

СОХРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ В НУКЛОТРОНЕ ОИЯИ ДО 3,5 ГэВ/с С ПОМОЩЬЮ КОРРЕКТИРУЮЩИХ ДИПОЛЕЙ И СЛАБОГО СОЛЕНОИДА

Ю. Н. Филатов^{1,2,*}, *А. М. Кондратенко*^{1,3},
М. А. Кондратенко^{1,3}, *С. В. Виноградов*¹,
Е. Д. Цыплаков^{1,2}, *А. В. Бутенко*², *С. А. Костромин*²,
*В. П. Ладыгин*², *Е. М. Сыресин*², *Е. А. Бутенко*²

¹ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ Научно-техническая лаборатория «Заряд», Новосибирск, Россия

В нуклотроне для протонов отсутствуют внутренние спиновые резонансы до 3,5 ГэВ/с, и в этом диапазоне импульсов деполяризация пучка связана с пересечением целых спиновых резонансов. Корректирующие диполи используются для преднамеренного увеличения мощности резонанса за счет контролируемого отклонения замкнутой орбиты синхротрона. При отклонении замкнутой орбиты до 10 мм и скорости подъема поля в арочных диполях 0,6 Тл/с практически все целые резонансы будут пересекаться адиабатически без потери поляризации, за исключением первых двух резонансов при энергии 108 и 631 МэВ. Адиабатическое пересечение этих резонансов можно обеспечить за счет введения слабого продольного поля с интегралом 50 мТл·м. Сохранение поляризации предложенным способом позволит осуществлять инжекцию протонов в коллайдер NICA до 3,5 ГэВ/с, а также проводить эксперименты на внешних мишенях.

In the proton momentum range up to 3.5 GeV/c there are no intrinsic spin resonances and proton depolarization is associated with the crossing of integer spin resonances. Correcting dipoles are used to deliberately increase the strength of integer resonances by controlled deviation of the closed orbit. When the orbit is deviated up to 10 mm and the arch dipole field ramp rate is of 0.6 T/s almost all of the integer resonances will cross adiabatically without loss of polarization except for the first two resonances at energies 108 and 631 MeV. At these energies the adiabatic crossing is provided by a weak solenoid with a field integral of 50 mT·m. Experiments on external targets and injections of polarized protons into the NICA collider up to 3.5 GeV/c will become feasible.

PACS: 29.27.Hj; 29.27.Ac

* E-mail: yuriifilatoff@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Нуклотрон планируется использовать в качестве инжектора для получения высокоинтенсивных поляризованных пучков протонов в коллайдере NICA [1, 2]. Методы сохранения поляризации протонов в нуклотроне активно развиваются с 2000-х гг. Анализ деполяризирующих эффектов для пучка протонов во всем диапазоне импульсов нуклотрона представлен в работах [3, 4]. Сохранение поляризации протонов до 13,5 ГэВ/с с помощью соленоидальной 50%-й змейки было предложено в работе [5]. Там же было показано, что для сохранения поляризации до 3,5 ГэВ/с достаточно использовать 5%-ю змейку с интегралом продольного поля 0,66 Тл·м. В работе [6] проанализирована возможность сохранения поляризации протонов до 3,5 ГэВ/с за счет использования только штатных корректирующих диполей. Применимость такого подхода ограничена точностью коррекции замкнутой орбиты, искажение которой не должно превышать 2 мм. В данной работе предлагается комбинированный метод сохранения поляризации с использованием слабого соленоида с интегралом поля до 50 мТл·м и штатных корректоров, когда искажения замкнутой орбиты могут составлять несколько сантиметров.

СПИНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НУКЛОТРОНЕ ДО 3,5 ГэВ/с

В нуклотроне устойчивая поляризация направлена вдоль вертикали, а спиновая частота пропорциональна энергии пучка $\nu = \gamma G$ (G — аномальная часть гиромагнитного отношения частицы), что неизбежно ведет к пересечению спиновых резонансов в процессе ускорения и, как следствие, к резонансной деполяризации пучка [3, 4].

В идеальной структуре с суперпериодом N в линейном приближении по отклонениям от равновесной орбиты возможна только серия внутренних резонансов с номерами

$$\nu = kN \pm \nu_y, \quad (1)$$

которые возникают при взаимодействии спина с бетатронным движением. Здесь k — целые числа, ν_y — вертикальная бетатронная частота. При пересечении внутренних резонансов в нуклотроне со скоростью подъема поля в арочных магнитах, равной 0,6 Тл/с, происходит значительная деполяризация пучка протонов.

В структуре нуклотрона с числом суперпериодов $N = 8$ при выборе вертикальной бетатронной частоты в диапазоне $7 < \nu_y < 8$ первый внутренний резонанс по энергии задается условием $\gamma G = \nu_y$, которому соответствует энергия $E_{\text{res}} = 7mc^2/G \approx 3,6$ ГэВ или импульс $p_{\text{res}} = 3,54$ ГэВ/с. Таким образом, при ускорении протонов до импульса 3,5 ГэВ/с внутренние резонансы пересекаться не будут [5].

В этом диапазоне импульсов останутся лишь спиновые резонансы, связанные с несовершенством магнитной структуры — с неточностями

Таблица 1. Спиновые резонансы линейного приближения в нуклотроне для пучка протонов в диапазоне импульсов до 3,5 ГэВ/с

Резонанс	Условие резонанса	Количество
Целый	$\nu = k$	6
Внутренний	$\nu = kN \pm \nu_y$	—
Несуперпериодный	$\nu = k \pm \nu_y$ ($k \neq N$)	10
Связи	$\nu = k \pm \nu_x$	10

изготовления и выставки магнитных элементов синхротрона. В линейном приближении к резонансам несовершенств относятся целые резонансы, несуперпериодные резонансы и резонансы связи.

В табл. 1 приведено количество спиновых резонансов линейного приближения в нуклотроне при ускорении пучка протонов до импульса 3,5 ГэВ/с.

Наибольший вклад в мощности целых резонансов дает наличие на орбите радиальных и продольных компонент магнитного поля, связанных с ошибками юстировки и изготовления магнитных элементов структуры. Основной причиной возникновения несуперпериодных резонансов является неточность изготовления квадрупольных линз — различие значений градиентов и длин квадрупольей. Резонансы связи возникают из-за ошибок в углах юстировки квадрупольей.

ПЕРЕСЕЧЕНИЕ СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В НУКЛОТРОНЕ

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

$$\varepsilon' = R \frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{eGR\rho}{mc^3} \left(\frac{dB}{dt} \right), \quad \varepsilon = \gamma G - \nu_k, \quad (2)$$

где $2\pi R$ — длина расчетной орбиты; z — продольная координата вдоль расчетной орбиты; ρ — радиус орбиты в арочных диполях; ε — отстройка от резонанса. В нуклотроне $R \approx 40$ м, $\rho \approx 22$ м формула для расчета ε' принимает вид [7]

$$\varepsilon' \approx 1,75 \cdot 10^{-6} \left(\frac{dB [\text{Тл}]}{dt [\text{с}]} \right). \quad (3)$$

В зависимости от ε' разделяют следующие виды пересечений: быстрое, промежуточное и адиабатическое (медленное). При промежуточном пересечении резонанса, когда выполняется условие $\varepsilon' \sim \omega^2$, пучок значительно деполаризуется. При быстром пересечении, когда $\varepsilon' \gg \omega^2$, вектор поляризации не успевает существенно измениться. При медленном пересечении, когда $\varepsilon' \ll \omega^2$, вектор поляризации «переворачивается» после

пересечения резонанса [4]. Введем характерную мощность спинового резонанса ω_D , которая определяется скоростью пересечения:

$$\omega_D = \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\pi}}. \quad (4)$$

При пересечении уединенного спинового резонанса указанной мощности $\omega \sim \omega_D$ происходит значительное отклонение спина от вертикального направления. Перемешивание фаз прецессий спинов частиц приводит к значительной деполяризации пучка при пересечении резонанса такой мощности. Пересечение спинового резонанса мощностью $\omega \approx 0,1\omega_D$ приводит к потере степени поляризации 1% (быстрое пересечение резонанса с сохранением вертикального направления поляризации). Адиабатическое пересечение спинового резонанса с переворотом направления поляризации приводит к потере степени поляризации 1% для мощности резонанса с бетатронными частотами $\omega \approx 10\omega_D$. Для целых спиновых резонансов потеря степени поляризации 1% происходит при пересечении резонанса мощностью $3,25\omega_D$.

При скорости подъема поля 0,6 Тл/с скорость пересечения $\varepsilon' \approx 10^{-6}$, а характерная мощность резонанса $\omega_D \approx 5,8 \cdot 10^{-4}$. Анализ деполяризующих эффектов в нуклотроне показал, что при таком темпе подъема поля в области импульсов до 3,5 ГэВ/с после пересечения несуперпериодных резонансов и резонансов связи потеря поляризации пучка протонов составляет менее 1%.

СОХРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СЛАБОМ ИСКАЖЕНИИ ОРБИТЫ

Основная потеря степени поляризации протонов в нуклотроне до 3,5 ГэВ/с связана с пересечением целых резонансов, мощности которых растут с увеличением энергии пучка. В статистической модели ошибок выставки магнитных элементов синхротрона мощности целых резонансов связаны с искажением замкнутой орбиты и растут пропорционально отклонению замкнутой орбиты.

Стратегия сохранения поляризации будет зависеть от того, как скорректировано искажение замкнутой орбиты. После сезонных циклов зима–лето происходят случайные сдвиги магнитных элементов синхротрона, которые могут вызывать искажение замкнутой орбиты до нескольких сантиметров. В принципе, в нуклотроне можно реализовать систему коррекции орбиты до 2 мм [8]. Рассмотрим, как изменяется ситуация для хорошо скорректированной орбиты до 2 мм и для случая, когда искажения орбиты могут превышать 10 мм.

Для выявления опасных целых резонансов при искажении орбиты до 2 мм удобно анализировать логарифмические графики мощностей резонансов в единицах характерной мощности ω_D , которые приведены на рис. 1. Каждый график разбит на три области, которые соответствуют

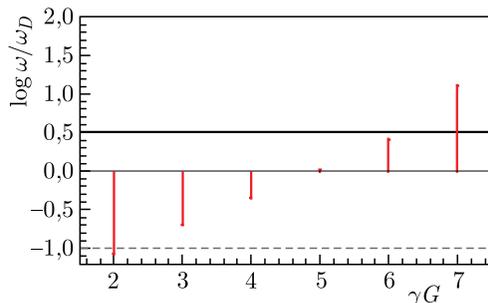


Рис. 1. Пересечение целых резонансов в нуклотроне с темпом подъема поля $dB/dt = 0,6$ Тл/с при искажении замкнутой орбиты до 2 мм ($\omega_D = 5,8 \cdot 10^{-4}$)

промежуточному пересечению (область между сплошной и штриховой линиями), быстрому (ниже штриховой линии) и адиабатическому (выше сплошной линии). Линии быстрого и адиабатического пересечения соответствуют 1% потери степени поляризации пучка. Резонансы, расположенные в зоне промежуточного пересечения, приводят к деполяризации пучка.

В табл. 2 приведены значения степени деполяризации пучка при пересечении каждого целого резонанса при условии, что до пересечения резонанса пучок был полностью поляризован. Первые два резонанса пересекаются достаточно быстро. Значительная деполяризация пучка происходит при пересечении первых резонансов $\gamma G = 4$ и $\gamma G = 5$. Последние два резонанса пересекаются с адиабатическим переворотом спина.

В работе [6] было предложено использовать штатные корректирующие диполи для сохранения поляризации протонов, с помощью которых преднамеренно увеличивалась мощность резонансов за счет контролируемого отклонения замкнутой орбиты в вертикальной плоскости нуклотрона. Корректоры адиабатически включались в диапазоне «энергий» $3 < \gamma G < 4$ после быстрого пересечения первых двух резонансов, которые фиксировали отклонение орбиты в вертикальном направлении до 10 мм при дальнейших адиабатических пересечениях оставшихся резонансов.

Таблица 2. Степень деполяризации пучка протонов при пересечении целых резонансов с темпом подъема поля 0,6 Тл/с. Искажение орбиты до 2 мм

Параметр	k					
	2	3	4	5	6	7
ω/ω_D	0,09	0,23	0,51	1,14	2,93	14,5
$D, \%$	0,9	5,0	24	96	2,7	0

СОХРАНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ СИЛЬНОМ ИСКАЖЕНИИ ОРБИТЫ

При искажении замкнутой орбиты более 10 мм характер пересечения резонансов по сравнению со случаем хорошо скорректированной орбиты резко меняется. С увеличением среднеквадратичного отклонения замкнутой орбиты область промежуточного пересечения сдвигается в сторону целых резонансов $\gamma G = k$ с малыми номерами k . График значения логарифмов мощностей в единицах мощностей ω_D приведен на рис. 2.

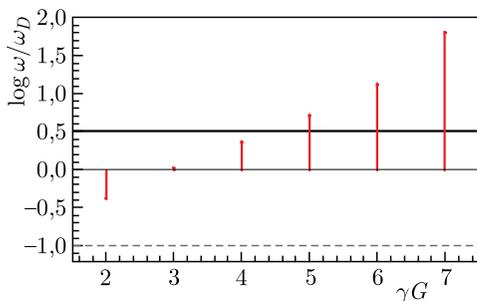


Рис. 2. Пересечение целых резонансов в нуклотроне с темпом подъема поля $dB/dt = 0,6$ Тл/с при искажении замкнутой орбиты до 10 мм ($\omega_D = 5,8 \cdot 10^{-4}$)

структуре нуклотрона отсутствуют резонансы, которые пересекаются быстро при темпе подъема поля 0,6 Тл/с, а значительная деполяризация пучка происходит при пересечении первых трех резонансов.

В табл. 3 приведены значения степени деполяризации пучка при пересечении каждого целого резонанса при условии, что до пересечения резонанса пучок был полностью поляризован. Теперь в

Таблица 3. Степень деполяризации пучка протонов при пересечении целых резонансов с темпом подъема поля 0,6 Тл/с. Искажение орбиты до 10 мм

Параметр	k					
	2	3	4	5	6	7
ω/ω_D	0,43	1,05	2,34	5,25	13,4	65,6
$D, \%$	18	85	13	0	0	0

На рис. 3 показано численное моделирование динамики спина протона, выполненное с помощью спин-трекинг кода Zgoubi [9], при ускорении протона в нуклотроне до 3,5 ГэВ/с. Целые резонансы моделировались за счет случайных сдвигов квадруполей, которые приводили к среднему искажению замкнутой орбиты примерно 10 мм. Результат моделирования для конкретной выборки случайных сдвигов квадруполей хорошо соответствует расчетам мощностей целых резонансов, выполненных в статистической модели сдвигов магнитных элементов синхротрона (см. табл. 3): вертикальная проекция спина протона значительно отклоняется при пересечении первых двух резонансов, что приводит к деполяризации пучка в конце цикла ускорения.

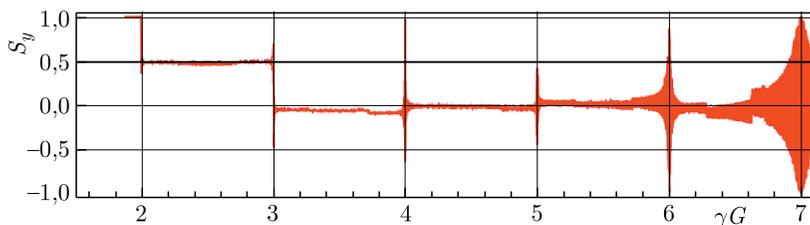


Рис. 3. Изменение вертикальной компоненты спина при ускорении протона в нуклотроне (искажение замкнутой орбиты 10 мм)

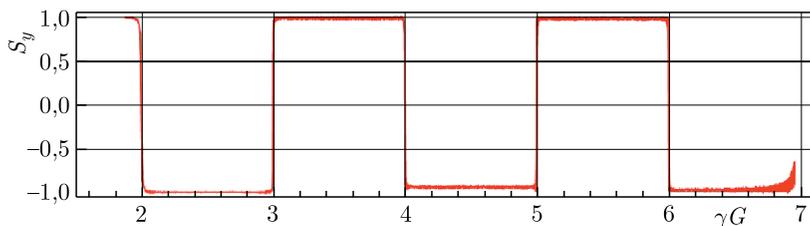


Рис. 4. Изменение вертикальной компоненты спина при ускорении протона в нуклотроне со слабым соленоидом (искажение замкнутой орбиты 10 мм)

На рис. 4 показано изменение вертикальной проекции спина при ускорении протона в нуклотроне со слабым соленоидом. В процессе ускорения величина поля соленоида длиной 0,5 м поддерживалась постоянной: 50 мТл. При расчетах использовалась та же выборка случайных сдвигов квадрупольей, что и для расчетов на рис. 3. Слабый соленоид обеспечивает адиабатические перевороты спинов на первых трех резонансах. На остальных резонансах спин переворачивается за счет искажения замкнутой орбиты, вызванной несовершенством структуры нуклотрона.

Приведенный пример показывает возможность сохранения поляризации протонов в нуклотроне с достаточно сильным искажением орбиты. Существует возможность расширить такую технику сохранения поляризации и для слабого искажения замкнутой орбиты. Можно использовать комбинированный подход для обеспечения адиабатических переворотов спина за счет преднамеренного увеличения мощности целых резонансов — на низких энергиях с помощью слабого соленоида, а на высоких — с помощью штатных корректоров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен комбинированный метод сохранения поляризации протонов до 3,5 ГэВ/с за счет слабого соленоида с интегралом поля до 50 мТл·м и штатных корректорных диполей нуклотрона. Метод позволяет организовать быстроциклическую инжекцию поляризованных про-

тонов в коллайдер NICA, необходимую для формирования высокоинтенсивных пучков протонов для выполнения программы поляризационных исследований в ОИЯИ [10–12]. Появляется возможность доставки поляризованного пучка протонов до энергии пилотного эксперимента по проверке идей спиновой прозрачности на целом резонансе $\gamma G = 7$ в нуклотроне [6].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№ 22-42-04419, <https://rscf.ru/project/22-42-04419>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Syresin E. M., Butenko A. V., Filatov Y. N., Kolokolchikov S. D., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Kostromin S. A., Kozlov O. S., Meshkov I. N., Mityanina N. V., Senichev Y. V., Sidorin A. O., Trubnikov G. V., Tuzikov A., Zenkevich P. R. // Proc. of IPAC2022, Bangkok, 2022. P. 1822–1824.
2. Syresin E. M., Butenko A. V., Zenkevich P. R., Kolokolchikov S. D., Kostromin S. A., Meshkov I. N., Mityanina N. V., Senichev Yu. V., Sidorin A. O., Trubnikov G. V. // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52, No. 5. P. 997–1017.
3. Голубева Н., Иссинский И., Михайлов В., Строчковский Е., Кондратенко А., Кондратенко М. Препринт ОИЯИ Р9-2002-289. Дубна, 2002.
4. Vokal S., Kovalenko A. D., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Mikhailov V. A., Filatov Y. N., Shimanskii S. S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6. P. 48–58.
5. Filatov Y., Butenko A., Kondratenko A., Kondratenko M., Kovalenko A., Mikhailov V. // Proc. of IPAC2017, Copenhagen, 2017. P. 2349.
6. Filatov Y., Kondratenko A., Nikolaev N., Senichev Y., Kondratenko M., Vinogradov S., Tsyplakov E., Butenko A., Kostromin S., Ladygin V., Syresin E., Guryleva I., Melnikov A., Aksentyev A. // JETP Lett. 2023. V. 118, No. 6. P. 387–394.
7. Agapov N. N., Butenko A. V., Karpinsky V., Khodzhbagiyan H., Kovalenko A. D., Sidorin A. O., Trubnikov G. V., Volkov V. // Phys. Part. Nucl. 2012. V. 43, No. 4. P. 474–491.
8. Shandov M. M., Gorbachev E. V., Korobitsina M. Y., Kostromin S. A., Lebedev V. A., Nikolaichuk I. Y., Sedykh G. S., Smirnov V. L., Tuzikov A. V., Tsyplakov E. D. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2023. V. 20, No. 4. P. 884–893.
9. Méot F. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 427. P. 353–356.
10. Kebedize V., Kovalenko A., Lednicky R., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G. // Eur. Phys. J. Web Conf. 2014. V. 71. P. 00127.
11. Savin I., Efremov A., Peshekhonov D., Kovalenko A., Teryaev O., Shevchenko O., Nagaïceva A., Guskov A., Kukhtin V., Toplilin N. // Eur. Phys. J. Web Conf. 2015. V. 85. P. 02039.
12. Abramov V. V., Aleshko A., Baskov V. A., Boos E., Bunichev V., Dalkarov O. D., El-Kholy R., Galoyan A., Guskov A. V., Kim V. T. et al. // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52, No. 6. P. 1044–1119.