

К. 64

37



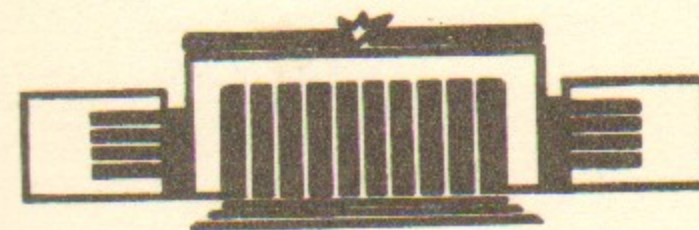
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.М.Кондратенко

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В УНК

ПРЕПРИНТ 83-155

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



НОВОСИБИРСК

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В УНК

А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В последнее время изучаются возможности получения пучка поляризованных протонов до энергии 70 ГэВ в ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино), основанные на использовании сибирской змейки /1/. Представляет интерес изучение проблемы сохранения поляризации пучка в будущем ускорительном комплексе УНК /2/, инжектором для которого служит У-70. Поляризованные пучки до энергии 3 ТэВ резко расширили бы экспериментальные возможности нового ускорителя.

Продолжим исследование способов сохранения поляризации в УНК, начатое ранее /1,3/. Наиболее мощными резонансами спинового движения, которые пересекаются при ускорении в ускорителе без змеек, являются, как хорошо известно, собственные резонансы

$$\gamma \frac{g-2}{2} \equiv \nu_0 = \pm \nu_z + kP, \quad (k=0, \pm 1 \dots), \quad (1a)$$

(ν_z - приведенная частота вертикальных бетатронных колебаний, P - число суперпериодов ускорителя) и целые резонансы

$$\nu_0 = k, \quad (1б)$$

связанные с вертикальными искажениями равновесной орбиты.

В I ступени УНК, в которой осуществляется подъем энергии примерно до 400 ГэВ, скорость пересечения резонансов $\nu_0' = d\nu_0/d\theta$ (θ - обобщенный азимут) равна $1,6 \cdot 10^{-3}$.

Во II ступени, в которой протоны ускоряются до 3 ГэВ, скорость ν_0' равна $3 \cdot 10^{-3}$. Характеристические величины мощностей резонансов $|\omega_k|_{\text{хар}} = \sqrt{\nu_0'/\pi}$ равны:

$$|\omega_k|_{\text{хар}} \approx 0,02 \text{ в I ступени,}$$

$$|\omega_k|_{\text{хар}} \approx 0,03 \text{ во II ступени.}$$

Резонанс пересекается быстро, если $|\omega_k| \ll |\omega_k|_{\text{хар}}$ и медленно, если $|\omega_k| \gg |\omega_k|_{\text{хар}}$.

Оценим мощности наиболее сильных резонансов УНК. При висо-

ких энергиях основное возмущающее влияние на спин оказывает радиальное магнитное поле H_{xc} . Запишем вертикальное отклонение через решение Флоке $F(\theta) = F(\theta + \frac{2\pi}{P}) \exp(-i\nu_2 2\pi/P)$:

$$z_b = a_b F + a_b^* F^* \quad (2)$$

где a_b - амплитуда колебаний.

Мощности собственных резонансов вычисляются по формуле

$$\omega_k = \nu_0 \begin{cases} a_b \langle F'' e^{i\nu_0 \alpha_\theta} \rangle & \text{для резонансов } \nu_0 = -\nu_2 + kP \\ a_b^* \langle F^{*''} e^{i\nu_0 \alpha_\theta} \rangle & \text{для резонансов } \nu_0 = \nu_2 + kP, \end{cases} \quad (3)$$

где $\alpha_\theta = \int H_2 d\theta / \langle H_2 \rangle$ - угол поворота равновесной орбиты.

Целые резонансы по мощности также сгруппированы вблизи собственных, поскольку в искажении равновесной орбиты наиболее резко выражены гармоники, резонирующие со свободными колебаниями ($k \approx \pm \nu_2 + nP$). Вертикальное отклонение равновесной орбиты z_s можно записать в виде, аналогичном (2) с заменой

$$a_b \rightarrow a_s = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{K}_x F^* d\theta$$

где \mathcal{K}_x - радиальное магнитное поле в единицах $\langle H_2 \rangle$. При большом числе элементов магнитной структуры спектр возмущающего поля практически является равномерным. Это позволяет рассматривать вынужденную амплитуду $a_s(\theta)$ как функцию мало меняющуюся на периоде бетатронных колебаний.

Основной вклад в мощности спиновых резонансов дает нормальная часть магнитной системы, состоящей из 8 участков по 20 периодов ФОДО структуры.

Возможные резонансы определяются из соотношения^{*)} ($\nu_2 = 52.7$):

$$\nu_0 = 52.7 + 8K \quad (4)$$

Фаза вертикальных бетатронных колебаний, набираемая на одном

^{*)} Во II и III ступенях УНК частота ν_2 равна 50.7. Однако, основные резонансы будут также определяться формулой (4), так как нормальные части их магнитной структуры одинаковы, а дополнительный набег фазы 4π происходит в двух прямолинейных промежутках.

периоде нормальной структуры ψ^b и угол поворота орбиты α для всех ступеней примерно равны

$$\psi^b \approx 1.441, \quad \alpha \approx 0.03474.$$

Поэтому из семейства резонансов (4) самыми мощными являются наиболее близкие к значениям ($\nu_0 \alpha \mp \psi^b = 2\pi K$):

$$\nu_0 = \pm 41.5 + 180.9K \quad (5)$$

Мощности наиболее сильных резонансов УНК, в приближении, учитывающем лишь вклад нормальной части магнитной структуры, приведены в таблице I. При вычислении эмиттанс по вертикали на энергии инжекции 70 ГэВ выбран равным 0.25 мм·мрад, что соответствует амплитуде бетатронных колебаний $\sigma_b \approx 0.7$ см. Ошибки выставки квадруполь в вертикальном направлении взяты равными $\Delta Z = 0.05$ мм, в угле выставки диполей $\alpha_M \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Эти ошибки приводят к средневероятной амплитуде искажения равновесной орбиты $\sigma_s \approx 0.3$ см. В таблице мощности собственных резонансов обозначены как ω_k^b , целых как ω_k^s .

Следовательно, в УНК существуют резонансы с мощностью, превосходящей единицу. Поэтому (в отличие от ускорителя У-70, где можно использовать одну или две сибирские змейки) введение в ускоритель УНК нескольких змеек не дает гарантируемого сохранения поляризации при ускорении, так как неконтролируемые возмущающие поля сравниваются по своему действию со змейкой,

Рассмотрим имеющиеся возможности сохранения поляризации при таких высоких энергиях /3/.

а) Использование M пар змеек

Обобщенная частота прецессии для M пар симметрично расположенных сибирских змеек, при условии, что оси поворотов поляризации двух змеек в каждой паре составляют между собой угол

φ , равна:

$$\nu = \frac{M}{J_1} \varphi.$$

Для случая, когда число пар достаточно велико ($M \gg |\omega_k|$) вычисления приводят к следующей формуле для среднеквадратичного разброса частоты прецессии $\langle (\Delta\nu)^2 \rangle$:

$$\langle (\Delta v)^2 \rangle = \frac{\tilde{\nu}_1^2 |\omega_k|^4}{32 M^2} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\sin^2\left(\frac{2\pi}{M} v\right)}{\sin^2\frac{\pi}{M}(v+v_z) \sin^2\frac{\pi}{M}(v-v_z)} \right) \left(\frac{\sin\frac{\pi}{2M} \varepsilon}{\frac{\pi}{2M} \varepsilon} \right)^4, \quad (6)$$

где $\varepsilon = \nu_0 \pm \nu_z - k\rho$ — отстройка. Вблизи точек $\varepsilon = 0$, которые были бы резонансными в ускорителе без змеек, величина $|\Delta v|$ достигает максимального значения. Для частоты $\nu_z = 52.7$ допустимое отклонение от полуцелого значения ν составляет величину 0.2. Условие

$$\sqrt{\langle (\Delta v)^2 \rangle} < 0.2$$

выполняется в области резонансов (I), если (при оптимальном выборе угла φ):

$$|\omega_k| < 1 \quad \text{для } M = 4$$

$$|\omega_k| < 1.7 \quad \text{для } M = 8$$

Таким образом, использование 8-ми пар змеек позволяет сохранить поляризацию в I ступени УНК. Однако, использовать этот прием технически более затруднительно при высоких энергиях во II ступени, где мощности резонансов $|\omega_k|$ достигают значения ≈ 10 для целых резонансов.

б) Компенсация мощных гармоник целых резонансов

При высоких энергиях применение уже нескольких змеек позволяет применить способ компенсации для мощных гармоник с помощью корректирующих полей. Если в ускорителях без змеек необходимо скомпенсировать огромное число целых резонансов с мощностями $|\omega_k| \approx |\omega_{k, \text{хар}}|/4$, то при использовании змеек достаточно скомпенсировать $|\omega_k|$ до величины ≈ 1 . Число таких резонансов в УНК по порядку величины около 30. Таким образом, возможна компенсация целых резонансов в УНК и применение достаточного числа змеек для устранения влияния резонансов с бетатронными частотами. Заметим, что при реализации программы встречных пучков, использование электронного охлаждения /5/ устранит проблему прохождения спиновых резонансов с бетатронными частотами.

в) Использование разных углов поворота орбиты в диполях

Одним из способов является разрушение интерференции между прецессией спина и вертикальными колебаниями частиц путем изменения углов поворота спина дипольными магнитами^{*)}/3/. Здесь опишем еще один возможный вариант такой компенсации влияния вертикальных колебаний, представляющий интерес для УНК.

Эффекты сложения действия возмущений можно резко ослабить, если в двух последовательных периодах нормальной структуры сделать разные углы поворота спина. В каждой паре периодов выберем следующую схему компенсации. На каждом периоде нормальной структуры $0 < \theta < 2\pi/N$ расположены 2 квадруполь (дефокусирующий и фокусирующий), дающие вклад в мощности резонансов.

Угол поворота орбиты на участке $0 < \theta < \pi/N$ (между дефокусирующим и фокусирующим квадрупольями) оставим прежним, т.е. равным $d/2$. На участке $\pi/N < \theta < 2\pi/N$ (между фокусирующим и дефокусирующим квадрупольями) угол пусть будет равным $d/2 + \Delta d$. На следующем периоде $2\pi/N < \theta < 3\pi/N$ величину Δd выберем другого знака для сохранения средней кривизны орбиты, т.е. на участке $2\pi/N < \theta < 3\pi/N$ угол поворота равен $d/2$, на участке $3\pi/N < \theta < 4\pi/N$ — угол равен $d/2 - \Delta d$. Величину $\Delta d \neq 0$ можно получить за счет относительно малой разницы полей в имеющихся диполях, установки дополнительных магнитов и т.п.

Мощности резонансов в такой схеме пропорциональны сумме от двух последовательных периодов, т.е. фактору

$$1 + \exp i(\nu_0 d \mp \psi^b + \nu_0 \Delta d).$$

Таким образом, выбирая величину Δd из соотношения

$$\nu_0 \Delta d = -(\nu_0 d \mp \psi^b) + 2\pi K + \pi \quad (7)$$

(K — целое число, для которого величина $|\Delta d|$ минимальна), можно существенно уменьшить мощность сильных резонансов ω_k . Практически, условие (7) достаточно выполнить лишь вблизи "резонансных" точек, для которых

^{*)}Идея этого способа предложена В.И.Балбековым.

$$\nu_0 \alpha \mp \psi^b = k \pi$$

Максимальная разница $\Delta \alpha$, как видим, уменьшается пропорционально энергии и равна

$$|\Delta \alpha|_{\max} = \pi / \nu_0.$$

Введение разных углов поворота α приводит к радиальному искажению равновесной орбиты. В нашем примере, в котором компенсируются эффекты в двух последовательных периодах, максимальные отклонения равновесной орбиты^{*} и изменение поля в диполях равны:

$$|\Delta \mathcal{X}_s|_{\max} \approx 0.4 \Delta \alpha \cdot \ell = 0.4 \pi \ell / \nu_0, \quad \Delta H (\text{кГс}) \approx 110 / \ell_H (\text{м}),$$

где ℓ — длина одного периода структуры, ℓ_H — длина участка с полем ΔH . Например, используя этот прием в УНК с энергии 500 ГэВ имеем:

$$|\Delta \mathcal{X}_s|_{\max} \approx 10 \text{ см}, \quad \Delta H \approx 1.5 \text{ кГс}.$$

Оптимизацией распределения отклонения поля $\Delta H(\theta)$ в каждом периоде радиальное отклонение можно уменьшить. Например, с помощью дополнительных (+ -) полей на участках $0 < \theta < \pi/N$, можно получить на энергии 500 ГэВ отклонение $|\Delta \mathcal{X}_s|_{\max}$ примерно 1 см.

Описанный прием эквивалентен введению сибирских змеек на каждом периоде нормальной структуры и является дополнительной возможностью получения "жестко фокусирующей" магнитной системы для поляризации.

Таким образом, метод сибирских змеек в комбинации с описанными приемами позволит сохранить поляризованный пучок во всех ступенях УНК.

Автору приятно выразить благодарность за постоянные обсуждения Я.С.Дербеневу и С.Б.Нурушеву.

* Для компенсации угла орбиты в (+ -) структуре очевидно, требуется выбрать нулевой угол влета и отклонение орбиты на входе в нормальную структуру.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.М.Адо и др. Препринт ИФВЭ 82-54, ОКУ/ОП, 1982, Серпухов.
2. В.И.Балбеков и др. Труды VI Всесоюзного Сопещения по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979, т.1, стр.1.
3. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Труды VIII Всесоюзного Сопещения по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1982; Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-126, 1982, Новосибирск.
4. R.L.Martin. Proc. of the X Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Protvino, 1977, v. II, p. 64.
5. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. УФН, 124, вып.4, стр.561, 1978.

Таблица I

Энергия (ГэВ)	$ \omega_k^b $	$ \omega_k^s $
73	0.6	0.3
115	0.8	0.5
261	1.1	1.1
304	1.0	1.1
450	1.2	1.6
497	1.4	2.0
642	1.7	2.6
685	2	3.1
831	2.2	3.8
873	2.2	4.0
1019	2.4	4.7
1062	2.2	4.3
1207	2.3	4.9
1254	2.0	4.3
1400	2.2	4.9
1443	2.7	6.2
1588	2.8	6.9
1631	3.1	7.6
1777	3.2	8.2
1819	3.1	8.1
1965	3.2	8.6
2008	2.7	7.4
2154	2.8	7.8
2200	3.0	8.5
2346	3.1	9.3
2389	3.6	10.8
2534	3.8	11.5
2577	3.8	11.9
2723	3.9	12.5
2765	3.6	11.5
2911	3.6	11.9
2958	3.0	9.9

А.М.Кондратенко

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ПРОТОНОВ В УНКПрепринт
№ 83-155

Работа поступила - 2 августа 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 21-ХП-1983 г. МН 03499
 Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.0,6 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 155.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90