

## ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБРАТНОМ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ В НИЯУ МИФИ

*В. С. Дюбков, С. М. Полозов, В. И. Ращиков*

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

Обсуждается проект компактного источника рентгеновского излучения на основе обратного комптоновского рассеяния в НИЯУ МИФИ. Выполненное сквозное моделирование динамики пучка в линейном ускорителе и накопителе, включая коллективные эффекты, позволяет выявить основные особенности таких установок и наметить пути преодоления продольных и поперечных нестабильностей и минимизации размера сгустка в области взаимодействия пучка с лазером. Предложен вариант обратной связи для минимизации влияния нестабильности и флуктуации параметров пучка при инжекции по положению и углу.

The project of the compact X-ray source based on Compton backscattering at the National Research Nuclear University MEPHI is discussed. Front-to-end beam dynamics simulation in linac and storage ring including collective effects allows one to identify the main features of such a complex and outline the ways to overcome longitudinal and transverse instabilities and minimize the bunch size at the beam–laser interaction region. Feedback is proposed to mitigate the influence of instabilities and injection jitter in position and angle.

PACS: 07.85.Fv

Компактные источники рентгеновского излучения были и остаются востребованными инструментами как для научных и прикладных исследований, так и для подготовки высококвалифицированных кадров для широкого круга областей, таких как материаловедение, медицина и фармакология, физика и химия быстротекущих процессов и т. д. Последнее обстоятельство было решающим для начала разработки проектов компактных рентгеновских источников высокой яркости на основе обратного комптоновского рассеяния. Многие ведущие университеты и лаборатории мира, а также несколько коммерческих компаний включились в работу по созданию подобных установок [1–7]. Рост числа установок с пучками заряженных частиц высокой яркости с огромным спектром их применения привел к острому дефициту специалистов для работы на таких установках. Однако использовать существующие установки, в том числе и для обучения специалистов, оказывается практически невозможным в силу их постоянной загруженности. Получение практических навыков работы на небольших установках университетского уровня трудно переоценить с точки зрения подготовки будущих специалистов в этой области.

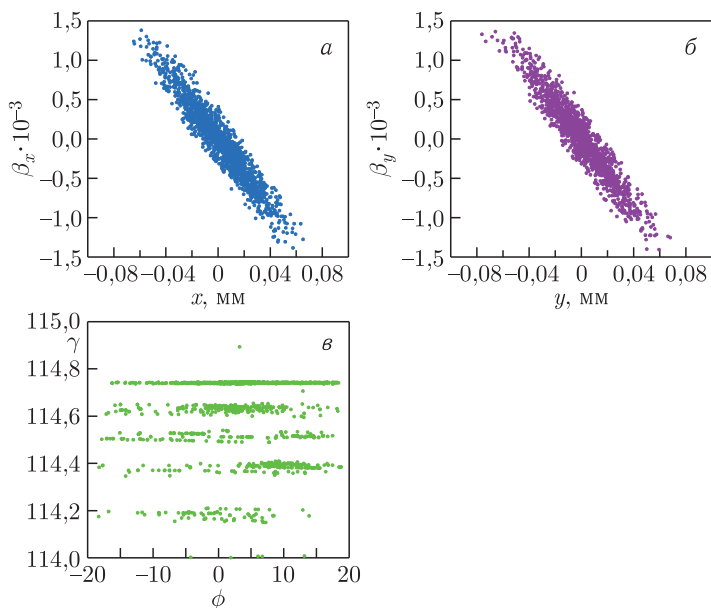


Рис. 1. Фазовые портреты пучка на выходе ЛУЭ: а) горизонтальный фазовый портрет; б) вертикальный фазовый портрет; в) продольный фазовый портрет

В НИЯУ МИФИ планируется создание комбинированного источника рентгеновского излучения как на «прямом» электронном пучке из линейного ускорителя, так и с использованием компактного накопительного кольца [8–10]. В качестве источника электронов для линейного ускорителя на энергию 20–100 МэВ предполагается использовать фотопушку, состоящую из 3,6 ячеек с энергией на выходе около 10 МэВ. Дальнейшее ускорение электронов происходит в двух бипериодических ускоряющих секциях на стоячей волне длиной 210 см каждая. Для создания в секции поля с напряженностью 400–450 кВ/см потребуется мощность порядка 25 МВт, которую может обеспечить, например, клистрон КИУ-56 производства НПО «Исток».

Расчет динамики пучка в фотопушке и в первой ускоряющей секции ЛУЭ показал возможность получения пучка электронов с энергией 57,3 МэВ при ширине энергетического спектра менее 0,1% и поперечном эмиттансе 75 нм. Заряд в сгустке при этом составляет 250 нКл (рис. 1).

Полученные таким образом сгустки электронов могут быть использованы для генерации излучения на прямом пучке (обратное комптоновское излучение, черенковское, переходное и т. п.) либо инжектироваться в накопительное кольцо для получения более высокой средней интенсивности излучения. На начальном этапе разработки выбран простейший вариант накопительного кольца с четырьмя поворотными магнитами, магнитная структура которого представлена на рис. 2 (вариант для энергии электронов 50 МэВ). На данной модели выполнено исследование основных эффектов, которые могли бы затруднить получение требуемых прецизионных параметров электронного пучка для эффективного взаимодействия с лазерным импульсом.

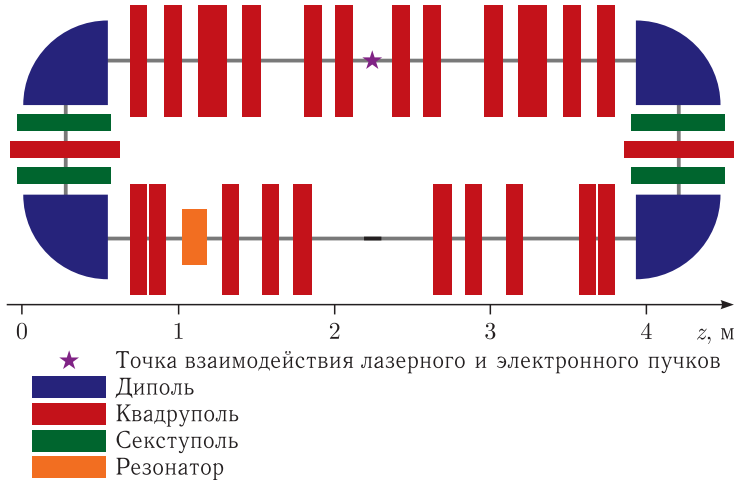


Рис. 2. Вид магнитной структуры накопительного кольца (энергия электронов 50 МэВ)

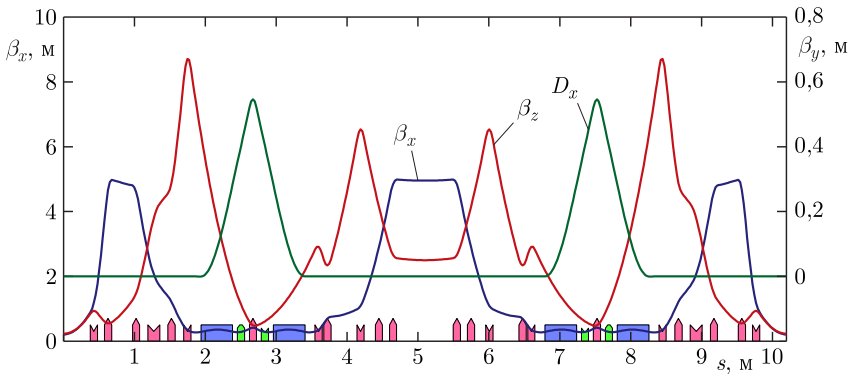


Рис. 3. Оптические функции накопительного кольцевого канала

На рис.3 представлен график зависимости оптических функций канала-накопителя, значения горизонтальной  $\beta_x$  и вертикальной  $\beta_y$  функций в точке взаимодействия с лазерным импульсом составляют 23 см.

Канал имеет отрицательные значения натуральной горизонтальной ( $\xi_x = -3,66$ ) и вертикальной хроматичностей ( $\xi_y = -3,3$ ), что характерно для структур с сильной фокусировкой. В нашем случае требование малого поперечного размера электронного пучка в месте встречи с лазерным импульсом приводит к необходимости использования квадрупольей с большим градиентом, что увеличивает отрицательную хроматичность магнитной структуры кольца. Для коррекции натуральной хроматичности в магнитной структуре накопителя типа DBA (двойной ахроматический поворот) предусмотрены две пары секступольных линз. Коррекция необходима не только для ограничения сдвига частот бетатронных колебаний, но и для повышения порога поперечной неустойчивости связанных мод (TMCI — transverse coupling mode instability).

Коррекция обычно выполняется установкой секступолей в местах, максимально близких к источникам хроматичности в магнитной структуре. В нашем случае, помимо квадруполей, вносящих основной вклад в хроматичность в кольцах большого радиуса, необходимо учитывать и вклад дипольных магнитов. Поскольку изменение хроматичности, вносимое секступодем, определяется произведением силы поля секступоля на  $\beta$ -функцию и дисперсию в месте его установки, а увеличение хроматичности в одной плоскости приводит к ее уменьшению в другой, необходимо найти участки с большими значениями  $\beta$ -функции в одной плоскости и маленькими в другой. При этом величина дисперсии должна быть достаточно большой, чтобы использовать секступоли с приемлемой величиной поля. В нашей структуре, как видно из рис. 3, на участках с ненулевой дисперсией, где только и можно расположить секступоли, значения горизонтальной  $\beta$ -функции малы, что неизбежно приводит к необходимости увеличивать поле секступолей для получения слабо положительных значений хроматичности. Так, для получения нулевой хроматичности необходимы два семейства секступолей с геометрическими силами в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно:  $K_2 = -3359 \text{ м}^{-3}$ ,  $K_2 = 5350 \text{ м}^{-3}$ .

Однако коррекция натуральной хроматичности приводит к резкому уменьшению динамической апертуры канала. На рис. 4 и 5 представлены результаты расчета динамической апертуры для натурального и нулевого значений хроматичности. Расчеты выполнены с помощью кода elegant [11].

В отличие от рис. 4, рис. 5 помимо динамической апертуры позволяет оценить динамику дрейфа бетатронных частот.

Из рисунков видно, что при коррекции натуральной хроматичности происходит быстрое уменьшение динамической апертуры, равно как и энергетического акцептанса (рис. 6).

Зависимость бетатронных частот от разброса по энергии, представленная на рис. 7, позволяет вычислить хроматичность структуры, величина которой хорошо совпадает с полученной из твист-параметров.

В отличие от достаточно хорошо изученной динамики пучка в больших накопительных кольцах (периметры порядка сотен метров) современных источников синхротронного излучения (СИ) на энергию в несколько гигаэлектронвольт [12, 13], в малых

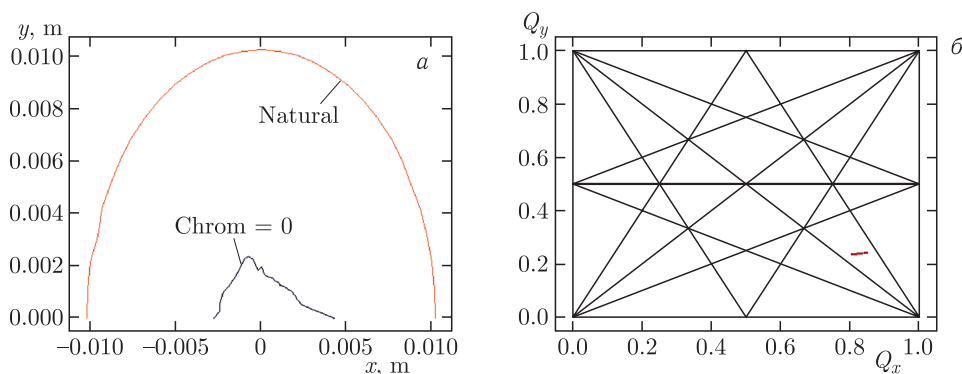


Рис. 4. Динамическая апертура и карта бетатронных частот с основными резонансами

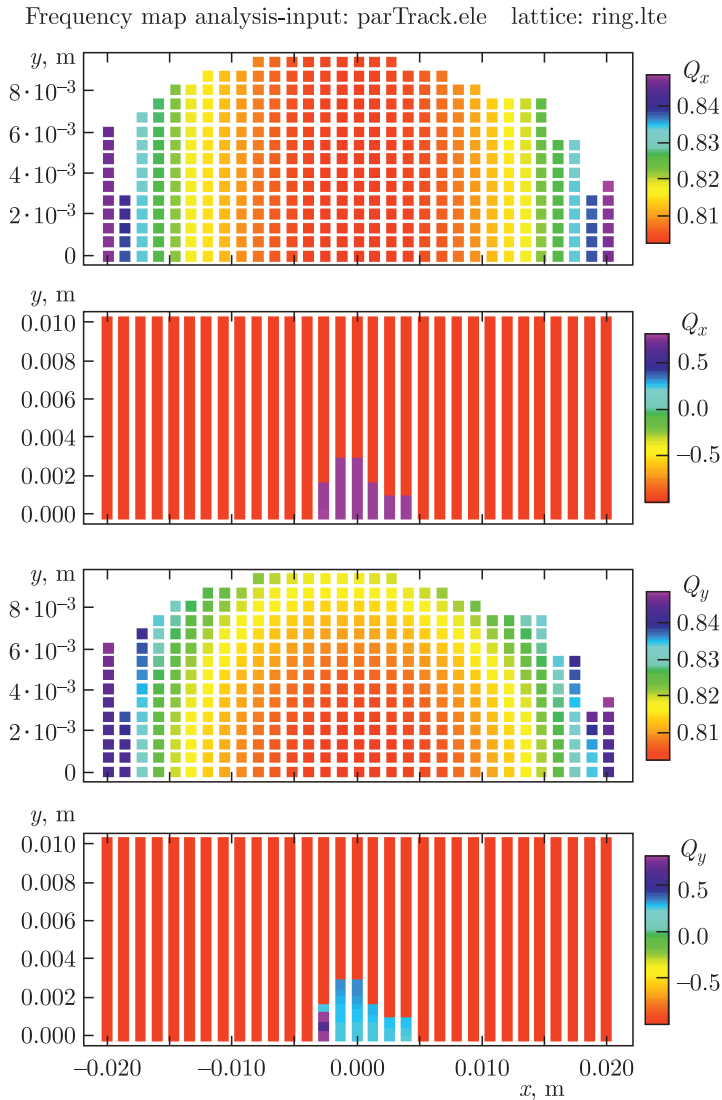


Рис. 5. Динамическая апертюра. Дрейф бетатронных частот

кольцах (периметр порядка десятка метров, энергия до 100–150 МэВ) имеются существенные отличия, требующие особого подхода. Прежде всего, это пренебрежимо малые потери энергии на синхротронное излучение (порядка единиц электронвольт), в силу чего пучок не успевает за эти времена достичь стационарного состояния. На рис. 8 представлен результат расчета времени жизни электронного пучка по Тушеку в зависимости от величины его заряда.

Была проведена оценка влияния внутривидового рассеяния на динамику пучка. Зависимости значений горизонтального эмиттанса, среднеквадратического разброса

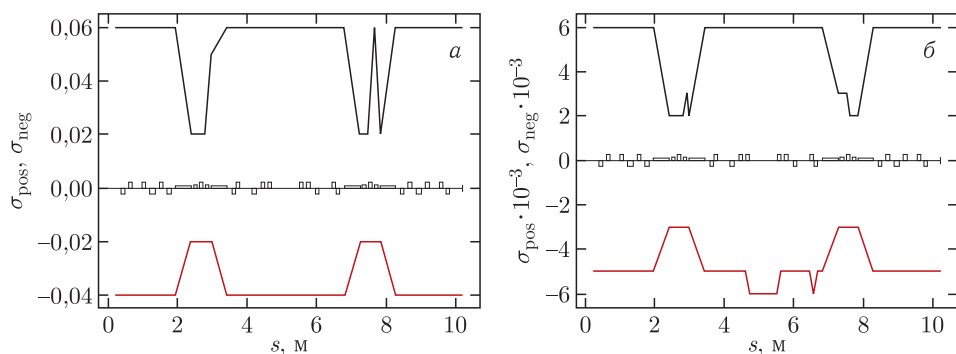


Рис. 6. Энергетический акцептанс с натуральной (а) и нулевой хроматичностью (б)

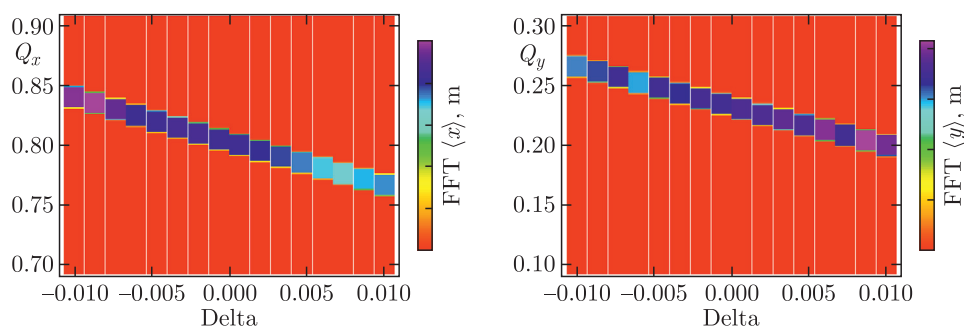


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Зависимость бетатронных частот и их амплитуды FFT (цветная шкала) от разброса по энергии

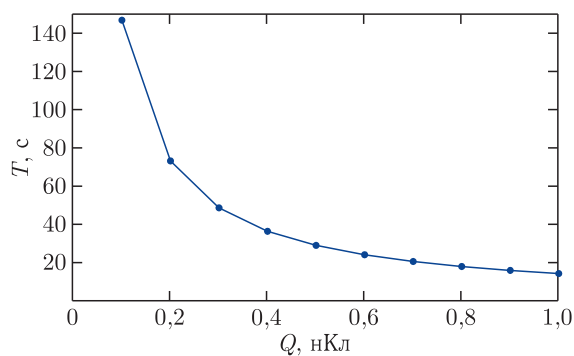


Рис. 8. Время жизни сгустка в накопителе по эффекту Тушека как функция его заряда

частиц по энергии внутри сгустка и его длины от величины заряда представлены на рис. 9.

Видно, что с ростом заряда в электронном пучке его эмиттанс увеличивается, что может послужить препятствием для получения требуемых размеров пучка на участке

взаимодействия с лазерным излучением. Однако внутривуточковое рассеяние приводит к удлинению сгустка, а, следовательно, к уменьшению плотности заряда в нем, что частично ослабляет вызванный внутривуточковым рассеянием рост эмиттанса (рис. 10).

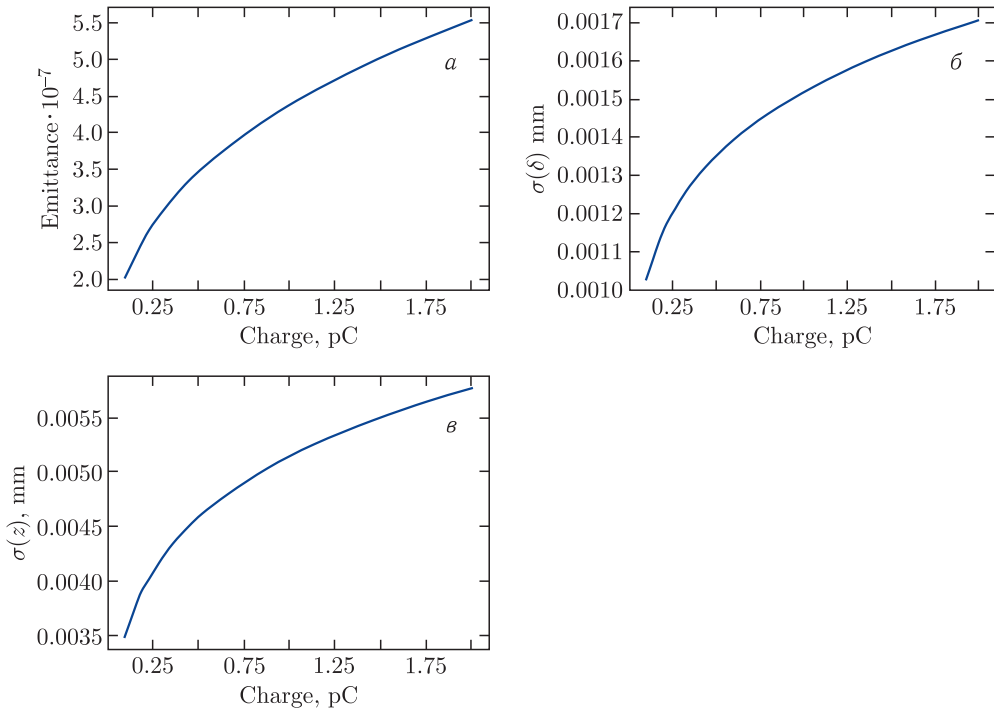


Рис. 9. Изменение горизонтального эмиттанса пучка (а), среднеквадратических энергетического размера (б) и длины сгустка (в) в зависимости от величины заряда сгустка вследствие внутривуточного рассеяния

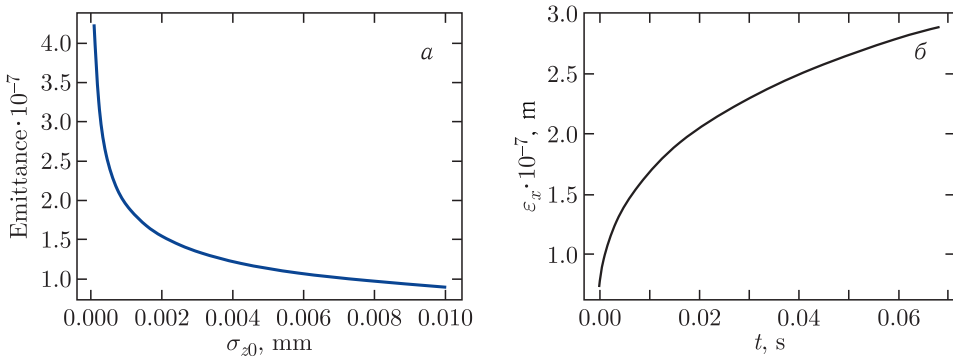


Рис. 10. Изменение горизонтального эмиттанса пучка в зависимости от его длины (а) и от времени накопления при заряде сгустка 300 пКл (б)

Следует отметить, что приведенные на рис. 9 и 10 результаты относятся к равновесному состоянию, которое, как видно из рис. 10, может и не быть достигнуто за время жизни пучка в кольце. Кроме того, в малых кольцах отличается и влияние на параметры сгустков и других коллективных эффектов, препятствующих получению пучков высокой плотности и малого эмиттанса. К ним, в первую очередь, следует отнести эффект отдачи из-за обратного комптоновского рассеяния, когерентное синхротронное излучение (CSR), пространственный заряд пучка (SC), резистивные и геометрические наведенные поля в камере накопителя, внутривспучковое рассеяние. В классических источниках СИ первый из перечисленных эффектов отсутствует, а два следующих пренебрежимо малы. В комптоновском источнике на энергию около 100 МэВ когерентное синхротронное излучение вследствие миллиметровой длины сгустка, сгенерированного фотопушкой, оказывается преобладающим. На втором месте по величине вклада стоит поле пространственного заряда, и только на третьем находятся наведенные сгустком поля, связанные с изменением геометрии и конечной проводимостью стенок вакуумной камеры, оказывающие наибольшее влияние в больших источниках СИ [4] (рис. 11). Кроме того, видно, что с ростом длины сгустка когерентное синхротронное излучение уменьшается.

Одним из основных видов неустойчивостей, влияющих на продольную динамику пучка, является микроволновая неустойчивость. Она не приводит к потере пучка,

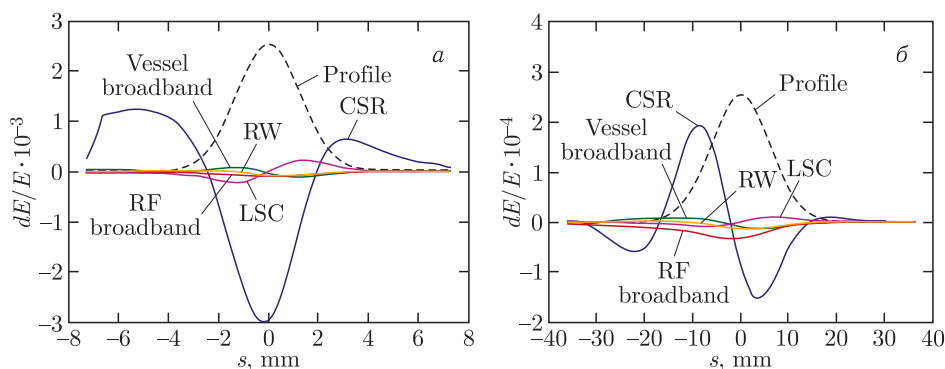


Рис. 11. Профиль пучка и продольные wake-функции от различных источников: а) при длине пучка 4 пс; б) 20 пс

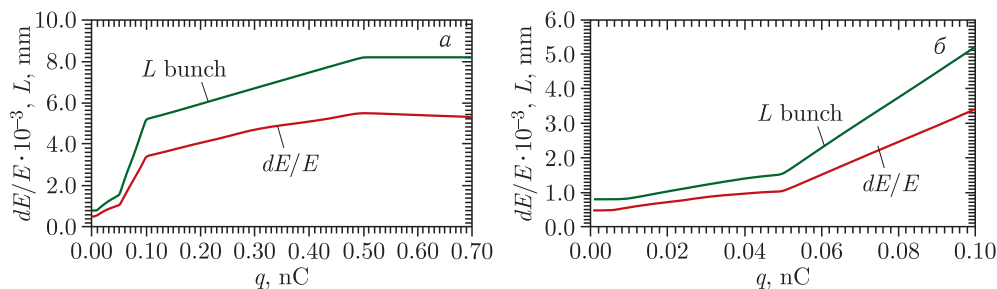


Рис. 12. Зависимость удлинения и энергетического разброса от заряда сгустка. Рис. а и б отличаются лишь масштабом



но может существенно увеличить его продольный размер и энергетический спектр. На рис. 12 представлена зависимость удлинения и энергетического разброса от заряда сгустка.

Видно, что порог микроволновой неустойчивости равен 0,01 нКл, когда начинает расти энергетический разброс в сгустке. Развитие микроволновой неустойчивости удобно отслеживать с помощью частотного анализа синхротронных колебаний. Рис. 13 иллюстрирует изменение приведенной частоты и амплитуды синхротронных колебаний центра масс сгустка с увеличением заряда в нем. Видно, что возмущение синхротронного движения начинается уже при зарядах, меньших 0,1 нКл.

Основной вклад в развитие продольной неустойчивости вносит когерентное синхротронное излучение. Изменение распределения плотности заряда и потери энергии сгустка из-за этого эффекта в поворотном магните и последующем пространстве дрейфа представлены на рис. 14 и 15 соответственно.

Видно возрастание потерь по мере пролета поворотного магнита и последующее уменьшение за счет изменения распределения плотности заряда. В пространстве дрейфа можно наблюдать затухание проникающего туда излучения.

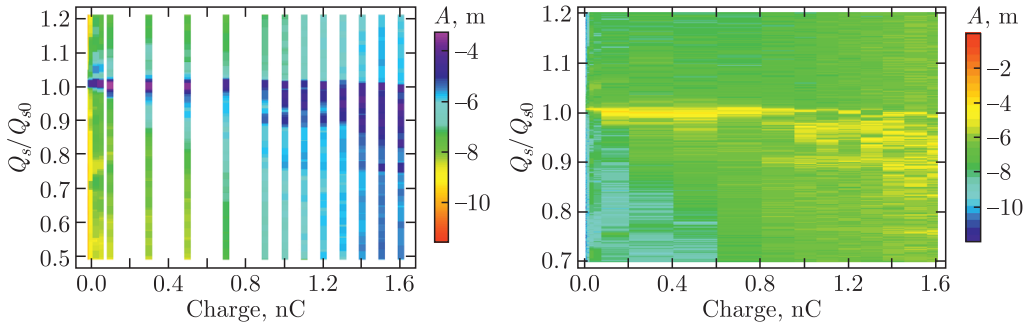


Рис. 13 (цветной в электронной версии). Изменение частоты и амплитуды синхротронных колебаний  $A$  (цветная шкала, логарифмический масштаб) с ростом заряда сгустка

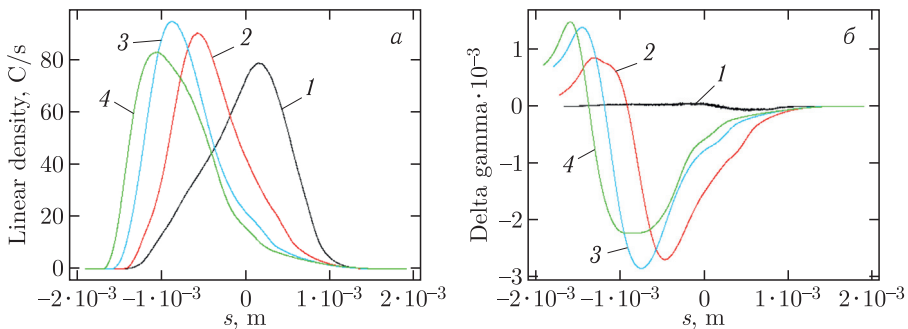


Рис. 14 (цветной в электронной версии). Изменение распределения плотности заряда (а) и потери энергии сгустка из-за когерентного синхротронного излучения (б) в поворотном магните после пролета каждой его четверти (от черного 1 к зеленому 4)

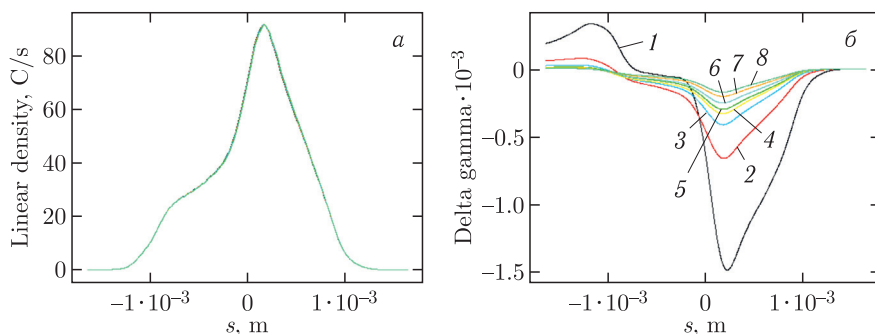


Рис. 15 (цветной в электронной версии). Распределение плотности заряда (а) и потери энергии сгустка из-за когерентного синхротронного излучения (б) в пространстве дрейфа по мере его пролета (начиная с черного, 1)

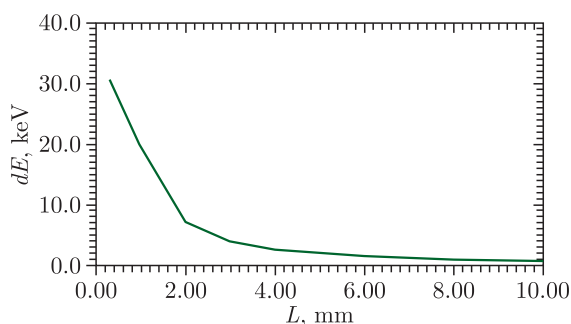


Рис. 16. Зависимость максимальной величины потерь энергии на когерентное синхротронное излучение за оборот от длины сгустка

Как уже упоминалось выше, уменьшить потери энергии, связанной с когерентным синхротронным излучением, можно за счет удлинения сгустка. На рис. 16 представлена зависимость максимальной величины потерь энергии на когерентное синхротронное излучение за оборот от длины сгустка.

Увеличение длины сгустка с 0,3 до 3 мм в нашем случае приводит к уменьшению потерь в 7,5 раз.

Рассмотрим теперь влияние коллективных эффектов на поперечную динамику сгустка. Как и в продольной динамике, CSR будет вносить существенный вклад в развитие поперечных неустойчивостей, в чем и будет основное отличие от классических накопительных колец на высокие энергии. Это влияние обусловлено наличием дисперсии в поворотных магнитах, где когерентное синхротронное излучение максимально, что и приводит к раскачке поперечных колебаний. Влияние заряда сгустка на развитие неустойчивости поперечных связанных мод можно видеть на рис. 17 для горизонтального и вертикального движения соответственно.

Виден дрейф частот бетатронных колебаний к первой и минус первой гармонике синхротронной частоты, что и приводит к росту эмиттанса и поперечных размеров сгустка (рис. 18).

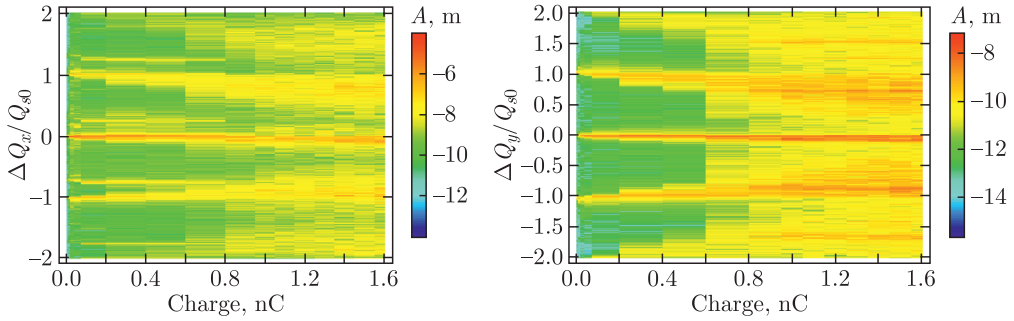


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Изменение частоты и амплитуды бетатронных колебаний  $A$  (цветная шкала, логарифмический масштаб) с ростом заряда сгустка

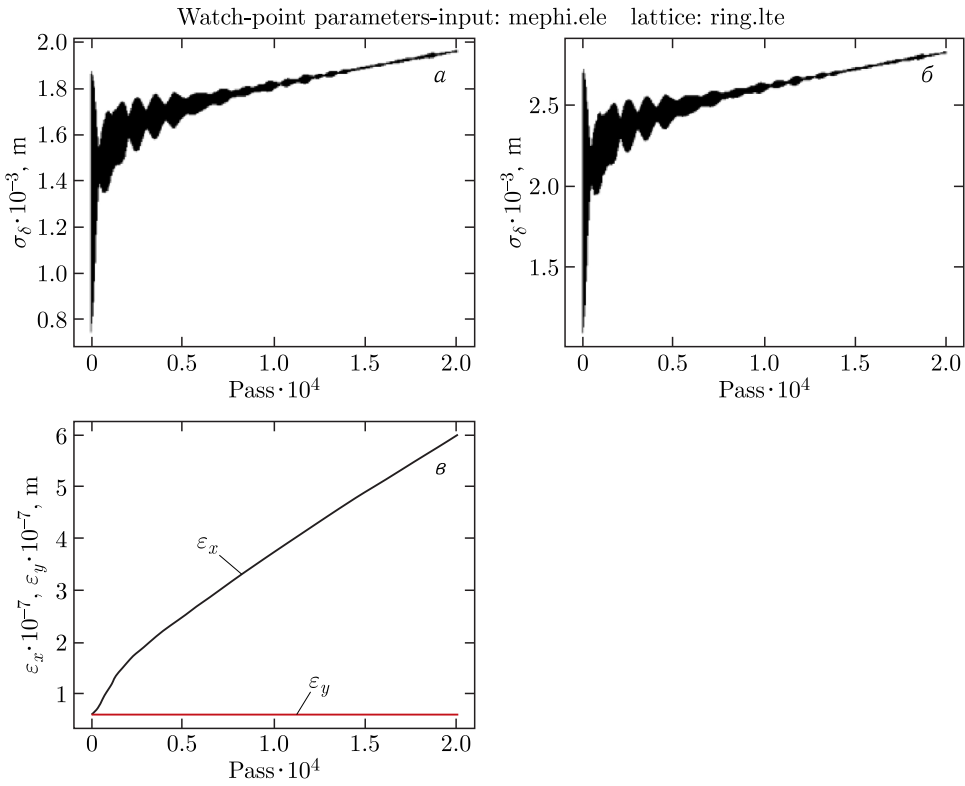


Рис. 18. Зависимости энергетического разброса, длины и эмиттанса сгустка ( $a-v$ ) от числа оборотов

Уменьшения величины когерентного синхротронного излучения можно добиться за счет уменьшения вертикального размера камеры либо за счет увеличения длины сгустка. На рис. 19 приведены изменения наведенного поля заряда 0,3 нКл для различных высот камеры в поворотном магните.

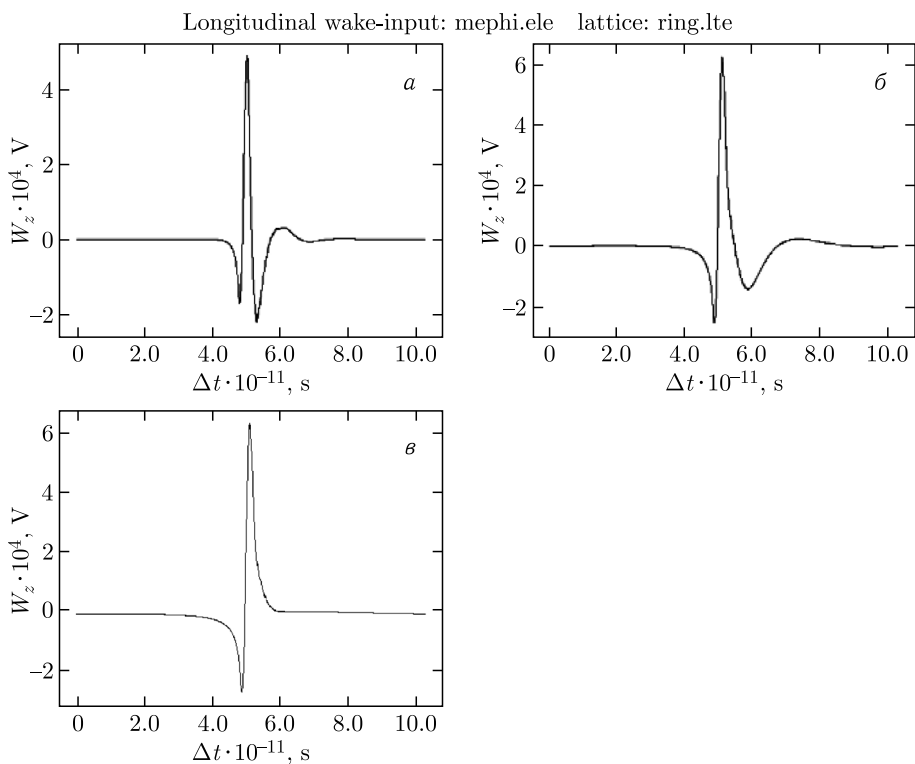


Рис. 19. Изменения наведенного поля сгустка с зарядом 0,3 нКл при различных высотах камеры в поворотном магните (1, 2 и 8 см соответственно)

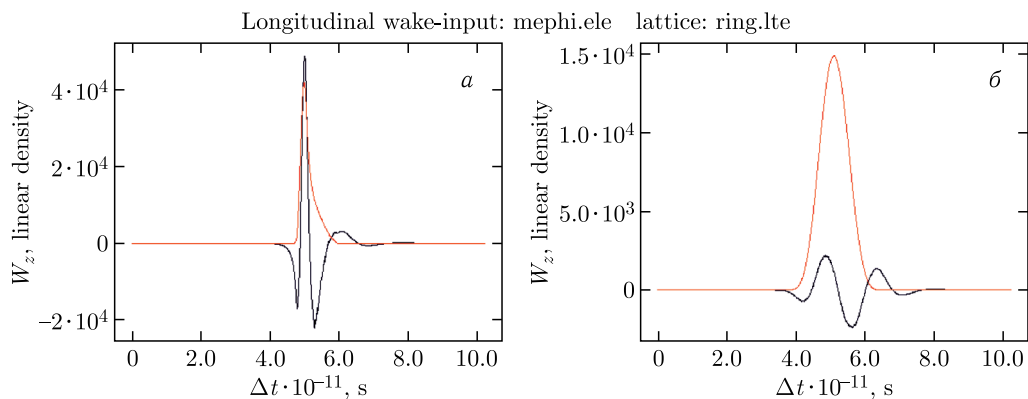


Рис. 20. Изменение распределения плотности и наведенного поля сгустков с зарядом 0,3 нКл и длиной 0,3 и 1 мм, высота камеры — 1 см

Видно, что меняются как амплитуда, так и продольное распределение наведенного поля. На рис. 20 приведено изменение наведенного поля заряда 0,3 нКл при высоте камеры 1 см для двух величин длин сгустков 0,3 и 1 мм.

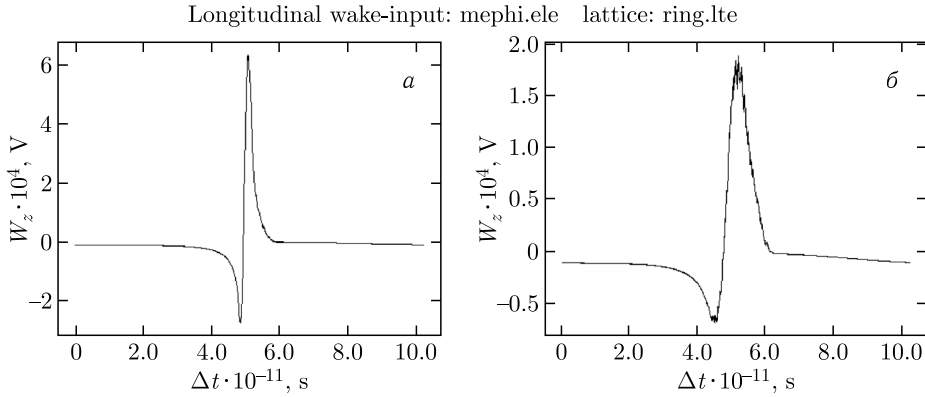


Рис. 21. Изменение наведенного поля сгустков с зарядом 0,3 нКл и длиной 0,3 и 1 мм. Высота камеры — 8 см

В рассмотренном случае амплитуда наведенного поля уменьшается на порядок. Зависимость наведенного поля для заряда 0,3 нКл в сгустке при высоте камеры 8 см и длинах сгустка 0,3 и 1 мм приведена на рис. 21.

Видно, что уменьшение величины наведенного поля в случае меньших высот камеры оказывается более существенным, что очевидно связано с эффектом экранирования поля.

Для уменьшения влияния поперечных отклонений сгустка при инжекции, а также для частичной коррекции влияния наведенных полей было промоделировано введение быстрой обратной связи в кольцевой магнитной структуре с использованием FIR (Finite Impulse Response) фильтра [14]. На рис. 22 представлен процесс подавления горизонтальных колебаний центра масс сгустка с помощью обратной связи с установленными датчиком положения пучка (PickUp) и корректирующего магнита-кикера (driver). Аналогичным образом, используя существующий ВЧ-резонатор, можно сгладить колебания центра масс сгустка в продольной плоскости, однако это не уменьшит энергетического разброса внутри сгустка, что в конечном счете и определит его поперечный размер.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В НИЯУ МИФИ ведется разработка фотонного источника на основе эффекта обратного рассеяния Комптона. Одним из перспективных вариантов такого источника является малогабаритный ускорительно-накопительный комплекс на базе линейного электронного ускорителя и накопительного магнитного канала. Линейный ускоритель включает 3,6-ячеечную фотопушку на энергию около 10 МэВ и две регулярные секции на стоячей волне на основе бипериодической ускоряющей структуры с регулируемым приростом энергии.

Модель компактного накопительного кольца на энергию 20–100 МэВ представляет собой классическую структуру двойного ахроматического поворота. Исследование динамики сгустка в накопителе показало, что внутривпучковое рассеяние и когерентное синхротронное излучение являются одним из наиболее существенных эффектов, приводящих к росту поперечного эмиттанса пучка в процессе его удержания до пер-

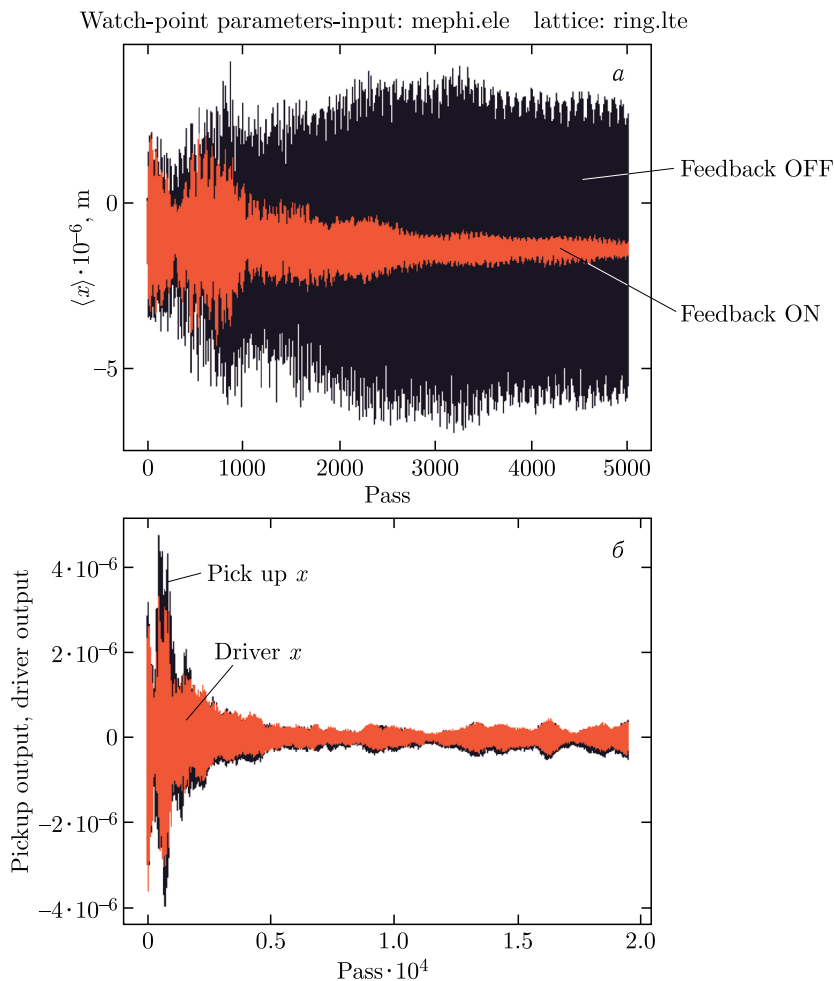


Рис. 22. Изменение амплитуды горизонтальных бетатронных колебаний центра масс сгустка (а) и сигнал с датчика положения пучка и управляющего элемента (б) от числа оборотов

вого столкновения с лазерным импульсом. В силу этого рейстрек с четырьмя поворотными магнитами не является оптимальной магнитной структурой. Порог микроволновой неустойчивости соответствует заряду в сгустке порядка 100 пКл. Возникающий при инжекции энергетический разброс, а также вызываемое неустойчивостями возмущение продольного и поперечного движения при пренебрежимо малых потерях на радиационное затухание требуют разработки быстрой системы обратной связи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huang Z., Ruth R. SLAC-PUB-7556. 1997. P. 11.
2. <https://lynceantech.com>
3. US Patent 7277526 B2 / Rifkin A. et al. 02.10.2007.

4. *Variola A., Haissinski J., Loulergue A., Zomer F. et al.* ThomX Technical Design Report. <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00971281>.
5. *Gladkikh P., Karnaukhov I., Telegin Yu. et al.* The Electron Beam Dynamics Simulation in the Laser Electron Storage Ring Involving Compton and Intrabeam Scattering // Proc. of EPAC 2002, Paris, 2002. P. 787.
6. *Gladkikh P.* Lattice and Beam Parameters of Compact Intense X-Ray Sources Based on Compton Scattering // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2005. V. 8. P. 0507022005.
7. *Bessonov E. G., Gorbunkov M. V., Kostryukov P. V. et al.* Design Study of Compact Laser-Electron X-Ray Generator for Material and Life Sciences Applications // J. Instrum. 2009. V. 4. P. P07017.
8. *Dyubkov V. S., Polozov S. M., Rashchikov V. I.* Beam Dynamics Investigation for a New Project of Compton Back Scattering Photon Source at NRNU МЕРФИ // Proc. of IPAC'21, Campinas, Brazil, 2021. P. 186–188.
9. *Dyubkov V. S., Polozov S. M.* Storage Ring Design and Beam Instabilities Investigation for МЕРФИ's Photon Source // Proc. of RuPAC 2021, Alushta, Russia, 2021. P. 277–279.
10. *Дюбков В. С., Полозов С. М., Ращиков В. И.* Вариант лабораторного комптоновского источника НИЯУ МИФИ // Вестн. МГУ. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2023. Т. 78. С. 2310403; A Variant of the Laboratory Compton Source at the NRNU МЕРФИ // Moscow Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78, No. 1. P. 66–73.
11. <https://ops.aps.anl.gov/cgi-bin/oagLog4.cgi?name=elegant.2021.3.0.tar.gz>
12. *Carver L. R. et al.* // Proc. of IPAC'21, Campinas, Brazil, 2021. P. 425–428.
13. *Chae Y. et al.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84, No. 12. P. 1968–1972.
14. *Nakamura T. et al.* Transverse Bunch-by-Bunch Feedback System for the SPRing-8 Storage Ring // Proc. of EPAC 2004. P. 2649.

Получено 15 сентября 2023 г.