

КОГЕРЕНТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

*П. Р. Зенкевич*¹

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В работе выполнен анализ порогов развития когерентных неустойчивостей пучка в коллайдере NICA. Ввиду слабости сил межпучкового взаимодействия по сравнению с силами однопучкового взаимодействия мы ограничились исследованием когерентных колебаний пучка в одном из колец. Для выбранного сценария работы коллайдера сделаны оценки пороговых значений тока для неустойчивостей одиночного сгустка и многосгустковых неустойчивостей. Обсуждаются меры подавления неустойчивостей.

The thresholds of coherent beam instabilities in NICA collider are considered. Due to weakness of beam–beam interaction in comparison with one-beam Coulomb forces, we limit ourselves by study of coherent oscillations in one of the rings. For chosen scenarios of the collider operation, thresholds of one-bunch and multi-bunch instabilities have been estimated. The cures for instabilities suppression are discussed.

PACS: 29.20.dk; 29.27.Bd

ВВЕДЕНИЕ

В кольцах коллайдера NICA предполагается накапливать полностью ободранные ионы золота $^{197}\text{Au}^{+79}$ с кинетической энергией 1,5–4,5 ГэВ/нуклон. В процессе проектирования общая концепция и параметры коллайдера несколько раз пересматривались; для одного из вариантов устойчивость когерентных колебаний уже рассматривалась в ранее опубликованной работе [1]. В последние годы был выбран новый сценарий работы накопителя [2] и новые параметры колец (таблица), в связи с чем возникает необходимость в повторном анализе когерентной устойчивости, что и является целью настоящей работы.

Согласно выбранному сценарию, режим работы накопителя разбивается на две области: 1) «кулоновскую» область (энергия 1,5–3,2 ГэВ/нуклон); 2) область ограниченной светимости (энергия 3,2–4,5 ГэВ/нуклон). В кулоновской области число частиц в сгустке ограничивается одночастичными эффектами кулоновского взаимодействия, а во второй области светимость $L_0 \geq 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (это ограничение связано с возможностями детектора). На рис. 1, 2 построены зависимости предельного числа частиц и среднеквадратичного эмиттанса (рассматривается круглый гауссовский пучок) от энергии, соответствующие этому сценарию.

¹E-mail: zenkevich@itep.ru

Таблица 1. Параметры накопителя NICA

Длина кольца L_c , м	503
Энергия ионов, ГэВ/нуклон	1–4,5
γ_{tr}	7,091
Вид ионов	$^{197}\text{Au}^{79+}$
Бетатронные частоты Q_x/Q_y	9,44/9,42
Хроматичность ξ_x/ξ_y	-33/-28
Среднеквадратичный разброс по импульсам σ_p^{\max} ($E = 4,5$ ГэВ/нуклон)	$1,65 \cdot 10^{-3}$
Кратность ВЧ-поля q	66
Число сгустков	22
Среднеквадратичный размер сгустка l_b , м	0,6
Среднеквадратичный эмиттанс ε , м·рад ($E \leq 3,2$ ГэВ/нуклон)	$\sim 10^{-6}$

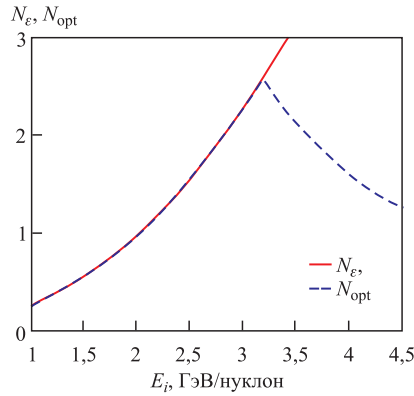


Рис. 1. Зависимость числа частиц в сгустке от энергии иона E_i . Сплошная линия соответствует «кулоновскому» режиму с заданным эмиттансом ($\varepsilon = 10^{-6}$ м·рад), штриховая описывает выбранный сценарий

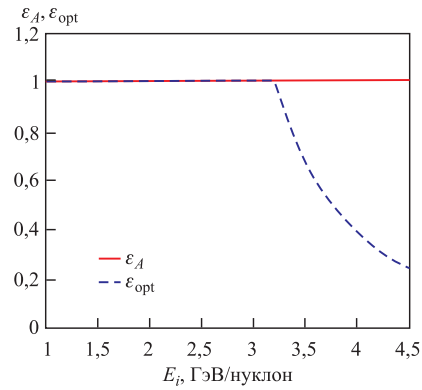


Рис. 2. Зависимость эмиттанса пучка от энергии иона E_i . Сплошная линия соответствует «кулоновскому» режиму с заданным эмиттансом ($\varepsilon = 10^{-6}$ м·рад), штриховая описывает выбранный сценарий

Важными параметрами режима являются также сдвиг бетатронной частоты из-за межпучкового взаимодействия ξ и сдвиг бетатронных колебаний из-за кулоновских сил расталкивания ΔQ . Эти два параметра должны удовлетворять условию $|\Delta Q + 2\xi| \leq 0,05$. График зависимости этих параметров от энергии приведен ниже (рис. 3).

Мы видим, что $2\xi/\Delta Q$ этих сдвигов растет с энергией, но даже при максимальной энергии иона $2\xi/\Delta Q = 0,396$. Поэтому мы пренебрегли влиянием межпучковых сил на когерентную устойчивость и ограничились исследованием когерентных колебаний пучка в одном из колец.

Для подавления внутривпучкового рассеяния (ВПР) разброс по импульсам s_p должен быть вблизи состояния термодинамического равновесия [3]. С учетом этого требования

$$\sigma_p = \gamma \sigma_p^0, \quad (1)$$

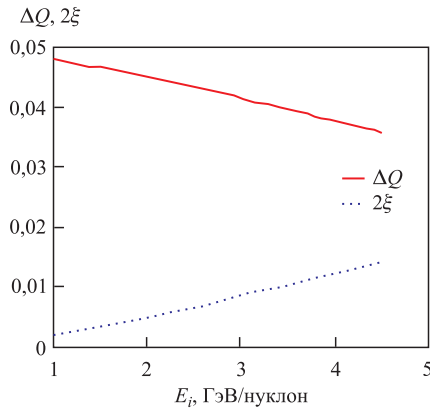


Рис. 3. Зависимость сдвигов частот ΔQ (сплошная кривая) и 2ξ (пунктирная) от энергии иона E_i

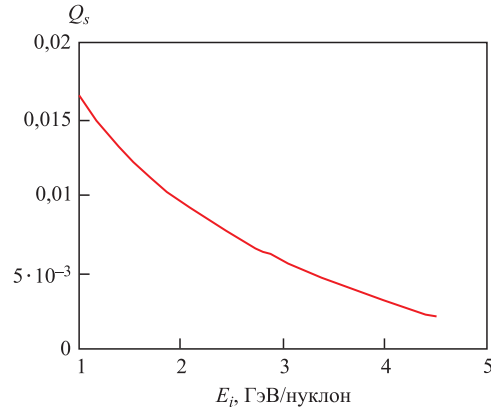


Рис. 4. Зависимость нормализованной синхротронной частоты от энергии иона

где $\sigma_p^0 = \sigma_p^{\max} / \gamma_{\max} = 2,81 \cdot 10^{-3}$ (σ_p^{\max} — данный в таблице разброс по импульсам при $E = 4,5$ ГэВ/нуклон).

При анализе устойчивости когерентных колебаний сгруппированного пучка важным параметром является синхротронная частота. Используя уравнение (1) и теорию синхротронных колебаний, найдем, что нормализованная (в единицах частоты обращения) частота невозмущенных синхротронных колебаний

$$Q_s^0(E_i) = q\gamma(E_i) \frac{\sigma_p^0}{\varphi_0} \eta(E_i), \quad (2)$$

где коэффициент проскальзывания орбит $\eta(E_i) = \frac{1}{\gamma(E_i)^2} - \frac{1}{\gamma_{\text{tr}}^2}$, $\gamma(E_i) = E/m_0c^2$, m_0 — масса нуклона, а среднеквадратичный разброс в ступке по углам синхротронных колебаний $\varphi_0 = q \frac{l_b}{R}$ (R — средний радиус орбиты, q — кратность ВЧ-поля). График зависимости $Q_s^0(E_i)$ построен на рис. 4.

Мы видим, что число частиц в ступке, эмиттанс пучка и параметры синхротронного движения (σ_p и Q_s^0) зависят от энергии, и поэтому исследование когерентной устойчивости необходимо проводить во всем диапазоне энергий коллайдера.

1. ОДНОСТУПКОВЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Когерентные неустойчивости возникают из-за электромагнитных полей, которые колеблющийся пучок возбуждает в элементах камеры коллайдера. Теория этих неустойчивостей рассмотрена в целом ряде учебников и справочников [4–8]. В данной работе рассмотрены следующие эффекты:

- 1) продольная и поперечная микроволновые неустойчивости;
- 2) неустойчивости связанных мод;
- 3) слабая поперечная неустойчивость «голова–хвост»;
- 4) потеря продольного затухания Ландау из-за кулоновского взаимодействия.

Продольная и поперечная микроволновые неустойчивости аналогичны по своей природе неустойчивостям несгруппированного пучка. Они могут возникать в сгустке при выполнении двух следующих условий: 1) длина волны возмущения много меньше длины сгустка, т. е. $\frac{R}{nl_b} \ll 1$; 2) время развития неустойчивости много меньше синхротронного периода. При столь быстром развитии неустойчивостей частицы не успевают «сдвинуться» по фазе синхротронных колебаний, и поэтому эти неустойчивости аналогичны неустойчивостям несгруппированного пучка и, следовательно, подавляются затуханием Ландау, связанным с разбросом по импульсу. Хотя микроволновые неустойчивости и возбуждаются ВЧ-источниками импеданса, устойчивость пучка определяется, в основном, импедансами пространственного заряда:

$$Z_{\perp}^{\text{sc}} = i \frac{Z_0 R}{\beta^2 \gamma^2} \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2} \right), \quad \frac{Z_{\parallel}^{\text{sc}}}{n} = i \frac{Z_0}{2\beta\gamma^2} \left(1 + 2 \ln \frac{b}{a} \right). \quad (3)$$

В этих формулах — импеданс свободного пространства (в системе СИ $Z_0 = 377$ Ом, в системе СГС $Z_0 = 4\pi/c$), β, γ — релятивистские параметры иона; R — средний радиус кольца; b — радиус камеры ($b = 0,04$ м), размер пучка $a(E) \sim 2\sqrt{\varepsilon(E) \langle \beta_{\perp} \rangle} = 2\sqrt{\varepsilon(E) \frac{R}{\sqrt{Q_x Q_y}}}$. Анализ других источников импеданса показывает, что они значительно меньше по модулю, чем импедансы пространственного заряда. Подставляя в хорошо известные классические критерии устойчивости непрерывного пучка (критерии Кайла–Шнелля и Зоттера) параметры коллайдера и значения импедансов пространственного заряда, найдем, что продольная микроволновая неустойчивость с большим запасом подавляется затуханием Ландау, связанным с разбросом по импульсу. Иначе обстоит дело с поперечной микроволновой неустойчивостью (рис. 5); видно, что она становится опасной при приближении к критической энергии. Следует отметить, что в данном анализе не учитывается стабилизирующее действие нелинейности сил пространственного заряда, которые дополнительно повышают устойчивость [9].

Сильная поперечная неустойчивость из-за связи мод (ее также называют сильная неустойчивость «голова–хвост»). Анализ этой неустойчивости с помощью модели двух

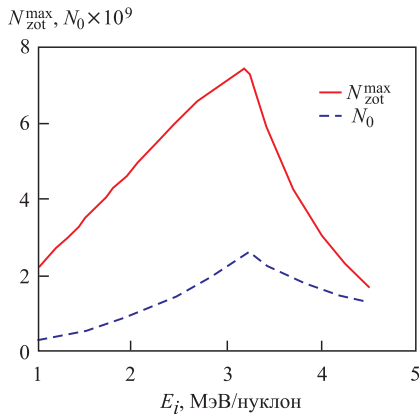


Рис. 5. Зависимость предельного числа частиц в сгустке от энергии иона: сплошная линия — порог поперечной микроволновой неустойчивости, пунктирная — числа частиц в сгустке, соответствующие выбранному сценарию

крупных частиц описан в [6] (в предположении постоянного вейка¹ с амплитудой W_0). Показано, что устойчивость движения зависит от параметра

$$\Upsilon_{\perp}^{\text{tp}} = \frac{\pi r_0 N_b W_0 c^2}{4\gamma L_C Q_{\perp} Q_s (\Omega_0)^2}. \quad (4)$$

В этой формуле r_i — классический радиус иона ($r_i = r_p Z_i^2 / A_i$, r_p — классический радиус протона; Z_i и A_i — зарядовый и атомный номер иона); L_C — длина орбиты машины; N_b — число частиц в пучке; Q_{\perp} и Q_s — бетатронная и синхротронная частота; Ω_0 — частота обращения частиц ($\Omega_0 = \beta c / R$). Если значение $\Upsilon_{\perp}^{\text{tp}} \geq 2$, то возникает быстрая неустойчивость, которая приводит к гибели пучка. Формально причиной этой неустойчивости является связь «суммовой» ($u = (y_1 + y_2)/2$) и «разностной» мод ($v = (y_1 - y_2)/2$), где $y_{1,2}$ — координаты двух частиц. Заметим, что основным источником вейка для коллайдера NICA является конечная проводимость стенок камеры. Соответствующий вейк отнюдь не является постоянным, а падает как $1/\sqrt{z}$ (z — расстояние от центра пучка). Принимая (для грубой оценки) $z = l_b$ и учитывая, что примерно половина камеры холодная и не дает вклада в импеданс, получим $W_0 = 0,073 \text{ см}^{-2}$. Для этого значения вейка из (4) следует, что предельная интенсивность для резистивного импеданса примерно на два порядка превосходит запланированную интенсивность пучка в накопителе NICA, и, таким образом, конечная проводимость стенки камеры не возбуждает данной неустойчивости. Другим возможным источником вейка являются ВЧ-компоненты импеданса, которые часто описывают с помощью модели широкополосного резонатора; этот вейк, однако, быстро осциллирует на длине пучка, что ослабляет неустойчивость. Неустойчивость может возбуждаться также некоторыми другими элементами камеры, например, кикерами систем инжекции и вывода пучка.

Заметим, что модель двух крупных частиц весьма грубая. Более корректным методом анализа является применение интегрального уравнения Захерера [11]. При малой интенсивности решение этого уравнения находится в виде набора изолированных мод. При увеличении N_b возникает связь этих мод, которая при некотором пороговом значении N_b приводит к возникновению быстрой неустойчивости (TMCI — transverse modes coupling instability).

Для соответствующей продольной неустойчивости (LMCI) пороговые токи выше, чем для поперечной неустойчивости.

Слабые неустойчивости связанных мод типа «голова-хвост» возникают из-за хроматичности структуры ускорителя. Согласно теории, основанной на решении уравнения Захерера для резистивного импеданса [7], инкремент и сдвиг частоты для моды с номером l (в единицах бетатронной частоты) определяются следующими выражениями:

$$\lambda_i = -\frac{1}{\omega_0} \frac{1}{1+l} \frac{Z_i}{A_i} \frac{ecl_b}{4Q\gamma E_p} \sqrt{\frac{2}{\omega_0 \tau_L}} |Z_{\perp}(\omega_0)| \text{Re} [F_l(\chi)], \quad (5)$$

$$\Delta Q_l = -\frac{1}{\omega_0} \frac{1}{1+l} \frac{Z_i}{A_i} \frac{ecl_b}{4Q\gamma E_p} \sqrt{\frac{2}{\omega_0 \tau_L}} |Z_{\perp}(\omega_0)| \text{Im} [F_l(\chi)]. \quad (6)$$

¹ Понятие вейка подробно разъяснено в учебниках [5, 6].

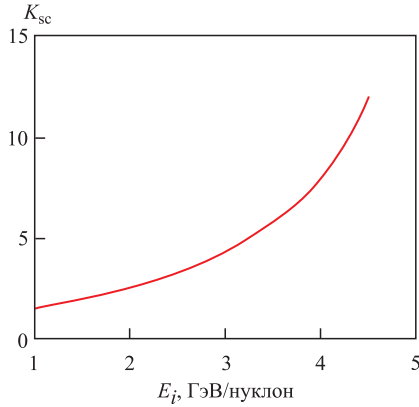


Рис. 6. Зависимость кулоновского фактора от энергии иона

Здесь l — номер моды; $|Z_{\perp}(\omega_0)|$ — модуль резистивного импеданса на частоте обращения, фаза хроматичности $\chi = \omega_{\xi}\tau_L = \frac{\xi\omega_0}{\eta}\tau_L$, где $\tau_L = L_b/c\beta$, I_b — ток в центре сгустка. Заметим, что уравнения (5), (6) выведены с помощью «классической» теории, которая полагает, что кулоновский сдвиг равен нулю. В последнее время появился ряд работ, в которых учтен кулоновский сдвиг бетатронной частоты [11–14]. Согласно А. Бурову, влияние кулоновского сдвига зависит от кулоновского параметра $K_{sc} = \Delta Q_0/2Q_s$. Зависимость $K_{sc}(E)$, приведенная на рис. 6, показывает, что коллайдер NICA работает в области сильного пространственного заряда. Заметим, что пространственный заряд мало влияет на инкременты,

но, однако, сильно изменяет условия подавления неустойчивости затуханием Ландау и дополнительно увеличивают предел по неустойчивостисвязи мод [12–15].

Ниже критической энергии знак естественной хроматичности отрицательный, и поэтому дипольная мода с $l = 0$ устойчива, в то время как моды высшего порядка (с $l \geq 1$) неустойчивы. Оценки показывают, что при естественной хроматичности кольца ($\xi \sim -30$) инкремент неустойчивости наиболее опасной дипольной моды (с $l = 0$) слишком велик. Для повышения устойчивости необходимо использовать систему коррекции хроматичности. Возможны две стратегии:

- Понижение хроматичности до малого отрицательного значения ($\xi \sim -3$).
- Понижение хроматичности до малого положительного значения ($\xi \sim +3$).

В первом случае ($\xi \sim -3$) дипольная мода с $l = 0$ будет устойчива, а моды высшего порядка неустойчивы. Для их стабилизации необходима внешняя нелинейность, создаваемая семействами октупольных линз, которые включены в оптику машины [16]. Согласно А. Бурову [14, 15], величина этой внешней нелинейности определяется формулой

$$\langle \delta Q_l \rangle = \frac{1}{\bar{y}_l(\infty)} \sqrt{\frac{\tau_* \Delta Q_0 \lambda_l}{A}}, \quad (7)$$

где ΔQ_0 — кулоновский сдвиг бетатронной частоты, λ_l — инкремент моды с номером l , $A \sim 100$, $\tau_* \sim 2$; для наиболее опасной первой моды параметр $\bar{y}_1(\infty) = 1,6$. Оценки показывают, что для наиболее опасной энергии $E = 4,5$ ГэВ/нуклон необходимая нелинейность (на уровне среднеквадратичного эмиттанса) равна $1,22 \cdot 10^{-4}$; на уровне акцептанса камеры нелинейный сдвиг частоты возрастает до 0,025.

При малом положительном хроматизме дипольная мода будет неустойчива, а все моды высшего порядка устойчивы. Неустойчивость дипольной моды можно подавлять с помощью системы обратной связи для одиночного сгустка. Заметим, что на дипольную моду не действуют кулоновские силы, и поэтому ее параметры могут быть оценены с помощью классической теории. Время развития этой неустойчивости при $E = 4,5$ ГэВ/нуклон составляет 835 оборотов; система обратной связи должна быть достаточно быстрой, чтобы подавлять эту неустойчивость.

Другой способ подавления дипольной неустойчивости — создание затухания Ландау с помощью семейств октупольных линз. Эти семейства должны создавать на краю камеры нелинейный сдвиг около 0,012. Такой сдвиг вряд ли приемлем, так как октупольные линзы уменьшают динамическую апертуру [17].

Медленные продольные неустойчивости возбуждаются, в основном, паразитными модами высокого порядка ускоряющих резонаторов (неустойчивость Робинсона). Импеданс резонатора определяется формулой

$$Z_{\text{cav}}^i = \frac{R_{\text{si}}}{1 + iQ_i \left(\frac{\omega}{\omega_{Ri}} - \frac{\omega_{Ri}}{\omega} \right)}, \quad (8)$$

где i — номер моды; R_{si} и Q_i — ее шунтовой импеданс и добротность. Заметим, что эти два параметра не являются независимыми [9]; $R_{\text{si}} = R_{\text{geom}} Q_i$, где R_{geom} — так называемый геометрический импеданс моды ($R_{\text{geom}} \sim 50$ Ом). В адронных машинах добротность резонатора, как правило, не слишком велика в связи с необходимостью перестройки частоты ($Q_i < 1000$), и поэтому шунтовой импеданс не слишком велик. Кроме того, вследствие сравнительно большой длины сгустка (0,6 м) эти неустойчивости дополнительно ослабляются ввиду уменьшения эффективного импеданса резонатора по сравнению с R_{si} . Оценки показывают, что неустойчивости Робинсона в коллайдере NICA слабы. Медленные продольные неустойчивости могут возбуждаться также другими элементами камеры (кикер, конечная проводимость стенок камеры и т. д.).

Наиболее опасной является низшая мода — дипольные колебания. При нулевой интенсивности пучка затухание свободных колебаний определяется разбросом по некогерентным синхротронным частотам δQ_s , возникающим из-за нелинейных компонент ускоряющего поля. При увеличении тока из-за продольных сил пространственного заряда время затухания Ландау возрастает, и, наконец, при некотором пороговом значении тока затухание теряется.

Математически корректный анализ этой задачи может быть выполнен путем численного решения линеаризованного уравнения Власова. Один из методов его решения, основанный на применении так называемых волн Ван Кампена, использован в работе [18]. В этой работе рассматриваются ограниченные степенные функции распределения: $f_n(I) \propto (1 - I/I_{\text{lim}})^n$. Анализ устойчивости показал, что потеря продольного затухания Ландау происходит при $N_b \geq N_b^{\text{lim}}$, где

$$N_b^{\text{lim}} = \frac{nZ_0}{|Z_{\parallel}^{\text{sc}}|} \frac{\gamma(Q_s)^2 R}{2r_i \eta q^3} k_{\text{lim}}^n. \quad (9)$$

Коэффициент k_{lim}^n зависит от вида функции распределения по продольным инвариантам ($k_{\text{lim}}^{0,5} = 0,04203$ для параболического пучка с $n = 0,5$ и $k_{\text{lim}}^2 = 0,04788$ для пучка с $n = 2$). Подставляя эти числа, мы видим, что пороговая интенсивность примерно в два раза превышает интенсивность сгустка даже в наихудшем случае (при максимальной энергии).

2. МНОГОСГУСТКОВЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

а) *Поперечная дипольная неустойчивость.* Рассмотрим многосгустковую дипольную неустойчивость из-за конечной проводимости стенок камеры. В поперечном направлении, когда мы работаем с положительными и отрицательными частотами, спектр колебаний сгустка включает верхнюю и нижнюю боковые полосы частот вокруг частоты обращения, $\omega_p = (pM + Q + s)\omega_0 + m\omega_\beta$ и $\omega_p = (pM - Q - s)\omega_0 - m\omega_\beta$ (где p, m — целые числа, M — число сгустков в кольце, ω_β — бетатронная частота, $s = 0, 1, \dots, (M-1)$ — номер моды неустойчивости связанных сгустков). Для поперечного направления энергетический спектр центрируется вокруг хроматической частоты $\omega_\xi = \frac{\xi}{\eta}\omega_0$. Это фундаментальное различие между продольной и поперечной неустойчивостью.

Реальная часть резистивного импеданса, $\text{Re} Z_\perp^{\text{RW}}$, обратно пропорциональна квадратному корню из частоты. Таким образом, наиболее опасной с точки зрения поперечной резистивной неустойчивости связанных сгустков является линия спектра, которая расположена на наинизшей отрицательной частоте (доминантная линия) (рис. 7).

Скорость роста неустойчивости определяется следующим уравнением:

$$\frac{1}{\tau_{\text{ms}}} = -\frac{1}{1+m} \frac{Z_i e M I_b}{4\pi Q A_i \gamma E_0} \text{Re} Z_\perp^{\text{RW}}(\omega_p) F'_m(\omega_p \tau_L - \chi), \quad (10)$$

где I_b — ток в центре сгустка; τ_L — полная длина сгустка; Z_i и A_i — зарядовый и атомный номер иона; $\chi = \omega_\xi \tau_L$, γ — релятивистский фактор. Формфактор $F'_m(\omega_p \tau_L - \chi)$ показан на рис. 8.

Для нулевой хроматичности только дипольная мода ($m = 0$) может быть неустойчивой, так как квадрупольная мода и моды более высокого порядка действуют на более высоких частотах, где резистивный импеданс очень мал. Для длинных сгустков ниже критической энергии дипольная мода может быть стабилизирована за счет формфактора, однако в этом случае квадрупольная мода может стать неустойчивой.

Рассмотрим численный пример для нулевой хроматичности ($\chi = 0$). Пусть $Q = 9,4$, число связанных сгустков $M = 24$. Тогда наиболее опасной является мода с $p = -1$ и $s = 10$; для нее $\omega_p = -0,6\omega_0$. Параметр $\omega_p \tau_L \ll 1$, и для наиболее опасной моды с $m = 0$ формфактор $F'_m(\omega_p \tau_L - \chi) = 0,811$ (для синусоидальных мод). Для этой частоты

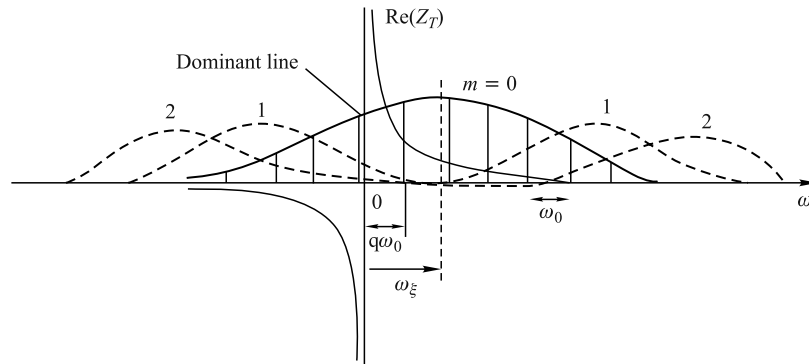


Рис. 7. Поперечная резистивная неустойчивость связанных сгустков

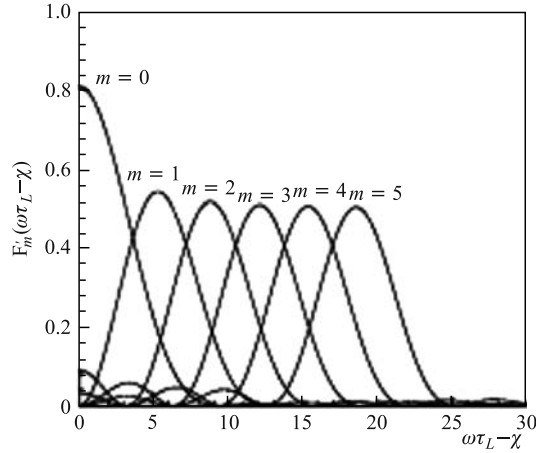


Рис. 8. Поперечный формфактор для резистивной неустойчивости связанных сгустков

в камере из нержавеющей стали $\text{Re } Z_{\perp}^{\text{RW}}(\omega_p) = 87 \text{ кОм/м}$. Примем число частиц в сгустке $N_b = 2,4 \cdot 10^9$; вид ионов — золото ($Z_i = 79$, $A_i = 197$); длина сгустка $l_b = 0,6 \text{ м}$, энергия $E = 3 \text{ ГэВ}$. Расчет показал, что $\tau_{\text{inst}} \approx 440 T_0$.

б) *Многосгустковые продольные колебания.* Рассмотрим неустойчивость коротких сгустков, которая возбуждается резонансным элементом с частотой ω_r . Максимальное значение инкремента многосгустковой продольной неустойчивости в единицах бетатронной частоты определяется следующим выражением [7]:

$$\lambda_{\text{long}} = \frac{r_i n_b N_b \eta p_r R_s}{\beta^2 \gamma T_0 Q_s c Z_0}, \quad (11)$$

где p_r — номер гармоники, близкой к резонансу; R_s — шунтовой импеданс моды. Для длинных сгустков инкремент надо умножить на пролетный фактор $\tilde{F}_m(\Delta\phi)$, который является функцией параметра $\Delta\phi = 2\omega_r l_{\text{res}}/\beta c$, где l_{res} — длина резонатора. Наличие пролетного фактора приводит к падению инкремента для резонансных элементов с высокой частотой.

Рассмотрим численный пример для коллайдера NICA. Полагая, что номер резонансной гармоники 150 и добротность $Q = 1000$, найдем, что шунтовой импеданс $R_s = 5 \cdot 10^4 \text{ Ом}$. Подставляя цифры, получим, что $\tau_{\text{long}} \sim 1000 T_0$. Оценки показывают, что затухание Ландау, связанное с разбросом по синхротронным частотам, не стабилизирует данной моды. Поэтому необходима система обратной связи для подавления многосгустковых продольных неустойчивостей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проектировании коллайдера следует внимательно следить за импедансами элементов камеры с тем, чтобы не создавать дополнительные источники возбуждения неустойчивости. В отсутствие таких элементов основной причиной возбуждения односгустковых когерентных колебаний является импеданс, связанный с конечной проводимостью

стенок камеры. Эффекты, связанные с паразитными модами высокого порядка (НОМ), слабы из-за сравнительно невысокой добротности резонаторов в адронной машине, а также из-за довольно большой длины сгустка, которая приводит к уменьшению эффективного шунтового импеданса. Слабо влияют и эффекты, связанные с импедансом широкополосного резонатора, так как частота среза \gg характерной частоты сгустка.

Пороговые токи для микроволновых неустойчивостей определяются затуханием Ландау. В коллайдере NICA разброс по импульсам выбирается из требования максимально повысить время жизни пучка по ВПР. Этот разброс достаточно велик, чтобы подавить продольную микроволновую неустойчивость. Поперечная неустойчивость более опасна; при приближении к критической энергии опасность ее возникновения возрастает из-за уменьшения стабилизирующего разброса по бетатронным частотам.

Когерентные колебания одиночного сгустка стабильны относительно всех эффектов, кроме слабой поперечной неустойчивости «голова–хвост». Эта неустойчивость возбуждается импедансом, связанным с конечной проводимостью стенок вакуумной камеры. При естественной отрицательной хроматичности $\xi \sim -30$ мода с $l = 0$ устойчива. Однако моды более высокого порядка неустойчивы, причем наиболее опасной является мода с $l = 1$. Существует два варианта обеспечения стабильности:

- Выбор малого отрицательного значения хроматичности ($\xi \sim -3$).
- Выбор малого положительного значения хроматичности ($\xi \sim +3$).

При разумном значении хроматичности $\xi \sim -3$ неустойчивость с $l = 1$ не подавляется естественным затуханием Ландау, связанным с разбросом по синхротронным частотам. Для подавления неустойчивости необходим внешний разброс по бетатронным частотам, создаваемый семействами октупольных линз. Необходимая для подавления неустойчивости нелинейность создает на краю камеры сдвиг бетатронной частоты порядка 0,025. При малом положительном значении хроматичности $\xi \sim +3$ все моды высшего порядка устойчивы. Устойчивость дипольных колебаний может быть обеспечена помощью системы обратной связи (демпфера) для одиночного сгустка.

Действие сил пространственного заряда может привести к потере продольного затухания Ландау для дипольной моды продольных колебаний одиночного сгустка. Численные оценки показали, что интенсивность сгустка несколько ниже порогового значения. Учитывая малые инкременты продольных неустойчивостей, следует ожидать, что слабые продольные неустойчивости будут стабилизироваться продольным затуханием Ландау. Продольная и поперечная многосгустковые неустойчивости не стабилизируются затуханием Ландау; для их подавления необходимо предусмотреть в коллайдере соответствующие системы обратной связи.

Благодарности. Автор благодарит И. Мешкова (ОИЯИ) за просмотр работы и ценные замечания, а также А. Бурова (FNAL) за полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Achmanova E. et al. (NICA Project Working Group)*. Concept of the NICA Collider. Dubna: JINR, 2010.
2. *Agapov A. et al.* NICA Project at JINR // RuPAC. 2012.
3. *Piwnski A.* Intra-Beam Scattering // Proc. of CERN Accelerator School, Gifsur-Ivette, Paris, 1985. P.402.

4. Диканский Н. С., Пестриков Д. В. Физика интенсивных пучков в накопителях. Новосибирск: Наука, 1989.
5. Chao A. W., Tigner M. Handbook of Accelerator Physics and Engineering. Singapore: World Sci., 1998.
6. Chao A. W. Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators. John Wiley and Sons, 1993.
7. Ng K. Y. Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities. Fermilab-FN-0713. Long Beach, CA, 2002.
8. Heifets S. A., Kheifets S. A. Coupling Impedance in Modern Accelerators // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63, No. 3. P. 631–671.
9. Burov A., Lebedev V. Transverse Instabilities of Coasting Beams with Space Charge // PRST-accelerators and Beams. 2009. V. 12. P. 034201;
Burov A. Private Communication.
10. Sacherer F. G. Theoretical Aspects of the Behavior of Beams in Accelerators and Storage Rings // Proc. of the First Course of Intern. School on Part. Accel. Erice, 1976. P. 198.
11. Blaskiewicz M. Fast Head-Tail Instability with Space Charge // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 1998. V. 5. P. 044201.
12. Balbekov V. Report No. FERMILAB-PUB-09-322. 2009.
13. Burov A. Head-Tail Modes for Strong Space Charge // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 044202.
14. Burov A. Erratum: Head-Tail Modes for Strong Space Charge // Ibid. P. 109901.
15. Козлов О. Докл. на 10-м семинаре памяти проф. В. П. Саранцева, Алушта, 2013.
16. Zenkevich P., Barchudaryan A. Influence of Nechoroshev's Criterion on Dynamical Aperture of Ring Machines with Octupole Families // Part. Nucl., Lett. 2012. V. 9, No. 4–5. P. 569.
17. Burov A. Van Kampen Modes for Bunch Longitudinal Motion // Proc. of HB2010, Morschach, Switzerland, 2010. P. 358.
18. Dinev D. Coherent Instabilities in the Heavy Ion Collider NICA. Sofia, 2011.