

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ В УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

Е. М. Сыресин^{1,*}, *А. В. Бутенко*¹, *П. Р. Зенкевич*²,
*О. С. Козлов*¹, *С. Д. Колокольчиков*^{3,4}, *С. А. Костромин*^{1,5},
И. Н. Мешков^{1,5}, *Н. В. Митянина*⁶, *Ю. В. Сеничев*³,
А. О. Сидорин^{1,5}, *Г. В. Трубников*¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва

³ Институт ядерных исследований РАН, Москва

⁴ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

⁵ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁶ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

Рассмотрены две схемы формирования интенсивных поляризованных пучков протонов в ускорительном комплексе NICA. В первой схеме поляризованные пучки инжектируются из линейного ускорителя LPLas в нуклотрон, где они ускоряются до кинетической энергии 1,5–2,0 ГэВ и выводятся в коллайдер для накопления с помощью ВЧ-барьеров и электронного охлаждения. Затем протоны ускоряются до критического значения $\gamma_{tr} = 7,089$, при котором производится скачок бетатронной частоты. После прохождения критической энергии продолжается режим ускорения протонов до энергии эксперимента. Для этой схемы рассмотрена также специализированная оптическая структура, для которой критическая энергия протонов в коллайдере превышает их максимальную энергию 12,6 ГэВ ($\gamma_{tr} = 18,6$). Для формирования поляризованных пучков в коллайдере планируется использовать так называемую моду спиновой прозрачности. Во второй схеме поляризованные пучки инжектируются из LPLas в бустер. Протоны в бустере охлаждаются с помощью системы электронного охлаждения, а затем ускоряются и выводятся в нуклотрон. При ускорении в нуклотроне протоны пересекают целые спиновые и спин-бетатронные резонансы. После ускорения протонов до кинетической энергии эксперимента 6,0–10,86 ГэВ вертикально

*E-mail: esyresin@jinr.ru

поляризованные протонные пучки переводятся из нуклотрона в коллайдер. При целых спиновых резонансах, следующих друг за другом с интервалом энергии протонов 0,523 ГэВ, частичная «сибирская змейка» коллайдера позволяет сформировать продольную поляризацию пучков, используемых в детекторах SPD и MPD.

Two schemes of the polarized proton beam formation are considered for the NICA accelerator complex. In the first scheme, the polarized proton beams are injected from the LILac linear accelerator to Nuclotron where they are accelerated to the kinetic energy of 1.5–2.0 GeV and then extracted to the Collider. The injected proton beams are accumulated in the Collider using the RF barriers together with the electron cooling. After accumulation the protons are accelerated by the RF1 induction voltage up to the critical relativistic factor $\gamma_{tr} = 7.089$, where the jump of the betatron frequency occurs. After transition through the critical energy, the protons are accelerated to the energy of the experiment. For this scheme, a specialized optical lattice is considered. The critical proton energy ($\gamma_{tr} = 18.6$) for this lattice is larger than the maximal energy of the experiment 12.6 GeV. The so-called spin transparency mode is planned to be used for formation of polarized beams in the Collider. In the second scheme, the polarized proton beams are injected from LILac to the Booster. The protons are cooled in the Booster, accelerated, and extracted to Nuclotron. During their acceleration in Nuclotron, the protons cross integer spin and the spin-betatron resonances. After the protons are accelerated to the kinetic energy of the experiments 6.0–10.86 GeV, the vertically polarized proton beams are extracted to the Collider. At the integer spin resonances following each other with the energy interval of 0.523 GeV the partial Siberian snake permits the longitudinal polarization to be formed for beams used in the SPD and MPD.

PACS: 29.20.-c; 29-27.-a

ВВЕДЕНИЕ

Ускорительный комплекс NICA [1] находится в стадии сооружения в ОИЯИ. Основными целями экспериментов на коллайдере NICA являются исследования в области сверхплотной горячей барионной материи и спиновой физики. Поляризованные встречные пучки с полной энергией в системе центра масс протонов $\sqrt{s} = 12\text{--}27$ ГэВ и дейтронов $\sqrt{s_{NN}} = 4,0\text{--}13,8$ ГэВ имеют интенсивность, обеспечивающую в коллайдере среднюю светимость до $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. разд. 1).

Формирование поляризованных протонных пучков в ускорительном комплексе NICA [2, 3] осуществляется в ионном источнике SPI [4] и линейном ускорителе LILac [5] (см. разд. 2). Для дальнейшего ускорения поляризованных протонов планируется использовать циклические ускорители: сверхпроводящий бустер, действующий сверхпроводящий синхротрон нуклотрон и синхротрон коллайдер.

Для достижения требуемой светимости в одном из перечисленных выше циклических ускорителей необходимо осуществить охлаждение протонных пучков. В работе рассмотрены две схемы формирования и охлаждения поляризованных протонных пучков в циклических ускорителях NICA.

В первой схеме (см. разд. 3) поляризованные пучки инжектируются из линейного ускорителя LPLас в нуклотрон, где они ускоряются до относительно низкой кинетической энергии 1,5–2,0 ГэВ и выводятся в коллайдер для их накопления с помощью ВЧ-барьеров и электронного охлаждения. После накопления в коллайдере поляризованные протоны ускоряются до энергии эксперимента 6,0–12,6 ГэВ.

Во второй схеме (см. разд. 4) поляризованные протонные пучки инжектируются из LPLас в бустер. Протоны охлаждаются в бустере при энергии инжекции, а затем ускоряются в нем и выводятся в нуклотрон. После их ускорения в нуклотроне до относительно высокой кинетической энергии 6,0–10,86 ГэВ протоны переводятся в коллайдер, где они накапливаются до требуемой интенсивности.

В работе преимущественно обсуждается формирование высокоинтенсивных протонных пучков, требуемых для достижения проектной светимости, безотносительно к их поляризации. Предложения по формированию поляризованных пучков в нуклотроне и коллайдере были представлены ранее в работах [2, 3], а также в оригинальных работах, ссылки на которые приведены в пп. 3.8, 3.9, 4.2 и 4.3. Также в этих пунктах представлены основные результаты оригинальных работ по получению поляризованных пучков с целью построить законченную модель формирования высокоинтенсивных поляризованных протонных пучков в ускорительном комплексе NICA.

1. СВЕТИМОСТЬ И ПАРАМЕТРЫ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ

Основные параметры ускорительного комплекса NICA для формирования протонных пучков (табл. 1) выбраны в соответствии с требованиями для достижения максимально возможного значения светимости коллайдера (рис. 1, а). Светимость в столкновениях протонных пучков [6] определяется их пространственным зарядом, приводящим к возникновению так называемого эффекта Ласлетта и эффектов встречи. Эффект Ласлетта приводит к сдвигу бетатронной частоты на величину Δq , эффекты встречи в двух точках взаимодействия протонных пучков создают ее сдвиг на величину ξ . Максимальная интенсивность протонных пучков, определяющая светимость в детекторе SPD для одной точки встречи, приводит к сдвигу бетатронной частоты $\Delta Q = \Delta q + \xi = 0,05$ (рис. 1, б). Среднеквадратичный (с.к.)* продольный нормализованный эмиттанс ε_{exp} для n_b сгруппированных сгустков протонов при энергии эксперимента 12,6 ГэВ равен $\varepsilon_{\text{exp}} = n_b \gamma_{\text{exp}} \beta_{\text{exp}} \sigma_s \sigma_p = 0,27 \text{ м}$ (см. табл. 1), где γ_{exp} и β_{exp} — релятивистские факторы.

*В дальнейшем сокращение с.к. используется для среднеквадратичных значений величин.

Таблица 1. Основные параметры ускорительного комплекса NICA для протонной моды

Параметр	Значение		
Периметр C_{ring} , м	503,04		
Число сгустков n_b	22		
С. к. длина сгустка σ_s , м	0,6		
С. к. $\sigma_p = dp/p$, 10^{-3}	2,2	1,75	1,5
С. к. ε , $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	1		
Бета-функция в IP, м	0,6		
Бетатронные числа Q_x/Q_y	9,44/9,44		
Кинетическая энергия, ГэВ	8	10	12,6
Число протонов в сгустке N_b , 10^{12}	0,6	0,88	1,2
Максимальная светимость, $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	0,55	1,0	2,0

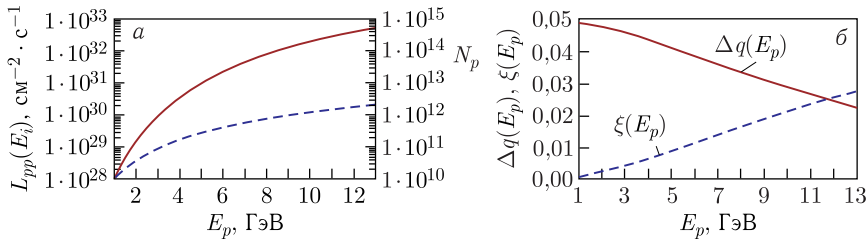


Рис. 1. Зависимость от энергии протонов E_p параметров протон-протонного коллайдера при $\Delta Q = 0,05$: а) светимость коллайдера L_{pp} (сплошная кривая) и число частиц в сгустке N_p (штриховая); б) параметры Ласлетта Δq (сплошная кривая) и эффекта встречи ξ (штриховая)

2. ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКЕ И ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Поляризованные протонные пучки получают в источнике поляризованных ионов SPI [4], основанном на зарядово-обменном плазменном ионизаторе. Степень поляризации для протонных пучков в нем достигает 90 %. SPI формирует поляризованные протонные пучки с интенсивностью до 5 мА при длительности импульса до 10 мкс и числе частиц до 10^{11} за импульс. При энергии протонов 25 кэВ ($\beta = 7 \cdot 10^{-3}$) с. к. нормализованный эмиттанс пучка равен $\varepsilon_n = 0,3 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, а ненормализованный с. к. эмиттанс, соответственно, составляет $\varepsilon_{nn} = 42 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$.

Новый линейный ускоритель LILac [5] в настоящее время изготавливается немецкой фирмой Bevattech. Его планируется установить в 2023 г. вместо действующего линейного ускорителя ЛУ-20. Расчетная эффективность

ускорения пучка в линейном ускорителе равна 88 %. Энергия выведенных из ускорителя протонов равна 13 МэВ ($\beta = 0,166$), максимальный ток — 5 мА, длительность импульса — до 10 мкс, поперечный нормализованный с.к. эмиттанс равен $\varepsilon_n = 0,3 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, а ненормализованный с.к. эмиттанс, соответственно, составляет $\varepsilon_{nn} = 1,8 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$.

С.к. импульсный разброс протонов после дебанчера линейного ускорителя LILac равен $\sigma_p = 10^{-3}$. При длительности импульса вывода пучка из LILac около 5 мкс длина протонного сгустка составляет около 250 м, что соответствует его с.к. продольному размеру $\sigma_s = 73 \text{ м}$. Нормализованный с.к. продольный эмиттанс пучка, выведенного из LILac, равен $\varepsilon_b = \gamma_{inj} \beta_{inj} \sigma_s \sigma_p = 0,012 \text{ м}$, где $\beta_{inj} = 0,166$. Для протонного пучка с типичной интенсивностью $5 \cdot 10^{10}$ требуется около $N_{inj} = 400$ циклов инжекции из LILac, чтобы накопить около $2 \cdot 10^{13}$ протонов в коллайдере и достичь требуемой светимости (см. табл. 1). Таким образом, полный с.к. нормализованный продольный эмиттанс $N_{inj} = 400$ сгустков, последовательно инжектированных из LILac, равен $\varepsilon_{inj} = N_{inj} \gamma_{inj} \beta_{inj} \sigma_s \sigma_p = 4,8 \text{ м}$.

С другой стороны, с.к. продольный нормализованный эмиттанс ε_{exp} для $n_b = 22$ сгруппированных сгустков протонов в коллайдере при энергии эксперимента 12,6 ГэВ равен $\varepsilon_{exp} = n_b \gamma_{exp} \beta_{exp} \sigma_s \sigma_p = 0,27 \text{ м}$ (см. разд. 1).

Чтобы достичь требуемого продольного эмиттанса в коллайдере, протонные сгустки, последовательно инжектируемые из LILac, должны быть в дальнейшем охлаждены в одном из циклических ускорителей, чтобы их продольный эмиттанс был снижен в $\varepsilon_{exp}/\varepsilon_{inj} \approx 18$ раз.

3. СХЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКОВ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ИНЖЕКЦИИ В КОЛЛАЙДЕР

3.1. Продольная динамика при накоплении протонов в коллайдере.

В первой схеме поляризованные пучки инжектируются из линейного ускорителя LILac в нуклотрон, где они ускоряются до кинетической энергии 1,5–2,0 ГэВ и выводятся в коллайдер для их накопления с помощью ВЧ-барьеров и электронного охлаждения. Электронное охлаждение в коллайдере может быть использовано только при относительно низкой кинетической энергии протонов [6], поскольку время продольного охлаждения (время снижения эмиттанса в e раз) τ_{cool} очень быстро увеличивается с ростом энергии инжекции: $\tau_{cool} \propto \gamma^5$ при фиксированном значении тока пучка охлаждающих электронов. В дальнейшем расчеты по накоплению и охлаждению протонов в коллайдере будут приведены для кинетической энергии протонов 1,87 ГэВ, или $\gamma = 3$.

Для накопления частиц в коллайдере разработана ВЧ-система с барьерным напряжением $V_{RF} = 5 \text{ кВ}$ и длительностью импульса барьеров 80 нс (фазовая ширина $\phi = \pi/12$) [1]. Для удержания накопленных протонов ис-

пользуется половина периметра коллайдера $C_{\text{ring}}/2 = 251,5$ м. Размер сепаратрисы по разбросу импульса протонов, удерживаемых барьерами, в этом случае равен $\sigma_{p,s} = 1,4 \cdot 10^{-3}$. Эффекты пространственного заряда накопленных протонов приводят к 26%-му снижению величины $V_{\text{RF}} \times \phi$ и 13%-му уменьшению $\sigma_{p,s} = 1,25 \cdot 10^{-3}$.

Пороговое значение с.к. импульсного разброса при развитии продольной неустойчивости для интенсивности накопленных протонов $N_{\text{st}} = 2 \cdot 10^{13}$ и их кинетической энергии 1,87 ГэВ равно $\sigma_{p,\text{th}} = 6 \cdot 10^{-4}$ (см. (14) ниже). Величина $\sigma_{p,s}$ примерно в 2 раза больше с.к. импульсного разброса протонов $\sigma_{p,\text{th}}$, что будет приводить примерно к 10 % потерь в ходе финальных циклов инжекции.

Во избежание потерь желательно для протонной моды использовать ВЧ1-систему с напряжением на барьерах $V_{\text{RF}} = 5$ кВ и их фазовой шириной $\phi = \pi/6$. С.к. импульсный разброс протонов $\sigma_p = 6,5 \cdot 10^{-4} = \sigma_{p,s}/3$ в этом случае близок к пороговому значению, при котором начинается развитие неустойчивости, и в 3 раза меньше размера сепаратрисы по разбросу импульса протонов, что позволяет избежать потери при их накоплении. Однако использование барьеров с шириной $\phi = \pi/6$ приведет к снижению протяженности накопленного сгустка протонов до размера, близкого к $C_{\text{ring}}/3$. Продольный с.к. эмиттанс удерживаемого барьерами накопленного сгустка равен $\varepsilon_{\text{RF1}} = \gamma_{\text{inj},c} \beta_{\text{inj},c} \sigma_p \sigma_s = 0,086$ м, где $\sigma_s = (C_{\text{ring}}/3)/(2 \cdot 3^{1/2}) = 48,5$ м — его с.к. длина.

При инжекции в коллайдер сгусток из нуклотрона имеет продольный нормализованный с.к. эмиттанс $\varepsilon_b = 0,012$ м, с.к. длину $\sigma_s = 15$ м и с.к. импульсный разброс $\sigma_p = 2,8 \cdot 10^{-4}$. При этом длительность плато импульса кикера равна 200 нс, а расстояние между ВЧ1-барьерами составляет $L_{\text{bar}} = 4\sigma_s = 56,4$ м. Расстояние между ВЧ-барьерами уменьшаем в 2,3 раза — до $L_{\text{bar}} = 24,5$ м, чтобы с.к. длина сгустка уменьшилась до $\sigma_s = 7$ м, хотя при этом с.к. импульсный разброс и вырастет до $\sigma_p = 6,4 \cdot 10^{-4}$. При слиянии вновь инжектируемого сгустка с накопленными протонами удерживающие их ВЧ-барьеры в области слияния уменьшаются до длительности 10 нс, или ширины барьеров $\Delta L_{\text{bar}} = 2,8$ м. Таким образом, в результате слияния инжектированных и накопленных протонов размер области, занимаемой накопленными протонами, увеличивается на $L_b = L_{\text{bar}} + 2\Delta L_{\text{bar}} = 27,3$ м. В отсутствие электронного охлаждения через $n_{\text{inj}} = C_{\text{ring}}/3L_b \cong 6$ инжекций в каждое из колец коллайдера происходит заполнение продольного аксептанса ВЧ-барьеров сгустками, инжектированными из нуклотрона.

Для накопления протонов время их охлаждения должно быть достаточно малым. При периоде повторения инжекции в каждое кольцо $2\tau_{\text{rep}} = 6$ с в отсутствие охлаждения через время $2n_{\text{inj}}\tau_{\text{rep}} \cong 36$ с происходит заполнение продольного аксептанса ВЧ-барьеров при интенсивности накопленных протонов $N_{\text{RF}} = n_{\text{inj}}N_b = 3 \cdot 10^{11}$.

Охлаждение обеспечивает снижение импульсного разброса в соответствии с уравнением $d\sigma_p^2/dt = -\sigma_p^2/\tau_{\text{cool}}$, а диффузия из-за внутрипучкового рассеяния приводит к его росту: $d\sigma_p^2/dt = D(\sigma_p)$, где τ_{cool} — время продольного охлаждения, $D(\sigma_p)$ — коэффициент диффузии в пространстве импульсов (формула (5) ниже). Между циклами инжекции с.к. импульсный разброс накопленных протонов при охлаждении и диффузии определяется уравнением*

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = -\frac{\sigma_p}{2\tau_{\text{cool}}} + \frac{D(\sigma_p)}{2\sigma_p}. \quad (1)$$

При этом, если охлаждение достаточно эффективно, с.к. продольный эмиттанс накопленных протонов $d\varepsilon = \gamma\beta\sigma_s d\sigma_p$ уменьшается за счет снижения σ_p .

При снижении σ_p на $d\sigma_p$ расстояние между ВЧ-барьерами может быть уменьшено на величину $d\sigma_s$ такую, чтобы импульсный разброс $\sigma_p - d\sigma_p$ опять стал равен начальной величине σ_p , а изменение продольного эмиттанса за счет изменения $d\sigma_s$ было равно

$$d\varepsilon = \gamma\beta\sigma_p d\sigma_s = \gamma\beta\sigma_s d\sigma_p. \quad (2)$$

Уравнение может быть переписано для с.к. длины накопленного сгустка в виде

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = -\frac{\sigma_s}{2\tau_{\text{cool}}} + \sigma_s \frac{D(\sigma_p)}{2\sigma_p^2}. \quad (3)$$

С.к. импульсный разброс протонов сгустка, при котором после каждого цикла инжекции начинается охлаждение протонов, равен $\sigma_p = 6,4 \cdot 10^{-4}$. При повторяющейся периодической инжекции в коллайдер уравнение для области накопления протонов $L_{\text{st}} = 2 \cdot (3)^{1/2} \sigma_s$ следует из уравнения (3):

$$\frac{dL_{\text{st}}}{dt} = -\frac{L_{\text{st}}}{2\tau_{\text{cool}}} + L_{\text{st}} \frac{D(\sigma_p)}{2\sigma_p^2} + \frac{L_b}{2\tau_{\text{rep}}}. \quad (4)$$

Начальная длина области, занимаемой накопленными протонами, равна $L_{\text{st}0} \cong C_{\text{ring}}/3$ (см. с. 1310).

Коэффициент диффузии D для протонного сгустка может быть найден пересчетом через известное значение коэффициента диффузии для ионного сгустка D_{Au} (рис. 2) [1] по формуле

$$D = D_{\text{Au}} \left(\frac{N_{\text{st}}}{N_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{\gamma_{\text{Au}}^4 \beta_{\text{Au}}^3}{\gamma^4 \beta^3} \right) \left(\frac{\sigma_{\text{sAu}}}{\sigma_s} \right) \left(\frac{\varepsilon_{x\text{Au}} \varepsilon_{y\text{Au}}}{\varepsilon_x \varepsilon_y} \right) \frac{A_{\text{Au}}^2}{Z_{\text{Au}}^4}. \quad (5)$$

*Здесь и далее переходим к уравнению для квадрата разброса протонов по импульсу с его с.к. значением.

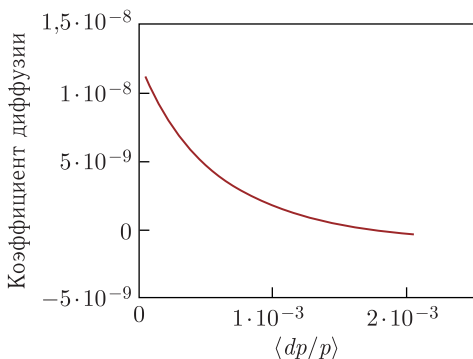


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии D_{Au} от импульса ионов золота Au^{79+} при следующих параметрах ионного сгустка: $E_{Au} = 3$ ГэВ/нуклон, $N_{Au} = 10^9$, $\sigma_{sAu} = 0,6$ м, $\varepsilon_{Au} = 1$ $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$

$0,48 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. При интенсивности, большей $N > N_*$, электронное охлаждение обеспечивает формирование плотного сгустка со с.к. поперечным эмиттансом, пропорциональным числу накопленных протонов [1]

$$\varepsilon = \frac{r_p N}{2\pi \Delta q \gamma^3 \beta^2} \quad (6)$$

и ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q = 0,05$. При накоплении протонов от $N_* = 2 \cdot 10^{12}$ до $N_{st} = 2 \cdot 10^{13}$ сдвиг бетатронных частот Δq может оставаться постоянным, если эмиттанс растет от $\varepsilon = 0,48 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ до $\varepsilon = 4,8 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$.

При интенсивности накопленных протонов $N < N_*$ коэффициент диффузии D растет линейно с увеличением числа частиц $D \propto N$. При $N > N_*$ коэффициент диффузии падает обратно пропорционально числу накопленных протонов $D \propto 1/N$. При этом предполагается, что количество накопленных протонов растет линейно с увеличением времени $N \propto t$.

Как следует из решения уравнения (4) с учетом уравнений (5) и (6), при интенсивности $N < N_*$ длина области, занимаемая накопленными протонами, в процессе охлаждения и инжекции меняется по закону

$$\begin{aligned} L_{st}(t) = L_{st0} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{cool}}\right) + \left(\frac{L_b \tau_{cool}}{\tau_{rep}}\right) \left[1 + \left(\frac{L_{st0}}{L_b}\right) \left(\frac{N_{st} N_{RF} D \tau_{rep}}{\sigma_p^2 N_*^2}\right)\right] \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{cool}}\right)\right] + \left(\frac{D \tau_{cool}^2 L_{st0}}{\tau_{rep} \sigma_p^2}\right) \left(\frac{N_b N_{st}}{N_*^2}\right) \times \\ \times \left[\frac{t}{2\tau_{cool}} - 1 + \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{cool}}\right)\right]. \quad (7) \end{aligned}$$

Для параметров протонного сгустка $E=1,87$ ГэВ, $N_{st}=2 \cdot 10^{13}$, $\varepsilon_{x,y}=4,8 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, $\sigma_s=48,5$ м и ионного (приведены в подписи к рис. 2) коэффициенты диффузии протонов D и ионов D_{Au} связаны соотношением $D = 0,045 D_{Au}$. Отметим, что коэффициент диффузии D прямо пропорционален числу накопленных протонов N и обратно пропорционален произведению эмиттансов $D \propto N/\varepsilon_x \varepsilon_y$. Существует модель, в которой при малой интенсивности $N < N_* = 2 \cdot 10^{12}$ эмиттанс после охлаждения не зависит от числа накопленных протонов и равен $\varepsilon =$

При интенсивности $N > N_*$ длина области, занимаемая накопленными протонами, в зависимости от времени в соответствии с решением уравнения (4) и соотношений (5), (6) меняется так:

$$L_{st}(t) = L_{st0} \exp \left[- \left(\frac{t - t_*}{2\tau_{cool}} \right) \right] + \left(\frac{L_b \tau_{cool}}{\tau_{rep}} \right) \left[1 - \exp \left[- \left(\frac{t - t_*}{2\tau_{cool}} \right) \right] \right] + \\ + \left(\frac{N_{st} L_{st0} D \tau_{cool}}{\sigma_p^2 N_*} \right) \left\{ \frac{\exp \left((t - t_*)/2\tau_{rep} + \tau_{rep} N_* / (\tau_{cool} N_b) - 1 \right)^{-1}}{1 + N_b(t - t_*) / (2\tau_{rep} N_*)} - \right. \\ \left. - \exp \left[- \left(\frac{t - t_*}{2\tau_{cool}} \right) + \left(\frac{N_* \tau_{rep}}{N_b \tau_{cool}} - 1 \right)^{-1} \right] \right\}, \quad (8)$$

где t_* — момент времени, при котором интенсивность накопленных протонов равна $N = N_*$. Как следует из уравнения (8), в этот момент эффекты внутрипучкового рассеяния будут максимальны и размер области, занимаемой накопленным сгустком протонов, также будет максимален и равен

$$L_{st} = \left(\frac{L_b \tau_{cool}}{\tau_{rep}} \right) \left[1 + \left(\frac{L_{st0}}{L_b} \right) \left(\frac{D \tau_{rep}}{\sigma_p^2} \right) \frac{N_{st}}{N_*} \right]. \quad (9)$$

Из уравнения (9) следует, что накопленный протонный сгусток при многократной инжекции в коллайдер будет занимать область менее $C_{ring}/3$, если его время охлаждения будет меньше, чем

$$\tau_{cool} < (\tau_{rep} C_{ring}/3) / \left[1 + \left(\frac{C_{ring}}{3L_b} \right) \left(\frac{N_{st} D \tau_{rep}}{N_* \sigma_p^2} \right) \right] = 15,5 \text{ с}. \quad (10)$$

При этом подразумевается, что время охлаждения поперечного эмиттанта, равное 100–200 с, будет намного больше периода инжекции, но намного меньше времени накопления, так что при данной интенсивности N устанавливается равновесный поперечный эмиттанс.

При охлаждении протонов с энергией $E = 1,67 \text{ ГэВ}$ ($\gamma = 2,78$) и интенсивностью $1,6 \cdot 10^9$ на COSY продольное время охлаждения составило $\tau_{cool} = 18,6 \text{ с}$, вертикальное и горизонтальное время охлаждения эмиттанта соответственно было равно $\tau_{y,cool} = 182 \text{ с}$ и $\tau_{x,cool} = 132 \text{ с}$ [7].

Результаты численных расчетов накопления протонов для разных времен охлаждения при периодически повторяющейся инжекции представлены в табл. 2.

При периоде инжекции в каждое из колец коллайдера $2\tau_{rep} = 6 \text{ с}$ не удастся накопить требуемой интенсивности протонов $N_{max} = 2 \cdot 10^{13}$, поскольку после $N_{inj} = 327$ инжекций охлаждение не обеспечивает накопление сгустка размерами $C_{ring}/3$ (см. табл. 2, инжекция с коротким периодом). При увеличении периода инжекции до $2\tau_{rep} = 12 \text{ с}$ удастся достичь проектной интенсивности протонов только при начальном времени охлаждения $\tau_{cool} = 5,5 \text{ с}$

Таблица 2. Параметры накопленных протонных пучков

$2\tau_{\text{rep}}, \text{ с}$	m	N_{inj}	$N_{\text{inj,long}}$	$T_{\text{st}}, \text{ мин}$	$\tau_{\text{cool}}, \text{ с}$	$\Delta\phi_{\text{st}}, \text{ рад}$	N_{max}
Инжекция с коротким периодом							
6	1	26	0	2,6	21,9	2,1	$1,2 \cdot 10^{12}$
6	1	114	0	11,4	10,9	2,1	$5,6 \cdot 10^{12}$
6	1	327	0	32,7	5,5	2,1	$1,6 \cdot 10^{13}$
12	1	98	0	19,6	21,9	2,1	$4,8 \cdot 10^{12}$
12	1	245	0	49	10,9	2,1	$1,2 \cdot 10^{13}$
12	1	401	0	80,2	5,5	2,1	$2 \cdot 10^{13}$
Инжекция с комбинацией коротких и длинных периодов							
6	5	477	247	146,5	34	2,1	$2 \cdot 10^{13}$
6	5	478	86	82,2	17	1,74	$2 \cdot 10^{13}$
12	5	490	113	188,4	34	1,9	$2 \cdot 10^{13}$
12	5	414	6	87,6	17	1,46	$2 \cdot 10^{13}$
6	10	651	217	260,4	34	1,85	$2 \cdot 10^{13}$
6	10	532	72	118,8	17	1,2	$2 \cdot 10^{13}$
12	10	561	97	286,8	34	2,31	$2 \cdot 10^{13}$
12	10	417	6	94,2	17	1,36	$2 \cdot 10^{13}$

за время накопления $T_{\text{st}} = 80,2$ мин. При начальном времени охлаждения $\tau_{\text{cool}} = 10,9$ с максимальная интенсивность накопленных протонов равна $N_{\text{max}} = 1,2 \cdot 10^{13}$.

Для накопления протонов с требуемой максимальной интенсивностью $N_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{13}$ при времени охлаждения $\tau_{\text{cool}} = 17\text{--}34$ с рассмотрена мода с комбинацией коротких ($2\tau_{\text{rep}}$) и длинных ($T_{\text{inj,long}} = m2\tau_{\text{rep}}$) периодов циклов (см. табл. 2). При начальном времени продольного охлаждения $\tau_{\text{cool}} = 17$ с накопление до интенсивности $N_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{13}$ происходит за время $T_{\text{st}} = 82,2$ мин, или $N_{\text{inj}} = 478$ инъекций, из которых $N_{\text{inj,long}} = 86$ — с длинным периодом: $T_{\text{inj,long}} = 30$ с ($m = 5$). При увеличении начального времени продольного охлаждения до $\tau_{\text{cool}} = 34$ с время накопления протонов до интенсивности $N_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{13}$ составляет 146,5 мин, или $N_{\text{inj}} = 477$ инъекций, из которых $N_{\text{inj,long}} = 247$ имеют длинный период. Увеличение короткого периода инъекции до $2\tau_{\text{rep}} = 12$ с или протяженности длинного периода не приводит к заметному снижению времени накопления протонов.

Динамика накопления протонов при разных значениях времени охлаждения показана на рис. 3, а в зависимости от числа инъекций при коротком ($2\tau_{\text{rep}} = 6$ с) и длинном ($T_{\text{inj,long}} = 30$ с) периодах.

Расчеты приведены для четырех начальных значений времени охлаждения — от минимального $\tau_{\text{cool}} = 19$ с до максимального 76 с (рис. 3, б). В отличие от результатов расчетов по формулам (7) и (8), когда время продольного охлаждения было постоянным, в расчетах, приведенных на рис. 3, время про-

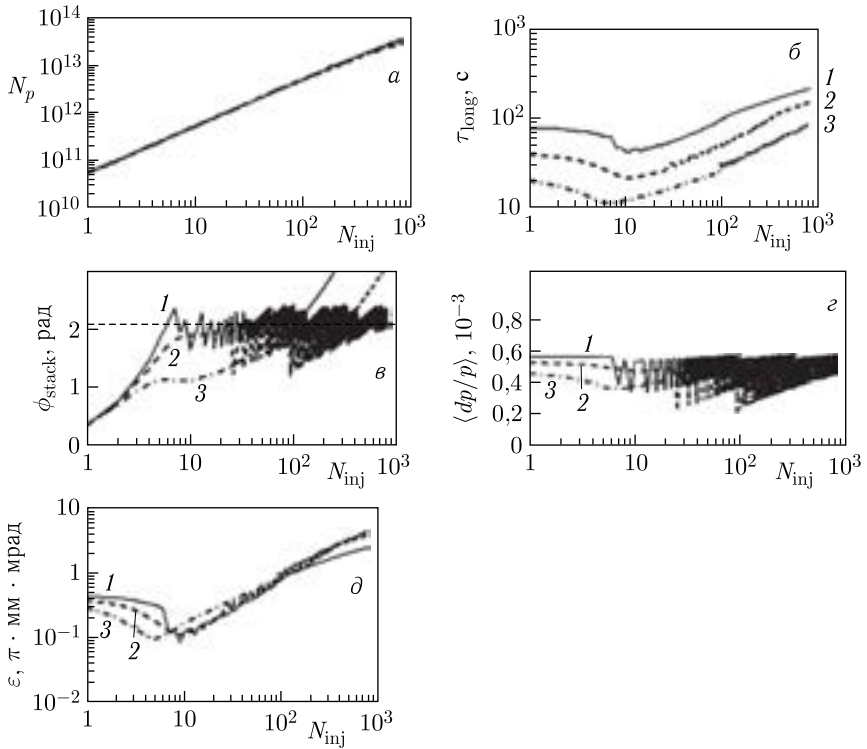


Рис. 3. Зависимости от числа инъекций протонов: а) от интенсивности накопленных протонов; б) от времени продольного охлаждения; в) от фазовой ширины накопленного сгустка; г) от с. к. импульсного разброса; д) от с. к. поперечного эмиттанта при разных значениях времени продольного охлаждения (1, 2, 3 — для начальных времен продольного охлаждения $\tau_{\text{cool}} = 76, 38$ и 19 с)

дольного охлаждения самосогласованным образом меняется при изменении эмиттанта и импульсного разброса накопленного сгустка протонов.

Когда длина накопленного сгустка протонов превышает $C_{\text{ring}}/3 = 167$ м (рис. 3, в), период следования импульсов инъекции увеличивается до $T_{\text{inj, long}} = 30$ с, чтобы за это время осуществить глубокое продольное охлаждение протонов (рис. 3, г) и с помощью ВЧ-барьеров поджать длину накопленного сгустка. На начальном этапе накопления поперечный эмиттанс снижается при охлаждении. При увеличении количества накопленных протонов N их эмиттанс $\varepsilon_c \propto N/\Delta q$ при охлаждении определяется ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q = 0,05$ и значением N .

3.2. Поперечная динамика при накоплении протонов. Наряду с продольными потерями при накоплении протонов существуют потери, обусло-

вленные их поперечной динамикой, когда угловой разброс превышает некоторый критический угол $\theta_{\text{кр}}$, соответствующий поперечному аксептансу коллайдера.

Особенностью импульса магнитного поля кикера, генерируемого тиратроном с формирующей линией, является наличие у него паразитных выбросов после окончания основного импульса с амплитудой поля примерно в 200 раз меньшей, чем амплитуда импульса кикера (рис. 4).

В результате во время очередной инъекции существенное число накопленных протонов (около 40 %) попадает под действие этих выбросов, что увеличивает угловой разброс и поперечный эмиттанс. При повторении ци-

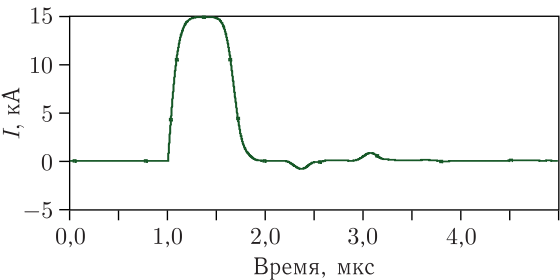


Рис. 4. Импульс кикера с паразитными выбросами

Таблица 3. Параметры пучка и кикера, определяющие поперечную динамику накопления протонов

Параметр	Значение
Инжекция	
С. к. эмиттанс инжектированного пучка протонов ε , $\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	0,4
С. к. импульсный разброс инжектированных протонов σ_p	$6,4 \cdot 10^{-4}$
Кикер	
Бета-функция в кикере, м	20
Критический угол на выходе из кикера $\theta_{\text{кр}}$, мрад	1,5
С. к. угловой разброс протонов на входе в кикер θ_0 , мрад	0,15
Магнитное поле, кГс	0,37
Длительность импульса, нс	600
Длина, м	3,9
Угол отклонения протонов основным полем кикера, мрад	12
Паразитные выбросы по окончании импульса кикера	
Амплитуда магнитного поля паразитных выбросов кикера, Гс	1,7
Изменение угла протонов от паразитных выбросов кикера $\Delta\theta$, мрад	0,05
Процент числа протонов, попавших под действие паразитных выбросов η , %	40

клов инжекций угловой разброс накопленных протонов достигает значения угла $\theta_{\text{сг}}$, определяемого поперечным аксептансом коллайдера, что приводит к гибели части протонов на апертуре вакуумной камеры.

Поперечная динамика накопления протонов в коллайдере определяется магнитным полем паразитных выбросов после окончания импульса кикера, электронным охлаждением и их бетатронным движением (табл. 3). Электронное охлаждение снижает угловой разброс частиц, тем самым уменьшаются их поперечные потери. При каждом новом цикле инжекции фаза бетатронных колебаний протонов при влете в кикер оказывается случайной, поэтому и прирастание углового разброса под действием паразитных выбросов кикера имеет преимущественно характер, при котором квадрат углового разброса линейно растет со временем.

После пролета через магнитное поле B_p паразитных выбросов поперечный угол протонов возрастает на величину

$$\Delta\theta = \frac{eB_p l_k}{\beta\gamma m_p c^2}, \quad (11)$$

где l_k — длина кикера; m_p — масса протона; c — скорость света; $\beta = v/c$, v — продольная скорость протона; γ — релятивистский фактор. Поперечная динамика накопления протонов определяется действием паразитных выбросов кикера и электронным охлаждением:

$$\frac{d\theta n^2}{dt} = -\frac{\theta n^2}{\tau_{1\text{cool}}} + \frac{\Delta\theta^2}{2\tau_{\text{rep}}}, \quad (12)$$

где $2\tau_{\text{rep}} = 6$ с — период инжекции протонов в каждое из колец коллайдера. Усредненная за период инжекции $2\tau_{\text{rep}}$ скорость роста квадрата угла накопленных ионов коротким паразитным выбросом кикера длительностью τ_{par} равна $(\Delta\theta^2/\tau_{\text{par}})(\tau_{\text{par}}/2\tau_{\text{rep}}) = \Delta\theta^2/2\tau_{\text{rep}}$. Здесь $\tau_{1\text{cool}}(\theta_n)$ — время поперечного охлаждения протона, зависящее от величины его угла, $\tau_{1\text{cool}} = \tau_{\text{tr,cool}}(\theta_{\text{eff}}^2 + \theta_n^2)^{3/2}/(\theta_{\text{eff}}^2 + \theta_0^2)^{3/2}$, где $\tau_{\text{tr,cool}} = 100\text{--}150$ с — время поперечного охлаждения протонов, имеющих угол $\theta_0 = 0,15$ мрад, равный с.к. входному углу при влете протонов в кикер после инжекции из нуклотрона $\theta_{\text{eff}}^2 = (v_{\text{eff}}^2/\beta^2 c^2 + \sigma_p^2)/\gamma^2$, σ_p — с.к. импульсный разброс протонов. С.к. импульсный разброс протонов при накоплении практически постоянен и равен $\sigma_p = 6,4 \cdot 10^{-4}$. Эффективный продольный разброс электронов в системе электронного охлаждения равен $v_{\text{eff}}/\beta c$, где $m_e v_{\text{eff}}^2 = T_e^2/\beta^2 \gamma^2 m_e c^2 + e^2 n_e^{1/3}$ — продольная температура электронов, T_e — температура электронов, $m_e c^2$ — энергия покоя электрона, e — заряд электрона, n_e — плотность электронов.

Если в начальный момент времени второе слагаемое в правой части уравнения (12) превышает первое слагаемое, паразитный выброс кикера при-

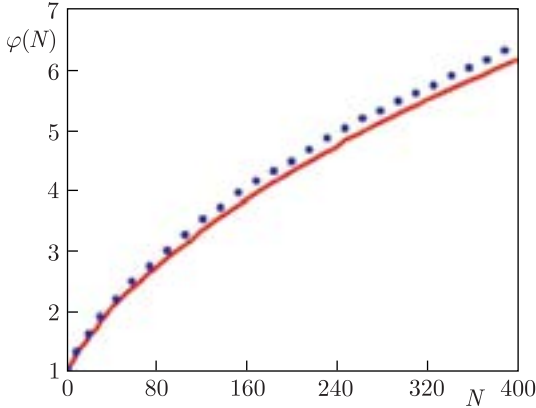


Рис. 5. Зависимость безразмерного угла $\varphi = \theta_n/\theta_0$ от числа инъекций N : сплошная кривая — вычисления по точной формуле (13); пунктирная — вычисления по приближенной формуле (14); $k = 0,66$

водит к росту углового разброса накопленных ионов при условии $\Delta\theta^2 > \theta_0^2(2\tau_{\text{rep}}/\tau_{\text{tr,cool}})$. Решение уравнения (12) имеет вид

$$\int_1^{\varphi} \frac{(k^2 + \xi^2)^{3/2} \xi d\xi}{\rho(k^2 + \xi^2)^{3/2} - \xi^2(1 + k^2)^{3/2}} = \frac{t}{2\tau_{\text{tr,cool}}}, \quad (13)$$

где $\varphi = \theta_n/\theta_0$, $k = \theta_{\text{eff}}/\theta_0$, $\rho = (\Delta\theta^2/\theta_0^2)(\tau_{\text{tr,cool}}/2\tau_{\text{rep}})$.

При $\theta_0 \gg \theta_{\text{eff}}$ ($k = 0$) решение уравнения (12) может быть представлено в виде

$$\frac{\varphi^2 - 1}{2\rho} + \frac{\varphi - 1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho^3} \ln \frac{\rho\varphi - 1}{\rho - 1} = \frac{t}{2\tau_{\text{tr,cool}}}. \quad (14)$$

Как следует из сравнения функций (13) и (14) (рис. 5), приближенное решение незначительно отличается от точного числа инъекций $N = 400$ при $k \leq 0,66$.

Потери протонов становятся существенными, когда квадрат их углового разброса θ_n^2 после N инъекций достигает величины $\theta_{\text{cr}}^2/2$, где θ_{cr}^2 — квадрат углового разброса ионов в кикере, определяющий аксептанс коллайдера. Для $N = 400$ инъекций протонов это происходит при $\Delta\theta = 0,055$ мрад. Данный угол соответствует магнитному полю паразитного выброса после окончания импульса кикера $B = 1,7$ Гс, что в 218 раз меньше, чем магнитное поле основного импульса кикера. Требование к паразитному выбросу кикера при накоплении протонов в 3 раза более жесткое, чем при накоплении ионов

золота из-за большого количества циклов инъекций протонов по сравнению с инъекцией ионов.

3.3. Ускорение протонов. После накопления протонов система ВЧ1 используется одновременно как для удержания протонов сгустка в половине периметра кольца, так и для их индукционного ускорения с ростом энергии $eU = 300$ эВ за один оборот. Время ускорения от энергии инъекции $\gamma_{\text{inj}} mc^2$ до энергии эксперимента $\gamma_{\text{exp}} mc^2$ равно $\tau_{\text{ас}} = T_{\text{rev}}(\gamma_{\text{exp}} - \gamma_{\text{inj}}) mc^2 / eU = 50$ с, где $T_{\text{rev}} = 1/f_0$ — период оборота протонов в коллайдере.

Импульсный разброс протонов и поперечный эмиттанс накопленного сгустка уменьшаются в ходе ускорения как $\sigma_p \propto 1/\gamma$, $\varepsilon \propto 1/\gamma$. Так, при ускорении от $\gamma_{\text{inj}} = 3$ до $\gamma_{\text{exp}} = 13,5$ поперечный эмиттанс уменьшается от $\varepsilon = 4,8 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ до $\varepsilon = 1,06 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, а импульсный разброс падает с $\sigma_p = 1,1 \cdot 10^{-3}$ до $\sigma_p = 2,3 \cdot 10^{-4}$. При энергии эксперимента ускоренный сгусток протонов распускается на весь периметр коллайдера, а затем группируется в $n_b = 22$ сгустка с помощью станций ВЧ2 и ВЧ3, так чтобы обеспечить с.к. длину сгруппированного сгустка $\sigma_{s,b} = 60$ см. При этом подразумеваем, что в ходе группировки протонного сгустка при энергии эксперимента его продольный нормализованный эмиттанс возрастает в $D_l = 1,2$ раза. С.к. импульсный разброс сгустка после его группировки равен $\sigma_{p,b} = D_l \sigma_p C / (4 \cdot 3^{1/2} n_b \sigma_{s,b}) = 1,5 \cdot 10^{-3}$. Параметры сгустка $\sigma_{s,b} = 60$ см и $\sigma_{p,b} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ являются взаимно согласованными между собой с точки зрения его эргодичности.

Ласлеттовский бетатронный сдвиг при ускорении протонного сгустка уменьшается как $\Delta q \propto 1/(\gamma^3 \varepsilon) \propto 1/\gamma^2$. В результате ускорения протонов величина бетатронного сдвига падает до $\Delta q = 2,4 \cdot 10^{-3}$. После выключения ВЧ-барьеров при энергии эксперимента протонный сгусток, занимающий половину периметра кольца, начинает циркулировать во всем кольце. Величина бетатронного сдвига в результате падает в 2 раза: $\Delta q = 1,2 \cdot 10^{-3}$. При группировке пучка бетатронный сдвиг возрастает прямо пропорционально $\Delta q \propto C_{\text{ring}} / (n_b (2\pi)^{1/2} \sigma_s)$ и достигает величины $\Delta q = 0,018$.

Светимость сталкивающихся протон-протонных пучков при энергии эксперимента $E = 12,6$ ГэВ и интенсивности $N = 2,6 \cdot 10^{13}$ равна $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис. 1, табл. 1) [6].

Представленный выше режим ускорения протонов от энергии инъекции 2,8 ГэВ до энергии эксперимента 12,6 ГэВ ($\gamma_{\text{exp,max}} = 14,4$) реализуется, когда критическая энергия $\gamma_{\text{tr}} mc^2$ в коллайдере выше энергии эксперимента $\gamma_{\text{exp}} mc^2$. Однако для оптической структуры, используемой в ионной моде, критическая энергия равна 6,65 ГэВ ($\gamma_{\text{cr}} = 7,089$), и для энергии экспериментов выше этой величины необходимо пройти через критическую энергию при ускорении протонов [8]. Прохождение через критическую энергию при ускорении протонов ограничено продольной неустойчивостью пучка, эффекты которой обсуждаются в п. 3.4.

3.4. Прохождение через критическую энергию при ускорении протонов. При прохождении через критическую энергию γ_{tr} развивается продольная неустойчивость. Пороговый ток развития продольной неустойчивости равен

$$I_{th} = \frac{2\pi mc^2 \beta^2 \gamma \eta \sigma_{p,th}^2}{e Z_{imp}}. \quad (15)$$

Он зависит от с. к. импульсного разброса протонного сгустка $\sigma_{p,th}$ и коэффициента расширения орбиты η . Мнимая часть импеданса, обусловленная пространственным зарядом протонного пучка, равна

$$Z_{imp} = 377 \frac{(1 + 2 \ln(b/a))}{2\beta\gamma^2} = 20 \text{ Ом}. \quad (16)$$

Здесь $b = 50$ мм — радиус вакуумной камеры, $a = (2\varepsilon_c(\gamma_{tr})\beta_{aver})^{1/2} = 5,9$ мм — радиус пучка, $\varepsilon_c(\gamma_{tr}) = 2 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ — эмиттанс пучка при $\gamma = \gamma_{tr}$, $\beta_{aver} = C_{ring}/2\pi Q = 8,5$ м — средняя бета-функция. Импульсный разброс сгустка протонов при прохождении через критическую энергию должен быть максимально возможным, чтобы увеличить пороговый ток [8, 9]. Продольный аксептанс колец коллайдера равен $\Delta p/p = 10^{-2}$. Чтобы исключить потери протонов при прохождении через критическую энергию, с. к. импульсный разброс выбирается равным $\sigma_{p,tr} = (\Delta p/p)/3 = 3,3 \cdot 10^{-3}$.

Пороговый ток развития продольной неустойчивости I_{th} прямо пропорционален коэффициенту расширения орбиты η , который равен нулю при $\gamma = \gamma_{tr} = 7,089$. Темп ускорения протонов при прохождении через критическую энергию при использовании индукционного ускорения ВЧ1-станции составляет $d\gamma/dt = 0,2 \text{ с}^{-1}$. Этот темп слишком мал, чтобы избежать развития неустойчивости при приближении релятивистского фактора γ к γ_{tr} . Чтобы избежать развития неустойчивости, при некоторой малой разности $\gamma - \gamma_{tr}$ реализуется быстрый скачок γ_{tr} (табл. 4).

Таблица 4. Параметры протонных пучков при пересечении критической энергии

Параметр	Значение
Сдвиг бетатронного числа Δq	0,05
Изменение фактора $\Delta\gamma_{tr}$	0,09
Темп изменения $d\gamma_{tr}/dt$, с^{-1}	8,5
Время перехода через критическую энергию t_0 , мс	10,5
С. к. импульсный разброс $\sigma_{p,tr}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
Импеданс Z_{imp} , Ом	20
Радиус камеры, м	0,05
Номер гармоники среза n_{cut}	1602
Интеграл от инкремента по времени s_+/n	$6,3 \cdot 10^{-3}$

Чтобы обеспечить быстрое изменение критической энергии $\Delta\gamma_{tr}$, необходимо осуществить быстрый сдвиг бетатронной частоты Δq за счет изменения разности тока квадрупольных линз Φ и D [8]. Изменение разности тока ΔI линз Φ и D может привести к сдвигу бетатронного числа не более чем на $\Delta q \cong 0,05$. Для оптической структуры коллайдера изменение бетатронного числа на величину Δq благодаря дисперсии в арках колец вызывает изменение $\Delta\gamma_{tr} = 1,8\Delta q \cong 0,09$ [8]. При $\Delta\gamma_{tr} = 0,09$ коэффициент расширения орбиты равен $\eta_{tr} = 2\Delta\gamma_{tr}/\gamma_{tr}^3 = 5,1 \cdot 10^{-4}$ [8].

Изменение $\Delta\gamma_{tr}$ обусловлено вариацией $\Delta q = \beta_a \Delta Kl / 4\pi = 0,05$, что, в свою очередь, связано с изменением градиентов $N_l = 48$ дефокусирующих линз в двух арках на суммарную величину $\Delta Kl = 0,075$ за счет быстрого изменения разности тока между линзами Φ и D [8], где $\beta_a = 8,4$ м — средняя бета-функция в арке. Произведение величины изменения градиента дефокусирующей линзы ΔG на ее длину $l = 0,47$ м равно $\Delta Gl = \Delta Kl (BR/N_l) = 0,07$, где $BR = 45$ Тл·м — магнитная жесткость при кинетической энергии протонов 12,6 ГэВ. Изменение градиента ΔG при быстрой вариации тока в линзах D равно $\Delta G = 0,15$ Тл/м. При токе в линзе $I = 9,7$ кА ее градиент равен $G = 21,5$ Тл/м, а изменение градиента линзы ΔG обусловлено изменением в ней тока на величину $\Delta I = 67$ А. Максимальная скорость нарастания $d\gamma_{tr}/dt$ ограничена максимально возможным темпом нарастания градиента поля линзы $dG/dt = 14,3$ Тл/(м·с) [1], или темпом нарастания тока в ней $dI/dt = 6,4$ кА/с. Для быстрого изменения $\Delta\gamma_{tr}$ должны быть установлены в каждой арке по одному дополнительному импульсному источнику питания линз D с током $\Delta I = 67$ А. При суммарной индуктивности дефокусирующих линз $L_Q = 2,25$ мГн и скорости нарастания тока в них $dI/dt = 6,4$ кА/с напряжение каждого источника составляет 14,5 В. Время изменения Δq и, соответственно, $\Delta\gamma_{tr}$ равно $t_0 = \Delta I / (dI/dt) = 10,5$ мс, а темп изменения величины $d\gamma_{tr}/dt$ составляет $8,5$ с⁻¹ [8].

Пороговое число частиц в сгустке $N_{th} = I_{th}(L_{s,tr}/ec) \propto \varepsilon_{st,tr}\sigma_{p,tr}$, при котором еще не развивается неустойчивость, определяется пороговым значением тока I_{th} и длиной сгустка $L_{s,tr}$ или произведением с.к. продольного эмиттанта $\varepsilon_{st,tr}$ и с.к. импульсного разброса $\sigma_{p,tr}$ [9]. Чтобы обеспечить максимальную светимость коллайдера для протонной моды в режиме прохождения через критическую энергию, с.к. продольный эмиттанс накопленного сгустка должен быть максимально возможным.

Эмиттанс ускоренного до критической энергии сгустка и эмиттанс сгруппированного пучка связаны соотношением $\varepsilon_{st,tr} = \varepsilon_{exp}/D_l$. Обсудим факторы, определяющие максимальный продольный эмиттанс сгруппированного пучка. Для эргодического сгустка его длина σ_s и импульсный разброс σ_p связаны между собой [9]. Ниже приведем три набора параметров с.к. значений σ_s и σ_p (табл. 5) в сравнении с размерами сепаратрис по импульсам $\sigma_{p,sep}$ и фазам $\sigma_{s,sep}$ при группировке пучка в 22 сгустка на 66-й гармонике

Таблица 5. Параметры сгруппированного протонного пучка при $\gamma = 13,5$

Параметр	Значение		
$\sigma_p \cdot 10^{-3}$	2,1	2,8	3,25
$\sigma_{p,\text{sep}}/\sigma_p$	3,85	2,9	2,5
σ_s , м	0,87	1,08	1,21
$\sigma_{s,\text{sep}}/\sigma_s$	4,35	3,53	3,15
ε_{exp} , м	0,54	0,9	1,17
H_0	0,4	0,6	0,8
H_{max}/H_0	5	3,3	2,5
df/dH (H_{max}/H_0)	0,013	0,051	0,093

при $\gamma = 13,5$ и ВЧЗ-напряжении 1 МВ [9]. Как видно из табл. 5, с ростом с.к. импульсного разброса σ_p отношение $\sigma_{p,\text{sep}}/\sigma_p$ снижается, а при $\sigma_p = 3,25 \cdot 10^{-3}$ равно $\sigma_{p,\text{sep}}/\sigma_p = 2,5$. При группировке пучка с этими параметрами начнутся потери протонов, составляющие несколько процентов от интенсивности пучка. Более важный вопрос — относительно времени жизни протонного пучка в зависимости от с.к. значений σ_s и σ_p или безразмерной величины H_0 — гамильтониана продольных осцилляций протонов внутри ВЧЗ-сепаратрисы [9]. Скорость потерь ионов имеет экспоненциальное поведение в зависимости от H_0 , $dN/dt \propto df/dH \approx \exp(-H_{\text{max}}/H_0)$, где f — функция распределения протонов в пространстве H , $H_{\text{max}} = 2$ — максимальное значение безразмерного гамильтониана. Величина H_0 в силу эргодичности системы однозначно определяет параметры σ_s и σ_p [9]. Из табл. 5 видно, что с ростом продольного эмиттанса почти в 2 раза от $\varepsilon_{\text{exp}} = 0,54$ м до $\varepsilon_{\text{exp}} = 0,9$ м скорость потерь протонов нарастает в 4 раза. Чтобы избежать потерь протонов, параметры сгустка σ_s и σ_p должны быть выбраны такими, чтобы значение H_{max} в 4–6 раз превышало H_0 [9].

В качестве максимально возможного эмиттанса сгруппированного пучка выбрана величина $\varepsilon_{\text{exp}} = 0,9$ м и, соответственно, $\sigma_p = 2,8 \cdot 10^{-3}$ и $\sigma_s = 1,08$ м. С.к. эмиттанс ускоренного протонного сгустка при прохождении через критическую энергию в этом случае равен $\varepsilon_{\text{st,tr}} = \varepsilon_{\text{exp}}/D_l = 0,75$ м, а с.к. длина составляет $L_{\text{tr}} = \varepsilon_{\text{st}}/\gamma_{\text{tr}}\beta_{\text{tr}}\sigma_{p,\text{th}} = 32,3$ м, при этом его полная длина равна $L_{\text{st,tr}} = 2 \cdot 3^{1/2}L_{\text{tr}} = 111,9$ м. Пороговый ток развития неустойчивости при $Z_{\text{imp}} = 20$ Ом равен $I_{\text{th}} = 11,1$ А, что соответствует интенсивности накопленного сгустка протонов $N_{\text{st}} = 2,6 \cdot 10^{13}$.

Во время прохождения протонов через критическую энергию может развиваться продольная неустойчивость с инкрементом развития γ_{ins} , который пропорционален номеру гармоники n $\gamma_{\text{ins}} \propto nZ_{\text{imp}}(n)^{1/2}$ и импедансу пространственного заряда, который, в свою очередь, также зависит от этого номера [9]. Ниже рассмотрена упрощенная модель, в которой импеданс постоянен до частоты среза камеры и равен нулю выше этой частоты. Номер

гармоники среза равен $n_{\text{cut}} = C_{\text{ring}}/2\pi b = 1602$, где $b = 50$ мм — средний радиус вакуумной камеры колец коллайдера (см. табл. 4). Интеграл от инкремента развития неустойчивости по времени равен [9] (см. табл. 4)

$$\frac{s_+}{n} = \int \gamma_{\text{ins}} dt = 0,1\omega_0 t_0 \eta_{\text{tr}} \sigma_{p,\text{th}} = 6,3 \cdot 10^{-3}, \quad (17)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ — круговая частота обращения протонов. Значение $u = (s_+/n)_{\text{max}}$, приводящее к относительному росту продольного эмиттansa на $\Delta\varepsilon_{\text{st}}/\varepsilon_{\text{st}} = 0,1$, определяется трансцендентным уравнением [10]:

$$\frac{N_{\text{st}}\Delta\varepsilon_{\text{st}}}{2\varepsilon_{\text{st}}} = \frac{\exp(2n_{\text{cut}}u)}{u}. \quad (18)$$

Здесь $N_{\text{st}} = 2,6 \cdot 10^{13}$ — число накопленных протонов. Величина $u = (s_+/n)_{\text{max}}$ равна $u = 7,1 \cdot 10^{-3}$, и ее значение выше величины s_+/n . Таким образом, при развитии продольной неустойчивости в условиях перехода через критическую энергию при $s_+/n < u$ относительный рост продольного эмиттansa составляет менее 10 %.

3.5. Оптическая структура с высокой критической энергией. Чтобы исключить для протонной моды прохождение через критическую энергию, для нее должна быть реализована новая оптическая структура колец вместо оптической структуры ионной моды. В этой оптической структуре критическая энергия должна быть выше максимальной энергии протонов при работе коллайдера с энергией эксперимента.

Поднятие критической энергии протонов до величины $\gamma_{\text{tr}} > \gamma_{\text{exp,max}} = 14,4$ планируется методом резонансной модуляции дисперсионной функции за счет введения суперпериодичности в арках [11]. За счет резонансной модуляции дисперсионной функции коэффициент диффузии для внутрипучкового рассеяния возрастает в 2–3 раза, что не критично как при охлаждении протонов во время накопления, так и при их группировке при энергии эксперимента. Поэтому на каждой арке было выбрано 12 регулярных ячеек FODO, кратных требуемому числу суперпериодов $S = 4$, для объединения каждых трех ячеек в один суперпериод.

В общем случае метод резонансной модуляции дисперсионной функции основан на создании модуляции силы фокусировки и кривизны орбиты на арках с суперпериодичностью на единицу большей, чем значение бетатронной частоты. В структуре NICA регулярная расстановка отклоняющих магнитов исключает возможность модуляции кривизны орбиты. Поэтому мы используем только модуляцию силы квадрупольных линз по длине суперпериода $[K(s) + \varepsilon k(s)]$, где функция градиента $G(s)$ и его модуляция $\Delta G_m(s)$ входят в уравнение для дисперсии

$$\frac{d^2 D}{ds^2} = [K(s) + \varepsilon k(s)]D = 0 \quad (19)$$

через функции $K(s) = eG(s)/p$, $k(s) = e\Delta G_m(s)/p$ и импульс частицы $p = \gamma m_p v$. Вывод уравнения сделан в работе [11], из которого следует, что коэффициент расширения орбит равен $\eta = \gamma^{-2} - \alpha_s^2$, где коэффициент $\alpha_s = 1/\gamma_{tr}^{arc}$ в случае S-суперпериодичности арки без учета прямых участков зависит от модуляции градиента при числе бетатронных колебаний на арке $\nu_{x, arc}$:

$$\alpha_s = \frac{1}{\nu_{x, arc}^2} \times \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{R}_{arc}}{\nu_{x, arc}} \right)^4 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{g_k^2}{(1 - kS/\nu_{x, arc})[1 - (1 - kS/\nu_{x, arc})^2]^2} \dots \right\}, \quad (20)$$

где R_{arc} — средний радиус арки и g_k — k -я фурье-гармоника разложения функции градиентов $k(s)$ на длине суперпериода L_s . Из выражения (20) следует, что в случае регулярной структуры при отсутствии модуляции силы фокусировки $g_k = 0$ коэффициент $\alpha_s = \nu_{x, arc}^{-2}$ совпадает с выражением для регулярной структуры. Чтобы поднять критическую энергию, необходимо, чтобы выражение под суммой было отрицательным. Это легко реализуемо в случае $kS/\nu_{x, arc} > 1$. Поскольку первая гармоника суперпериода является определяющей и ближайшее целое число к числу суперпериодов $S = 4$ на одной арке будет равно $\nu_{x, arc} = 3$, выбираем эту частоту, следуя условию $S = \nu_{x, arc} + 1$. Таким образом, благодаря набегу бетатронных колебаний, кратному 2π , в нашем случае (6π) арка имеет свойства ахромата первого порядка. Добавление секступолей, подавляющих хроматичность внутри арки, делает ее ахроматом второго порядка, что убирает зависимость бетатронных колебаний от импульса и способствует сохранению динамической апертуры в большом диапазоне энергии. Этот выбор нечетного значения частоты на арке $\nu_{x, arc}$ и четного значения суперпериодичности арки S замечателен еще и тем, что позволяет компенсировать нелинейный вклад секступолей внутри арки. В этом случае набег фазы радиальных колебаний между ячейками, расположенными в разных половинках арки и разделенными числом суперпериодов $S/2$, равен

$$2\pi \left(\frac{\nu_{x, arc}}{S_{arc}} \right) \frac{S_{arc}}{2} = \pi + 2\pi n, \quad (21)$$

что соответствует условию компенсации нелинейного влияния секступолей в первом приближении во всей арке. Это свойство также относится к высшим мультиполям, в квадруполях и отклоняющих магнитах возникает так называемая длинная связь.

Введение прямых участков длиной L_{str} , с одной стороны, позволяет уменьшить степень модуляции дисперсионной функции для достижения требуемого значения критической энергии. Это происходит за счет того, что

усреднение дисперсии по более длинной орбите автоматически уменьшает ее значение, а значит, и коэффициент α_s для всего ускорителя. Результирующее значение критической энергии γ_{tr}^{tot} определяется выражением

$$\gamma_{tr}^{tot} = \gamma_{tr}^{arc} \left[\frac{(SL_s + L_{str})}{SL_s} \right]^{1/2}. \quad (22)$$

С другой стороны, введение прямых участков обязывает подавить дисперсию в конце каждой арки. На рис. 6 представлены рассматриваемые схемы введения подавителей дисперсии. Видно, что подавитель дисперсии может быть различным. Мы рассматриваем вариант (в) с учетом того, что крайние магниты на арках убраны с целью использования их для организации инжек-

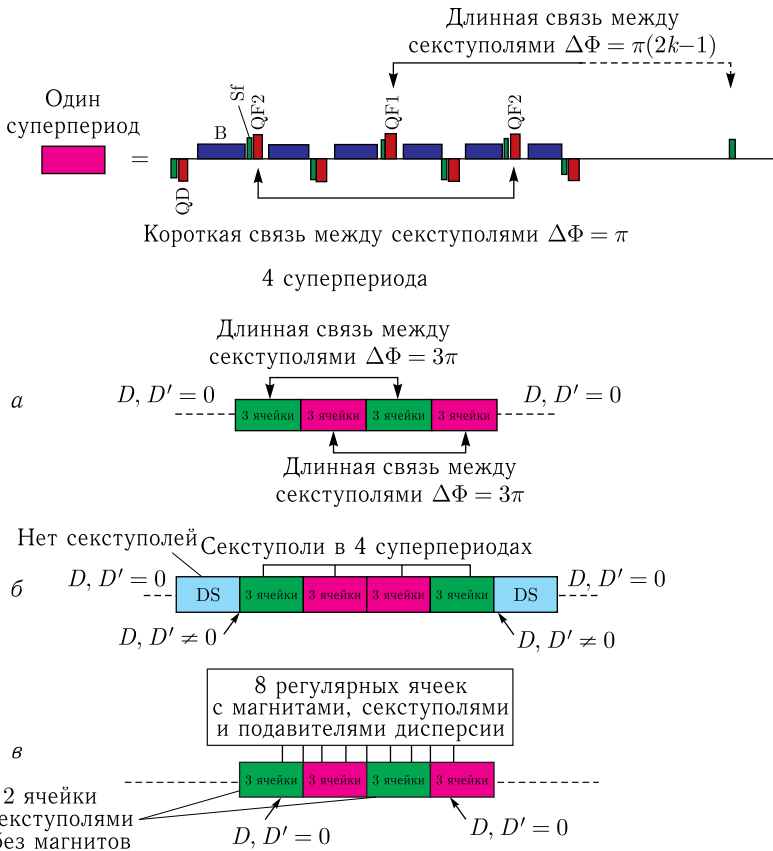


Рис. 6. Макроструктура, основанная на разных типах подавителя дисперсии: а) вариант без подавителя дисперсии; б) вариант с подавителем дисперсии; в) вариант с подавлением дисперсии половинным магнитом

ции пучка в кольцо. Это несколько осложняет получение нужного значения критической энергии из-за нарушения суперпериодичности по поворотным магнитам.

На рис. 7, *а* показано поведение параметров Твисса для случая регулярной структуры без введения суперпериодичности. На рис. 7, *б* видно, как меняется поведение параметров Твисса при введении модуляции дисперсионной функции для случая структуры с введением суперпериодичности на трех ячейках QD, QF2, QD, QF1, QD, QF2, QD и полученной энергии $\gamma_{tr} = 12-13$ на одном суперпериоде, на арке (рис. 7, *в*) и на всем кольце (рис. 7, *г*). Расчеты показывают, что критическая энергия для всего кольца будет $E_{tr} \cong 15$ ГэВ,

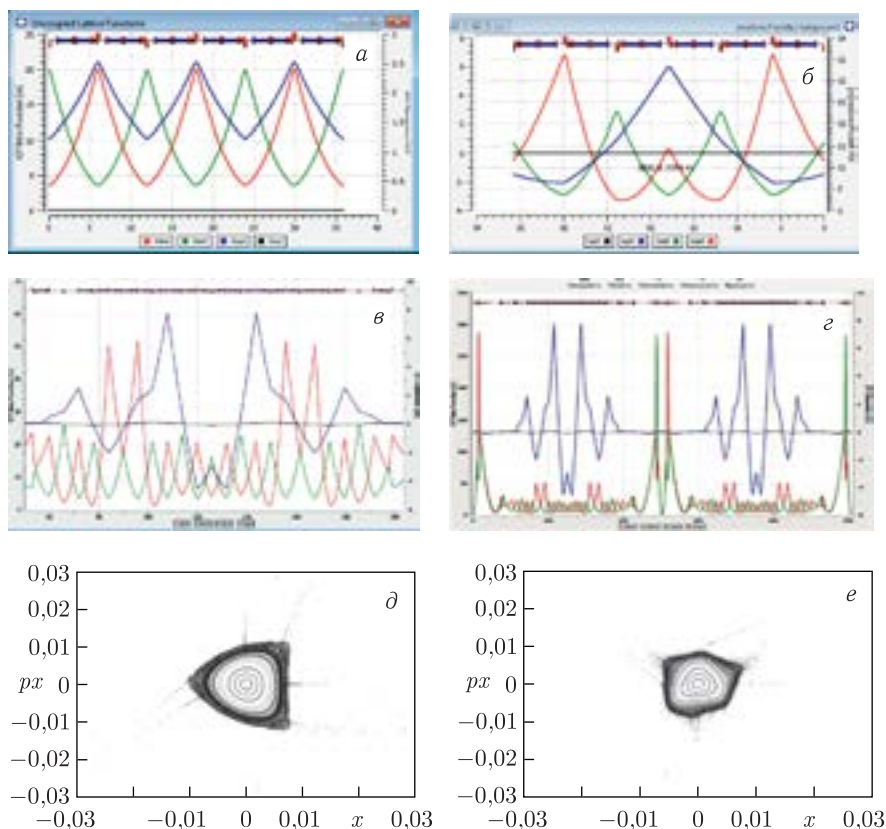


Рис. 7. Параметры Твисса и динамическая апертура структуры с тремя ячейками FODO на суперпериоде: *а*) регулярная структура; *б*) модулированная структура; *в*) арка для модулированной структуры; *г*) всё кольцо для модулированной структуры; *д*) динамическая апертура для коллайдера с модой столкновений «золото–золото»; *е*) динамическая апертура для коллайдера с модой столкновения «протон–протон»

Таблица 6. Параметры Твисса и линз для регулярной оптики и оптики с модуляцией дисперсионной функции

Тип структуры	γ_{tr} арки	γ_{tr} кольца	Д	Ф2	Ф1	$\beta_{x,max}$ арки, м	$\beta_{y,max}$ арки, м	$D_{x,max}$ арки, м	ν_x, ν_y
Регулярная	4,7	7,09	-2,24	2,29	2,29	20	20	2,7	3, 3
Суперпериодичная	12,2	18,6	-2,24	2,04	3,0	36	23	6,1	3, 3

что соответствует требованиям непересечения критической энергии во всем диапазоне энергии протонов. Реально критическую энергию можно поднять выше, но ценой этому является уменьшение динамической апертуры. Для данного случая динамическая апертура уменьшается до удовлетворительного значения. Для сравнения на рис. 7, δ и ϵ показана динамическая апертура для структуры с $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-3}$, настроенной для опций «золото» и «протоны», из которых видно, что динамическая апертура для протонного кольца остается удовлетворительной. В табл. 6 приведены значения параметров квадрупольей для регулярной и суперпериодичной структуры.

Для суперпериодичной структуры с модуляцией дисперсионной функции токи в линзах Ф2 и Ф1 относительно значения градиентов для регулярной структуры различаются соответственно на 12 % (или ток 1,1 кА) и на 31 % (или ток 3 кА). Таким образом, для реализации суперпериодичной структуры для фокусирующих линз арок в каждой из них необходимо установить два источника питания: один — для токоотбора линз Ф2 с током 1,1 кА, другой — для токодобавки линз Ф1 с током 3 кА. На входе и выходе арок в криостатах должны быть установлены дополнительные токовводы на 1,1 и 3 кА, а в криостатах размещены дополнительные трассы для отдельного питания линз Ф1 и Ф2. Реализация структуры с модуляцией дисперсии потребует полного демонтажа криомагнитной регулярной структуры арок, прокладки дополнительных кабельных трасс в криостатах и установки дополнительных токовводов на входах и выходах арок.

Увеличение критической энергии с 6,65 до 17,4 ГэВ приводит к снижению коэффициента расширения орбиты с $\eta = 1,5 \cdot 10^{-2}$ до $\eta = 1,9 \cdot 10^{-3}$. В результате пороговое значение относительного с. к. импульсного разброса при $\gamma = 14,4$ и с. к. длине сгустка $\sigma_s = 0,6$ м возрастает с $\sigma_{p,th} = 4,2 \cdot 10^{-4}$ до $\sigma_{p,th} = 1,2 \cdot 10^{-3}$. Равновесный импульсный разброс, определяемый условием эргодичности при с. к. длине сгустка $\sigma_s = 0,6$ м, равен $\sigma_p = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, при снижении коэффициента расширения орбиты продольная неустойчивость при группировке при энергии эксперимента для суперпериодичной моды не развивается. Светимость сталкивающихся протон-протонных пучков в этом случае равна $2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

3.6. Группировка пучка при энергии эксперимента. При энергии эксперимента протонный сгусток сначала распускается на весь периметр кольца,

а потом начинается его группировка сначала ВЧ2-станциями на 22-й гармонике, а потом перезахват пучка в сепаратрису 66-й гармоники ВЧ3-системы. Группировка протонного пучка ниже рассмотрена для режима с прохождением через критическую энергию. Подразумевается, что при группировке продольный эмиттанс пучка подрастает до величины $\varepsilon_{\text{exp}} = \varepsilon_{\text{st, tr}} D_l = 0,9$ м. С. к. импульсный разброс составляет $\sigma_p = 2,8 \cdot 10^{-3}$, а с. к. длина сгустка — $\sigma_s = 1,08$ м (см. табл. 5). При этом пороговое значение импульсного разброса, при котором развивается продольная неустойчивость, равно $\sigma_{p, \text{th}} = 3 \cdot 10^{-4}$, что примерно на порядок меньше, чем импульсный разброс сгустка. Размер ВЧ3-сепаратрисы в импульсном пространстве равен $\sigma_{p, s} = 8,1 \cdot 10^{-3}$ и примерно в 3 раза превышает импульсный разброс протонного сгустка, что может ограничить время его жизни.

Результаты численных расчетов для двух режимов группировки представлены в табл. 7 и на рис. 8, 9. В первом режиме при группировке протонного пучка все зазоры ВЧ3-резонаторов закорочены до момента, пока напряжение на резонаторах ВЧ2 не достигнет максимума $U_{\text{ВЧ2}} = 100$ кВ. При группировке на 22-й гармонике напряжение на ВЧ2-резонаторах адиабатически возрастает с 6,7 до 100 кВ в течение 77 с. ВЧ2-генераторы отстроены в начальный момент от 22-й гармоники на частоту 0,3 МГц. Результаты расчетов приведены для с. к. импульсного разброса накопленного сгустка $4,6 \cdot 10^{-4}$, его с. к. длины 145 м, продольного нормализованного эмиттанса 0,9 м при $\gamma = 13,5$ и поперечного эмиттанса $1,16 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. В момент достижения максимального напряжения на ВЧ2 зазоры ВЧ3 раскорачиваются и происходит адиабатический подъем напряжения на них с 22,4 кВ до 0,8 МВ в течение 39 с. В этом случае 91 % протонов захватываются в центральную сепаратрису, а 9 % частиц окажутся в паразитных сепаратрисах, что приведет к паразитным столкновениям этих частиц в детекторах. С. к. длина сгруппированного сгустка соответствует $\sigma_s = 1,05$ м, с. к. импульсный разброс равен

Таблица 7. Результаты расчетов группировки интенсивного протонного пучка в центральной сепаратресе

Режим работы ВЧ3	С. к. длина сгустка, м	С. к. импульсный разброс	Доля частиц в центральной сепаратресе, %
Группировка ВЧ2 с закороченными зазорами резонаторов ВЧ3, затем зазоры ВЧ3 раскорачиваются и происходит подъем напряжения на них	1,05	$2,76 \cdot 10^{-3}$	91
С учетом наведенного напряжения на резонаторах ВЧ3 при подъеме напряжения ВЧ2	1,37	$2,74 \cdot 10^{-3}$	63

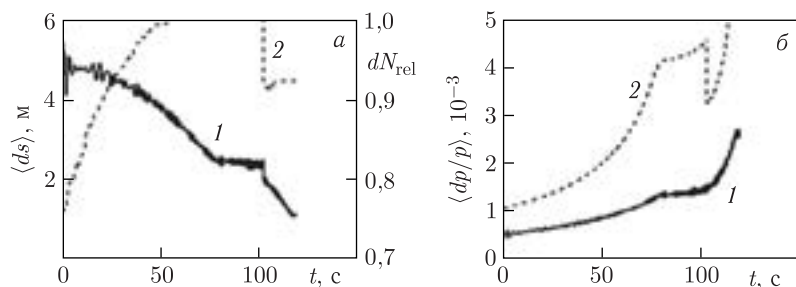


Рис. 8. Зависимости от времени для с.к. длины сгустка (1) и эффективности захвата в основную сепаратрису (2) (а); с.к. импульсного разброса сгустка (1) и размера ВЧ-сепаратрисы по импульсам протонов (2), когда в начале группировки с помощью ВЧ2-резонаторов зазоры ВЧ3-резонаторов закорочены (б)

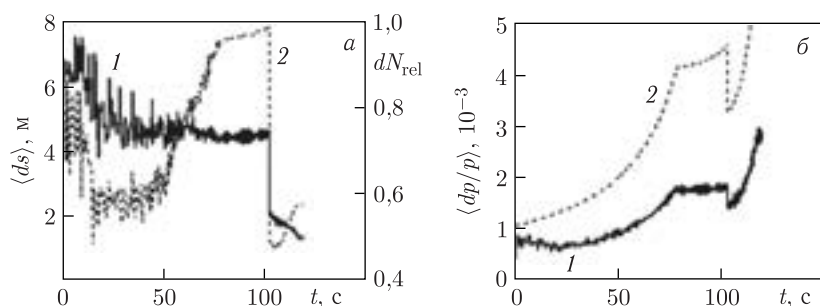


Рис. 9. Зависимости от времени для с.к. длины сгустка (1) и эффективности захвата в основную сепаратрису (2) (а); с.к. импульсного разброса сгустка (1) и размера ВЧ-сепаратрисы по импульсам протонов (2), когда в начале группировки с помощью ВЧ2-резонаторов зазоры ВЧ3-резонаторов раскорочены (б)

$\sigma_p = 2,76 \cdot 10^{-3}$ (см. рис. 8, табл. 7). Данные параметры сгустка обеспечивают требуемую светимость $(1,5-2) \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако при раскорачивании зазоров ВЧ3-резонаторов, когда напряжение ВЧ2 максимально, возможно возникновение переходных процессов, влияющих на характеристики сгруппированного пучка. Переходные процессы, возникающие при раскорачивании зазоров резонаторов ВЧ3, непредсказуемы для расчетов, их влияние на характеристики пучка может быть проверено только экспериментально.

Чтобы избежать переходных процессов, раскорачивание зазоров ВЧ3- и ВЧ2-резонаторов происходит одновременно. Группировка на 22-й гармонике происходит с учетом наведенного напряжения на резонаторах ВЧ3. Расчеты группировки для протонной моды представлены в табл. 7 и на рис. 9.

При интенсивности накопленных протонов $2 \cdot 10^{13}$ средний ток циркулирующего протонного пучка составляет 1,5 А (для ионной моды он равен

0,4 А), наведенное напряжение на резонаторах ВЧ3 равно 57 кВ. В результате столь высокого наведенного напряжения на ВЧ3 при увеличении напряжения на резонаторах ВЧ2 от 6,7 до 100 кВ протонный пучок группируется всего до с.к. длины 4 м, в то время как продольный размер ВЧ3-сепаратрисы равен 3,8 м. При подъеме напряжения на резонаторах ВЧ3 до уровня 100 кВ происходит перезахват в основную сепаратрису 66-й гармоники. Однако при длине сгустка 4 м после ВЧ2-группировки около 37 % частиц оказываются захваченными в боковые сепаратрисы и реализация режима с раскороченными ВЧ3-резонаторами при ВЧ2-группировке не представляется возможной из-за эффектов паразитных столкновений.

3.7. Влияние пространственного заряда и продольной неустойчивости на светимость. Обсудим поведение светимости при снижении кинетической энергии эксперимента в диапазоне 6,0–10,8 ГэВ. Расчеты светимости приведены при следующих параметрах: число протонов в сгустке составляет $N_b = 1,2 \cdot 10^{12}$, его с.к. эмиттанс равен $\varepsilon = 1,06 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. С.к. длина сгустка $\sigma_s = 1,08 \text{ м}$ в 1,8 раза превышает бета-функцию в точке встречи $\beta_{Ip} = 0,6 \text{ м}$. В результате этого светимость падает на 20 % по сравнению со случаем, когда $\sigma_s = \beta_{Ip}$ (см. табл. 1) [6], и составляет $L = 1,65 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В соответствии с порогом развития неустойчивости количество протонов в сгустке при прохождении через критическую энергию определяется продольным нормализованным эмиттансом $N \propto \beta_{\text{exp}} \gamma_{\text{exp}} \sigma_s \sigma_p$. При выбранных максимально возможных значениях σ_s и σ_p (см. табл. 5) количество протонов в накопленном сгустке растет с увеличением энергии эксперимента как $N \propto \beta_{\text{exp}} \gamma_{\text{exp}}$.

С другой стороны, количество протонов сгруппированного пучка при энергии эксперимента определяется ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты

$$\Delta q = \frac{r_p N C_{\text{ring}}}{[4\pi\beta\gamma^2\varepsilon_n \times (2\pi)^{1/2}n_b\sigma_{s,\text{exp}}]} \quad (23)$$

и эффектами встречи $\xi = r_p N / (2\pi\beta\varepsilon_n n_b)$ [1], где $\varepsilon_n = \beta_{\text{exp}} \gamma_{\text{exp}} \varepsilon$ — с.к. нормализованный поперечный эмиттанс пучка. Интенсивность пучка определяется максимальным значением $\Delta Q = \Delta q + \xi = 0,05$ и равна

$$N = \frac{\pi\varepsilon_n n_b \Delta Q \beta_{\text{exp}} / r_p}{\left[1 + \frac{C_{\text{ring}}}{(4(2\pi)^{1/2}\sigma_{s,\text{exp}}\gamma_{\text{exp}}^2)}\right]}. \quad (24)$$

Как видно из рис. 10, эффекты продольной неустойчивости приводят к большему снижению интенсивности протонного пучка при уменьшении энергии экспериментов по сравнению с эффектами пространственного заряда

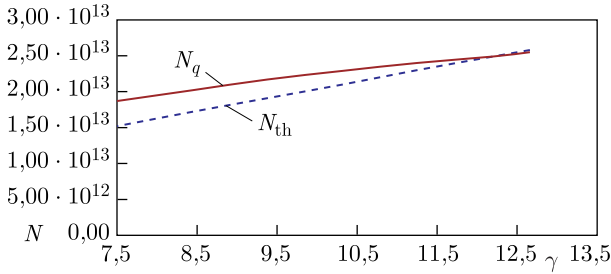


Рис. 10. Зависимость интенсивности протонного пучка от релятивистского фактора γ , соответствующего энергии эксперимента; N_{th} — интенсивность протонного пучка, ограниченная продольной неустойчивостью; N_q — интенсивность, ограниченная эффектами пространственного заряда

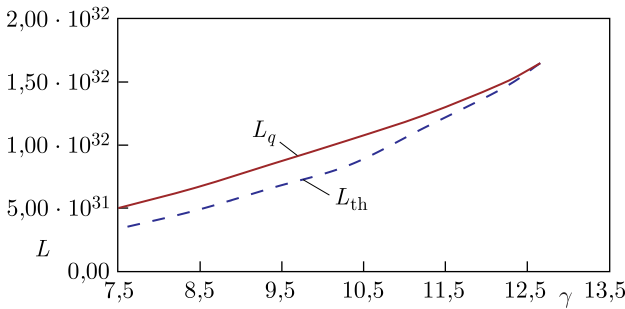


Рис. 11. Зависимость светимости сталкивающихся протонных пучков от релятивистского фактора, соответствующего энергии эксперимента: L_{th} — светимость, определяемая эффектом продольной неустойчивости при прохождении через критическую энергию; L_q — светимость, определяемая эффектами пространственного заряда

сгруппированного пучка. Светимость также снижается больше при уменьшении энергии экспериментов из-за эффекта продольной неустойчивости по сравнению с эффектами пространственного заряда (рис. 11). Так, снижение энергии эксперимента с 10,8 до 6,0 ГэВ приводит к уменьшению светимости сталкивающихся протонных пучков в 5 раз. Светимость превышает $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при кинетической энергии эксперимента выше 9,86 ГэВ.

Средняя по времени светимость L_{aver} определяется максимальной светимостью L , длительностью эксперимента T_{exp} между циклами инжекции в коллайдер, временем деполаризации протонов τ_{dep} (см. п. 3.9) и временем накопления протонов T_{st} , в течение которого не происходит набора статистики в детекторах:

$$L_{aver} = \frac{L\tau_{dep}(1 - \exp(-2T_{exp}/\tau_{dep}))}{2(T_{st} + T_{exp})}. \quad (25)$$

С ростом длительности эксперимента T_{exp} между циклами инжекции средняя светимость падает. Для обеспечения высокого значения средней по времени светимости предполагается, что цикл работы коллайдера в ходе эксперимента будет закончен через время $T_{\text{exp}} = 0,2\tau_{\text{dep}}$, когда количество поляризованных протонов в нем снизится на $\Delta N/N = 0,22$ за счет деполяризации. Протонные пучки по истечении этого времени выводятся из коллайдера и сбрасываются в ловушку. После этого начинается следующий цикл накопления частиц. Время деполяризации протонных пучков в коллайдере при кинетической энергии протонов 11,7 ГэВ ($\gamma = 13,5$) составляет $\tau_{\text{dep}} = 3,8$ сут (см. п.3.9), время накопления протонов равно около $T_{\text{st}} = 80$ мин (см. табл.2 п.3.1). Средняя светимость для перечисленных выше параметров равна $L_{\text{aver}} = 0,77L$.

Режим накопления для протонной моды отличается от ионной моды, в которой интенсивность пучка после проведения эксперимента также снижается на 20 %, но оставшийся пучок не сбрасывается в ловушку. Для ионной моды в каждом цикле накопления в коллайдер инжектируется только 20 % частиц, а 80 % частиц остается от предыдущего цикла. Для протонной моды такой режим не реализуется, поскольку в ходе эксперимента происходит деполяризация протонного пучка, т. е. уменьшается количество поляризованных протонов, но потерь частиц в коллайдере за время эксперимента между циклами инжекции не происходит.

3.8. Формирование поляризованных протонных пучков в коллайдере.

Протонные пучки инжектируются в коллайдер из нуклотрона при их кинетической энергии 1,5–2,0 ГэВ. Формирование поляризованных протонных пучков в нуклотроне обсуждается в п.4.2. Для формирования поляризованных протонных пучков в кольцах коллайдера планируется установить «сибирские змейки», в состав которых входят несколько соленоидов (рис. 12). Сравнение возможностей формирования поляризованных пучков в коллай-

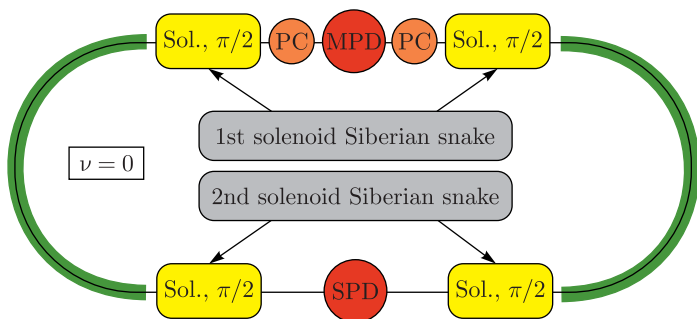


Рис. 12. Схема системы поляризации коллайдера для моды спиновой прозрачности с двумя сибирскими змейками, включающими в себя 4 соленоида и 2 соленоида управления

Таблица 8. Поляризация протонов в детекторах SPD и MPD

Конфигурация в коллайдере	Частота спина	Направление поляризации в детекторах SPD, MPD
Выключенная змейка	$\nu_0 \neq k$	Вертикальная
Спиновая прозрачность	$\nu_0 = k$	Любая
Одна полная змейка (MPD)	$\nu_0 = 1/2$	Продольная
Спиновая прозрачность	$\nu_0 = 0$	Любая

дере с выключенными сибирскими змейками, с одной полной змейкой при интеграле магнитного поля 50 Тл·м и в режиме спиновой прозрачности с двумя змейками [12] (рис. 12) приведено в табл. 8. При выключенной сибирской змейке в коллайдере формируются протонные пучки с вертикальной поляризацией в детекторах.

Для реализации режима спиновой прозрачности при максимальной кинетической энергии протонов 12,6 ГэВ необходимо установить в каждое из колец коллайдера соленоиды с суммарной магнитной жесткостью около 100 Тл·м. При инжекции из нуклотрона в коллайдер протонов с кинетической энергией 1,5–2,0 ГэВ планируется реализовать именно эту моду. При ускорении протонов в коллайдере от кинетической энергии 1,5–2,0 ГэВ до максимальной энергии эксперимента 12,6 ГэВ использование моды спиновой прозрачности позволяет избежать пересечения спиновых и спин-бетатронных резонансов. Эта мода позволяет осуществить независимое управление спином и орбитальным движением частиц при изменении энергии протонов, а также управлять их спиновым движением для любых типов поляризации.

Недостатки этой схемы связаны, во-первых, с использованием 6-Тл соленоидов, краевое магнитное поле которых может влиять на характеристики соседних структурных магнитов коллайдера, во-вторых, с трудностями размещения такого количества соленоидов в его кольцах, поскольку в сумме для них необходимо иметь эффективную длину около 16,5 м, что затруднительно предоставить для имеющейся ионной оптики коллайдера. Для проверки работоспособности прозрачной моды на первом этапе в коллайдере планируется установить 4 соленоида длиной около 1 м (см. рис. 12) с интегралом поля в каждом из них 5,2 Тл·м, соответствующим кинетической энергии протонов 1,87 ГэВ, инжектируемых из нуклотрона в коллайдер.

В одной полной сибирской змейке с интегралом поля 50 Тл·м при частоте спиновой прецессии $\nu_0 = 1/2$ равновесный вектор оси прецессии в промежутке, противоположном змейке, направлен параллельно ее оси, т. е. в этом случае будет продольная поляризация. Здесь $\nu_0 = \gamma G_p$ — безразмерная частота прецессии спина протона, $G_p = \mu/\mu_0 = 1,79$ — отношение аномального магнитного момента протона к его дираковскому значению μ_0 . При инжекции вертикально поляризованного пучка поворот спинов к продоль-

ному направлению может быть осуществлен следующим образом. Инжекция производится при выключенной змейке при энергии, при которой спиновая частота равна полуцелому значению. Медленное включение змейки приведет ось прецессии от вертикали в плоскость орбиты и продольному направлению в промежутке SPD.

Кроме того, важен еще один параметр, а именно интеграл поля в соленоидах управления (см. на рис. 12 РС-соленоиды), позволяющий получать требуемую поляризацию в детекторах. Для моды спиновой прозрачности интеграл поля в двух соленоидах управления в сумме составляет около 2 Тл·м [12]. Такая низкая величина интеграла поля связана с тем, что режим спиновой прозрачности представляет собой резонансный режим с $\nu_0 = 0$, и определяется достаточно небольшим изменением поля с поворотом спина на малый угол, чтобы перестроить поляризацию.

3.9. Время деполяризации протонов. Время деполяризации протонов в коллайдере определяется их взаимодействием с электронами молекул остаточного газа [13].

В вакуумных камерах теплых промежутков при давлении $P = 5 \cdot 10^{-11}$ Торр содержится около 90 % водорода H_2 концентрацией $n = n_L(P/P_n) = 1,77 \cdot 10^6$ молекул/см³ и 10 % смеси из более тяжелых газов, таких как CO, CO₂ и H₂O, концентрацией каждого около $n = n_L(P/P_n) = 5,3 \cdot 10^4$ молекул/см³. В вакуумных камерах криогенных секций коллайдера, находящихся при температуре около $T_c = 10$ К, концентрация молекул водорода равна $n_c = n(T_n/T_c)^{1/2} = 9,2 \cdot 10^6$ молекул/см³ при давлении $P = 10^{-11}$ Торр. Здесь $n_L = 2,7 \cdot 10^{19}$ молекул/см³ — концентрация остаточного газа при нормальных условиях (число Лошмидта), $P_n = 760$ Торр и $T_n = 273$ К — давление и температура при нормальных условиях. Разница давлений в вакуумных камерах теплых и криогенных промежутков связана с непрерывностью в них газовых потоков при нормальной и криогенной температурах.

Частота взаимодействия протонов с электронами остаточного газа прямо пропорциональна концентрации молекул n_m и суммарному заряду ядер атомов этих молекул Z_m . Для теплых вакуумных камер получаем $Z_m n_m = 6,4 \cdot 10^6$ молекул/см³, для криогенных камер эта величина составляет $Z_m n_m = 18,4 \cdot 10^6$ молекул/см³. Криогенные секции занимают около половины периметра коллайдера, в результате средняя концентрация молекул остаточного газа, умноженная на заряд ядер ее атомов, равна $\langle Z n_g \rangle = 12,4 \cdot 10^6$ молекул/см³, а среднее по периметру давление остаточного газа составляет $\langle P \rangle = 3 \cdot 10^{-11}$ Торр. Частота взаимодействия протонов с электронами равна $\nu_{\text{int}} = \langle Z n_g \rangle \sigma_{\text{int}} \beta c = 7,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, где $\sigma_{\text{int}} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 / (\beta^2 I_{\text{ion}}) = 2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ — сечение взаимодействия протона с электроном атомов водорода, $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ — радиус электрона, $m_e c^2 = 0,5 \text{ МэВ}$ — энергия покоя электрона, $I_{\text{ion}} = 13 \text{ эВ}$ — потенциал ионизации атома водорода.

Поляризованный протон при однократном взаимодействии с электроном молекулы остаточного газа рассеивается на угол $\Delta\theta_p = \nu_0 \delta\sigma_p / \Delta\sigma_p = 2,8 \cdot 10^{-2}$, где $\nu_0 = \gamma G_p = 25,8$ при $\gamma = 13,5$, ν_0 — безразмерная частота прецессии спина протона, $\delta\sigma_p = [2I_{\text{ion}} m_e c^2 \beta^2 / (m_p c^2 \gamma^2)]^{1/2} = 3,8 \cdot 10^{-6}$ — с.к. импульсный разброс, возникающий при однократном взаимодействии протона с электроном молекулы остаточного газа, $\Delta\sigma_p = 3,5 \cdot 10^{-3}$ — с.к. импульсный разброс протонного пучка, при котором начинаются потери протонов (см. табл. 5). За время деполяризации спина τ_{dep} протон $N_e = \tau_{\text{dep}} \nu_{\text{int}}$ раз взаимодействует с электронами, в результате при деполяризации квадрат среднего угла рассеяния составляет $\theta_{\text{sc}}^2 = \tau_{\text{dep}} \nu_{\text{int}} \Delta\theta_p^2 / 2 \cong 1$ [13].

Время деполяризации спина протонов равно $\tau_{\text{dep}} = 2 / (\nu_{\text{int}} \Delta\theta_p^2) = 3,3 \cdot 10^5 \text{ с} = 3,8 \text{ сут.}$ При снижении энергии эксперимента время деполяризации спинов растет как $\tau_{\text{dep}} \propto \nu_0^{-2} \propto \gamma_{\text{exp}}^{-2}$. Так, при энергии протонов 8 ГэВ время деполяризации спинов составляет 10,7 сут.

4. СХЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ИНЖЕКЦИИ В КОЛЛАЙДЕР

4.1. Формирование протонных пучков с их охлаждением в бустере или нуклотроне. Альтернативой схеме инжекции протонов низкой энергии является их инжекция в коллайдер с высокой энергией, соответствующей энергии эксперимента 6,0–10,86 ГэВ [13]. Этот диапазон энергии ограничен ее максимальным значением для нуклотрона, достигаемым при максимальном значении его магнитного поля 1,8 Тл. В этом случае охлаждение протонов необходимо произвести в одном из ускорителей инжекционной цепи до их инжекции в коллайдер [8].

Возможны два варианта охлаждения пучков протонов в инжекционной цепочке. В первом варианте для охлаждения протонов может быть использован бустер [2, 8], во втором варианте — нуклотрон.

Для охлаждения протонов в бустере должна быть модифицирована инжекционная схема и создан новый канал инжекции LILас–бустер [8].

Продольный с.к. эмиттанс пучка протонов $\varepsilon_{\text{inj}} = 0,012 \text{ м}$, инжектируемых при энергии 13 МэВ из LILас, уменьшается в системе электронного охлаждения бустера в e раз за характерное время около 5 с. Для получения проектной светимости в коллайдере его можно сократить, отключив в LILас последнюю секцию ИИЗ, и выводить протонный пучок при энергии 7 МэВ, токе 2,5 мА и длительности импульса 6,4 мкс. Эффективность инжекции протонного пучка в бустер равна 0,9, а эффективность его захвата в ускорение составляет 0,8. В результате в бустере будет ускорено $7 \cdot 10^{10}$ протонов. В этом случае время охлаждения составит около 7 с при снижении про-

дольного эмиттansa в 18 раз, а период цикла работы инжекционной цепочки LILac–бустер–нуклотрон не превысит 10 с.

Бустер может быть использован для инжекции в нуклотрон вплоть до кинетической энергии протонов 2,26 ГэВ. Однако при их кинетической энергии 108 МэВ в бустере возникает первый спиновый резонанс. Поэтому целесообразно выводить поляризованный протонный пучок из бустера в нуклотрон при кинетической энергии менее 108 МэВ. Эффективность такого вывода составляет около 85 %.

Возможно применение двух схем инжекции в бустер: однооборотной (с электронным охлаждением сгустков в продольном направлении) и многооборотной (с высокой интенсивностью накопленного пучка и большим поперечным эмиттансом).

При однооборотной инжекции протонов в бустер, а затем из него в нуклотрон интенсивность пучка в последнем составит $6 \cdot 10^{10}$ протонов. После инжекции протоны ускоряются в нуклотроне от 100 МэВ до энергии эксперимента 6,0–10,86 ГэВ. Эффективность инжекции в коллайдер составляет около 85 %, а количество протонов, захваченных ВЧ-барьерами, равно $5 \cdot 10^{10}$. В этой схеме периодичность инжекции в коллайдер составит около 10 с, а полное время накопления равно примерно 2,2 ч для 400 циклов инжекции в каждое из его колец. Средняя по времени светимость (25) в этом случае составляет 74 % от максимальной светимости при длительности накопления протонов $T_{st} = 2,2$ ч, $\tau_{dep} = 3,8$ сут и $T_{exp} = 0,2\tau_{dep}$.

Наряду с однооборотной инжекцией протонов в бустер может быть реализована схема многооборотной инжекции, поскольку он имеет достаточно большой горизонтальный аксептанс: $\varepsilon_B = 150 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Максимальное число протонов, накопленных в бустере при многооборотной инжекции, определяется ласлеттовским сдвигом бетатронной частоты $\Delta q = 0,05$. При с. к. эмиттансе пучка $\varepsilon_x = 75 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ и малом вертикальном эмиттансе число накопленных протонов составляет

$$N = \frac{\pi \Delta q \beta^2 \gamma^3 \varepsilon_x}{r_p} = 2,7 \cdot 10^{11}. \quad (26)$$

Максимальная интенсивность накопленного протонного пучка в каждом из колец коллайдера равна $N_{st} = 2,6 \cdot 10^{13}$ (см. табл. 1). При эффективности инжекции 85 % в цепочке бустер–нуклотрон–коллайдер требуется около $N_{inj} = 133$ циклов инжекции. Полный с. к. продольный эмиттанс N_{inj} сгустков, последовательно инжектированных из LILac в бустер, нуклотрон, а затем в коллайдер, равен $\varepsilon_{inj} = N_{inj} \gamma_{inj} \beta_{inj} \sigma_s \sigma_p = 1,6$ м. Он превышает продольный эмиттанс сгруппированного протонного пучка $\varepsilon_{exp} = 0,9$ м при энергии эксперимента в коллайдере в $\varepsilon_{inj}/\varepsilon_{exp} = 1,8$ раза. Время продольного охлаждения в бустере — снижение продольного эмиттansa в 1,8 раза для протон-

ного пучка с поперечным с.к. эмиттансом $\varepsilon_x = 75 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ — составит около 65 с.

Для многооборотной инжекции интенсивность протонов в нуклотроне, захваченных в ускорение, равна $2,3 \cdot 10^{11}$. Протоны ускоряются от энергии инжекции 100 МэВ до энергии эксперимента 6,0–10,86 ГэВ. При энергии эксперимента 10,86 ГэВ эмиттанс пучка в нуклотроне снижается до величины $1,05 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, соответствующей проектному значению.

Эффективность инжекции в коллайдер составляет около 85 %, а количество протонов, захваченных ВЧ-барьерами за один цикл инжекции, равно $2 \cdot 10^{11}$. В этой схеме периодичность инжекции в коллайдер составит около 70 с. Суммарная длительность накопления протонов равна 5,2 ч для 133 циклов инжекции в каждое из колец коллайдера. Средняя по времени светимость (25) составляет 64 % от максимальной светимости при $T_{\text{st}} = 5,2 \text{ ч}$, $\tau_{\text{dep}} = 3,8 \text{ сут}$ и $T_{\text{exp}} = 0,2\tau_{\text{dep}}$.

Сокращение количества циклов для многооборотной инжекции по сравнению с их количеством для однооборотной инжекции при накоплении протонов предпочтительнее из-за уменьшения эффектов паразитного выброса после окончания импульса инжекционного кикера (см. п. 3.2).

Во втором варианте для уменьшения продольного эмиттанта протонного пучка может быть использовано стохастическое охлаждение в нуклотроне. При этом интенсивность охлаждаемого пучка ограничена временем охлаждения, которое увеличивается прямо пропорционально числу протонов в пучке. Тогда можно ограничиться однооборотной инжекцией протонов из LILac в бустер и после ускорения в нем инжектировать протонный пучок с интенсивностью $6 \cdot 10^{10}$ в нуклотрон [8]. Для него характерное время стохастического охлаждения составит $\tau_{\text{stoch}} \cong 30 \text{ с}$, и для уменьшения продольного эмиттанта пучка в $\varepsilon_{\text{inj}}/\varepsilon_{\text{exp}} \approx 18$ раз потребуется полное время охлаждения 86 с. Таким образом, период инжекции в нуклотрон составит около $\tau_{\text{rep}} = 90 \text{ с}$. Время накопления протонных пучков в коллайдере для второго варианта с охлаждением в нуклотроне равно $T_{\text{st}} = 2N_{\text{inj}}\tau_{\text{rep}} = 20 \text{ ч}$ для 400 инжекций в каждое из его колец.

Средняя по времени светимость (25) в этом случае составит 40 % от максимальной светимости для $T_{\text{st}} = 20 \text{ ч}$, $\tau_{\text{dep}} = 3,8 \text{ сут}$ и $T_{\text{exp}} = 0,2\tau_{\text{dep}}$. Средняя светимость в этом режиме оказывается примерно в 1,8 раза ниже, чем для однооборотной инжекции с охлаждением в бустере, и в 1,6 раза ниже, чем для многооборотной инжекции, что связано с большим временем стохастического охлаждения в нуклотроне.

4.2. Ускорение поляризованных пучков в нуклотроне. Поляризованные пучки протонов выводятся из бустера при энергии около 100 МэВ до пересечения ими первого спинового резонанса.

При ускорении вертикально поляризованных протонных пучков в нуклотроне происходит пересечение 25 целых спиновых резонансов $\nu_0 = n$

и 6 спин-бетатронных резонансов $\nu_0 \pm q = k$ с бетатронными числами $q_{x,y} = 7,4$ [14]. В нуклотроне пересекаются следующие шесть опасных вертикальных спин-бетатронных резонансов: $q_y = \nu_0$, $16 - q_y = \nu_0$, $8 + q_y = \nu_0$, $24 - q_y = \nu_0$, $16 + q_y = \nu_0$, $32 - q_y = \nu_0$, обусловленных его периодичностью $P = 8$. Наиболее опасными из них являются два резонанса: $16 - q_y = \nu_0$ и $8 + q_y = \nu_0$. При инжекции вертикально поляризованного пучка получение продольной поляризации происходит следующим образом. Пучок инжектируется при энергии вблизи целого резонанса, затем одновременно медленно включается поле соленоида сибирской змейки, и энергия сдвигается к энергии целого резонанса. В этом случае поляризация становится продольной в промежутках с детекторами SPD и MPD при четном целом значении резонанса. При нечетном значении резонанса продольная поляризация будет только в одном из этих двух детекторов, противоположном к змейке.

Первые целые резонансы с $\nu_0 = 2$ и $\nu_0 = 3$ имеют недостаточную силу для их адиабатического пересечения при ускорении протонами со скоростью нарастания магнитного поля 1 Тл/с. Для решения этой проблемы в нуклотроне необходимо установить соленоид с интегралом поля 200 Гс·м [14].

При прохождении протонами с кинетической энергией 3,56 ГэВ спин-бетатронного резонанса $\nu_0 = 16 - q_y$, так же как и для пересечения ими критической энергии коллайдера, необходим дополнительный импульсный источник разности тока линз Ф и Д, создающий $\Delta q_y = 0,1$ [14] за время около 8 мс. Для быстрого изменения бетатронного числа $\Delta q_y = \beta \Delta K N_l \cdot (l/4\pi) = 0,1$ необходимо быстрое изменение градиента $\Delta G = 0,24$ Тл/м каждой дефокусирующей квадрупольной линзы за счет быстрого изменения разности тока ΔI линз Ф и Д, где $N_l = 32$ — количество дефокусирующих квадрупольных линз, $\beta = 5,5$ м — средняя бета-функция, $\Delta G l = 0,11$ Тл — произведение изменения градиента линзы на ее длину, $l = 0,45$ м — длина линзы, $\Delta K l = \Delta G(l/BR) = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, $BR = 16$ Тл·м — магнитная жесткость при энергии протонов 4,5 ГэВ. При токе в линзе $I = 5,6$ кА ее градиент равен $G = 33$ Тл/м, а изменение градиента линзы $\Delta G = 0,24$ Тл/м обусловлено изменением в ней тока $\Delta I = 40$ А. Для быстрого изменения Δq в нуклотроне необходимо установить дополнительный импульсный источник питания разности тока $\Delta I = 40$ А в линзах Ф и Д с суммарной индуктивностью дефокусирующих линз $L_Q = 10$ мГн, скоростью нарастания тока в них $dI/dt = 5$ кА/с, длительностью импульса 8 мс и напряжением 50 В.

Для прохождения спин-бетатронного резонанса $\nu_0 = 8 + q_y$ при кинетической энергии протонов около 7 ГэВ должна быть реализована медленная когерентная раскачка вертикальных колебаний вблизи этого резонанса, а затем ее медленное выключение после его прохождения [14]. Возбуждение вертикальных колебаний в нуклотроне может быть осуществлено

с помощью кикера Q-метра. Оптимальная скорость ускорения при пересечении данного резонанса соответствует скорости нарастания магнитного поля 0,25 Тл/с. Потеря поляризации при прохождении через этот резонанс составляет около 10 %.

При прохождении ускоренными протонами с кинетической энергией 7–8 ГэВ целых спиновых резонансов $\nu_0 = 16$ и 17 сила резонансов близка к величине $(2(dE/dt)/\pi)^{1/2} \cong 0,1$. Это может вызвать проблему при пересечении резонансов в этом диапазоне энергии [14]. Для решения данной проблемы необходимо провести выставку магнитных элементов с точностью до 0,1 мм. Но даже при такой точности в некоторых случаях будет требоваться локальная коррекция набором корректоров соответствующей гармоникой искажений орбиты (spin harmonic matching) [13]. Дальнейшее ускорение протонов после прохождения резонанса $\nu_0 = 17$ от энергии 8 ГэВ вплоть до максимальной кинетической энергии протонов в нуклотроне 10,86 ГэВ не представляет проблем.

4.3. Формирование поляризованных протонов в коллайдере с частичными сибирскими змейками. При выключенной сибирской змейке в коллайдере формируются протонные пучки с вертикальной поляризацией в детекторах. При инжекции в коллайдер протонов с высокой энергией вместо двух полных сибирских змеек с суммарным интегралом поля около 100 Тл·м при энергии спинового резонанса можно использовать две частичные сибирские змейки с суммарным интегралом поля в зависимости от энергии протонов в диапазоне 6–12 Тл·м [13]. Змейка будет «возбуждать» гармоники целых резонансов. Использование частичной сибирской змейки в коллайдере с интегралом поля на порядок меньшим, чем для моды спиновой прозрачности, позволяет получать в детекторах SPD и MPD протонные пучки с продольной поляризацией при энергиях, соответствующих целому спиновому резонансу и повторяющихся с шагом 0,523 ГэВ [13]. Для частичной сибирской змейки [13], работающей в области целого спинового резонанса $\nu_0 = k$, достаточно приблизиться к резонансу на относительную ширину по энергии $dE/E \cong 5 \cdot 10^{-2}$, чтобы осуществить переход вектора оси прецессии из вертикального направления в горизонтальное при изменении интеграла поля на величину $dBR = (dE/E)(BR/\beta) = 2,2$ Тл·м при $BR = 45$ Тл·м. При ускорении протонов в коллайдере от 10,86 ГэВ до максимальной кинетической энергии эксперимента 12,6 ГэВ необходимо будет пройти через спиновые резонансы с $\nu_0 = 25$ и $\nu_0 = 26$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены две схемы формирования поляризованных протонных пучков. В первой схеме поляризованные пучки инжектируются из линейного ускорителя в нуклотрон, где они ускоряются до кинетической

энергии 1,5–2,0 ГэВ. После ускорения в нуклотроне пучки инжектируются в коллайдер, где они накапливаются с помощью ВЧ-барьеров и электронного охлаждения. После накопления протоны ускоряются до критической энергии 6,65 ГэВ, при которой реализуется скачок бетатронной частоты. Затем режим ускорения продолжается до энергии эксперимента. Для этой схемы также рассмотрена специализированная оптическая структура коллайдера, для которой критическая энергия превышает максимальную энергию эксперимента. Для формирования поляризованных пучков в коллайдере при инжекции в него протонов с низкой энергией планируется использовать моду спиновой прозрачности с суммарным интегралом магнитного поля в четырех сибирских змейках 100 Тл·м. Мода со спиновой прозрачностью позволяет получать любую поляризацию в детекторах SPD и MPD.

Возможность получения любой поляризации в детекторах при произвольной энергии протонов для моды спиновой прозрачности является основным преимуществом этой схемы. Однако в случае выбора такой схемы необходимо будет решить ряд проблем: во-первых, разместить в кольцах коллайдера соленоиды с суммарной магнитной жесткостью 100 Тл·м, во-вторых, либо осуществить переход через критическую энергию при ускорении протонов, либо создать специализированную оптическую структуру коллайдера, для которой критическая энергия превышает энергию эксперимента, в-третьих, обеспечить высокоэффективное электронное охлаждение протонов в коллайдере.

Во второй схеме поляризованные пучки инжектируются из LILac в бустер. Система электронного охлаждения бустера уменьшает продольный эмиттанс инжектированных протонных пучков. После охлаждения протонные пучки ускоряются в бустере, а затем инжектируются в нуклотрон. При ускорении в нуклотроне до энергии эксперимента протоны пересекают целые спиновые и спин-бетатронные резонансы. После ускорения вертикально поляризованный протонный пучок инжектируется в коллайдер. Для формирования поляризованных пучков в коллайдере планируется установить две частичные сибирские змейки с интегралом поля 6–12 Тл·м. При выключенной змейке в коллайдере формируются вертикально поляризованные протонные пучки. При целых спиновых резонансах, следующих друг за другом с интервалом энергии протонов 0,523 ГэВ, частичная сибирская змейка позволяет сформировать продольную поляризацию в детекторах.

Преимуществом второй схемы является небольшое значение интеграла магнитного поля частичной сибирской змейки для получения продольной поляризации в детекторах коллайдера. Недостатком этой схемы является дискретный характер энергии в ходе эксперимента. В случае выбора второй схемы потребуются решить проблему, связанную с ускорением протонов в нуклотроне и пересечением ими целых спиновых и спин-бетатронных резонансов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Технический проект ускорительного комплекса NICA / Под ред. И. Н. Мешкова, Г. В. Трубникова. Дубна, 2015.
2. *Kovalenko A. D., Agapov N. N., Filatov Yu. N., Kekelidze V. D., Lednicky R. I., Meshkov I. N., Mikhaylov V. A., Sidorin A. O., Sorin A. S., Trubnikov G. V.* The NICA Facility in Polarized Proton Operation Mode // IPAC'11, Santa Sebastian, Spain, 4–9 Sept. 2011. P. 1804–1806. TUPZ004.
3. *Kovalenko A. D., Butenko A. V., Kekelidze V. D., Mikhailov V. A., Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Filatov Yu. N.* Polarized Deuterons and Protons at NICA@JINR. Dresden, 2014. P. 1000–1002; doi:10.18429/JACoW-IPAC2014-TUPR004.
4. *Fimushkin V., Kovalenko A., Belov A. et al.* SPI for the JINR Accelerator Complex // Proc. of PSTP'15. (PSTP'2015). P. 041.
5. *Koubek B., Basten M., Hoeltermann H., Podlech H., Ratzinger U. et al.* The New Light Ion Injector for NICA // Proc. of the 29th Linear Accel. Conf. (LINAC'18), Beijing, Sept. 2018. P. 362–365; doi:10.18429/JACoW-LINAC2018-TUP0017.
6. *Мешков И. Н.* Светимость ионного коллайдера // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. С. 776–811.
7. *Niedenmayer P., Halam A., Kamerzhiev V., Shurkhno N., Stassen R., Reva V., Katayma T.* Recent Development and Experimental Results from Electron Cooling of a 2.4 GeV/c Proton Beam at COSY // COOL'19, Novosibirsk, Russia, 2019. P. 72–76. FRX01.
8. *Syresin E., Kozlov O., Meshkov I., Mityanina N.* Formation of Intensive Proton Beams in NICA Collider // MAC'19, Dubna, June 2019.
9. *Зенкевич П. П.* Исследование устойчивости интенсивных протонных пучков в коллайдере NICA // Отчет ИТЭФ. 2020.
10. *Ng K. Y.* Physics of Intensity Dependent Instabilities in High-Energy Accelerators. John Wiley and Sons, 1993.
11. *Senichev Yu., Chechenin A.* Theory of «Resonant» Lattices for Synchrotrons with Negative Momentum Compaction Factor // J. Exp. Theor. Phys. 2007. V. 105, No. 5. P. 1127–1137.
12. *Filatov Yu., Kovalenko A., Butenko A., Syresin E., Mikhailov V., Shimanskiy S., Kondratenko A., Kondratenko M.* Spin Transparency Mode in the NICA Collider // EPJ Web Conf. 2019. P. 204; <https://doi.org/10.1051/epjconf/2019204010014> 10 14 Baldin ISHEPP XXIV.
13. *Шатунов Ю. М.* Исследование физических и технических условий получения встречных поляризованных протонных пучков в накопителе NICA // Отчет ИЯФ СО РАН. 2017.
14. *Шатунов Ю. М., Кооп И. А., Отбоев А. В., Мане С. Р., Шатунов П. Ю.* О возможности ускорения поляризованных протонов в синхротроне нуклотрон // Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 15, № 7(219). С. 755–760.