

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В СИНХРОТРОНЕ НУКЛОТРОН

*Ю. М. Шатунов^{а,1}, И. А. Кооп^а, А. В. Отбоев^а,
С. Р. Мане^{б,2}, П. Ю. Шатунов^а*

^а Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Корпорация конвергентных вычислений, Шорхэм, США

В проекте NICA одна из главных задач связана со встречными пучками поляризованных протонов. Ускорение поляризованных протонов от источника до максимальной энергии предполагается в существующем протонном синхротроне. В статье рассмотрены все деполаризирующие спиновые резонансы в нуклотроне и предложены способы их преодоления.

One of the main tasks for the NICA project is colliding beams of polarized protons. Polarized protons are supposed to be accelerated from source up to top energy in existing proton synchrotron. We consider all depolarizing spin resonances in Nuclotron and suggest methods to overcome them.

PACS: 29.20.db; 29.27.Hj

ВВЕДЕНИЕ

Программа поляризованных пучков в ОИЯИ основана на существующем синхротроне нуклотрон, способном ускорять протоны и дейтроны. Инжекция пучков от источника поляризованных протонов и дейтронов осуществляется через модернизированный ускоритель ЛУ-20 и существующий канал транспортировки пучков в нуклотрон. Синхротрон будет использоваться для ускорения поляризованных протонов от 20 МэВ до 12 ГэВ и поляризованных дейтронов от 5 МэВ/нуклон до 5,6 ГэВ/нуклон. Интенсивность сгустка в этом случае должна составлять несколько единиц на 10^{10} частиц.

1. НУКЛОТРОН

Кольцо нуклотрона имеет длину 251,5 м и состоит из 8 идентичных периодов. Поведение оптических функций на периоде показано на рис. 1. Основные параметры кольца приведены в таблице.

Протонный пучок из ЛУ-20 имеет 90 % нормализованного эмиттанса $\varepsilon_N = 10\pi$. Для энергии инжекции $E_i = 1,0$ ГэВ значение $\beta\gamma$ равно 0,369. Тогда обычный эмиттанс при

¹E-mail: shatunov@inp.nsk.su

²E-mail: srmane001@gmail.com

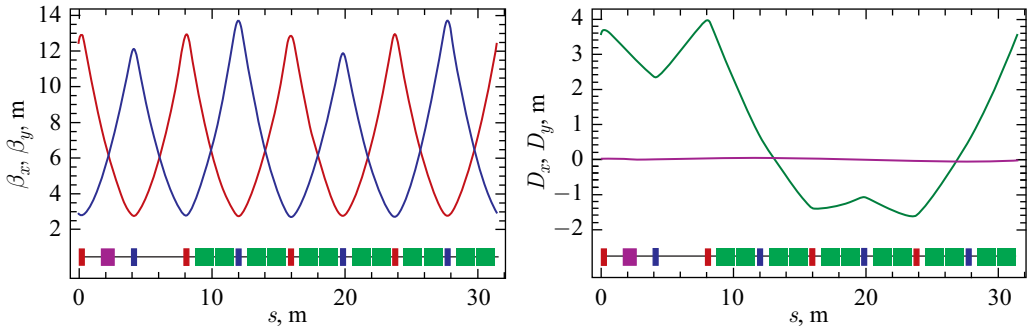


Рис. 1. Оптические функции нуклотрона

Параметры нуклотрона

Параметр	Диполь	Квадруполь
Число элементов	96	64
Апертура, мм	110 × 55	120 × 63
Поле при номинальном токе 6 кА, Тл	1,98	—
Градиент при номинальном токе 5,6 кА, Тл/м	—	33,4
Частота повторения $f = 1,0$ Гц при $dB/dt = 4$ Тл/с, $B_m = 2$ Тл		

инжекции $\frac{\varepsilon_z}{\pi} = \frac{\varepsilon_N}{6\pi\beta\gamma}$ составляет 4,52 мм · мрад. Используя данные магнитной структуры, находим значения оптических функций в точке инжекции:

$$\begin{aligned} \beta_x &\simeq 12,46 \text{ м}, & \beta_z &\simeq 2,93 \text{ м}, \\ \alpha_x &\simeq -2,18, & \alpha_z &\simeq 0,65, \\ \gamma_x &= \frac{1 + \alpha_x^2}{\beta_x} \simeq 0,462, & \gamma_z &= \frac{1 + \alpha_z^2}{\beta_z} \simeq 0,485, \\ Q_x &\simeq 7,345, & Q_z &\simeq 7,372. \end{aligned}$$

Из этих данных получаем среднеквадратичные размеры протонного пучка при инжекции:

$$z_{\text{rms}} = \sqrt{\beta_z \varepsilon_z / \pi} \simeq 3,46 \text{ мм}, \quad z'_{\text{rms}} = \sqrt{\gamma_z \varepsilon_z / \pi} \simeq 0,485 \text{ мрад}.$$

2. СПИНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ

При ускорении протонов неизбежно прохождение спиновых резонансов: $\nu_0 = a\gamma = \nu_k = k + mQ_z + lQ_x$ (a — магнитная аномалия; $a = 1,792$ для протона), из которых наиболее опасны линейные резонансы ($m = l = 1$) и, в первую очередь, резонансы с вертикальными колебаниями: $\nu_0 = \gamma(q'/q_0) = k \cdot P \pm Q_z$, где k — целое, а P — периодичность ускорителя (для нуклотрона $P = 8$). Результат пересечения одиночного резонанса, имеющего силу w_k , с постоянной скоростью $\dot{\delta} = \text{const}$ ($\delta = \nu_0 - \nu_k$ есть отстройка от резонанса) дается формулой Фруассара–Стора [1]:

$$P_z(+\infty) = P_z(-\infty)[2e^{-\chi} - 1]; \quad \chi = -\pi|w_k|^2/2\dot{\delta}. \tag{1}$$

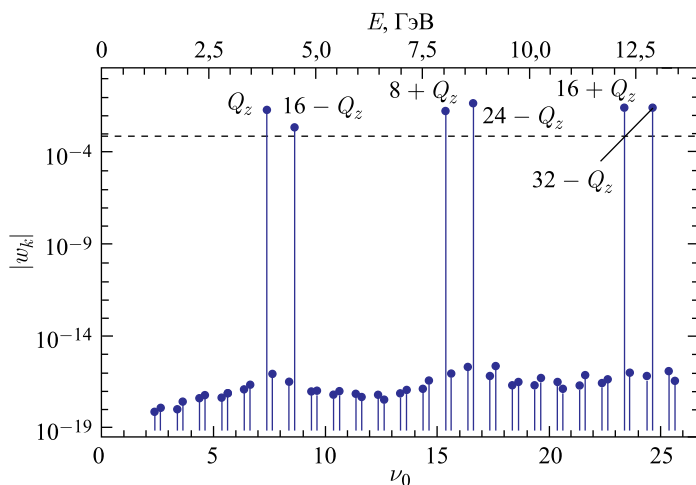


Рис. 2. Гармоники резонансов $\nu_0 = k \cdot P \pm Q_z$ в нуклотроне

Здесь и далее все частоты нормированы на частоту обращения; время задается в числе оборотов.

Из формулы (1) видно, что при $\chi \ll 1$ поляризация сохраняется, в то время как в обратном случае $\chi \gg 1$ происходит переворот спинов. Для заданного эмиттansa, пользуясь программой АСПИРРИН [2], рассчитаем силы спин-бетатронных резонансов ($P = 8$). Результаты расчета представлены на рис. 2.

Как следует из рис. 2, резонансы с k , кратной P , резко отличаются от остальных. Штриховая линия проведена для $|w_{FS}| = 1/\sqrt{\chi} \simeq 0,8 \cdot 10^{-3}$ при скорости подъема магнитного поля 1,2 Тл/с.

Известно, что для гауссовского распределения амплитуд колебаний потеря поляризации при пересечении резонанса с $|w_k| \geq 10w_{FS}$ не превышает нескольких процентов. Таким образом, можно ожидать значительной потери поляризации на резонансах $\nu_0 = 16 - Q_z$ и $\nu_0 = 8 + Q_z$. Для более точного предсказания было проведено численное моделирование пооборотным трекингом движения частиц и их спинов. На первом этапе было проведено сканирование по энергии от $E = 1$ ГэВ до $E = 6$ ГэВ для четырех частиц с различными начальными условиями: ($z_1 = 3,64$ мм, $z_2 = -3,64$ мм, $z'_3 = 1,48$ мрад, $z'_4 = -1,48$ мрад) и ($z_1 = 1,33$ мм, $z_2 = 2,50$ мм, $z_3 = 3,60$ мм, $z_4 = 5,25$ мм), остальные частицы — с нулевыми начальными координатами. Начальная поляризация всегда вертикальная: $P_z = 1$. Результат трекинга показан на рис. 3.

На первом резонансе вблизи $E = 3,85$ ГэВ ($\nu_0 = Q_z$) происходит адиабатический переворот спинов всех частиц. Резонанс $\nu_0 = 16 - Q_z$, как и ожидалось, разрушает поляризацию. Требуется специальные меры для его пересечения.

Упомянутые выше специальные меры достаточно разнообразны. Наиболее часто употребляемые (например, на синхротроне AGS [3]) способы: модуляция бетатронной частоты, чтобы реализовать быстрое прохождение резонанса (рис. 4, а), или когерентная раскачка вертикальных колебаний («затягивание» на нелинейный резонанс) перед спиновым резонансом и обратный адиабатический «спуск» после спинового резонанса (рис. 4, б).

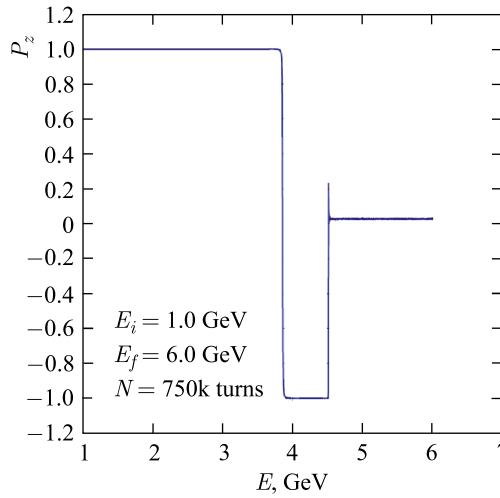


Рис. 3. Деполяризация на резонансе $\nu_0 = k \cdot P \pm Q_z$

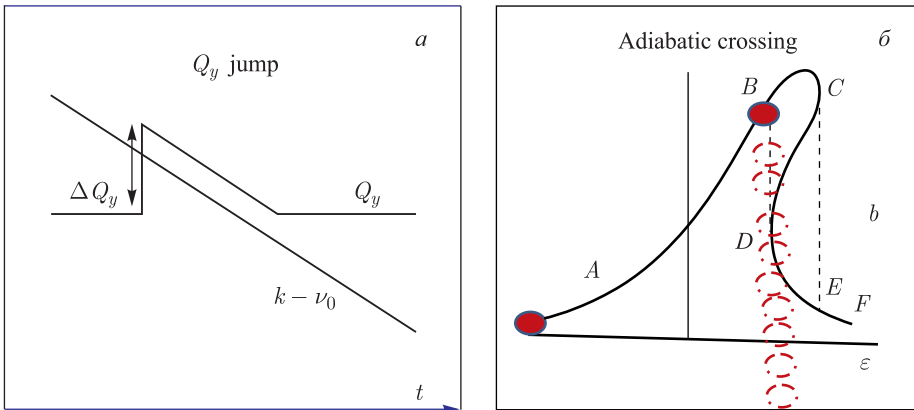


Рис. 4. Пересечение резонансов: быстрое (а) и медленное (б)

Прежде чем продолжить трекинг-моделирование до больших энергий, нужно рассмотреть еще один тип спиновых резонансов, а именно целые резонансы, когда спиновая частота кратна частоте обращения ($\nu_0 = k$), которые возникают при искажениях вертикальной замкнутой орбиты. Для нуклотрона предполагаем среднеквадратичное искажение орбиты $\Delta z_{\text{rms}} = 1$ мм. Согласно расчетам по коду АСПИРРИН спектр целых резонансов $\nu_0 = k$ имеет вид, показанный на рис. 5.

Штриховой линией, как и прежде, обозначен уровень амплитуд резонансов $|w_k| = w_{\text{FS}} = 1/\sqrt{\chi} \simeq 0,8 \cdot 10^{-3}$. Но на целых резонансах для сохранения поляризации при медленном прохождении уже достаточно иметь $|w_k| = 3w_{\text{FS}}$. Чтобы выполнить это условие для всех резонансов, достаточно ввести в одном из пустых промежутков постоянный соленоид длиной 1 м с полем 200 Гс. Тогда на всех целых резонансах (квадраты на рис. 5) будет наблюдаться адиабатический переворот спинов с малой степенью деполяризации.

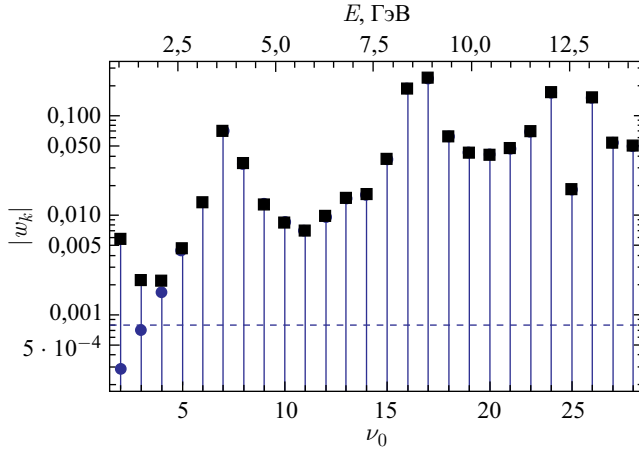


Рис. 5. Спектр целых резонансов $\nu_0 = k$ в нуклотроне с включенным соленоидом (■) и без соленоида (●)

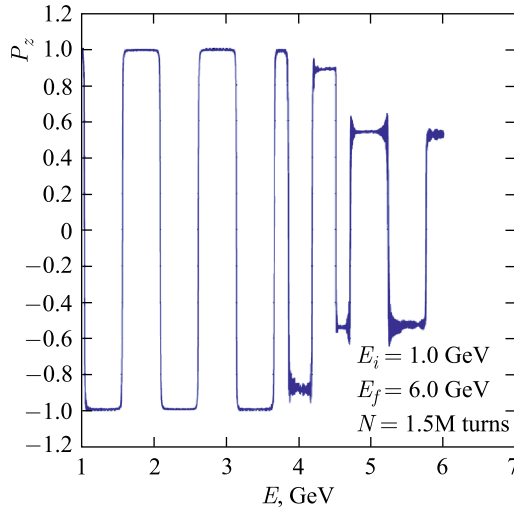


Рис. 6. Сканирование при скорости подъема поля 0,6 Тл/с

Если на одном из спин-бетатронных резонансов будет наблюдаться частичная деполаризация, полезно будет снизить скорость подъема поля. Такая ситуация изображена на рис. 6 с «включенными» искажениями z -орбиты при сканировании энергией от $E = 1$ ГэВ до $E = 6$ ГэВ со скоростью 0,6 Тл/с. Сравнивая с рис. 3, видим, что, кроме появления явных целых резонансов с переворотом спинов, после резонанса $\nu_0 = 16 - Q_z$ остается еще около 60 % поляризации.

Теперь вернемся к прежней скорости 1,2 Тл/с и считаем, что резонанс $\nu_0 = 16 - Q_z$ пересекается с помощью одной из специальных мер.

Конкретное решение того или иного способа прохождения резонанса $\nu_0 = 16 - Q_z$ требует детального обсуждения с сотрудниками, работающими на нуклотроне. Пока же,

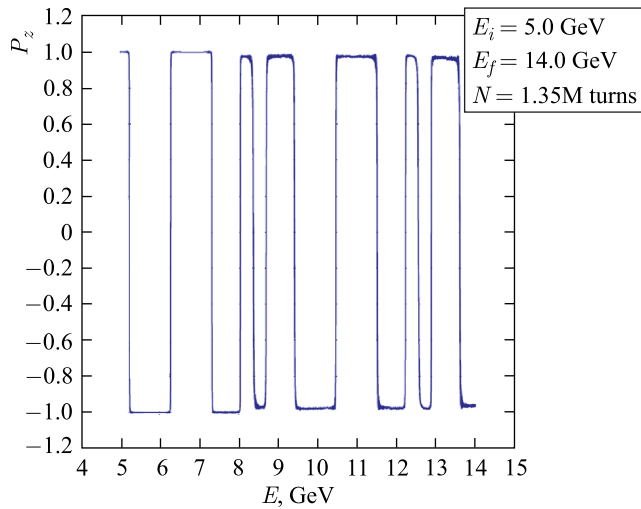


Рис. 7. Сканирование при скорости подъема поля 1,2 Тл/с

считая, что резонанс успешно преодолен, проведем трекинг до максимальной энергии $E = 14$ ГэВ, стартуя с энергии $E = 5$ ГэВ. Результат трекинга приведен на рис. 7.

Благодарности. Работа частично поддержана грантом РНФ № 14-50-00080.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Froissart M., Stora R.* Depolarization of a Beam of Polarized Protons in a Synchrotron // Nucl. Instr. Meth. 1960. V. 7, No. 3. P. 297–305.
2. *Perevedentsev E. A., Shatunov Yu. M., Ptitsyn V. I.* Spin Orbital Function Formalism and ASPIRRIN Code // Proc. of 15th Intern. Spin Physics Symp. “SPIN 2002”. Long Island, New York, USA, 2002. P. 761–765.
3. *Ratner L. G., Brown H., Chiang I. H. et al.* Commissioning the Polarized Beam in the AGS // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V. 32, No. 5 P. 1656–1658.

Получено 20 ноября 2017 г.