

## О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В СИНХРОТРОНЕ «НУКЛОТРОН»

*Ю. М. Шатунов<sup>a, 1</sup>, И. А. Кооп<sup>a</sup>, А. В. Отбоев<sup>a</sup>,  
С. Р. Мане<sup>b, 2</sup>, П. Ю. Шатунов<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>b</sup> Convergent Computing Inc., Shoreham, NY 11786, USA

В проекте NICA одной из главных задач являются встречные пучки поляризованных протонов. Ускорение поляризованных протонов от источника до максимальной энергии предполагается в существующем протонном синхротроне. В докладе рассмотрены все деполаризирующие спиновые резонансы в Нуклотроне и предложены способы их преодоления.

One of the main tasks for the NICA project are 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 восьми идентичных периодов. Поведение оптических функций на периоде показано на рис. 1. Основные параметры кольца приведены в таблице.

---

<sup>1</sup>E-mail: shatunov@inp.nsk.su

<sup>2</sup>E-mail: srmane001@gmail.com

### Параметры Нуклотрона

| Параметр  | Диполь   | Квадруполь |
|---|----------|------------|
| Число элементов   | 96       | 64         |
| Апертура, мм  | 110 × 55 | 120Ч63     |
| Поле при номинальном токе 6 кА, Тл                                  | 1,98     | —          |
| Градиент при номинальном токе 5,6 кА, Тл/м                          | —        | 33,4       |
| Частота повторения $f$ , Гц<br>(при $dB/dt = 4$ Тл/с, $B_m = 2$ Тл) | 1,0      |            |

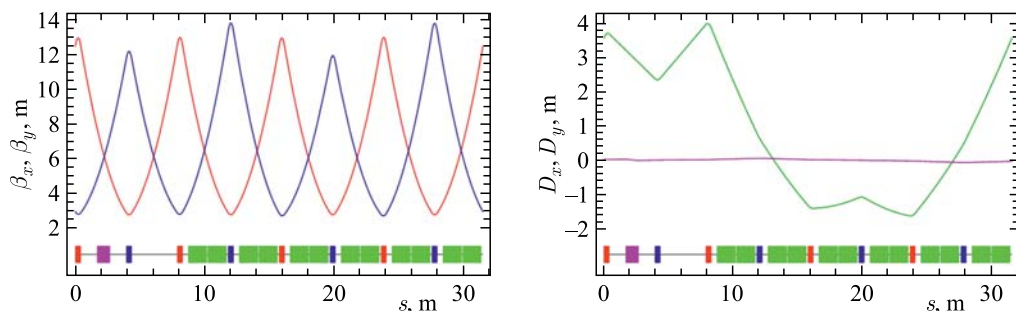


Рис. 1. Оптические функции нуклотрона

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 на инжекции  $\varepsilon_z/\pi = \varepsilon_N/6\pi\beta\gamma$  составляет 4,52 мм·мрад. Используя данные магнитной структуры, находим (MAD) значения оптических функций в точке инжекции:

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

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 Фруассар–Стора [1]:

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

Здесь и далее все частоты нормированы на частоту обращения; время задается числом 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 спиново-бетатронных резонансов ( $P = 8$ ). Результаты расчета представлены на рис. 2.

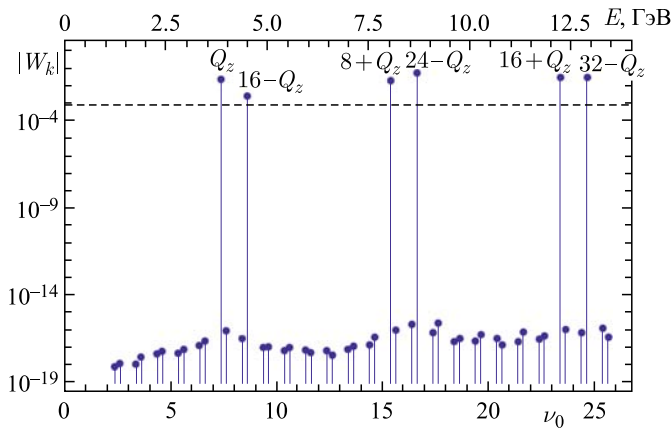


Рис. 2. Резонансы  $\nu_0 = k \cdot P \pm Q_z$

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, равной 1,2 Тл/с.

Известно, что для гауссовского распределения амплитуд колебаний потеря поляризации при пересечении резонанса с  $|w_k| \geq 10 \cdot w_{FS}$  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 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 разными 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. Требуются специальные меры для его пересечения.

Упомянутые выше специальные меры достаточно разнообразны, но наиболее часто употребляемые (например, на синхротроне AGS [3]) способы — модуляция бетатронной

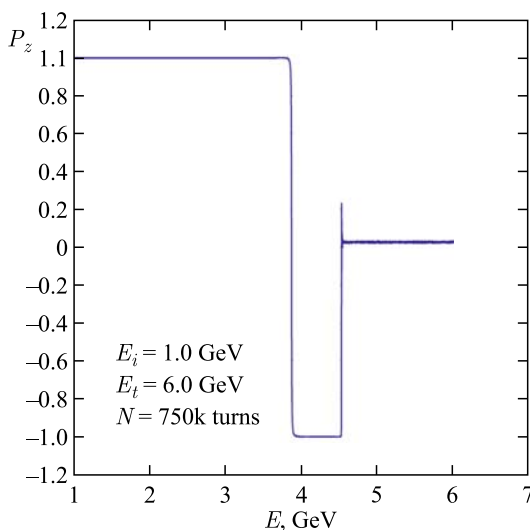


Рис. 3. Резонансы  $\nu_0 = k \cdot P \pm Q_z$

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).

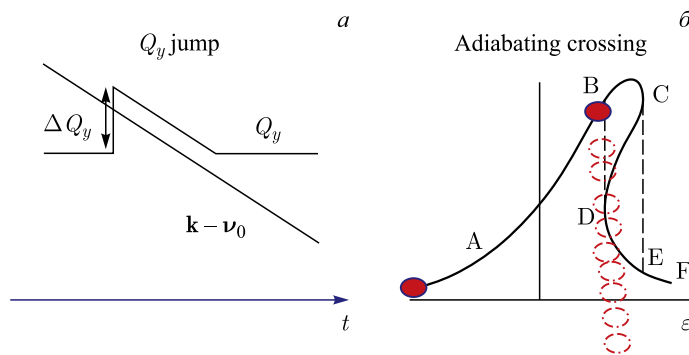


Рис. 4. Пересечение резонансов: быстрое (а) и медленное (б)

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 равным  $\Delta z_{\text{rms}} = 1$  мм. Согласно расчетам по коду АСПИРРИН спектр «целых» резонансов  $\nu_0 = k$  имеет вид, представленный на рис. 5.

Штриховая линия, как и прежде, дает 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  $|w_k| = 3 \cdot w_{\text{FS}}$ . Чтобы выполнить это условие для

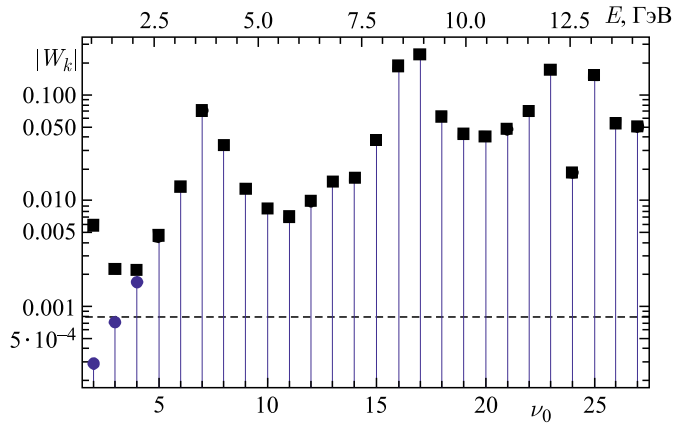


Рис. 5. Целые резонансы  $\nu_0 = k$

всех резонансов, достаточно ввести в одном из пустых промежутков постоянный соленоид длиной 1 м и полем 200 Гс (квадраты на рис. 5). Тогда в точках всех целых резонансов будет наблюдаться адиабатический переворот спинов с малой степенью деполаризации.

Если на одном из спин-бетатронных резонансов будет наблюдаться частичная деполаризация, полезно будет снизить скорость подъема поля.

Такая ситуация показана 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, считая, что резонанс  $\nu_0 = 16 - Q_z$  пересекается с помощью одной из специальных мер и целые резонансы «вклю-

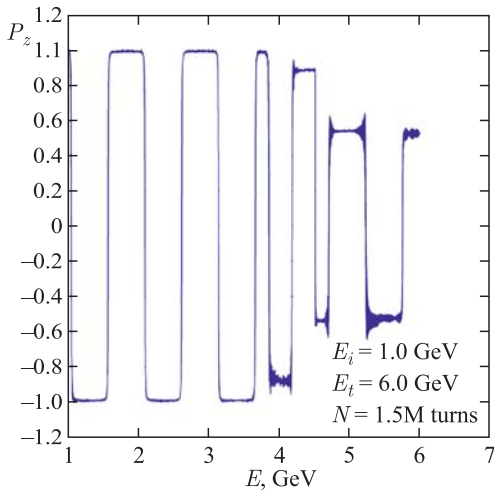


Рис. 6. Сканирование при скорости подъема поля 0,6 Тл/с

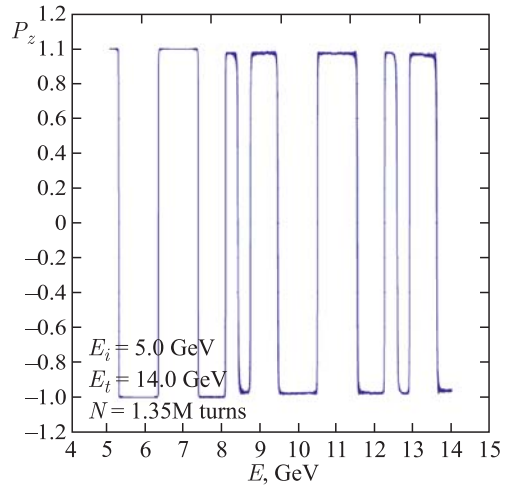


Рис. 7. Сканирование при скорости подъема поля 1,2 Тл/с

чены», сделаем трекинг области энергий от  $E = 5$  ГэВ до максимальной энергии  $E = 14$  ГэВ.

Конкретное решение того или иного способа прохождения резонанса  $\nu_0 = 16 - Q_z$  требует детального обсуждения с сотрудниками нуклотрона. Пока же, считая, что резонанс успешно преодолен, продолжим трекинг до максимальной энергии  $E = 14$  ГэВ, стартуя с  $E = 5$  ГэВ.

Работа частично поддержана в рамках гранта РФФИ № 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.