

ПРОДОЛЬНАЯ ТОМОГРАФИЯ ИОННЫХ СГУСТКОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ БУСТЕРНОМ СИНХРОТРОНЕ ОИЯИ

*В. М. Жабицкий*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются методы обработки цифрового сигнала, пропорционального продольной интенсивности ионных сгустков в процессе их ускорения в синхротроне. Для восстановления продольной двумерной функции распределения ионов в сгустке по ее продольным проекциям, зависящим от длины сгустка и синхротронного движения частиц, используется метод компьютерной томографии. Приводятся примеры томографической реконструкции продольной функции распределения ионов ксенона в сверхпроводящем бустерном синхротроне ОИЯИ перед выводом (после ускорения) и на плато инжекции, в том числе при включенной системе электронного охлаждения.

Methods of processing a digital signal proportional to the longitudinal intensity of ions in bunches during their acceleration in synchrotrons are discussed. The computed tomography method is used to reconstruct the longitudinal two-dimensional ion distribution function in a bunch from data on its longitudinal profiles depending on the bunch length and the synchrotron motion of particles. Examples of tomographic reconstruction of the longitudinal distribution function of xenon ions in the JINR superconducting booster synchrotron are given, including after acceleration (before extraction) and on an injection plateau with the electron cooling system on and off.

PACS: 29.20.–с; 29.27.–а

ВВЕДЕНИЕ

При проведении современных научных исследований широко применяются методы вычислительной томографии — математические алгоритмы реконструкции внутренней структуры объекта по совокупности проекционных данных. Обычно проекционные данные получают для тонкого слоя (сечения объекта), внутренняя структура которого описывается двумерной функцией распределения. К такому классу объектов можно отнести сгустки циркулирующих по орбите синхротрона заряженных частиц. Действительно, датчик импульсного тока циркулирующих заряженных частиц регистрирует показания по длине пролетающего сгустка, которые соответствуют продольному профилю частиц по интенсивности. Ускоряемый сгусток сформирован частицами, совершающими устойчивые синхротронные колебания вблизи состояния равновесия для синхронной частицы при выполнении условий автофазировки. Фазовые

¹E-mail: V.Zhabitsky@jinr.ru

траектории ускоряемых частиц с энергиями $E(t)$, отличными от энергии синхронной частицы $E_s(t_s)$, являются замкнутыми кривыми. Их проекции на ось времени задают продольный профиль сгустка $n(t-t_s)$ как набор данных для интенсивностей в сечениях сгустка. Выявление величин отклонений $E(t) - E_s(t_s)$ из наблюдаемых профилей $n(t-t_s)$ является целью реконструкции двумерной функции распределения частиц $f(E - E_s, t - t_s)$ в сгустке.

В работе [1] было продемонстрировано, что процедура вычислительной томографии для сгустков заряженных частиц в синхротроне позволяет реконструировать продольную двумерную функцию распределения частиц в сгустке. В работах [2, 3] томографическая процедура реконструкции продольного фазового портрета ионных сгустков была применена на нуклотроне ОИЯИ [4]. Новые публикации по использованию алгоритма томографической процедуры приведены в [5, 6]. В настоящей работе описана совокупность процессов регистрации данных по длине сгустка и их последующей математической обработки с целью реконструкции продольной двумерной функции распределения ионов в ускоряемом сгустке на сверхпроводящем бустерном синхротроне ОИЯИ [7], где осуществляются пусконаладочные работы на комплексе NICA [8].

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Наблюдаемый аналоговый сигнал $n(t)$, который пропорционален продольной интенсивности ионных сгустков в процессе их ускорения в синхротроне, обычно преобразуется в последовательность цифровых отсчетов $n[i] \triangleq n(t_i)$, соответствующих моментам времени $t_i = i \cdot T_{\text{clk}}$ с постоянным периодом дискретизации T_{clk} . Функциональная схема регистрации данных об интенсивностях сгустков с целью проведения томографической реконструкции продольного фазового портрета ионного сгустка в сверхпроводящем бустерном синхротроне ОИЯИ приведена на рис. 1. Эта схема успешно использовалась на нуклотроне ОИЯИ и подробно описана в работах [2, 3].

На орбите бустера при инжекции формируются 5 эквидистантных сгустков (кратность частоты ускоряющего поля $h_{\text{rf}} = 5$). Интенсивность сгустков регистрируется быстрым трансформатором тока FCT. Аналоговый сигнал с FCT поступает на первый вход двухканального дигитайзера, где преобразуется в последовательность цифровых отсчетов $n[i]$, соответствующих моментам времени $t_i = i \cdot T_{\text{clk}}$ с постоянным периодом дискретизации $T_{\text{clk}} = 20$ нс и с разрешением по амплитуде $N_a = 14$ бит. Каждый такой отсчет, будучи результатом измерений, отвечает наблюдаемому сигналу с учетом измерительных помех при выполнении условий Котельникова–Найквиста [9].

На второй вход дигитайзера подается задающий гармонический сигнал для ускоряющих станций $\tilde{V}_{\text{rf}}(t) = V_0 + V_{\text{rf}}(t) \cos(\omega_{\text{rf}}(t) + \varphi_0)$, циклическая частота которого $\omega_{\text{rf}}(t)$ задана в соответствии с законом изменения магнитного поля в диполях $B(t)$ [10].

В результате формируются два цифровых сигнала $n[i]$ и $\tilde{V}_{\text{rf}}[i]$, которые передаются на удаленный компьютер, где осуществляются все необходимые процедуры обработки сигналов и вычислительной томографии. Сначала (см. [11, 12]) осуществляется совместная обработка этих цифровых сигналов с целью преобразования одномерного массива данных $n[i]$ в трехмерный массив данных по отсчетам i в пределах сгустка с номером j на обороте k . При этом выполняется процедура смещения базового уровня сигнала с FCT с тем, чтобы в пределах сгустка измеренные данные соответ-

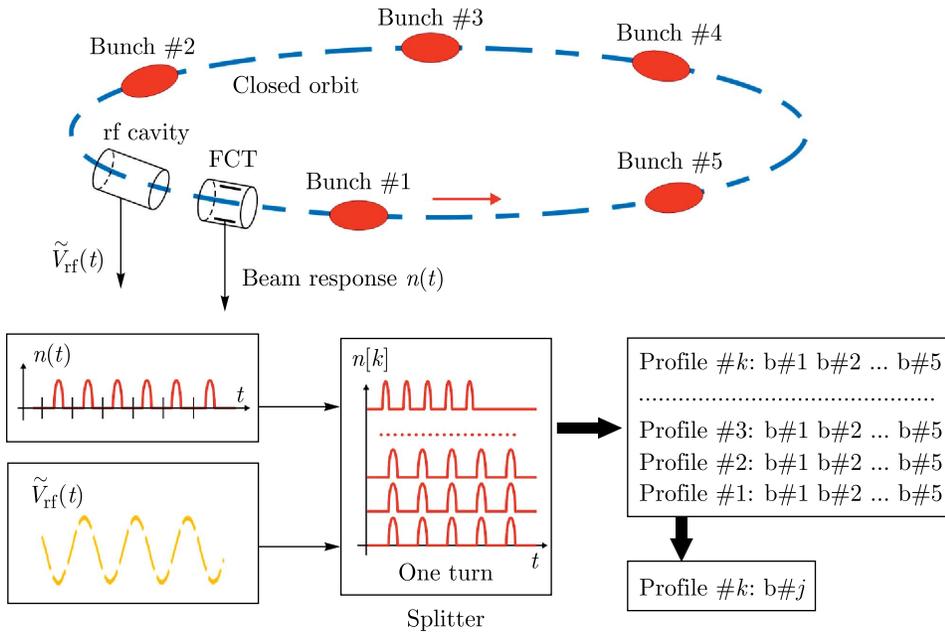


Рис. 1. Функциональная схема регистрации данных

ствовали положительно определенной финитной функции. Затем выполняются процедуры преобразования трехмерного массива данных в проекционные данные $f[i, j, k]$ для h_{rf} сгустков, необходимые для томографической процедуры, начинающейся в момент времени t_{init} . И, наконец, формируются данные для профилей интенсивностей $f_j[i, j, k]$ конкретного сгустка j , для которого выполняется процедура вычислительной томографии.

Описанная процедура перехода от цифрового сигнала $n[i]$ для импульсной интенсивности циркулирующих сгустков к функциям $f_j[i, j, k]$, которые являются характеристикой дифференциального закона распределения частиц в сгустке j на обороте k , позволяет выявить проекционные данные, необходимые для алгоритма вычислительной томографии. Правильность выполнения данной процедуры контролируется визуально путем построения трехмерного графика для полученных профилей. При этом величина задержки цифрового сигнала $\tilde{V}_{rf}[i]$ подбирается таким образом, чтобы все профили для $n[i]$ следовали согласованно друг за другом. Эта процедура дополнительно проверяется по графику для числа частиц в сгустке [11], который должен отвечать постоянной (или убывающей при наличии потерь частиц) функции.

Для реконструкции фазового портрета из данных для продольных профилей конкретного сгустка в работе [1] использовалась итерационная процедура ART [13]. Ее применение в момент времени t_{init} для ионов, циркулирующих вдоль орбиты с периметром $C_0 = 2\pi R_0$ с массой покоя m и зарядом q , возможно, если известны величина индукции магнитного поля в диполях B и скорость ее изменения \dot{B} , величина ускоряющего поля V_{rf} и скорость ее изменения \dot{V}_{rf} , кратность частоты ускоряющего поля h_{rf} , радиус кривизны траектории в диполях ρ , релятивистский фактор для критической энергии γ_{tr} . Период синхротронных колебаний T_s , отнесенный к периоду циркуляции

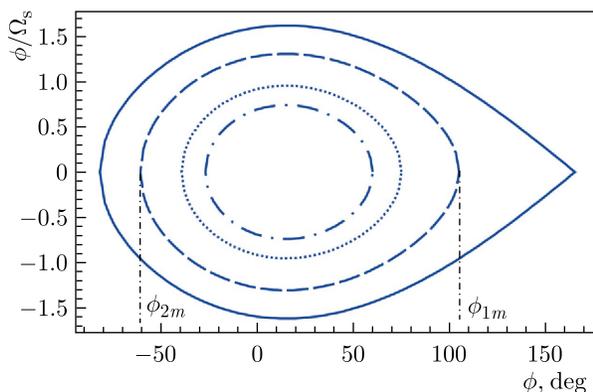


Рис. 2. Схема процедуры фазовой селекции

частиц T_{rev} , увеличивается с ростом амплитуды колебаний [10]. Примененная в [1] процедура [13] тем точнее, чем компактнее сгусток. Поэтому результат восстановления фазового портрета должен отвечать сходящейся итерационной процедуре, для чего в [13] указан критерий: оценка D^q , характеризующая величину несоответствия измеренных и вычисленных проекций в зависимости от числа итераций.

Особенностью наблюдаемого сигнала $n(t)$ при ускорении ионов ксенона $^{124}\text{Xe}^{28+}$ в бустере при проведении пусконаладочных работ являлась его невысокая интенсивность на фоне измерительных шумов. Для выявления дифференциальной функции распределения частиц в сгустке на фоне шумов использовалась процедура фазовой селекции [2, 3]. Ускоряющему напряжению V_{rf} соответствует высота сепаратрисы для фазовых траекторий (см. рис. 2), которая пропорциональна максимально допустимому отклонению энергии частиц ΔE_{max} от равновесной [10]. Продольная функция распределения частиц в сгустке обычно соответствует распределению Гаусса. Следовательно, число частиц в пространстве фазовых траекторий вне траектории с высотой ΔE вблизи траектории для ΔE_{max} невелико. Поэтому можно ограничить массив обрабатываемых данных фазовой траекторией $\Delta E < \Delta E_{\text{max}}$. В результате применения этой процедуры формируется положительно определенная финитная функция, которая имеет отличные от нуля значения только внутри заданной фазовой траектории $\phi \in [\phi_{2m}, \phi_{1m}]$ (рис. 2).

ФАЗОВЫЙ ПОРТРЕТ СГУСТКА ПРИ ВЫВОДЕ ИЗ БУСТЕРА

Для обеспечения условий перевода заряженных частиц из бустера в нуклотрон на промежуточном плато цикла магнитного поля в бустере осуществляется разгруппировка пяти сгустков и последующая группировка распущенного пучка в одиночный сгусток [7]. Графики зависимостей для $n[i]$ и $\dot{V}_{\text{rf}}[i]$ на плато вывода приведены на рис. 3, а (воспроизведен фрагмент в диапазоне $t \in [0,580007, 0,580015]$ с для $k = 6$ оборотов). Фитирование массива измеренных данных на $k = 7767$ оборотах (см. рис. 3, б, $t \in [0,586, 0,596]$ с) для периода обращения одиночного сгустка на плато вывода дает статистическую оценку величины $T_{\text{rev}} = T_{\text{rf}} = 1,23066$ мкс (систематическая ошибка ± 20 нс в соответствии с T_{clk}). Величина индукции магнитного поля в диполях

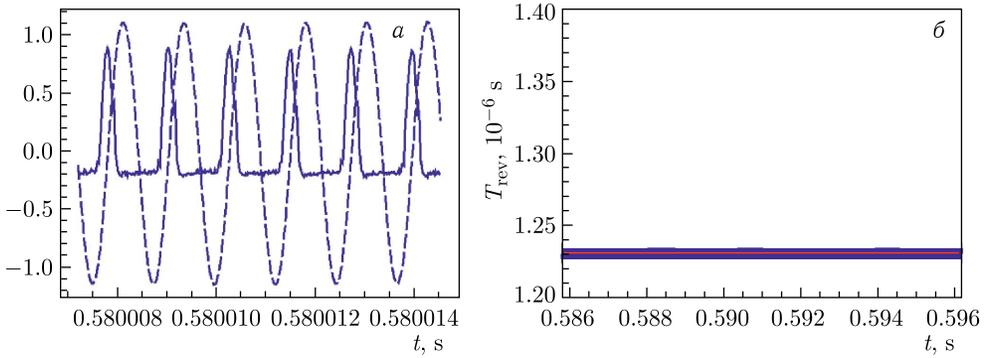


Рис. 3. а) $n[i]$ (сплошная линия) и $\tilde{V}_{rf}[i]$ (штриховая линия); б) $T_{rev}[k]$, $k \in [0, 7767]$

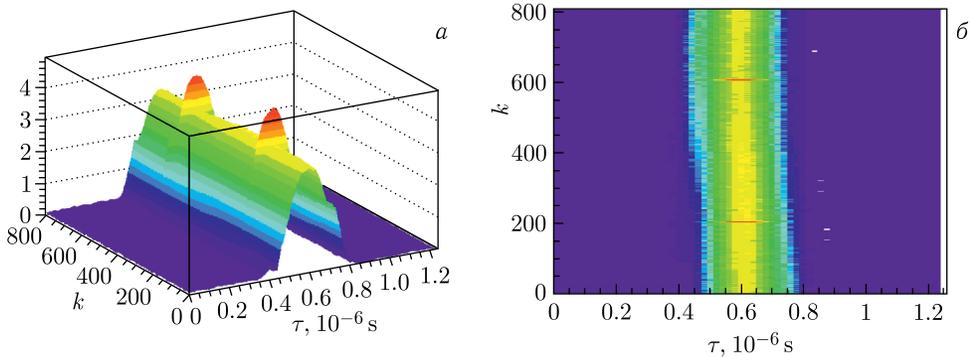


Рис. 4. а) 3D-график; б) 2D-график профилей интенсивности

на плато вывода была $B = 0,683903$ Тл. Для проектной длины орбиты в бустере $C_0 = 210,96$ м по данным для T_{rev} был вычислен радиус кривизны траектории иона в диполе $\rho = 14,0 \cdot 1,0051$ м. Полученная в результате величина ρ несколько больше проектного значения $\rho = 14,0$ м.

На рис. 4, а приведен 3D-график эволюции продольных профилей сигнала с FCT во временном интервале $t \in [586, 587]$ мс. Проекция 3D-графика на плоскость $(k \times \tau)$ приведена на рис. 4, б. 2D-график позволяет выявить правильность примененных процедур синхронизации сигналов с FCT и с ускоряющей секции: на плато магнитного поля $\dot{B} = 0$ и синхронная фаза $\varphi_s = 0$. Следовательно, центр сгустка должен быть при $\tau = T_{rf}/2$. График на рис. 4, б подтверждает выполнение условий синхронизации. 3D-график на рис. 4, а указывает на колебания формы сгустка, что позволяет оценить величину $T_s/T_{rev} \approx 1600$ и, следовательно, эффективное ускоряющее поле V_{rf} .

Таким образом, все величины, необходимые для применения томографической процедуры, определены благодаря анализу данных об эволюции продольных профилей для интенсивностей сгустка с учетом проектных спецификаций бустера.

На рис. 5, в приведен фазовый портрет исследуемого сгустка. Этот результат получен с учетом применения процедуры фазовой селекции при $\Delta E = 0,98 \Delta E_{max}$. При $\Delta E = \Delta E_{max}$ удельный вес периферических составляющих массива данных для

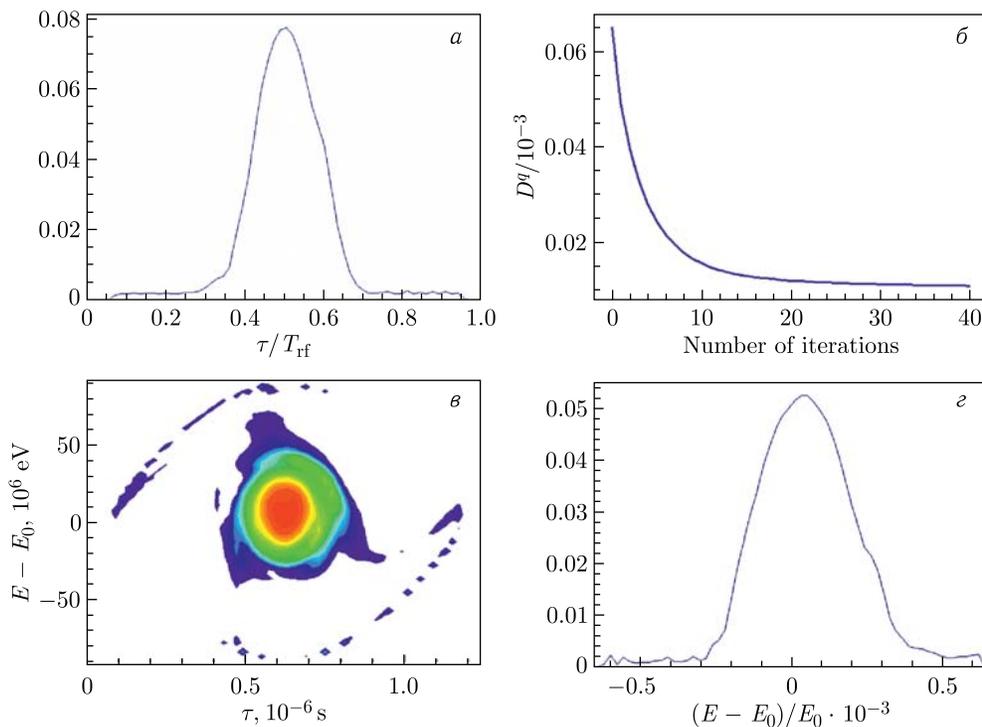


Рис. 5. *в*) Фазовый портрет и соответствующие ему функции распределения по времени (*а*) и по энергии (*г*); *б*) график зависимости D^q от числа итераций

продольных профилей значителен вследствие измерительных шумов. В результате центральная область для малых амплитуд синхротронных колебаний восстанавливается плохо. Таким образом, использование процедуры фазовой селекции (ограничение восстанавливаемого продольного энергетического разброса в присутствии шумовой составляющей в обрабатываемом цифровом сигнале) позволяет обеспечить необходимое восстановление продольного фазового портрета ионного сгустка для малых амплитуд синхротронных колебаний.

ФАЗОВЫЙ ПОРТРЕТ СГУСТКА НА ПЛАТО ИНЖЕКЦИИ

Ионный пучок инжектируется из линейного ускорителя на плато инжекции магнитного поля в бустере при выключенной ВЧ-системе. В результате инжектируемый сгусток разгруппировывается. Через примерно 135 мс на ускоряющую систему подается ускоряющее напряжение и формируются 5 сгустков (кратность частоты ускоряющего поля $h_{rf} = 5$). На рис. 6 приведены 2D-графики эволюции продольных профилей формируемых сгустков ($t \in [120, 200]$ мс) при выключенной и включенной системе электронного охлаждения [14]. Томографическая процедура применяется к последним 10 мс массива цифровых данных, поскольку при включении ускоряющей ВЧ-системы формирование сгустка сопровождается некоторыми потерями пучка.

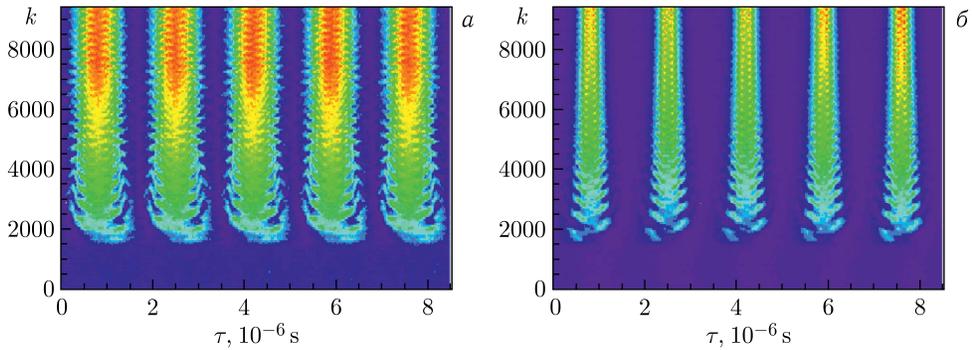


Рис. 6. Система электронного охлаждения выключена (а) и включена (б)

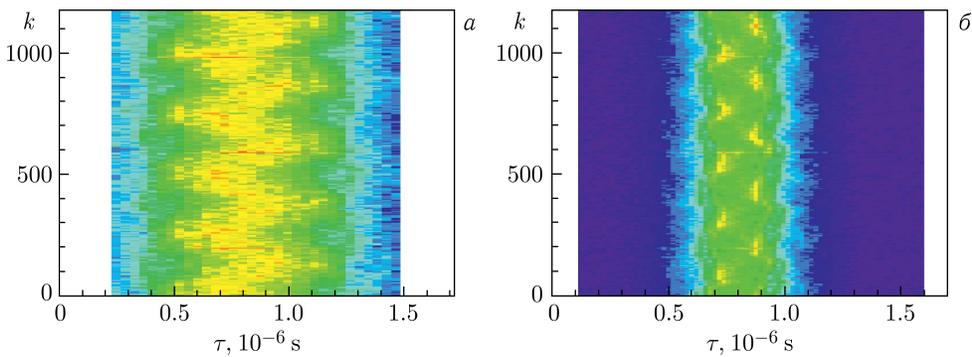


Рис. 7. Профили для томографии: система электронного охлаждения выключена (а) и включена (б)

На рис.7 приведены 2D-графики эволюции продольных профилей формируемых сгустков, подготовленных к применению томографической процедуры ($t \in [190, 200]$ мс). Для этого при выключенной системе электронного охлаждения для отстройки от шумов использовалась процедура фазовой селекции для выделения фазовых траекторий, лежащих внутри траектории $\Delta E = 0,92\Delta E_{\max}$ (см. рис. 7, а). В дополнение к процедуре фазовой селекции применялась процедура ребиннинга в соответствии с алгоритмом, приведенным в работе [1]. Эта процедура сводится к усреднению данных для продольных профилей на нескольких оборотах k_{av} , что несколько улучшает разрешение фазового портрета ($k_{av} = 2$ для профилей на рис. 7, а).

При включенной системе электронного охлаждения имеем более компактный сгусток. Поэтому достаточно использовать процедуру фазовой селекции для выделения фазовых траекторий, лежащих внутри траектории $\Delta E = 0,98\Delta E_{\max}$ (см. рис. 7, б).

Следует отметить, что задающая частота, подаваемая на ускоряющую станцию, и скорость включения ускоряющего напряжения были выбраны не очень тщательно. Поэтому группировка частиц в сгустки происходила с заметными когерентными синхротронными колебаниями (см. рис. 6). Однако приведенные графические зависимости наглядно демонстрируют работоспособность системы электронного охлаждения. Измерения осуществлялись 25.01.2023 г. в 16:07:07 (система электронного охлаждения была выключена) и в 16:10:19 (система электронного охлаждения была вклю-

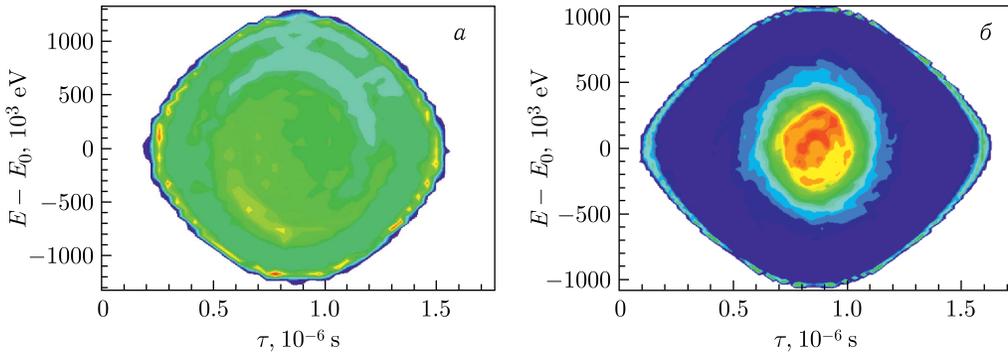


Рис. 8. Фазовый портрет сгустка: система электронного охлаждения выключена (а) и включена (б)

чена). Графические зависимости на рис. 7 служат подтверждением того, что условия для синхротронного движения по параметру T_s/T_{rev} идентичны.

Результаты восстановления фазовых портретов ионного сгустка приведены на рис. 8. С включенной системой электронного охлаждения сгусток компактен. Однако при выключенной системе охлаждения частицы распределены почти по всей длине сгустка, что согласуется с данными по продольным профилям, приведенным на рис. 7, а. Среднеквадратичный разброс по энергиям сформированного сгустка составляет примерно $\sigma_E = 4,1 \cdot 10^{-6}$ при выключенной системе электронного охлаждения, что заметно меньше такой же оценки для распущенного пучка, полученной в работе [15]. Данный факт согласуется с наблюдаемыми потерями заряженных частиц в процессе формирования пяти сгустков на плато инжекции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Успешно применен метод томографической реконструкции продольного фазового портрета ионного сгустка в сверхпроводящем бустерном синхротроне ОИЯИ.

Установлено, что использование процедуры фазовой селекции (ограничение восстанавливаемого продольного энергетического разброса в присутствии шумовой составляющей в обрабатываемом цифровом сигнале) позволяет обеспечить необходимое восстановление продольного фазового портрета ионного сгустка для малых амплитуд синхротронных колебаний.

Приведены примеры восстановленных фазовых портретов сгустка ионов ксенона после ускорения в бустере и после инжекции, в том числе при включенной системе электронного охлаждения.

Автор благодарен всем участникам пусконаладочных работ на бустере ОИЯИ за предоставленные возможности по проведению томографических исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hancock S., Knaus P., Lindroos M. Tomographic Measurements of Longitudinal Phase Space Density // Proc. of the Sixth European Particle Accelerator Conference, Stockholm, June 22–26, 1998. Institute of Physics. JACoW.org, 1998. P. 1520–1522; CERN-PS-98-030-RF. Geneva, 1998; <https://cds.cern.ch/record/363824>.

2. *Жабицкий В. М.* Компьютерная томография ионных сгустков на нуклотроне // Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 15, № 7(219). С. 694–702; http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2018_7/14_Zhabitsky.pdf.
3. *Zhabitsky V.M.* Tomographic Reconstruction of the Longitudinal Distribution Function of Ions in Bunches During Acceleration at the Nuclotron // Proc. of XXVI Russian Particle Accelerator Conference “RuPAC-2018”, Protvino, Russia, Oct. 1–5, 2018. JACoW.org, 2018. P. 128–131; <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2018/papers/thzmmh01.pdf>.
4. *Sidorin A., Agapov N., Alfeev A. et al.* Status of the Nuclotron // Proc. of XXVI Russian Particle Accelerator Conference “RuPAC-2018”, Protvino, Russia, Oct. 1–5, 2018. JACoW.org, 2018. P. 49–51; <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2018/papers/tuzmmh04.pdf>.
5. *Grindheim C.H., Albright S.* Longitudinal Phase Space Tomography Version 3. Tech. Rep. CERN-ACC-NOTE-2021-0004. Geneva: CERN, 2021. 24 p; <https://cds.cern.ch/record/2750116>.
6. *Argyropoulos T. et al.* RF Power at Injection and Longitudinal Tomography // Tech. Rep. of LHC Chamonix Workshop 2023, Jan. 23–26, 2023. Geneva: CERN, 2023. 35 p.; <https://indico.cern.ch/event/1224987/contributions/5153690/>.
7. *Butenko A., Khodzhbagiyev H., Kostromin S. et al.* The NICA Complex Injection Facility // Proc. of XXVII Russian Particle Accelerator Conference “RuPAC-2021”, Alushta, Russia, Sept. 25 – Oct. 2, 2021. JACoW Publ., 2021. P. 7–11; <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2021/papers/moy01.pdf>.
8. *Syresin E., Agapov N., Alfeev A. et al.* NICA Ion Collider at JINR // Proc. of XXVII Russian Particle Accelerator Conference “RuPAC-2021”, Alushta, Russia, Sept. 25 – Oct. 2, 2021. JACoW Publ., 2021. P. 12–16; <https://doi.org/10.18429/JACoW-RuPAC2021-MOY02>.
9. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977. 608 с.
10. *Брук Г.* Циклические ускорители заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1970. 312 с.
11. *Жабицкий В. М.* Цифровые методы диагностики продольных параметров сгустков в синхротронах // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 1(199). С. 199–207; http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2016_1/16_zhabit.pdf.
12. *Жабицкий В. М.* Методы компьютерной обработки экспериментальных данных об интенсивности сгустков в синхротронах // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 7(205). С. 1294–1299; http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2016_7/15_zhabitsky.pdf.
13. *Gordon R.* A Tutorial on ART // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. V.NS-21(3). P. 78–93; https://www.researchgate.net/publication/260355748_A_Tutorial_on_ART_Algebraic_Reconstruction_Techniques.
14. *Semenov S., Kobets A., Kolesnikov S. et al.* Commissioning of Electron Cooling System of NICA Booster // Proc. of XXVI Russian Particle Accelerator Conference “RuPAC-2018”, Protvino, Russia, Oct. 1–5, 2018. Geneva: JACoW Publ., 2018. Russian Particle Accelerator Conference No. 26. P. 188–190; <https://accelconf.web.cern.ch/rupac2018/papers/tupsa22.pdf>.
15. *Жабицкий В. М.* Методы контроля продольного импульсного разброса ионов в сгустке при инжекции в синхротрон // Письма в ЭЧАЯ. 2022. Т. 19, № 6(245). С. 636–642; http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2022_6/15_Zhabitsky.pdf.