

ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПУЧКА В КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

О. С. Козлов¹, И. Н. Мешков, А. О. Сидорин, Г. В. Трубников

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе рассматриваются проблемы динамики интенсивного ионного пучка в разработанной и оптимизированной оптической структуре коллайдера. Обсуждаются условия для столкновения пучков и получения требуемых параметров светимости в рабочем диапазоне энергии. Ограничение светимости коллайдера связано с эффектами доминирования пространственного заряда и внутривидового рассеяния. Применение методов охлаждения, электронного и стохастического, позволит подавить эти эффекты и получить проектную светимость. Также в работе рассматриваются системы коррекции магнитного поля и вопросы вычисления динамической апертуры коллайдера.

The problems of the intense ion beam dynamics are considered for the optimized optical structure of the NICA collider. The appropriate conditions for the ion-ion collisions allow one to obtain the required luminosity parameters in the working energy range. The main effects limiting luminosity are connected with space charge domination and intrabeam scattering domination modes. Application of both electron and stochastic cooling methods is essential feature of the project. It allows one to suppress these effects. The items of magnetic field corrections and dynamic aperture of the collider rings are also considered.

PACS: 29.20.-c; 29.20.db; 29.27.Bd

ВВЕДЕНИЕ

Новый ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), проектируемый и сооружаемый в настоящее время в ОИЯИ, предназначен для проведения экспериментов по ион-ионным и ион-протонным столкновениям в диапазоне кинетических энергий 1–4,5 ГэВ/нуклон, а также столкновениям поляризованных протонов (5–12,6 ГэВ/нуклон) и дейтронов (2–5,8 ГэВ/нуклон) [1]. В данной статье рассматривается режим работы коллайдера при столкновениях ионов вплоть до Au при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 4–11$ ГэВ, когда ожидается образование ядерной материи при экстремальных значениях плотности и температуры. Разработанная оптическая структура коллайдера с использованием двух систем охлаждения ионного пучка — электронной и стохастической — и применение определенного сценария работы коллайдерных колец позволяют получить требуемую среднюю светимость в каждой из двух точек встречи порядка $10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [2].

¹E-mail: okozlov@jinr.ru

Кольца коллайдера имеют максимальную магнитную жесткость около 45 Тл·м, которая соответствует максимально достижимой магнитной жесткости нуклотрона. Два кольца коллайдера разделены вертикально (0,32 м — расстояние между осями пучков) и используют двухапертурные сверхпроводящие дипольные и квадрупольные магниты [3] за исключением двух областей сведения и взаимодействия пучков. Максимальное поле дипольных магнитов 1,8 Тл и максимальный градиент квадрупольных линз 23 Тл/м приняты для минимизации эффектов насыщения железного ядра магнитов. Каждое из колец коллайдера состоит из двух поворотных арок и двух длинных прямолинейных секций и представляет собой ускоритель типа *racetrack* с периметром 503 м, который равен двум периметрам нуклотрона. Оптическая структура коллайдера основана на периодической ячейке типа FODO в арке. Данная структура показала свое преимущество перед другими структурами с точки зрения минимизации влияния внутрипучкового рассеяния (ВПП). В выбранной структуре время роста фазового объема пучка из-за ВПП в несколько раз превышает время стохастического и электронного охлаждения. Кроме того, эта структура позволяет реализовать наиболее оптимальную схему инжекции в каждое из колец.

1. ОПТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА КОЛЬЦА

Поворотная арка состоит из 12 периодических ячеек FODO. Набег фазы бетатронных колебаний на ячейку составляет 90° . Крайние 1,5 ячейки в каждой арке обеспечивают подавление горизонтальной дисперсии с помощью трех дополнительных семейств квадрупольных корректоров. Кроме того, в составе подавителя дисперсии целая ячейка FODO с пропущенными магнитами используется для эффективной инжекции пучка в горизонтальной плоскости. FODO-ячейка длиной около 12 м содержит четыре дипольных магнита (80 магнитов в кольце) с эффективной длиной 1,94 м и две квадрупольные линзы с эффективной длиной 0,47 м. Промежуток между диполем и линзой (0,7 м) служит для размещения элементов коррекции (мультипольных корректоров) и диагностики (электростатических пикап-электродов).

В длинных прямолинейных промежутках, согласованных с поворотными арками, размещены ВЧ-станции и «включенные» устройства (нестандартное оборудование) такие, как система электронного охлаждения, элементы системы стохастического охлаждения, системы утилизации и сброса пучка и другие. В области взаимодействия пучков производится их сведение в вертикальной плоскости и финальная фокусировка в точке встречи. Так как набег бетатронных фаз практически фиксированы для арок, то вариация бетатронных частот всего кольца производится квадрупольными корректорами в прямолинейных промежутках.

Основные параметры кольца коллайдера приведены в таблице, где рассчитанные среднеквадратические значения эмиттансов, импульсного разброса для указанных параметров средней светимости и средних значений времени роста ВПП даны в зависимости от энергии пучка. На рис. 1 показана схема одного из колец с размещением оборудования, соответствующего ионной моде работы коллайдера. Пучки в обоих кольцах коллайдера, вращающиеся в противоположные стороны, должны «видеть» одну и ту же фокусирующую структуру для обеспечения равных бетатронных частот ($Q_{x,1} = Q_{x,2}, Q_{y,1} = Q_{y,2}$). Таким образом, двухапертурные квадрупольные линзы в арках

и прямолинейных секциях имеют противоположное включение для верхнего и нижнего колец, но триплеты квадрупольных линз финального фокуса включены антисимметрично

Основные параметры кольца

Периметр кольца, м	503,04		
Количество сгустков	22		
Среднеквадратичная длина сгустка, м	0,6		
β -функция в точке встречи, м	0,35		
Бетатронные частоты Q_x/Q_y	9,44/9,44		
Хроматичности Q'_x/Q'_y	-33/-28		
Акцептанс кольца, π мм · мрад	40		
Импульсный акцептанс $\Delta p/p$	$\pm 0,010$		
Фактор критической энергии γ_{tr}	7,088		
Энергия ионов ^{79}Au , ГэВ/нуклон	1,0	3,0	4,5
Количество ионов в сгустке	$2,0 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^9$
Среднеквадратичный импульсный разброс $\Delta p/p$	$0,55 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
Среднеквадратичный эмиттанс, π мм · мрад	1,1/0,95	1,1/0,85	1,1/0,75
Светимость, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$0,6 \cdot 10^{25}$	$1,0 \cdot 10^{27}$	$1,0 \cdot 10^{27}$
Время роста ВПР, с	160	460	1800

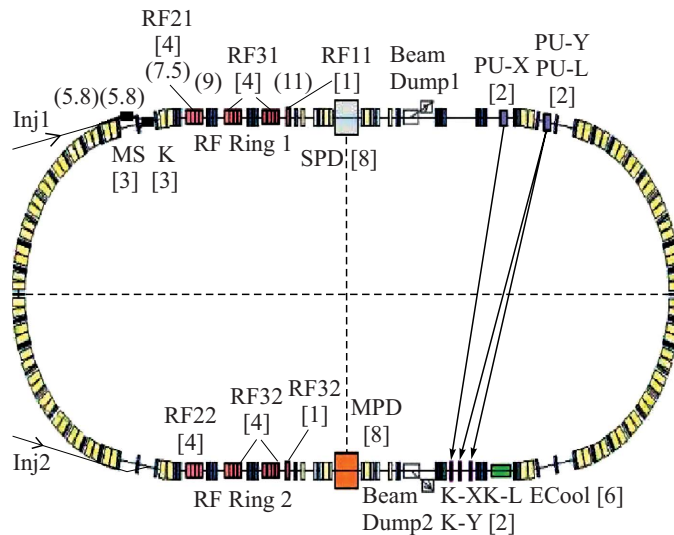
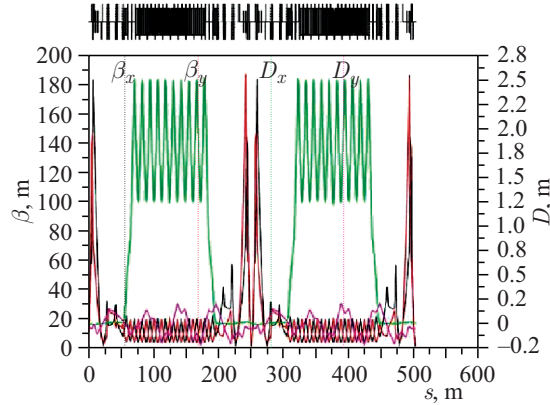


Рис. 1. Схема коллайдера и компоновка оборудования в кольце: RF — станции ускоряющего ВЧ-напряжения; Beam Dump — системы сброса пучка; PU — пикап-электроды; K — корректоры системы стохастического охлаждения; SPD — детекторы

Рис. 2. Бетатронные (β) и дисперсионные (D) функции кольца коллайдера

относительно точки встречи. Соответствующие амплитудные и дисперсионные функции в кольце изображены на рис. 2.

2. СВЕТИМОСТЬ КОЛЛАЙДЕРА

Для идентичных сталкивающихся пучков, имеющих круглое поперечное сечение, пиковая светимость может быть записана в виде

$$L = \frac{N_i^2}{4\pi\varepsilon\beta^*} F_{\text{coll}} f_{\text{HG}}(\sigma_s, \beta^*), \quad (1)$$

где N_i — количество ионов в сгустке; ε — среднеквадратичный поперечный ненормализованный эмиттанс; β^* — значение амплитудной функции Твисса в точке взаимодействия пучков; σ_s — продольная длина пучка; F_{coll} — частота столкновения сгустков; здесь также так называемый эффект «песочных часов» («hour-glass effect»), вычисляемый по формуле

$$f_{\text{HG}}(\sigma_s, \beta^*) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-u^2) du}{(1 + (u\sigma_s/\beta^*)^2)}. \quad (2)$$

Продольный размер пучка подбирается таким образом, чтобы обеспечить концентрацию всей светимости в центральной части детектора MPD. Если размер пучка σ_s много меньше значения β -функции в точке встречи β^* , функция f_{HG} близка к единице. Но уменьшение продольного размера пучка приводит к увеличению пикового тока и, как следствие, большему сдвигу бетатронной частоты и вероятности когерентной неустойчивости. Значение σ_s 0,6 м принято для коллайдера как компромиссный вариант. Максимальное допустимое количество сгустков в каждом из коллайдерных колец ограничено требованием на отсутствие паразитных столкновений на участке взаимодействия и равно 22.

Коллайдер должен обеспечивать поддержание проектной светимости в течение длительного времени проведения физического эксперимента. Этот процесс предполагает формирование высокоинтенсивного ионного пучка, обладающего достаточно малым эмиттансом. При этом требуется обеспечить необходимое время жизни пучка. Максимально

достижимое время жизни ограничено однократным рассеянием ионов на большие углы на атомах остаточного газа. Проектное давление остаточного газа в пучковой камере соответствует максимальному времени жизни пучка около 10 ч.

Время жизни интенсивного пучка в коллайдере может снижаться из-за смещения частот бетатронных колебаний частиц, вызванного эффектами пространственного заряда, в область резонансов высокого порядка. При низких энергиях частиц наиболее сильным является эффект некогерентного сдвига бетатронной частоты («Laslett tune shift»):

$$\Delta Q_{\text{Las}} = \frac{Z^2}{A} \frac{r_p N_i}{\beta^2 \gamma^3 4\pi \varepsilon} F_{\text{SC}} F_b, \quad F_b = \frac{C_{\text{ring}}}{\sigma_s \sqrt{2\pi}}, \quad (3)$$

где Z и A — заряд и масса иона; r_p — классический радиус протона; β , γ — релятивистские лоренц-факторы; F_b — фактор группирования пучка; C_{ring} — периметр кольца; σ_s — среднеквадратическая длина сгустка; ε — «геометрический» поперечный эмиттанс. Вторым эффектом является сдвиг частоты бетатронных колебаний из-за рассеяния частиц в электромагнитном поле налетающего сгустка, линейная часть которого описывается так называемым «beam-beam параметром»:

$$\xi = \frac{Z^2 r_p N_i (1 + \beta^2)}{A 4\pi \beta^2 \gamma \varepsilon}. \quad (4)$$

Для практической оценки устойчивости пучка в коллайдере используется критерий максимально допустимого полного сдвига бетатронной частоты:

$$\Delta Q_{\text{tot}} = \Delta Q_{\text{Las}} + n_\xi \xi \leq 0,05, \quad (5)$$

где $n_\xi = 2$ — количество точек столкновения, а предельная величина сдвига 0,05 выбрана относительно «рабочей точки 1» коллайдера в пространстве бетатронных частот (рис. 7). При этом предполагается, что при меньшем сдвиге частот эффекты пространственного заряда не оказывают существенного влияния на время жизни пучка. На основании вышеприведенных формул (1)–(3) можно записать следующие зависимости светимости и сдвига частоты от интенсивности и эмиттанса пучка:

$$L \propto \frac{N_i^2}{\varepsilon} f_1(E_i) f_{\text{HG}}, \quad \Delta Q_{\text{tot}} \propto \frac{N_i}{\varepsilon} f_2(E_i), \quad (6)$$

где E_i — энергия иона; f_1 , f_2 — функции, описывающие энергетические зависимости параметров.

Максимальная светимость коллайдера достигается в случае, когда интенсивность и эмиттанс пучка соответствуют пределу по пространственному заряду. При данном режиме работы коллайдера увеличение интенсивности пучка увеличивает светимость при постоянстве сдвига частоты. Поддержание постоянного сдвига частоты достигается увеличением эмиттанса пропорционально интенсивности пучка, тогда светимость линейно зависит от количества ионов. Очевидно, что при таком режиме максимальная светимость достигается, когда фазовый объем пучка сравнивается с аксептансом кольца при полном сдвиге частоты, соответствующем выбранной максимальной предельной величине 0,05. Данная опция работы коллайдера — «режим доминирования пространственного заряда» — описывается следующими соотношениями между параметрами:

$$L \propto \Delta Q_{\text{tot}}^2 \varepsilon f_3(E_i) f_{\text{HG}}, \quad N_i \propto \Delta Q_{\text{tot}} \varepsilon f_4(E_i). \quad (7)$$

При энергии ионов выше 3 ГэВ/нуклон «режим доминирования пространственного заряда» может быть оптимизирован путем уменьшения равновесного эмиттанта и интенсивности пучка N_i (рис. 3). В этом случае при фиксированной величине пиковой светимости можно работать со сдвигом частот ниже границы резонанса ΔQ_{tot} . В таком режиме основным эффектом, способным ограничить время жизни пучка, является внутривидовое рассеяние. ВПР приводит к диффузионному росту эмиттанта пучка, для подавления которого и используется охлаждение — электронное или стохастическое. Данный режим — «режим доминирования ВПР» — характеризуется равновесием между нагревом пучка из-за ВПР и его охлаждением, что соответствует равенству характерных времен этих процессов: $\tau_{\text{IBS}} = \tau_{\text{cool}}$. Тогда при фиксированной светимости соотношения (6) можно переписать в виде

$$N_i \propto \sqrt{L \cdot \varepsilon} f_5(E_i, \beta^*, \sigma_s),$$

$$\Delta Q_{\text{tot}} \propto \sqrt{\frac{L}{\varepsilon}} f_6(E_i, \beta^*, \sigma_s) < \Delta Q_{\text{max}} (= 0,05). \tag{8}$$

Из данных пропорций видно, что минимальное значение ΔQ_{tot} соответствует максимальному эмиттансу ε , т. е. полному заполнению ионами аксептанта (см. рис. 3).

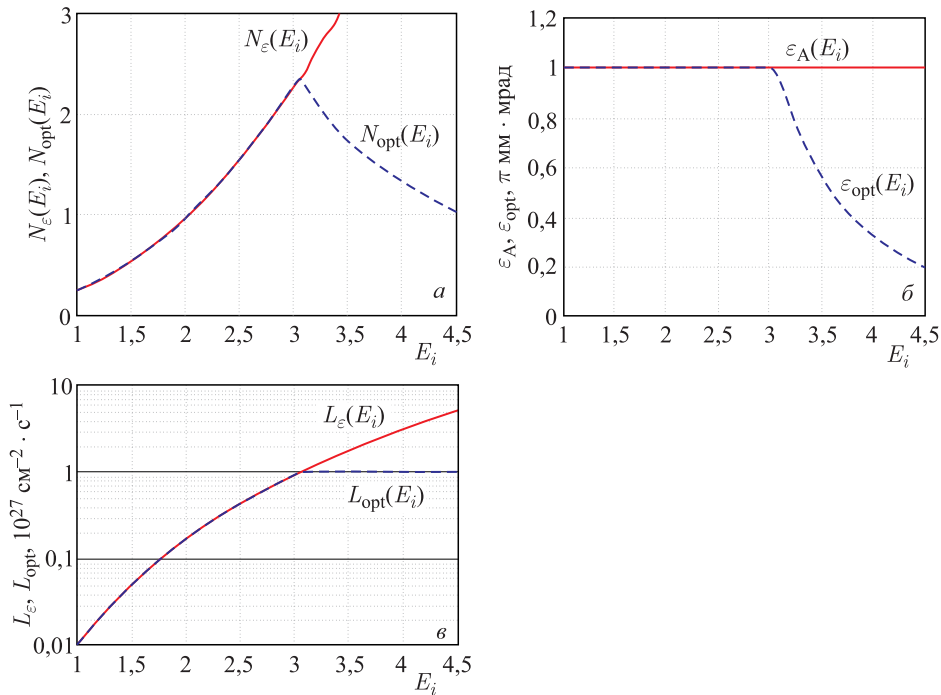


Рис. 3. Зависимости количества ионов в пучке (а), эмиттанта пучка (б) и светимости (в) от энергии иона в двух случаях: аксептанс кольца целиком заполнен ионами (сплошные кривые) и ограниченная светимость (штриховые). Аксептанс равен 40π мм·мрад, размерности величин: $[N_i] = 10^9$, $[\varepsilon] = \pi$ мм·мрад, $[L] = 10^{27}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$

В таблице приведены параметры пучка в энергетическом диапазоне коллайдера 1–4,5 ГэВ/нуклон. Поперечные эмиттансы и импульсный разброс пучка рассчитаны для равенства времен нагрева ВПР по всем трем степеням свободы. Показаны соответствующие критерию стабильности сдвиги бетатронных частот. Данные параметры позволяют получать проектную светимость $L = 1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при $E_i = 3\text{--}4,5$ ГэВ/нуклон.

3. ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКА В КОЛЛАЙДЕРЕ

Применение методов охлаждения пучка в коллайдере [4] имеет целью, во-первых, накопление пучка с использованием процедуры стекирования-охлаждения и, во-вторых, сохранение светимости во время эксперимента.

Накопление пучка в коллайдере предполагается реализовать в продольном фазовом пространстве с применением техники барьерных напряжений. Это обеспечит независимую оптимизацию интенсивности пучка, количества ступок, контроль за эмиттансом и импульсным разбросом частиц во время формирования пучка. Цель накопления может быть достигнута при помощи электронной или стохастической систем охлаждения с технически реализуемыми параметрами ввиду низкой линейной плотности частиц. Численное моделирование процесса накопления пучка с учетом продольных сил пространственного заряда показывает, что при данной схеме достигается эффективность не ниже 90 %.

Системы электронного и стохастического охлаждения [5] должны перекрывать весь энергетический диапазон коллайдера 1–4,5 ГэВ/нуклон, обеспечивать максимально возможную светимость при низких энергиях и обеспечивать светимость порядка $1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при высоких энергиях. При равновесии между ВПР и охлаждением время жизни светимости ограничено только взаимодействием ионов с остаточным газом. Средняя светимость близка к пиковой величине, так как время жизни пучка много больше времени накопления. При этом времена охлаждения равны временам ВПР для всех степеней свободы. В режиме доминирования пространственного заряда при низких энергиях для увеличения светимости необходимо обеспечить время охлаждения много меньше времени ВПР.

Стохастическое охлаждение (СО) предполагается использовать при энергиях от 3 до 4,5 ГэВ/нуклон. Для высоких энергий коллайдера времена охлаждения порядка 500 с достижимы для системы стохастического охлаждения с шириной полосы 2–3 ГГц. Выбранная оптическая структура кольца позволяет найти оптимальные положения для пикапа и кикера системы СО, когда частичный слип-фактор достаточно мал при переходе от пикапа до кикера. При выбранном методе Палмера для продольного охлаждения пикап располагается в поворотной арке, т.е. в дисперсионной области, а кикер в длинной прямолинейной секции. Использование СО с полосой 3–6 (или 2–4) ГГц обеспечивает времена охлаждения в 2–3 раза короче, чем времена нагрева из-за ВПР (рис. 4).

Система электронного охлаждения используется для того, чтобы полностью подавить нагрев пучка из-за ВПР при низких энергиях и обеспечить работу коллайдера в режиме доминирования пространственного заряда. При энергиях в диапазоне от 3 до 4,5 ГэВ/нуклон расчетные времена охлаждения несколько короче ожидаемых для ВПР и сравнимы со временами стохастического охлаждения. Однако при низких энергиях

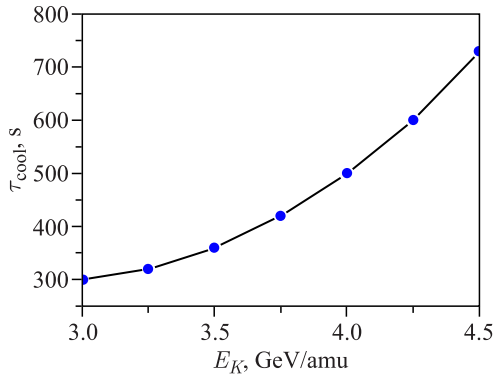


Рис. 4. Зависимость времени стохастического охлаждения от энергии иона для полосы системы 3–6 ГГц

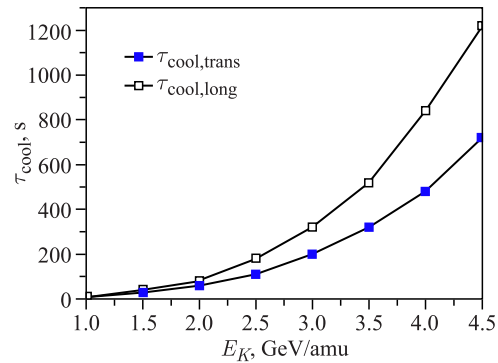


Рис. 5. Зависимости времени электронного охлаждения (продольного и поперечного) от энергии иона

времена охлаждения приблизительно в 20 раз короче времен ВПР. Поэтому в диапазоне 1–3 ГэВ/нуклон система электронного охлаждения предпочтительнее для обеспечения работы коллайдера в «режиме доминирования пространственного заряда» (рис. 5). Однако при проектировании системы электронного охлаждения необходимо учитывать проблему рекомбинации ионов.

4. СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЛАЙДЕРА

Для обеспечения устойчивой циркуляции пучка в структуре коллайдера должны быть предусмотрены системы коррекции магнитного поля. Рассматривается следующий необходимый набор цепей корректирующих элементов: коррекция искажений замкнутой орбиты, коррекция линейного сдвига бетатронных частот, коррекция связи поперечных бетатронных колебаний, компенсация вертикальной дисперсии, коррекция хроматизма бетатронных частот, коррекция зависимости бетатронных частот от амплитуды бетатронных колебаний. Корректирующий элемент длиной 0,3 м содержит до четырех слоев сверхпроводящих обмоток «косинусного» типа и по технологии изготовления аналогичен корректору, применяемому в нуклотроне. В коллайдере мультипольные корректоры располагаются в арках — в промежутке диполь–квадруполь, в длинном прямолинейном промежутке — в модулях, содержащих квадрупольные линзы.

Дипольная коррекция искажений замкнутой орбиты (з. о.). Параметры данной системы определялись путем численного статистического эксперимента. Вычисляется замкнутая орбита коллайдера при случайном наборе основных источников ее искажения со следующими среднеквадратическими значениями: для дипольных магнитов относительный разброс полей $\sigma_{\Delta B/B} = 5 \cdot 10^{-4}$, продольное смещение $\sigma_{\Delta S} = 0,5$ мм, поперечное смещение $\sigma_{\Delta Y} = 0,5$ мм, поворот относительно продольной оси $\sigma_{\Delta \varphi} = 0,5$ мрад; поперечные смещения квадрупольных линз $\sigma_{\Delta X/\Delta Y} = 0,1$ мм. Определяются максимальные возможные искажения для $N = 100$ рассчитанных орбит. К каждой орбите применяется алгоритм коррекции (MICADO [6]) при дополнительных условиях ограничения на значения остаточной скорректированной орбиты ($\sigma_{x/y} = 0,1$ мм), максимальное

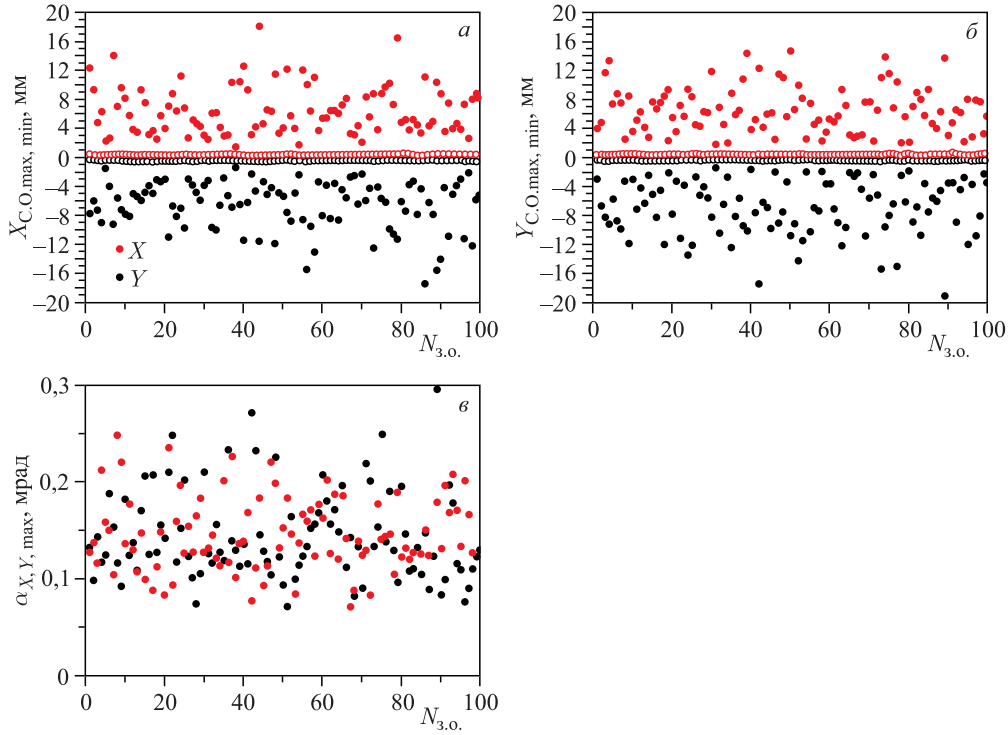


Рис. 6. Максимальные искажения горизонтальной (а) и вертикальной (б) з. о. до и после коррекции и максимальная сила корректора з. о. (в) в зависимости от номера орбиты

количество используемых корректоров ($n_{\text{corr}} = 30-50$), максимальный угол коррекции ($\theta_{\text{corr}} \approx 0,01\theta_{\text{dip}}$). На рис.6 приведены максимальные искажения орбиты до и после коррекции и соответствующие максимальные силы дипольных корректоров. В результате определено, что для $n_{\text{corr}} \approx 40$ равномерно распределенных в кольце корректоров с силой $\theta_{\text{corr}} < 0,5$ мрад искажения орбиты, соответствующие технически реализуемым допускам на поля дипольных магнитов и юстировку магнитных элементов, могут быть скорректированы до значения $\sigma_{x/y} = 0,1$ мм при «качестве коррекции» (отношение размаха орбиты до и после коррекции) около 30.

Квадрупольная коррекция бетатронных частот. Система питания колец коллайдера использует один ток питания структурных квадрупольных линз до максимального значения $I_{\text{max}} \approx 11$ кА. Оптическая структура поворотных арок является «фиксированной» с точки зрения постоянства набега бетатронной фазы на одну ячейку периодичности ($\mu_{x,y} = 90^\circ$), а также из-за необходимости подавлять горизонтальную дисперсию на краях арок (D_x -dispersion suppressor). Изменение бетатронных частот, выполнение условий согласования и обеспечение параметров пучка в точках встречи производятся в длинных прямолинейных промежутках посредством корректирующих квадрупольных (trim-quadrupoles), которые имеют независимые низковольтные источники питания ($I_{\text{trim}} \approx \pm 1$ кА). Два длинных прямолинейных промежутка (по обе стороны от точки встречи) настраиваются независимым образом с учетом антисимметричной относительно

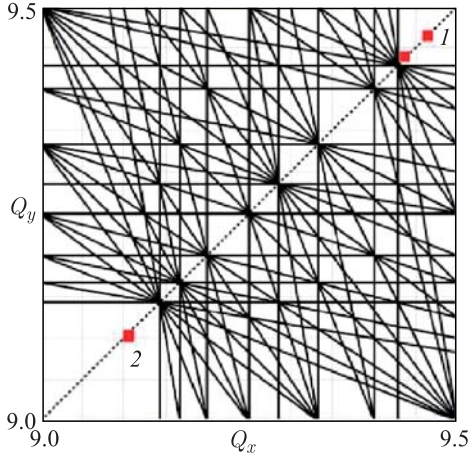


Рис. 7. Область бетатронных частот коллайдера. Показаны резонансы бетатронных колебаний до седьмого порядка. Отмечены возможные рабочие точки кольца 1 и 2

колебаний; коррекция вертикальной дисперсии и случайных поворотов структурных квадрупольных линз. Первая задача предполагает до четырех семейств корректоров (независимых источников питания), расположенных в прямолинейных промежутках без дисперсии. Основные источники связи в кольце: соленоид детектора MPD длиной 5,8 м с полем до 0,66 Тл, соленоид системы электронного охлаждения длиной 6 м и полем до 0,2 Тл, случайный поворот квадрупольных линз относительно продольной оси (ожидаемая величина до 0,1 мрад). Коррекция основана на независимой компенсации гармоник двух ближайших к рабочей точке резонансов связи. Например, для точки 1 это резонансы $Q_x - Q_y = 0$ и $Q_x + Q_y = 19$. При встречном включении соленоидов максимальный сдвиг частоты равен 0,01 и связь поперечных колебаний (для неравных поперечных эмиттансов) потребует максимальной силы корректора до 1 Тл/м. Коррекция вертикальной дисперсии потребует, как минимум, двух дополнительных семейств квадрупольных линз, расположенных в арках вблизи максимумов D_x . Минимальный набор из четырех корректоров в каждой арке обеспечивает коррекцию D_y и D'_y по кольцу и их компенсацию в точках встречи при максимальном необходимом градиенте 1 Тл/м.

Коррекция хроматичности частот бетатронных колебаний [2] одна из самых принципиальных систем коррекций коллайдера. Большая естественная хроматичность кольца ($Q'_{x,y} \approx -30$), вызванная значительной модуляцией β -функции, особенно в области разделения и взаимодействия пучков, приводит к частотному разбросу $\Delta Q_{x,y} \approx 0,7$ в диапазоне импульсного аксептанса $\Delta p/p = \pm 0,01$ (рис. 8) и, как следствие, пересечению резонансов. Секступольные корректоры хроматичности располагаются в дисперсионных арках и разделены на четыре семейства. Набег бетатронной фазы между корректорами одного семейства $\mu_{x,y} = 180^\circ$ позволяет компенсировать во втором порядке влияние секступольной нелинейности на динамическую апертуру. Дополнительные независимые семейства (токи питания) корректоров предполагают возможность коррекции хроматичности второго порядка: $\Delta Q_{x,y} = Q'_{x,y}(\Delta p/p) + Q''_{x,y}(\Delta p/p)^2$. На рис. 8 показана хроматичность

точки встречи схемы подключения квадрупольного финального фокуса. На рис. 7 на диаграмме бетатронных частот показаны рабочие точки коллайдера, а также сетка бетатронных резонансов до седьмого порядка. Первая область ($Q_{x,y} \approx 9,44$) позволяет эффективно осуществлять стохастическое охлаждение пучка. Если стохастическое охлаждение может быть применено не во всем энергетическом диапазоне коллайдера, а только в интервале 3–4,5 ГэВ/нуклон, то во второй области ($Q_{x,y} \approx 9,10$) используется электронное охлаждение до 3 ГэВ/нуклон, а возможно, и выше. Таким образом, система коррекции обеспечивает перестройку бетатронных частот в пределах 9,10–9,48.

«Косые» квадрупольные корректоры (skew quadrupoles) используются в оптике коллайдера для двух целей: коррекция связи горизонтальных и вертикальных бетатронных колебаний;

кольца до и после коррекции при условии $Q'_{x,y}(\Delta p/p = 0) = -1,5$. Максимальные градиенты секступольных корректоров достигают 150 Тл/м^2 , что предполагает использование явно-полюсных магнитных элементов.

Система октупольных корректоров. Из-за наличия в кольцах коллайдера сильной вариации амплитудной β -функции (от максимального значения порядка 200 м до минимального значения в точках встречи 0,35 м) система коррекции хроматичности требует значительных нелинейных сил секступольных корректоров. Хотя система коррекции хроматичности организована с целью компенсации эффектов второго порядка от секступольных линз, в оптической структуре коллайдера предполагается разместить три семейства октупольных корректоров для компенсации разброса бетатронных частот в зависимости от амплитуды бетатронных колебаний частицы: $\Delta Q_x = a_{xx}J_x + a_{xy}J_y$, $\Delta Q_y = a_{xy}J_x + a_{yy}J_y$. До 10 корректирующих октупольных обмоток каждого семейства расположены в каждом из колец коллайдера (максимальный градиент порядка 10^3 Тл/м^3). С другой стороны, эта же система октупольных корректоров может вводить контролируемый разброс бетатронных частот для компенсации нестабильности типа «голова-хвост» («head-tail instability») посредством механизма, называемого затуханием Ландау («Landau-damping»): $\Delta Q_{x,y} = \Delta Q_{x,y,\text{coh}} - \Delta Q_{x,y,\text{SC}} - \Delta Q_S$, где $\Delta Q_{x,y,\text{coh}}$ — когерентный разброс частот, $\Delta Q_{x,y,\text{SC}}$ и ΔQ_S — поперечный и продольный разбросы из-за пространственного заряда. Затухание осуществляется при условии малой и отрицательной хроматичности первого порядка.

Расчет динамической апертуры кольца. Исследование динамики частиц в коллайдере тесно связано с принципиальным вопросом о значении динамической апертуры (ДА), т. е. области стабильного и долговременного движения частиц в нелинейных полях магнитных элементов и под воздействием сил пространственного заряда. Для оценки ДА было использовано два метода, реализованных в программе MAD-X [6]: первый — метод тонких линз; второй — РТС (Polymorphic Tracking Code). Оба метода предполагают симплектическое интегрирование движения заряженных частиц, однако метод тонких линз, в отличие от РТС, позволяет учесть силы пространственного заряда. При расчете обоими методами учитывались следующие факторы: включение ВЧ ускоряющего поля, включение системы компенсации хроматичности, нелинейности дипольных магнитов. Динамика пучка проверялась для $N_{\text{part}} = 10^3 - 10^5$ — количества частиц и $N_{\text{turn}} = 10^5$ — количества оборотов. Величины ДА, полученные из численных экспериментов, аппроксимировались формулой Giovannozzi [7], которая делает попытку найти значение ДА на «бесконечности», когда численное моделирование невозможно: $\sqrt{D(N)} = \sqrt{D_\infty}(1 + b/[\log(N)]^k)$, где D_∞ — асимптотическая ДА; b и k — параметры, определяемые из зависимости ДА от количества оборотов частицы в кольце $D(N)$. В обоих случаях асимптотическая ДА для выбранной рабочей точки

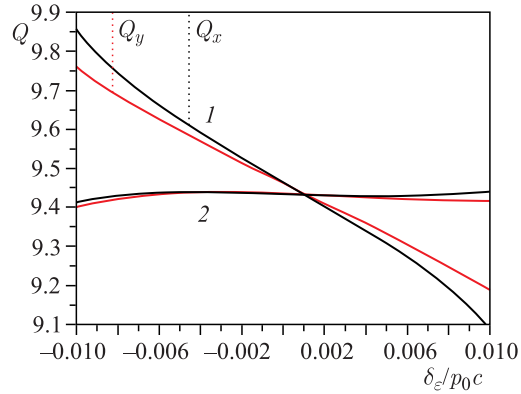


Рис. 8. Зависимость бетатронных частот от импульсного разброса до (1) и после (2) коррекции хроматичности

$Q_{x,y} = 9,44/9,44$ получается больше аксептанса кольца $A_{x,y} = 40\pi$ мм·мрад и составляет $D_\infty \approx 100\pi$ мм·мрад для метода РТС и $D_\infty \approx 60\pi$ мм·мрад для метода тонких линз [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коллайдер ускорительного комплекса NICA обладает уникальной особенностью: высокой интенсивностью циркулирующих и сталкивающихся пучков при относительно невысокой их кинетической энергии. В связи с этим эффекты пространственного заряда будут определять стабильность и время жизни пучка. При расчете динамики интенсивного ионного пучка рассматриваются два основных режима настройки коллайдера: с доминированием пространственного заряда при энергиях 1–3 ГэВ/нуклон и с доминированием ВПР при энергиях пучка 3–4,5 ГэВ/нуклон. Показано, что единственный путь достижения проектной светимости коллайдера и поддержания необходимого времени жизни пучка — это применение методов охлаждения пучка, электронного или стохастического. Распределенная система мультипольных корректоров в кольцах коллайдера рассчитана для коррекции магнитного поля и обеспечения стабильности пучка. Одним из важнейших вопросов динамики пучка является надежная оценка динамической апертуры кольца, т. е. области стабильной и долговременной циркуляции частиц. Численные расчеты, выполненные двумя независимыми методами, показывают, что динамическая апертура для выбранной рабочей точки превышает аксептанс кольца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trubnikov G. et al.* Status of NICA Project at JINR // Proc. of Intern. Part. Accel. Conf. (IPAC'2014), Dresden, Germany, 2014. P. 1003–1005.
2. *Kozlov O. S. et al.* Collider of the NICA Accelerator Complex: Optical Structure and Beam Dynamics // Proc. of Russ. Part. Accel. Conf. (RuPAC'2012), St. Petersburg, Russia, 2012. P. 278–280.
3. *Khodzhbagiyev H. G. et al.* Status of the Design and Test of Superconducting Magnets for the NICA Project // Ibid. P. 149–151.
4. *Kozlov O. et al.* Space Charge Effects in the NICA Collider Rings // Proc. of ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on High-Intensity and High-Brightness Hadron Beams (HB 2012), Beijing, 2012. P. 522–525.
5. *Kozlov O. S. et al.* Beam Dynamics in the NICA Collider Rings // Intern. Workshop «Beam Dynamics and Optimization» (BDO 2014), Saint Petersburg, Russia, 2014. P. 95–96.
6. MAD — Methodical Accelerator Design. <http://madx.web.cern.ch/madx/>.
7. *Giovannozzi M., Scandale W., Todesco E.* Inverse Logarithm Decay of Long Term Dynamic Aperture in Hadron Colliders // Proc. of Part. Accel. Conf. (PAC'1997), Vancouver, Canada, 1997. P. 1445–1447.
8. *Большаков А. Е., Зенкевич П. П., Козлов О. С.* Исследование асимптотической динамической апертуры в коллайдере NICA с использованием программ симплектического трекинга // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12, № 7(198). С. 1289–1297.