уменьшения ошибок установки оптических элементов (тем самым уменьшая вклад МДМ в сигнатуру ЭДМ), возможно выделить ЭДМ из совокупной частоты прецессии $\Omega = \Omega_{\text{EDM}} + \Omega_{\text{MDM}}$. Разумеется, такой подход требует два измерительных цикла с обращенной полярностью ведущего поля (чтобы изменить знак Ω_{MDM}). Тогда ЭДМ вычисляется как

$$\hat{d} = \frac{1}{2}[\hat{\Omega}^{\text{CW}} + \hat{\Omega}^{\text{CCW}}],$$

где

$$\begin{aligned} \Omega^{\text{CW}} &= \Omega_{\text{EDM}} + \Omega_r^{\text{MDM}}, \\ \Omega^{\text{CCW}} &= \Omega_{\text{EDM}} - \Omega_r^{\text{MDM}}. \end{aligned}$$

Метки CW (по часовой) и CCW (против часовой) обозначают направление движения пучка.

Однако необходимость двух измерений частоты для вычисления одной оценки ЭДМ вызывает следующую проблему: как уравнивать два отдельно инжектируемых пучка относительно вкладов Ω_r^{MDM} в радиальную спин-прецессию?

Для решения этой задачи предложено разделить каждый измерительный цикл на два сегмента: “калибровочный” и “измерительный.” В первом пучок приводится к референсному значению эффективного фактора Лоренца [5], во втором производятся измерения частоты спин-прецессии. Поскольку при калибровке Ω_{MDM} необходи-

мо исключить влияние радиально-направленного ЭДМ на спин-прецессию, ось поляризации в этом сегменте цикла должна быть направлена вертикально – то есть перпендикулярно ее направлению в течении измерительного сегмента. Таким образом в течение одного измерительного цикла ось поляризации меняет свое направление, и она может делать это адиабатически или неадиабатически. Влияние темпа изменения направления оси поляризации на спиновую когерентность пучка – тема настоящего исследования.

2. НАРУШЕНИЕ АДИАБАТИЧНОСТИ И СПИН-КОГЕРЕНТНОСТЬ

Условие адиабатичности изменения ориентации оси $\bar{\mathbf{n}}$ спин-прецессии, происходящей с угловой скоростью Ω , выражается неравенством

$$\dot{\bar{\mathbf{n}}} \ll \Omega. \quad (1)$$

В этом случае угол $\angle(\mathbf{S}, \bar{\mathbf{n}})$ между спин-вектором и осью стабильного спина инвариантен, а значит сохраняется поляризация пучка $\mathbf{P} = \sum_j (\mathbf{S}_j, \bar{\mathbf{n}}) \bar{\mathbf{n}}$. При нарушении условия (1) происходит постепенное уменьшение этого угла, т.е. деполяризация пучка.

Стоит заметить, однако, что нет никакой логической необходимости полагать, что при этом нарушается спиновая когерентность пучка. Обратим внимание также и на то, что в случае метода частотной области работают с пучком, чье математическое ожидание поляризации $\langle \mathbf{P} \rangle = \sum_j (\mathbf{S}_j, \bar{\mathbf{n}}) \bar{\mathbf{n}} = \mathbf{0}$. Иными словами, следует различать понятия “деполяризации” и “спин-декогеренции.” В контексте предложенного метода измерения ЭДМ нас интересует именно последний феномен.

Под спин-декогеренцией пучка мы понимаем систематический рост дисперсии ансамбля спин-векторов (см. рис. 2). Для того, чтобы понять причины этого явления, обратимся к стандартному формализму описания эволюции спин-вектора частицы в накопительном кольце посредством спин-трансфер матрицы [6]:

$$T = \exp(-i\pi v \boldsymbol{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}}),$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ обозначает вектор матриц Паули, а $v = \Omega/\omega_{\text{сyc}}$ – частота спин-прецессии частицы, нормализованная на циклотронную частоту, называемая “спин-тюн.” Ось спин-прецессии $\bar{\mathbf{n}}$, в общем случае, различается для частиц пучка, и зависит от равновесного уровня энергии частицы.

В этих обозначениях, в зависимости от экспериментального контекста можно выделить три генеративных механизма спин-декогеренции: дисперсия спин-тюнов частиц, дисперсия их осей стабильного спина $\bar{\mathbf{n}}$, и рост угла $\angle(\mathbf{S}, \bar{\mathbf{n}})$. Главной причиной спин-декогеренции в экспериментах с

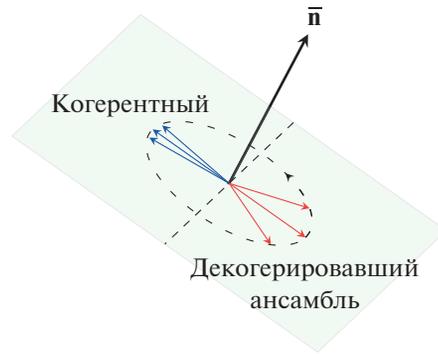


Рис. 2. Спин-декогеренция.

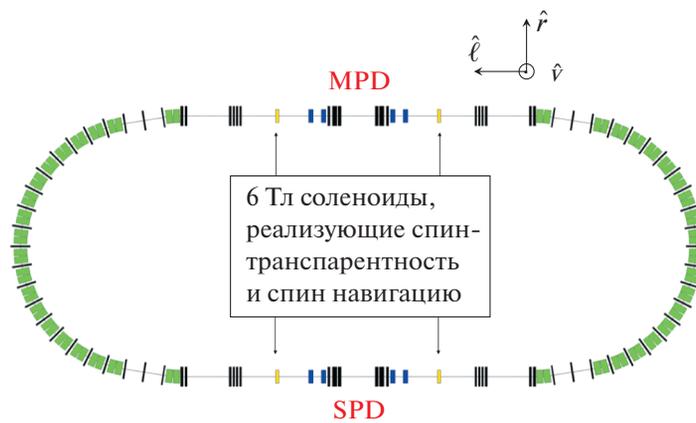


Рис. 3. Оптическая структура использованная при моделировании.

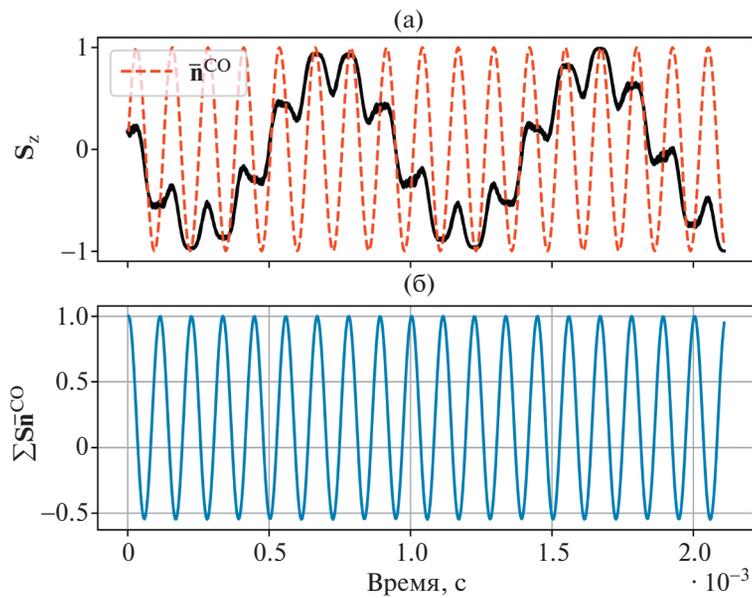


Рис. 4. Деполяризация в случае нарушения адиабатичности: $\dot{\vec{n}} \approx 10 \cdot \Omega$. (а) Эволюция ансамбля спин-векторов во времени (непрерывная линия) и оси спин-прецессии (пунктирная). (б) Поляризация пучка как функция времени. Как и ожидалось, нарушение условия адиабатичности вызывает сильные колебания величины поляризации, однако нет никаких свидетельств затухания амплитуды колебаний, а значит и декогеренции.

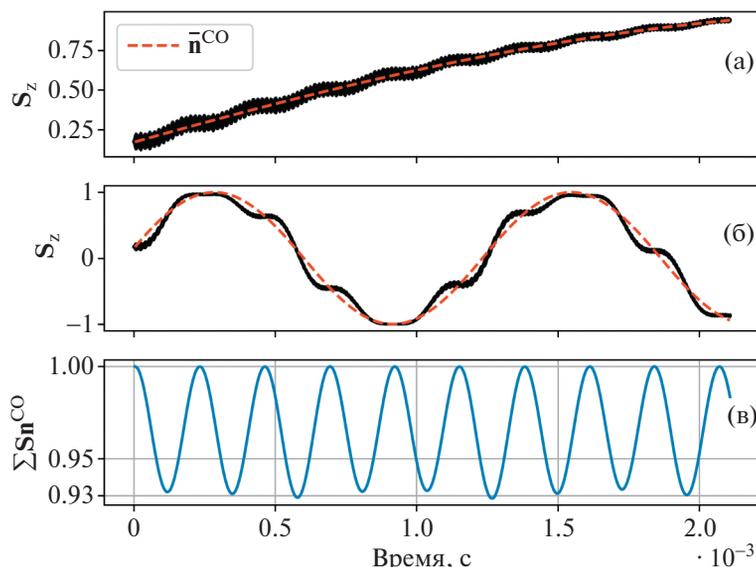


Рис. 5. Сравнение ансамбля спин-векторов и оси спин-прецессии (на замкнутой орбите) в двух других значимых случаях: $\dot{\mathbf{n}} \approx 0.1 \cdot \Omega$ (адиабатический случай) (а) и $\dot{\mathbf{n}} \approx \Omega$ (пограничный случай) (б). График поляризации в последнем случае (в).

пучком $\langle \mathbf{P} \rangle = \mathbf{0}$ является дисперсия спин-тюнов. Она была рассмотрена в [7]. В этой работе рассмотрена последняя причина.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Спин-динамика моделировалась в структуре коллайдера NICA (ОИЯИ, Дубна), работающей в спин-прозрачном режиме (см. рис. 3). Спин-прозрачность осуществляется посредством “сибирских змеек” установленных в прямых участках кольца, работающих синергично с поворотными магнитами арок [8]. Ориентация оси поляризации пучка, называемая “спин-навигацией,” осуществляется путем отдаления от рабочей точки спин-прозрачного режима посредством вариации сил поля соленоидов.

Для моделирования влияния нарушения адиабатичности изменения ориентации оси поляризации на спиновую когерентность пучка мы делали следующее:

1) инжестировали 100%-поляризованный пучок ($\forall s \angle(\mathbf{S}, \mathbf{n}) = 0$);

2) спин-навигаторами устанавливали постоянную частоту спин-прецессии $\Omega = 0.86^\circ/\text{оборот}$ и угол $\psi = \angle(\hat{\ell}, \mathbf{n})$, который менялся от оборота к обороту по закону $\psi_j = \psi_{j-1} + \Delta\psi$ со скоростью $\dot{\psi}$;

3) проделывали так для нескольких различных скоростей $\dot{\psi} = \Delta\psi/\text{оборот}$.

Моделирование проводилось в среде COSY Infinity [9].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты представлены на рис. 4 и 5. На них видно присутствие инерции в случае, когда скорость изменения оси спин-прецессии $\dot{\mathbf{n}}$ превосходит частоту спин-прецессии Ω . Колебательная структура графиков поляризации — следствие непрерывного обращения оси \mathbf{n} вокруг радиальной оси \hat{r} . При этом не наблюдается ни затухание в графиках поляризации (нижние панели Рисунков), ни дисперсия ансамблей спин-векторов (верхние панели). Это означает, что спин-когерентность не нарушается при нарушении условия адиабатичности (1).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за поддержку данной работы Российским научным фондом (РНФ) по гранту 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. Anastassopoulos D. et al. (srEDM Collab.), Search for a Permanent Electric Dipole Moment of the Deuteron Nucleus at the 10^{-29} e-cm Level. 2008. Upton: BNL. https://www.bnl.gov/edm/files/pdf/deuteron_proposal_080423_final.pdf.

3. *Abusaif F. et al. (CPEDM Collab.). Storage Ring to Search for Electric Dipole Moments of Charged Particles: Feasibility Study.* 2021. Geneva: CERN. <https://doi.org/10.23731/CYRM-2021-003>
4. *Senichev Y., Aksentyev A., Melnikov A.* // Proc. RuPAC'21. P. 44. <https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2021-TUB03>
5. *Aksentev A.E., Senichev Y.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1435 (1). P. 012026. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1435/1/012026>
6. *Saleev A. et al.* // Phys. Rev. Accel. Beams. V. 20 (7). P. 072801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.072801>
7. *Aksentyev A.E., Senichev Y.V.* // Proc. IPAC'19. P. 864. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPTS012>
8. *Kovalenko A.D. et al.* // Proc. IPAC'15. P. 2031. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUPTY017>
9. *Berz M. et al.* // Comput. Differentiation: Techniq. Appl. Tool. 1996. No. 89. P. 363.

Investigation of a Beam Spin-Decoherence with a Nonadiabatic Stable Spin Axis Orientation Change

A. E. Aksentev^{1, *}, A. A. Melnikov¹, and Yu. V. Senichev¹

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

**e-mail: a.aksentyev@inr.ru*

Received July 19, 2022; revised July 19, 2022; accepted July 25, 2022

Abstract—A new experiment to measure electric dipole moments (EDMs) of elementary particles, based on measuring the polarized beam's spin precession frequency, has been proposed for implementation at the NICA facility (JINR, Russia). Polarized beam experiments in general require long spin-coherence times at around 1000 seconds. The proposed method involves a further complication (enhancing the measurement precision by several orders of magnitude): a switching of the accelerator guide-field polarity as part of its CW–CCW injection procedure. For the realization of this latter procedure a calibration process is necessary, during which the beam polarization axis \vec{n} changes its orientation from the radial (used for the measurement) into the vertical (used for the calibration) direction. In case this change occurs adiabatically, the beam particles' spin-vectors follow the direction of the polarization axis, which negatively affects the calibration accuracy; however, the violation of the adiabaticity condition raises the question as to the conservation of the beam's spin-coherence. We address this question in the present investigation.

Keywords: polarized beams, spin manipulation, adiabaticity, storage ring, electric dipole moment