СИБИРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Научный журнал Основан в 2006 году

2023. Том 18, № 4

СОДЕРЖАНИЕ

Физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы	
Быков С. А., Востриков В. А., Жиляев К. В., Морозов И. И., Окунев И. Н., Пахо- мов А. Ю. Исследование квадрупольных линз для канала транспортировки ио- нов	5
<i>Буданов Ю. А., Калинин В. А., Фролов Б. А.</i> Последовательное моделирование дина- мики ионов Н-минус от источника до выхода из RFQ с поворотом пучка	20
Шокин Д. С., Трифонов А. Н., Кобец В. В., Демин Д. Л., Бруква А. Е., Шабратов В. Г., Скрыпник А. В. Вакуумная система ускорителя ЛИНАК-200	28
Иваненко И. А., Калагин И. В., Осипов Н. Ф., Семин В. А., Зарубин В. Б. Результаты реконструкции магнитной системы циклотрона У400М	36
Фофанов А. С., Мясникова И. В., Клинов А. П., Шаталов Ю. А., Балакин В. А. Тех- нический проект системы диагностики пучков ионов в фазовом пространстве	44
Гаврилов С. А., Калинин Ю. Ж., Титов А. И. Широкоапертурный цилиндр Фарадея для высокоинтенсивного линейного ускорителя протонов проекта DARIA	54
Тимошенко М. В., Переведенцев Е. А., Шерстюк С. П. Неразрушающий однопролет- ный профилометр пучка электронов на основе ПЗС-камеры	62
Ибрагим И. С., Быков Т. А., Колесников Я. А., Соколова Е. О., Сычева Т. В., Вер- ховод Г. Д., Щудло И. М., Кузнецов А. С., Бикчурина М. И., Кошкарев А. М., Касатов Д. А., В. В. Поросев, Таскаев С. Ю. Дозиметрия нейтронного потока и гамма-излучения для двух систем формирования пучка нейтронов на установке	
VITA с использованием сцинтилляционного детектора Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Самцов Д. А., Калинин П. В., Попов С. С., Атлу- ханов М. Г., Сандалов Е. С., Степанов В. Д., Куклин К. Н., Макаров М. А. Частот- ный спектр потока излучения, генерируемого пучково-плазменной системой с	71
энергосодержанием десять джоулей в микросекундном импульсе Физика твердого тела, полупроводников, наноструктур	79
Милёхин И. А., Курусь Н. Н., Басалаева Л. С., Милёхин А. Г., Чиглинцев Э. О., Чер- нов А. И., Латышев А. В. Ближнепольная фотолюминесценция монослоев WS ₂	

и MoS₂, выращенных методом газофазного химического осаждения

Информация для авторов

104

94

Сибирский физический журнал



Журнал адресован профессорско-преподавательскому составу университетов, научным работникам, аспирантам и студентам, которые интересуются новейшими результатами фундаментальных и прикладных исследований по различным направлениям физики и физико-технической информатики.

Редакция принимает к опубликованию обзоры и оригинальные научные статьи по тем направлениям физики, которые, главным образом,

представлены на кафедрах физического факультета НГУ. Принимаются также к рассмотрению статьи по другим направлениям, если в ходе рецензирования подтверждается их высокий научный статус.

Мы приглашаем научные коллективы и отдельных авторов направлять к нам для опубли-кования материалы по следующим основным разделам:

- квантовая оптика, квантовая электроника;
- радиофизика и электроника;
- теоретическая и математическая физика;
- физика жидкости, нейтральных и ионизованных газов;
- физика высоких энергий, ускорителей и высокотемпературной плазмы;
- физика твердого тела, полупроводников, наноструктур;
- физика химическая, биологическая и медицинская;
- информатика, информационно-коммуникационные технологии;
- учебно-методическое обеспечение преподавания физики.

Периодичность выхода издания – 4 раза в год. Журнал включен в перечень ВАК выпускаемых в Российской Федерации научных и научно-технических изданий, в которых рекомендуется публикация основных результатов диссертаций на соискание ученой степени кандидата и доктора наук.

SIBERIAN JOURNAL OF PHYSICS

Scientific Journal Since 2006 In Russan

2023. Volume 18, № 4

CONTENS

High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma	
Bykov S. A., Vostrikov V. A., Zhilyaev K. V., Morozov I. I., Okunev I. N., Pakhomov A. Yu. Research of Quadrupole Lenses for Ions Transport Channel	5
Budanov Y. A., Kalinin V. A., Frolov B. A. Sequential Computer Simulation of H-minus Ion Dynamics from Source to RFQ Exit with Beam Rotation	20
Shokin D. S., Trifonov A. N., Kobets V. V., Demin D. L., Brukva A. E., Shabratov V. G., Skrypnik A. V. Vacuum System of the LINAC-200 Accelerator	28
Ivanenko I. A., Kalagin I. V., Osipov N. F., Semin V. A., Zarubin V. B. Results of Reconstruction of U400M Cyclotron Magnetic Structure	36
Fofanov A. S., Myasnikova I. V., Klinov A. P., Shatalov Y. A., Balakin V. A. Technical Project of the Ion Beam Diagnostics System in Phase Space	44
<i>Gavrilov S. A., Kalinin Y. J., Titov A. I.</i> Wide-aperture Faraday Cup for the High-Intensity Linear Proton Accelerator of the Project DARIA	54
<i>Timoshenko M. V., Perevedentsev E. A., Sherstyuk S. P.</i> Non-Destructive Single-Revolution Electron Beam Profilometer based on a CCD Camera	62
Ibrahim I. S., Bykov T. A., Kolesnikov I. A., Sokolova E. O., Sycheva T. V., Verkhovod G. D., Shchudlo I. M., Kuznetsov A. S., Bikchurina M. I., Koshkarev A. M., Kasatov D. A., Porosev V. V., Taskaev S. Yu. Dosimetry of Neutron Flow and Gamma-Radiation for two Neutron Beam Shaping Assembly at the VITA Facility using a Scintillator Detector	71
Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Samtsov D. A., Kalinin P. V., Popov S. S., Atlukhanov M. G., Sandalov E. S., Stepanov V. D., Kuklin K. N., Makarov M. A. Frequency Spectrum of Radiation Flux Generated by Beam-Plasma System with Ten Joules Energy Content in Microsecond Pulse	79
Educational and Methodological Provision of Teaching of Physics	
Milekhin I. A., Kurus N. N., Basalaeva L. S., Milekhin A. G., Chiglintsev E. O., Chernov A. I.,	

Milekhin I. A., Kurus N. N., Basalaeva L. S., Milekhin A. G., Chiglintsev E. O., Chernov A. I., Latyshev A. V. Near-Field Photoluminescence of WS₂ and MoS₂ Monolayers, Grown by Chemical Vapor Deposition

Instructions for Contributors

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4

104

94

Siberian Journal of Physics



The magazine is addressed to the faculty of universities, science officers, post-graduate students and students who are interested in the newest results fundamental and applied researches in various directions of physics and physicotechnical computer science.

Edition accepts to publication reviews and original scientific articles in those directions of physics which, mainly, are presented on faculties of physical faculty of NSU. Are accepted also to viewing article in other directions if during reviewing their high title proves to be true.

We invite acientific personnel and separate authors to guide to us for publication materials on following basic sections:

- Quantum Optics, Quantum Electronics;
- Radiophysics and Electronics;
- The theoretical and Mathematical Physics;
- Physics of a Fluid, Neutral and Ionized Gases;
- High-Energy and Accelerator Physics, Physics of High-Temperature Plasma;
- Solid-state and semiconductor physics, physics of nanostructures;
- Chemical, Biological and Medical Physics;
- Computer Science, Information-Communication Technologies;
- Educational and Methodical Provision of Teaching of Physics

Periodicity of an exit of the edition -4 times a year. The magazine is included in list Higher Attestation Committee of scientific and technical editions in Russian Federation in which the publication of the basic results of dissertations on competition of a scientific degree of the doctor and candidate of sciences is recommended.

Editor in Chief Andrej V. Arzhannikov Executive Secretary Sofiya A. Arzhannikova

Editorial Board of the Journal

S. V. Alekseenko, A. V. Arzhannikov, A. L. Aseev, S. N. Bagaev, A. E. Bondar S. A. Dzyuba, S. I. Eidelman, V. S. Fadin, V. M. Fomin, A. A. Ivanov, V. A. Volodin, V. V. Kozlov, E. V. Kozyrev A. V. Latyshev, I. B. Logashenko, V. P. Maltsev, A. G. Pogosov, A. L. Reznik, A. V. Shalagin V. I. Telnov, S. V. Tsibulya

> The seriesis published quarterly in Russian since 2006 by Novosibirsk State University Press

The address for correspondence Physics Department, Novosibirsk State University Pirogov Street 2, Novosibirsk, 630090, Russia Tel. +7 (383) 363 44 25 E-mail address: physics@vestnik.nsu.ru On-line version: http://www.phys.nsu.ru/vestnik/ Научная статья

УДК 537.533.335 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-5-19

Исследование квадрупольных линз для канала транспортировки ионов

Сергей Андреевич Быков^{1, 2}, Владимир Александрович Востриков^{1, 2} Константин Владимирович Жиляев¹, Иван Иванович Морозов^{1, 2} Иван Николаевич Окунев¹, Алексей Юрьевич Пахомов¹

¹Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия S.A.Bykov@inp.nsk.su

V.A.Vostrikov@inp.nsk.su K.V.Zhilyaev@inp.nsk.su I.I.Morozov@inp.nsk.su I.N.Okunev@inp.nsk.su A.Yu.Pakhomov@inp.nsk.su

Аннотация

В Институте ядерной физики CO PAH разрабатывались магнитные элементы перепускного канала пучков заряженных частиц от SIS18 до SIS100 (FAIR, Германия) [1]. В данной работе представляется описание квадрупольного магнита Q2 и результаты серийных магнитных измерений. Магнитные измерения проводились с помощью вращающейся гармонической катушки и перемещающейся каретки с линейным массивом датчиков Холла. Квадрупольные линзы обеспечивают интегральный градиент магнитного поля с высоким качеством (< 5 · 10⁻³), что удовлетворяет заявленным требованиям. В то же время из-за ошибок изготовления и сборки в магнитном поле присутствуют гармоники высшего порядка, которые могут оказывать влияние на динамику движения пучка. Особое внимание уделялось амплитуде третьей (секступольной) гармоники, которая определяет хроматические свойства линзы. Это позволяет проводить сортировку изготовленных линз по величине искажений и минимизировать влияние на динамику движения пучка, используя оптимальную расстановку магнитов.

Ключевые слова

квадрупольный магнит, датчики Холла, вращающаяся катушка, третья гармоника

Для цитирования

Быков С. А., Востриков В. А., Жиляев К. В., Морозов И. И., Окунев И. Н., Пахомов А. Ю. Исследование квадрупольных линз для канала транспортировки ионов // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 5–19. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-5-19

© Быков С. А., Востриков В. А., Жиляев К. В., Морозов И. И., Окунев И. Н., Пахомов А. Ю., 2023

Research of Quadrupole Lenses for Ions Transport Channel

Sergey A. Bykov^{1, 2}, Vladimir A. Vostrikov^{1, 2}, Konstantin V. Zhilyaev¹ Ivan I. Morozov^{1, 2}, Ivan N. Okunev¹, Alexey Yu. Pakhomov¹

> ¹Budker Institute of Nuclear Phisics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation ²Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

> > S.A.Bykov@inp.nsk.su V.A.Vostrikov@inp.nsk.su K.V.Zhilyaev@inp.nsk.su I.I.Morozov@inp.nsk.su I.N.Okunev@inp.nsk.su A.Yu.Pakhomov@inp.nsk.su

Abstract

In Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS the magnetic elements of transfer channel for charged particle beams from SIS18 to SIS100 (FAIR, Germany) [1] were developed. The article presents a description of the quadrupole magnet Q2 and serial magnetic measurements results. Magnetic measurements with application of rotating harmonic coil and moving carriage with linear array of Hall sensors were taken. Quadrupole lenses provide magnetic field integral gradient with high quality ($<5 \cdot 10^{-3}$) and satisfy the requirements. High order harmonics are present in the magnetic field due to manufacturing and assembly errors and can imperfect on beam dynamics. Main attention was considered to the third (sextupole) harmonic amplitude, determinate the chromatic properties of the lens. It allows select manufactured magnets to distortion value and minimize imperfection of beam dynamics by optimal theirs arrangement.

Keywords

quadrupole magnet, Hall sensors, rotating coil, third harmonic

For citation

Bykov S. A., Vostrikov V. A., Zhilyaev K. V., Morozov I. I., Okunev I. N., Pakhomov A. Yu.. Research of quadrupole lenses for ions transport channel. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 5–19 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-5-19

Введение

FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) – строящийся в Дармштадте (Германия) международный ускорительный комплекс [1], который будет использовать антипротоны и ионы для проведения исследований по ядерной физике, физике элементарных частиц, атомной физике, физике конденсированного состояния и др. Важным элементом комплекса является HEBT (High Energy Beam Transport) – система транспортных каналов между ускорителями и экспериментальными установками.

Для перепускного канала пучков ионов от SIS18 до SIS100 с магнитной жесткостью 18 Тл · м в ИЯФ СО РАН были спроектированы и изготовлены квадрупольные магниты Q2. Основные параметры магнита приведены в табл. 1. Общий вид квадруполя представлен на рис. 2.

3D-расчет магнитного поля квадрупольного магнита Q2 проводился с помощью программы MERMAID [2]. В ходе расчетов подбирались оптимальная форма полюса магнита, размеры обратного ярма, а также форма торцевой фаски, необходимые для достижения требуемого качества поля в широком диапазоне величины тока возбуждения.

Для достижения требуемой однородности интегрального градиента поля во всем диапазоне изменения тока и упрощения торцевой фаски форма полюса была несколько изменена (рис. 3, *справа*). Такое изменение привело к незначительному нарушению однородности локального градиента на границе рабочей апертуры при максимальном поле. При этом оптимальная торцевая фаска – плоская 10 мм × 45°.



Puc. 1. Ускорительный комплекс FAIR (выделенная область – части HEBT) *Fig. 1.* Accelerator complex FAIR (highlighted area – parts of HEBT)

Таблица 1

Основные параметры квадрупольного магнита Q2

Table 1

Параметр	Значение	Размерность
Градиент магнитного поля	10	Тл/м
Радиус вписанной окружности	65	MM
Ширина рабочего поля	120	MM
Качество градиента поля в рабочей апертуре $\Delta G/G_0$	$\leq 0,5\%$	—
Эффективная магнитная длина	1,052	М
Количество витков катушки	63	_
Номинальный ток	267	А
Сопротивление при 20 °С	211	мОм
Номинальное напряжение DC/AC	60/230	В
Размеры проводника	9 × 9 Ø6	MM
Требования к охлаждению водой	8,712	л/мин
при повышении температуры	30,000	°C
и перепаде давления	9,699	бар
Вес магнита	2550	КГ

General parameters of quadrupole magnet Q2



Puc. 2. Квадрупольная магнитная линза Q2 (модель создана в Solid Edge) *Fig. 2.* Quadrupole magnet Q2 (model created in Solid Edge)



Puc. 3. Профили четвертинки квадрупольной линзы Q2 *Fig. 3.* Profiles of the quarter quadrupole magnet Q2

На рис. 4 представлены результаты трехмерного расчета однородности интегрального градиента магнитного поля при различных токах. Красной линией обозначена граница рабочей апертуры. Квадрупольный магнит состоит из ярма и 4 катушек возбуждения. Ярмо магнита длиной 1000 мм собирается из 4 сердечников и стягивается болтами. Шихтованный сердечник магнита склеивается из пластин электротехнической стали толщиной 1 мм.



 Рис. 4. Неоднородность интегрального градиента магнитного поля

 при максимальном токе (*cверху*) и при 10 % от максимального (*cнизу*)

 Fig.4. Inhomogeneity of the integral magnetic field gradient at maximum current (*above*)

 and at 10 % of maximum current (*below*)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 Собранные магниты проходят необходимые электрические, гидравлические, тепловые и механические испытания. Наибольшее значение для определения пригодности магнита имеют магнитные измерения, в ходе которых определяются кривая возбуждения, магнитная длина и качество магнитного поля линзы.

Магнитные измерения

Измерения магнитного поля линзы проводились двумя способами: вращающейся гармонической катушкой и подвижной кареткой с массивом датчиков Холла.

Каретка с массивом датчиков Холла (17 датчиков) (рис. 5) перемещалась по специальной крестообразной направляющей, что позволяло проводить измерения градиента магнитного поля при разных токах как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях. Расстояние между крайними датчиками – 152,1 мм. Каретка перемещается вдоль оси магнита на дистанцию 2 м. Калибровка датчиков Холла проводилась один раз в день перед началом цикла измерений с помощью ЯМР магнетометра. Для калибровки каретку с датчиками Холла помещали в калибровочный магнит со стабильностью и однородностью напряженности магнитного поля лучше чем 10⁻⁶. Ошибка измерений магнитного поля составляет ± 3 · 10⁻⁵ в диапазоне 0,02–2,5 Тл. Кареткой проводились измерения локального градиента в центре магнита, интегрального градиента, кривой возбуждения и эффективной магнитной длины квадруполя для 16 различных величин тока. Кроме того, измерения датчиками Холла служили калибровкой для измерений вращающейся гармонической катушкой путем сравнения интеграла напряженности магнитного поля, полученного из измерений датчиков Холла и вращающейся катушки.



Puc. 5. Система измерения датчиками Холла (*слева*), каретка с массивом датчиков Холла (*справа*) *Fig.* 5. Hall sensor measuring system (*left*), carriage with Hall sensors array (*right*)

Интеграл магнитного поля измерялся вращающейся катушкой диаметром 120 мм (рис. 6, 7). Конструкция вращающейся катушки основана на технологии печатных плат. Вал выполнен в виде двух печатных плат длиной 750 мм с общей длиной измерительной части 1500 мм. Каждая плата содержит 4 катушки, одна из которых предназначена для измерения основной гармоники, а другие – для измерения высших гармоник. Каждая катушка состоит из шести слоев по 10 витков в каждом слое, всего 60 витков. Радиус катушки для измерения аксиальных гармоник варьируется в пределах 5,74–6,1 мм. Подробное описание системы измерения магнитного поля вращающейся гармонической катушкой, созданной в ИЯФ СО РАН, приведено в [3].



Рис. 6. Схема измерительной установки и схема вращающейся катушки *Fig. 6.* Scheme of the rotating coil measuring setup



Рис. 7. Измерение квадруполя Q2 вращающейся катушкой *Fig.* 7. Measurement of quadrupole Q2 by rotating coil

Перед началом каждого измерения магнит трижды подвергался циклированию от 0 до максимального тока с нарастанием 10 А/с для обеспечения повторяемости измерений. Используемый источник питания обеспечивает пульсации на уровне 5 ppm при токе 1 кА.

Сигнал с катушки раскладывается в ряд Фурье в цилиндрической системе координат:

$$\Psi(r,\theta) = -\sum_{n=0}^{\infty} r^n [-A_n \cos(n\theta) + B_n \sin(n\theta)],$$

где A_n и B_n – амплитуды косого и нормального мультиполей соответственно. Отсюда находим радиальную и азимутальную компоненты магнитного поля:

$$H_{\theta}(r,\theta) = -\frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} nr^{n-1}[A_n\sin(n\theta) + B_n\cos(n\theta)],$$
$$H_r(r,\theta) = -\frac{\partial\Psi}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} nr^{n-1}[A_n\cos(n\theta) + B_n\sin(n\theta)].$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 Поле *n*-й гармоники в точке r, θ :

$$\vec{H}_n(r,\theta) = nr_n^{n-1}\sqrt{A_n^2 + B_n^2}\sin(n\theta + \varphi_n),$$

где $\varphi_n = \arcsin \frac{A_n}{\sqrt{A_n^2 + B_n^2}}$ – угол фазового сдвига *n*-й гармоники.

В идеальной квадрупольной линзе, кроме основной 2-й гармоники, также присутствуют систематические кратные гармоники, обусловленные симметрией, 6-я, 10-я, 14-я и т. д. В поле реального магнита присутствует полный набор гармоник, как прямых, так и косых. Они возникают вследствие ряда причин: точность изготовления профиля полюса, фаски и смыкаемых поверхностей, точность изготовления магнитопровода и сборки ярма, неоднородность магнитных свойств стали и др. Также надо учитывать систематические ошибки системы измерения, такие как биение и провисание вала гармонической катушки, точность измерения угла, электромагнитные наводки, вибрации. В то же время при соблюдении технологии производства и отсутствии серьезных ошибок в конструкции наличие дополнительных гармоник не приводит к значительному ухудшению качества магнитного поля.

Результаты измерений

На рис. 8–10 представлены характерные результаты магнитных измерений квадрупольной линзы Q2. Из кривой возбуждения (рис. 8) видно, что магнит работает в линейной области во всем диапазоне рабочих токов. В то же время эффективная магнитная длина уменьшается при увеличении тока на 10 мм (1 %), что примерно в два раза превышает расчетное изменение магнитной длины. Очевидно, что при увеличении поля происходит частичное насыщение краевой фаски. По всей видимости, это связано с отличием кривой намагничения используемого материала от принятой в расчетах. Принимая во внимание, что квадрупольная линза будет применяться в транспортном канале, изменение магнитной длины является несущественным фактором. Из рис. 8 видно, что интегральный градиент, измеренный с помощью массива датчиков Холла в медианной плоскости, удовлетворяет требованиям однородности в рабочей апертуре. На рис. 10 представлен характерный набор гармоник, нормированных на величину второй гармоники, при различных токах возбуждения.



Puc. 8. Кривая возбуждения (*слева*) и зависимость эффективной магнитной длины от тока (*справа*) *Fig. 8.* Excitation curve (*left*) and dependence of effective magnetic length on current (*right*)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4



Puc. 9. Однородность интегрального градиента поля в медианной плоскости при различных токах *Fig.* 9. Homogeneity of the integral magnetic field gradient in the median plane at different currents



Puc. 10. Относительные амплитуды гармоник магнитного поля при различных токах в одном из магнитов *Fig. 10.* Relative amplitudes of magnetic field harmonics depending on the current in one of the magnets

Анализ гармоник магнитного поля

После измерений первой серии изготовленных квадрупольных магнитов было установлено, что кроме систематических нелинейных гармоник в спектре присутствуют достаточно большие 3-я, 4-я и 5-я гармоники. Сравнивая нормированные амплитуды гармоник ($(D_n/D_2, D_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2})$ при различных токах для серии магнитов, можно отметить следующие закономерности (рис. 11–14). Во-первых, у большинства линз амплитуды 3-й гармоники превышают амплитуды остальных гармоник. Во-вторых, амплитуды 3-й гармоники имеют сильную и различную для разных магнитов зависимость от тока. В то же время амплитуды 4-й гармоники зависят от тока слабо.



Puc. 11. Амплитуды 3-й гармоники магнитного поля в разных магнитах при различных токах *Fig. 11.* Amplitudes of the 3^{rd} harmonic of the magnetic field depending on the current in different magnets



Puc. 12. Амплитуды 4-й гармоники магнитного поля в разных магнитах при различных токах *Fig. 12.* Amplitudes of the 4th harmonic of the magnetic field depending on the current in different magnets



Puc. 13. Амплитуды А 3-й гармоники магнитного поля в разных магнитах при различных токах *Fig. 13.* Amplitudes A of the 3rd harmonic of the magnetic field depending on the current in different magnets



Puc. 14. Амплитуды В 3-й гармоники магнитного поля в разных магнитах при различных токах *Fig. 14.* Amplitudes A of the 3rd harmonic of the magnetic field depending on the current in different magnets

Присутствие 3-й, 4-й и 5-й гармоник обусловлено изменением зазора между полюсами четвертинок линзы в горизонтальном направлении, которое неизбежно происходит при сборке магнита. Так как квадруполь состоит из 4 частей, вначале стягиваются две нижние части, и две верхние отдельно. Затем верхняя половина устанавливается на нижнюю, и они стягиваются болтами. Под весом верхней половины нижняя половина «раскрывается», т. е. увеличивается зазор между полюсами четвертинок линзы. Верхняя половина, наоборот, сжимается, при этом зазор уменьшается. Изменения зазоров остаются в пределах механических допусков, но, как результат, увеличиваются амплитуды гармоник. При этом расстояние между поти-

2 1,5 Угол поворота, рад 1 0,5 0 -0,5 -1 -1,5 -2 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 Номер магнита

Рис. 15. Угол поворота 3-й гармоники при различных токах *Fig. 15.* Rotating angle of the 3^{rd} harmonic depending on the current



Рис. 16. Угол поворота 4-й гармоники при различных токах *Fig. 16.* Rotating angle of the 4^{th} harmonic depending on the current

Из рис. 15, 16 видно, что угол поворота ($\varphi_n = \arcsin A_n / \sqrt{A_n^2 + B_n^2}$) 3-й и 4-й гармоник зависит от тока, причем эта зависимость различна для разных магнитов. Это означает, что секступольная и октупольная гармоники поворачиваются на достаточно большой угол при изменении тока. Такое поведение гармоник сложно объяснить неравномерным насыщением торцевых фасок или отличием стали в разных сердечниках и требует дальнейшего разбирательства, в первую очередь, с погрешностями измерительной системы.

Рис. 17 и 18 демонстрируют наличие гистерезиса амплитуд нелинейных гармоник в линзах. Видно, что гистерезис 3-й гармоники достаточно большой, в то время как у 4-й гармоники

воположными полюсами практически сохраняется в пределах допусков, так как амплитуда 6-й гармоники не увеличивается. Зависимость амплитуд гармоник от тока может объясняться влиянием торцевой фаски, которая частично насыщается при увеличении тока.



Puc. 17. Гистерезис амплитуды D_3 при изменении токах *Fig.* 17. D_3 amplitude hysteresis depending on the current



Рис. 18. Гистерезис амплитуды D_4 при изменении токах *Fig. 18.* D_4 amplitude hysteresis depending on the current

он незначительный. Наличие гистерезиса может быть обусловлено разной магнитной проницаемостью четвертинок линзы.

Заключение

В ИЯФ СО РАН разработаны и изготовлены квадрупольные магниты для канала перепуска. Магнитные измерения показали, что магниты удовлетворяют необходимым требованиям. При обработке данных магнитных измерений исследовались нежелательные высшие гармоники поля. Особое внимание было уделено секступольной и октупольной гармоникам. Наблюдается зависимость угла поворота гармоник от тока и гистерезис амплитуды секступольной гармоники. В остальных высших гармониках гистерезис незначительный.

Несмотря на то что наибольшая 3-я гармоника мала (< 0,05 %), она может оказывать неконтролируемое влияние на динамику движения пучка. Данное исследование позволяет проводить сортировку магнитов по величине нелинейных гармоник и их зависимости поведения от тока. Исходя из полученных результатов была обеспечена расстановка магнитов по каналу, обусловливающая минимальное возмущение динамики движения пучка.

Список литературы

- 1. Gutbrod H., Augustin I., Eickhoff H., Groß K., Henning W., Krämer D., Walter G. FAIR Baseline Technical Report. 2006. Vol. 2.
- Dubrovin A. N. User's Guide MERMAID: Magnet Design in Two and Three Dimensions. SIM Limited, Novosibirsk Department, 1994.
- Павленко А. В. Многофункциональные цифровые интеграторы для прецизионных измерений магнитных полей в элементах ускорителей / Дисс. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 2015.
- 4. Okunev I., Batrakov A., Kobets V., and Morozov I. Field Measurements of Magnets for Modern SR Sources and FEL // IEEE Transaction on Applied Superconductivity. 2016. Vol. 26, no. 4.
- Zickler Th. Basic design and engineering of normal-conducting, iron-dominated electromagnets / Ed. by D. Brandt // Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Magnets, Bruges, Belgium, CERN-2010-004, 2009.

References

- 1. Gutbrod H., Augustin I., Eickhoff H., Groß K., Henning W., Krämer D., Walter G. FAIR Baseline Technical Report. 2006. Vol. 2.
- 2. **Dubrovin A. N.** User's Guide MERMAID: Magnet Design in Two and Three Dimensions. SIM Limited, Novosibirsk Department, 1994.
- 3. **Pavlenko A. P.** Multifunctional digital integrators for precision measurements of magnetic fields in accelerator elements: Dissirtation. Novosibirsk, 2015. (in Russ.)
- 4. Okunev I., Batrakov A., Kobets V., and Morozov I. Field Measurements of Magnets for Modern SR Sources and FEL // IEEE transaction on applied superconductivity. 2016. Vol. 26, no. 4.
- Zickler Th. Basic design and engineering of normal-conducting, iron-dominated electromagnets / Ed. by D. Brandt // Proceedings of the CAS-CERN Accelerator School: Magnets, Bruges, Belgium, CERN-2010-004, 2009.

Информация об авторах

Сергей Андреевич Быков, старший лаборант Владимир Александрович Востриков, научный сотрудник Константин Владимирович Жиляев, младший научный сотрудник Иван Иванович Морозов, кандидат физико-математических наук Иван Николаевич Окунев, научный сотрудник Алексей Юрьевич Пахомов, младший научный сотрудник

Information about the Authors

Sergey A. Bykov, Senior Laboratory Assistant Vladimir A. Vostrikov, Research Assistant Konstantin V. Zhilyaev, Junior Researcher Ivan I. Morozov, Candidat of Science (Phisics and Mathematics) Ivan N. Okunev, Research Assistant Aleksey Yu. Pakhomov, Junior Researcher

Статья поступила в редакцию 15.08.2023; одобрена после рецензирования 07.11.2023; принята к публикации 14.11.2023

The article was submitted 15.08.2023; approved after reviewing 07.11.2023; accepted for publication 14.11.2023

Научная статья

УДК 539.1.076 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-20-27

Последовательное моделирование динамики ионов Н-минус от источника до выхода из RFQ с поворотом пучка*

Юрий Александрович Буданов¹, Владимир Алексеевич Калинин² Борис Александрович Фролов³

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ Протвино, Россия

> ¹budanov@ihep.ru ² vakalinin@ihep.ru ³ bfrolov.ihep@list.ru

Аннотация

Проведено сквозное моделирование динамики пучка в системе вытягивания, транспортировки пучка и первой секции ускорителя (RFQ). Предложенная методика моделирования динамики ионов от источника до выхода из RFQ позволила оперативно и эффективно менять параметры системы согласования в зависимости от конечных результатов прохождения пучка в RFQ. Разработана и оптимизирована система согласования пучка отрицательных ионов водорода, которая позволяет осуществить поворот пучка для блокировки распространения цезия в канал ускорителя и осуществить согласование пучка с RFQ. В результате оптимизации канала согласования удается получить рост эмиттанса в RFQ не более 25 % для 90 % доли пучка, при этом захват частиц пучка в режим ускорения составляет 98 % инжектируемого пучка. Увеличенные дрейфы в системе согласования оставляют достаточно пространства для размещения диагностической аппаратуры, вакуумной системы и системы корректировки пучка. Установлена зависимость динамики пучка в RFQ от распределения заряда по сечению пучка на выходе канала согласования.

Ключевые слова

моделирование динамики ионов, согласование, эмиттанс, ускоритель

Для цитирования

Буданов Ю. А., Калинин В. А., Фролов Б. А. Последовательное моделирование динамики ионов Н-минус от источника до выхода из RFQ с поворотом пучка // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 20–27. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-20-27

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Буданов Ю. А., Калинин В. А., Фролов Б. А., 2023

Sequential Computer Simulation of H-minus Ion Dynamics from Source to RFQ Exit with Beam Rotation

Yury A. Budanov¹, Vladimir A. Kalinin² Boris A. Frolov³

NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Protvino, Russian Federation

> ¹budanov@ihep.ru ²vakalinin@ihep.ru ³bfrolov.ihep@list.ru

Abstract

An end-to-end simulation of the beam dynamics in the system of extraction, beam transportation and the first section of the accelerator (RFQ) is carried out. The proposed method of modeling the dynamics of ions from the source to the exit from the RFQ made it possible to quickly and efficiently change the parameters of the matching system depending on the final results of the beam passing into the RFQ. A system for matching a beam of negative hydrogen ions has been developed and optimized, which makes it possible to rotate the beam to block the propagation of cesium into the accelerator channel and to match the beam with RFQ. As a result of optimization of the matching channel, it is possible to obtain an emittance increase in RFQ of no more than 25 % for 90 % of the beam fraction, while the capture of beam particles in the acceleration mode is 98 % of the injected beam. The increased drifts in the matching system leave enough space for the placement of diagnostic equipment, a vacuum system and a beam correction system. The dependence of the beam dynamics in the RFQ on the charge distribution over the beam cross section at the output of the matching channel is established.

Keywords

ion dynamics simulation, matching, emittance, accelerator

For citation

Budanov Y. A., Kalinin V. A., Frolov B. A. Sequential Computer Simulation of H-minus Ion Dynamics from Source to RFQ Exit with Beam Rotation. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 20–27 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-20-27

Введение

Разработка системы согласования пучка отрицательных ионов водорода с ускорителем ионов является важной частью работ по разработке всего инжекционного комплекса. Одним из основных критериев отбора оптимальных вариантов согласующей системы является анализ результатов компьютерного моделирования динамики пучка ионов в системе: источник – согласующий канал – начальная часть ускорителя. Таким образом, в предлагаемом варианте разработка системы согласования должна идти одновременно с моделированием динамики.

На начальном этапе моделирование проводилось в системе без поворота пучка (поворот необходим для предотвращения возможного попадания цезия из источника в канал ускорителя). Такое приближение позволяет оценить возможности применения поворота пучка и изменения других параметров системы согласования, неизбежно приводящих к увеличению эмиттанса пучка.

1. Моделирование системы без поворота пучка

В качестве источника ионов H-минус был выбран поверхностно-плазменный источник с газоразрядной камерой пеннинговского типа. 3D-моделирование и оптимизация ионно-оптической системы (ИОС) источника проводились ранее с помощью пакета программ IBSimu для тока вытягиваемых ионов H-минус 50 mA [1]. На рис. 1 представлен фазовый портрет пучка ионов H- с энергией 100 кэВ на выходе ионного источника. При расчете канала согласования



конечной целью было достижение требуемых Твисс-параметров (α = 2,3, β = 0,14 mm/mrad) и минимизация роста эмиттанса на входе в RFQ (первая секция ускоряющего канала).

Рис. 1. Расчетный фазовый портрет пучка на выходе ионного источника
 Fig. 1. Computed phase portrait at the ion source exit



на выходе канала согласования Fig. 2. Computed phase portrait at the matching channel exit

Согласующий канал состоит из двух соленоидов. На рис. 2 приведен пучок ионов Н-минус на выходе канала согласования. Длина каждого соленоида с железным экраном 0,255 m, радиус апертуры 0,06 m, расстояние между ними 0,47 m выбрано для размещения вакуумного оборудования и диагностического устройства. Общая длина канала согласования 1,25 m. В результате оптимизации для получения на выходе LEBT пучка с требуемыми Твисс-параметрами величина магнитного поля первого соленоида составила 0,524 T, второго – 0,496 T. Пучок в согласующем канале показан на рис. 3.



Puc. 3. Пучок в канале согласования *Fig. 3.* The beam in the matching channel



Puc. 4. Фазовый портрет пучка на выходе RFQ *Fig. 4.* Phase portrait of the beam at the RFQ exit

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 При дальнейшем моделировании этот пучок является входным для RFQ [2]. Формат пучка преобразуется разработанной программой к формату данных пучка для моделирования динамики в RFQ. На рис. 4 представлен фазовый портрет пучка отрицательных ионов водорода на выходе RFQ. Захват пучка в режим ускорения при токе I = 50 mA составляет k = 0,98. В табл. 1 представлены параметры пучка при ускорении в RFQ.

Таблица 1

Изменение параметров эмиттанса пучка при ускорении в RFQ

Table 1

Параметры эмиттанса на входе	Параметры эмиттанса на выходе
$\mathbf{B} \mathbf{K} \mathbf{F} \mathbf{Q} \left(\mathbf{I} - \mathbf{S} 0 \mathbf{I} \mathbf{I} \mathbf{A} \right)$	из кгQ (I – 30 ША)
X-X'	X-X'
Emit [rms] = 0,0882 Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [rms] = 0,1451 Pi.mm.mrad [Norm.]
Emit [90,00 %] = 0,297 Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [90,00 %] = 0,667 Pi.mm.mrad [Norm.]
Beta = $0,1407 \text{ mm/Pi.mrad}$	Beta = $0,2363 \text{ mm/Pi.mrad}$
Alpha = 2,4873	Alpha = 1,7300
Y-Y'	Y-Y'
Emit [rms] = 0,0927 Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [rms] = 0,1429 Pi.mm.mrad [Norm.]
Emit [90,00%] = 0,3192Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [90,00%] = 0,6747 Pi.mm.mrad [Norm.]
Beta = $0,1421 \text{ mm/Pi.mrad}$	Beta = 0,2401 mm/Pi.mrad
Alpha = 2,4191	Alpha = -1,5989
Beta = 0,014529854 Gamma = 1,00010557	Beta = 0,061264560 Gamma = 1,001881973

Beam emittance parameters in RFQ

Нормализованный эмиттанс 90 % пучка на выходе RFQ не превосходит 0,67 π · мм · мрад, что на порядок меньше аксептанса RFQ. Таким образом, представляется возможным исследовать варианты системы согласования с поворотом пучка и с увеличением дрейфов в системе для размещения диагностического оборудования и системы корректоров положения пучка.

2. Моделирование системы с поворотом пучка

На следующем этапе работ в расчеты был включен поворот пучка, для этого случая схема системы согласования изображена на рис. 5. На схеме канала согласования IS – ионный источник, S1 и S2 – соленоиды, М – поворотный магнит, D1–D4 – дрейфы, RFQ – начальная часть ускорителя. Компьютерное моделирование данной системы проводилось с использованием пакета программ PathManager для согласующего канала.



Puc. 5. Схема канала согласования *Fig. 5.* The scheme of matching channel

Критерием выбора оптимальных параметров согласующего канала было получение на входе в RFQ заданной конфигурации пучка (определяемой параметрами Твисса) и минимизация роста эмиттанса в канале согласования. При таком подходе наиболее приемлемые результаты были получены при угле поворота пучка на 10 градусов и длине дрейфа D4 = 0.35 м. В настоящей работе показано, что на захват пучка в режим ускорения и минимальный рост эмиттанса в RFO существенное влияние оказывает распределение заряда по сечению пучка на выходе согласующего канала. Как показали расчеты, минимальный эмиттанс на выходе RFQ достигается при Твисс-параметрах отличных от требуемых оптимальных на входе ($\alpha = 2,3,$ β = 0,14 m/rad). В результате угол поворота пучка удалось увеличить до 15 градусов, оставляя достаточное пространство между соленоидами (для размещения поворотного магнита и диагностического оборудования) и между последним соленоидом и RFQ (для размещения системы корректоров положения пучка). Следует отметить, что все вычисления проводились с учетом пространственного заряда. Это обстоятельство существенно усложняло задачу согласования, так как на процесс динамики в RFQ оказывали влияние не только параметры Твисса во входном в RFQ пучке, но и сама форма распределения заряда. В табл. 2 отражены три (количество рассмотренных вариантов существенно больше) характерных возможных выбора параметров системы согласования (для магнитных элементов длина в миллиметрах и индукция в Тесла), Твисс-параметры α и β, нормализованные среднеквадратичные эмиттансы на выходе системы согласования (вход в RFQ) и на выходе RFQ.

Таблица 2

Параметры согласующего канала на выходе канала (LEBT) и на выходе RFQ

Table 2

Параметр	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3
Угол поворота	10°	10°	15°
D1[mm]	70	70	70
S1[mm], B [T]	300, 0,300	300, 0,535	300, 0,530
D2[mm]	100	100	100
M[mm], B [T]	170, 0,05	170, 0,05	170, 0,071
D3[mm]	400	400	400
S2[mm], B[T]	300, 0,41	300, 0,40	300, 0,41
D4[mm]	350	400	400
	LEBT (BL	іход)	
Emit[π.mm.mrad]	0,21	0,20	0,22
α	2,18	1,86	1,04
$\beta \text{ [mm/$\pi$.mrad$]}$	0,175	0,30	0,10
Emit[π.mm.mrad]	0,21	0,20	0,22
	RFQ (вы	ход)	
Emit[π.mm.mrad]	0,22	0,42	0,22

Matching channel parameters at the exit of LEBT and RFQ exit

Для угла поворота 15° rms эмиттанс пучка (табл. 3) на выходе RFQ практически не отличаются от эмиттанса при повороте на угол 10°. Чтобы понять данный результат, следует посмотреть на распределение заряда по сечению пучка, которое получается на входе в RFQ. На рис. 6–8 представлено распределение заряда соответственно для вариантов 1–3 из табл. 2.



Рис. 6. Распределение заряда пучка в плоскости *x*, вариант 1



канала

Fig. 9. Phase portrait at the matching channel exit



Рис. 7. Распределение заряда пучка в плоскости *x*, вариант 2

Fig. 7. Beam charge distribution in the x plane, option 2



Puc. 8. Распределение заряда пучка в плоскости *x*, вариант 3 *Fig.* 8. Beam charge distribution in the *x* plane, option 3

Отклонение δ параметров Твисса (α , β) от целевых значений (α_0 , β_0)

$$\delta = \left(\frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0}\right)^2 + \left(\frac{\beta_0 - \beta}{\beta_0}\right)^2 - \frac{\beta_0 - \beta}{\beta_0}$$

наибольшее для варианта 3 среди результатов табл. 2, однако именно при этих значениях элементов транспортного канала наиболее оптимальны результаты по углу отклонения пучка, максимальный дрейф после соленоидов и минимальный рост эмиттанса в RFQ. На рис. 8 распределение заряда существенно отличается от приведенных на рис. 6, 7 увеличенной плотности заряда в центре пучка. Вариант 3 принят как основной для дальнейшей разработки.

Моделирование динамики пучка в RFQ при токе на входе I = 50 mA и повороте в согласующем канале на 15° приводит к результатам, представленным на рис. 9, 10 и в табл. 3.



Puc. 10. Фазовый портрет на выходе RFQ *Fig. 10.* Phase portrait at the RFQ exit

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4

Таблица 3

Параметры эмиттанса пучка в RFQ при согласовании с отклонением пучка

Table 3

Параметры эмиттанса	Параметры эмиттанса
на входе в RFQ	на выходе из RFQ
X-X′	X-X'
Emit [rms] = 0,2180 Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [rms] = 0,2200 Pi.mm.mrad [Norm.]
Emit [90,00 %] = 0,8000 Pi.mm.mrad [Norm]	Emit [90,00%] = 1,0152 Pi.mm.mrad [Norm]
Beta = $0,1008 \text{ mm/Pi.mrad}$	Beta = $0,2347 \text{ mm/Pi.mrad}$
Alpha = 1,0350	Alpha = 1,7124
Y-Y'	Y-Y'
Emit [rms] = 0,2320 Pi.mm.mrad [Norm.]	Emit [rms] = 0,2469 Pi.mm.mrad [Norm.]
Emit [90,00 %] = 0,8615 Pi.mm.mrad [Norm]	Emit [90,00 %] = 1,0888 Pi.mm.mrad [Norm]
Beta = $0,1165 \text{ mm/Pi.mrad}$	Beta = $0,2311 \text{ mm/Pi.mrad}$
Alpha = 1,0702	Alpha = -1,4974
Beta = 0,014522849 Gamma = 1,00010547	Beta = 0,061308270 Gamma = 1,001884667

Beam emittance parameters in RFQ when matched with beam deflection

Выводы

Таким образом, разработана система согласования пучка отрицательных ионов водорода, которая позволяет осуществить поворот пучка для блокировки распространения цезия в канал ускорителя и при этом осуществить хорошее согласование пучка с первой секцией ускорителя. Подробные результаты согласования представлены в табл. 3 и показывают, в частности, рост эмиттанса в RFQ не более 25 % для 90 % доли пучка, при этом захват частиц пучка в режим ускорения составляет 98 % инжектируемого пучка. Увеличенные дрейфы в системе согласования оставляют достаточно пространства для размещения диагностической аппаратуры и под-ключения вакуумной и корректирующий пучок систем.

Список литературы

- 1. Кленов В. С., Фролов Б. А. Численное моделирование ионно-оптических систем вытягивания, ускорения и согласования с радиочастотным квадрупольным ускорителем для пучка отрицательных ионов водорода // ЖТФ. 2018. Т. 88, вып. 5. С. 649–654.
- Budanov Yu. A. et al. RFQ Drift-Tube Proton Linacs in IHEP // Proc. 22th Linear Accelerator Conf. (LINAC'04). Lubeck, Germany, Aug. 2004. Paper TUP01. P. 285–287.

References

- 1. Klenov V. S., Frolov B. A. Numerical modeling of ion-optical systems of stretching, acceleration and matching with a radio-frequency quadrupole gas pedal for a beam of negative hydrogen ions. *Technical Physics Journal*, 2018, vol. 88, no. 5, pp. 649–654. (in Russ.)
- Budanov Yu. A. et al. RFQ Drift-Tube Proton Linacs in IHEP. In Proc. 22th Linear Accelerator Conf. (LINAC'04). Lubeck, Germany, Aug. 2004, paper TUP01, pp. 285–287.

Информация об авторах

- Юрий Александрович Буданов, доктор физико-математических наук, начальник ускорительного комплекса
- Владимир Алексеевич Калинин, заместитель начальника отделения ускорительного комплекса
- **Борис Александрович Фролов,** кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник

Information about the Authors

Yury A. Budanov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory

VladimirA. Kalinin, Deputy Chief of the Accelerator Complex Department

Boris A. Frolov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Researcher

Статья поступила в редакцию 10.09.2023; одобрена после рецензирования 15.09.2023; принята к публикации 24.11.2023

The article was submitted 10.09.2023; approved after reviewing 15.09.2023; accepted for publication 24.11.2023

Научная статья

УДК 621.384.64 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-28-35

Вакуумная система ускорителя ЛИНАК-200*

Дмитрий Сергеевич Шокин¹, Алексей Николаевич Трифонов² Валерий Васильевич Кобец³, Дмитрий Львович Демин⁴ Александр Евгеньевич Бруква⁵, Владимир Григорьевич Шабратов⁶ Александр Васильевич Скрыпник⁷

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем Дубна, Московская область, Россия

> ¹dmitryshokin@jinr.ru ²trifonov@jinr.ru ³vkobets@jinr.ru ⁴demin@jinr.ru ⁵osel-dub@ya.ru ⁶v.shabratov@gmail.com ⁷skrypnik@jinr.ru

Аннотация

Линейный ускоритель ЛИНАК-200 в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований создается с целью обеспечить электронные тестовые пучков с энергией до 200 МэВ для исследований и разработок в области детекторов частиц, для изучения передовых методов диагностики электронных пучков и для работы в качестве облучательной установки для прикладных исследований. Хотя ЛИНАК-200 использует оборудование ускорителя MEA (NIKHEF), вакуумная система была значительно модернизирована. В этой работе представлена конструкция и состояние новой вакуумной системы.

Ключевые слова

линейный ускоритель электронов, вакуум, магниторазрядные насосы, поток газов, расчет вакуумной системы

Для цитирования

Шокин Д. С., Трифонов А. Н., Кобец В. В., Демин Д. Л., Бруква А. Е., Шабратов В. Г., Скрыпник А. В. Вакуумная система ускорителя ЛИНАК-200 // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 28–35. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-28-35

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Шокин Д. С., Трифонов А. Н., Кобец В. В., Демин Д. Л., Бруква А. Е., Шабратов В. Г., Скрыпник А. В., 2023

Vacuum System of the LINAC-200 Accelerator

Dmitry S. Shokin¹, Alexey N. Trifonov², Valery V. Kobets³ Dmitry L. Demin⁴, Alexander E. Brukva⁵, Vladimir G. Shabratov⁶ Alexander V. Skrypnik⁷

Laboratory of Nuclear Problems, Joint Institute For Nuclear Research Dubna, Moscow region, Russian Federation

> ¹dmitryshokin@jinr.ru ²trifonov@jinr.ru ³vkobets@jinr.ru ⁴demin@jinr.ru ⁵osel-dub@ya.ru ⁶v.shabratov@gmail.com ⁷skrypnik@jinr.ru

Abstract

The LINAK-200 linear accelerator at the JINR Nuclear Power Plant is being built to provide electronic test beams with an energy of up to 200 MeV for research and development in the field of particle detectors, to study advanced methods for diagnosing electron beams and to work as an irradiation unit for applied research. Although the LINAK-200 uses MEA accelerator equipment (NIKHEF), the vacuum system has been significantly upgraded. This paper presents the design and condition of the new vacuum system.

Keywords

linear electron accelerator, vacuum, magnetic discharge pumps, gas flow, calculation of the vacuum system

For citation

Shokin D. S., Trifonov A. N., Kobets V. V., Demin D. L., Brukva A. E., Shabratov V. G., Skrypnik A. V.. Vacuum system of the LINAC-200 accelerator. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 28–35 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-28-35

Введение

Линейный ускоритель ЛИНАК-200 в Объединенном институте ядерных исследований сооружается с целью обеспечения электронных тестовых пучков с энергией до 200 МэВ для проведения исследований и разработок в области детекторов частиц, изучения передовых методов диагностики пучка и работы в качестве установки облучения для прикладных исследований [1; 2].

Вакуумный объем ускорителя составляет ~400 литров и состоит из пучковой камеры и волноводов для передачи СВЧ-мощности от клистронов в ускоряющие секции.

Основными задачами разработки вакуумной системы являются:

- обеспечение откачки до давления $P \le 5 \times 10^{-8}$ торр;
- обеспечение безмаслянной откачки;
- нечувствительность к газовым нагрузкам;
- высокая скорость откачки по всем газам;
- обеспечение возможности поиска течей.

Наиболее полно вышеуказанным требованиям удовлетворяет использование турбонасосов и магниторазрядных насосов.

Схема вакуумной системы ускорителя ЛИНАК-200

От глубины вакуума зависит вероятность пробоя в волноводах ускорителя. Улучшение вакуума приводит к уменьшению рассеивания пучка электронов. При хорошем вакууме идет улучшение по выработке часов магниторазрядных насосов благодаря меньшей нагрузке на них. Исходя из этого, необходимо достигнуть рабочего уровня вакуума $P \le 5 \times 10^{-8}$ торр в различных частях ускорителя. Исходя из удобств эксплуатации и повышения надежности ускорителя, в основу структурной схемы вакуумной системы положен модульный принцип:

- каждая станция обеспечена отдельными откачными постоянно работающими магниторазрядными насосами;
- каждая стация обеспечена возможностью подключения передвижного вакуумного поста и проведения откачки с атмосферы;
- станции отделены друг от друга ручными и электропневматическими шиберами, что позволяет проводить на этих участках аварийные или планово-профилактические работы, не нарушая вакуум в остальных частях ускорителя.



Puc. 1. Вакуумная схема ускорителя ЛИНАК-200. Пушка и станции 1, 2 *Fig. 1.* Vacuum scheme of the LINAK-200 accelerator. Gun and stations 1, 2



Puc. 2. Вакуумная схема ускорителя ЛИНАК-200. Станции 3, 4 *Fig. 2.* Vacuum scheme of the LINAK-200 accelerator. Station 3, 4

На рис. 1 изображена вакуумная система первых двух станций ускорителя. А на рис. 2 – станция 3 и 4. В конце 2023 г. на четвертой ускоряющей станции был сделан параллельный перенос пучка электронов. Также уже ведется активная работа по параллельному переносу пучка на 3 станции. Подготавливается необходимая вакуумная арматура и поворотные магниты.

Выбор вакуумной арматуры и средства измерения откачки

Общие требования к вакуумной арматуре для использования ее на ускорителе ЛИНАК-200: 1) высокая скорость откачки обеспечивается конфигурацией подключения откачных насо-

сов к ускоряющим структурам;

 быстрота срабатывания аварийных автоматических шиберов (время закрытия не более 10 мс на пушке и не более 1 с на станциях) для защиты работающего высоковакуумного оборудования в случае ухудшения вакуума;

3) простота устройства вакуумной системы и удобство в эксплуатации.

Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют клапаны (шиберы) с электропневматическим приводом, наряду с которым есть возможность использовать арматуру и с ручным приводом. Было решено в качестве вакуумной арматуры использовать ручные и электропневматические шиберы фирмы VAT серий 01 и 75.

Общие требования к датчикам измерения вакуума:

1) высокая надежность работы;

2) высокая радиационная стойкость;

3) нечувствительность к ухудшению вакуума (вплоть до атмосферы);

4) обеспечение измерения вакуума в пределах $P = 10^{-3} \div 5 \times 10^{-9}$ торр (для высоковакуумных датчиков).

Этим требованиям вполне удовлетворяют датчики типа Pirani (измерение форвакуума) и датчики с холодным катодом типа Penning (измерение высокого вакуума). На ускорителе используется оборудование фирмы Pfeiffer Vacuum GmbH.

Получение вакуума

Вакуумная откачка ускорителя осуществляется в 2 этапа.

1. Откачка камеры ускорителя ЛИНАК-200 (или отдельных секций) «с атмосферы» с применением передвижного вакуумного поста:

- форвакуумная откачка камеры до давления $P \sim 5 \times 10^{-2}$ торр;

— откачка турбонасосом до давления $P \sim 5 \times 10^{-7}$ торр.

2. Включение и дальнейшая постоянная откачка камеры ускорителя ионными магниторазрядными насосами до давления $P \le 5 \times 10^{-8}$ торр.

Рекомендуемое давление запуска магниторазрядных насосов $P < 10^{-5}$ торр. Предварительный вакуум $P \sim 1 \times 10^{-6}$ торр обеспечивает более быстрый запуск магниторазрядных насосов и достигается при первичной длительной откачке с помощью вакуумного передвижного поста.

Проектный расчет вакуумной системы

Суммарный поток газов, поступающий в рабочий объем $Q_{\text{сумм}}$ равен

$$Q_{\text{сумм}} = Q_{\Pi P} + Q_{\text{HAT}} + Q_{\mathcal{I} U \Phi} + Q_{\Pi OB}, \qquad (1)$$

где $Q_{\Pi P}$ – поток, обусловленный проницаемостью стенок вакуумной камеры; Q_{HAT} – поток газов, натекающий из атмосферы через течи и соединения; $Q_{ДИ\Phi}$ – поток газов, обусловленный

диффузионным газовыделением из глубины конструкционных; $Q_{\Pi OB}$ – поток газа с поверхности камеры и элементов, расположенных в ней [3].

 $Q_{\Pi P} = \sum_{i=1}^{n} q_{\Pi Pi} * A_i \approx 0 \frac{M^3 \Pi a}{c}$, так как удельные потоки проницаемости для меди существенны только при высоких температурах.

 $Q_{\Pi U \Phi} \approx 0$ потому, что нет нагрева стенок камеры, который приводил бы к диффузии.

 $Q_{\text{HAT}} \approx \frac{V * (P_{\text{кон}} - P_{\text{нач}})}{t}$, где V – объем каждой секции; $(P_{\text{кон}} - P_{\text{нач}})$ – разница в показаниях вакуума спустя время t с отключенной откачкой. В нашем случае Q_{HAT} является определяющим фактором ухудшения вакуума.

$$Q_{\Pi OB} = S_{KAM} \cdot q, \tag{2}$$

где *q* – удельное газовыделение с поверхности.

$$S_{\text{kam1}} = 0.975 \text{ m}^2$$
; $S_{\text{kam2}} = 1.667 \text{ m}^2$; $S_{\text{kam3}-4} = 3.052 \text{ m}^2$.

Согласно выводам работы [3], газовыделение с поверхностей холодных элементов:

$$\lg q = A_{\text{AEC}} - B_{\text{AEC}} \cdot t = -9.2172, \tag{3}$$

где $A_{\text{ДЕС}}$ и $B_{\text{ДЕС}}$ – постоянные коэффициенты. Для необработанной меди $A_{\text{ДЕС}} = -3.486$, $B_{\text{ЛЕС}} = 3.98 \cdot 10^{-5}$, $t = 144\,000$ с – время откачки.

Из формулы 3 выражаем q:

$$q = 10^{\lg q} = 6.06457 \cdot 10^{-10} \frac{\mathsf{M}^3 \Pi \mathsf{a}}{\mathsf{M}^2 \mathsf{c}}.$$

Подставляя полученный результат в формулу 2, находим $Q_{\Pi OB}$ для каждой станции.

Вакуумирование ускорительной станции 1 обеспечивает работу первой короткой секции (3,67 м) и первого дрейфового участка (1,5 м); ускорительной станции 2 – двух коротких секций (2 × 3,67 м) и следующего дрейфового участка (1,5 м); ускорительных станций 3 и 4 – двух длинных секций (2 × 7,35 м) и дрейфового участка (1,5 м).

Благодаря тому, что ускорительные структуры имеют протяженную геометрию с многочисленными «карманами» и небольшим проходным сечением, зависимость остаточного вакуума от скорости откачки вакуумных насосов невысока. В большей степени остаточный вакуум достигается за счет продолжительности откачки и, как было отмечено ранее, определяется натеканием.

В табл. 1–3 указаны рабочие параметры и суммарный поток газов на каждой станции в соответствии с проведенными расчетами.

Заключение

В результате проведенных работ была модернизирована вакуумная система линейного ускорителя ЛИНАК-200, что позволило отсекать отдельные участки вакуумной системы в случае ухудшения вакуума. Был произведен расчет суммарного потока газов на каждой станции, подобраны и установлены насосы с производительностью от 10 до 100 л/с на периферии ускоряющих структур (на трубы дрейфа), и был получен конечный вакуум в районе насосов $P \ge 5 \cdot 10^{-8}$ торр.

		Docomina		во посот мотот йгшм	1 2221110		Таблица I
		DIALOOD I	а параметры и сумме	арный шоток г <i>а</i> зов ст	анции г		Table 1
		Operat	ing parameters and to	otal gas flow for the st	ation 1		
			A	01			
Обьект	Количество	Параметры, мм	Площадь, мм ²	Полная пло- щадь, мм ²	Qнат ^{м3Па} с	$Q_{\mathrm{HOB}}, \frac{\mathrm{m}^{3}\mathrm{fla}}{\mathrm{c}}$	$\mathcal{Q}_{ ext{cymm}} rac{m^3 \Pi a}{c}$
Короткая секция А0ВВ		60*3673	692 344	692 344	0	9,91.10 ⁻⁵	9,91.10 ⁻⁵
Дрейфовый уча- сток DS0/1		60*1500	282 743	282 743	0	4,047.10 ⁻⁵	4,047.10-5
Соединения	15	1	1	1	$7,5 \cdot 10^{-12}$	0	$7,5 \cdot 10^{-12}$
		_	-	-		ИТОГ	13,9587.10 ⁻⁵
		Doctor			Ç		Таблица 2
		гаричис	а параметры и сумма	арный лоток газов ст	анции ∠		Table 2
		Operat	ing parameters and to	otal gas flow for the st	ation 2		
			A	02			
Объект	Количество	Параметры, мм	Шлощадь, мм ²	Полная площадь, мм ²	$ec{Q}_{ ext{Harr}} rac{\mathrm{m}^3 \Pi \mathrm{a}}{\mathrm{c}}$	$Q_{IIOB}, \frac{M^3\Pi a}{c}$	$\mathcal{Q}_{\mathrm{cymn}} \frac{\mathrm{m}^3 \Pi \mathrm{a}}{\mathrm{c}}$
Короткая секция А1АА, В2АА	2	60*3673	692 344	1 384 688	0	14,25.10 ⁻⁵	0,0001425
Дрейфовый уча- сток DS2/3		60*1500	282 743	282 743	0	2,910.10 ⁻⁵	2,910·10 ⁻⁵
Соединения	10	Ι	I	I	$5 \cdot 10^{-12}$	0	$5 \cdot 10^{-12}$
						NTOL	$17,162 \cdot 10^{-5}$

33

ŝ	
Таблица	

34

Рабочие параметры и суммарный поток газов станций 3 и 4

					-		Table 3
		Operating p	arameters and total ga	s flow for the stations	s 3 and 4		
			А03 и А	104			
Объект	Количество	Параметры, мм	Площадь, мм ²	Полная площадь, мм ²	$arrho_{ extsf{har}} rac{ extsf{m}^3 \Pi a}{ extsf{c}}$	Qпов, ^{м3Па}	$arrho_{ m cymn} rac{{}^{ m a_{IIa}}}{{}^{ m c}}$
Длинная секция АЗА, В4А	2	60*7346	1 384 688	2 769 376	0	3,338·10 ⁻⁵	$3,338 \cdot 10^{-5}$
Дрейфовый участок DS4/5	1	60*1500	282 743	282 743	0	3,408.10-6	3,408.10-6
Соединения	10	I	Ι	Ι	$5 \cdot 10^{-12}$	0	$5 \cdot 10^{-12}$
						NTOL	$3,679 \cdot 10^{-5}$

В настоящее время на ускорителе ведутся работы по параллельному переносу пучка на 3-й ускоряющей станции. Подготавливается необходимая вакуумная арматура, магниторазрядные насосы и прочее.

В ближайшем будущем планируется сделать параллельный перенос пучка на 2-й ускоряющей станции, а также начать монтаж 5-й и 6-й станций, что позволит ускорителю ЛИ-НАК-200 получать электронные тестовые пучки с энергией до 400 МэВ.

Список литературы

- FLAP Collaboration: Tasks and Perspective. Study of Fundamentals and New Application of Controllable Generation of Electromagnetic Radiation by Relativistic Electrons Using Functional Materials // Physics and Nuclei Letters. 2021. Vol. 18, no. 3. P. 338–353.
- Trifonov A. et al. «Linac-200: a new electron test beam facility» // PoS. 41st International Conference on High Energy Physics (ICHEP2022). Bologna, Italy, June, 2023. P. 1–4.
- 3. **Юрьева А. В.** Расчет вакуумных систем. Томск: Изд-во Том. политехн. ун-та, 2012. С. 67– 69.

References

- 1. FLAP Collaboration: Tasks and Perspective. Study of Fundamentals and New Application of Controllable Generation of Electromagnetic Radiation by Relativistic Electrons Using Functional Materials. *Physics and Nuclei Letters*, 2021, vol.18, no 3, pp. 338-353.
- 2. Trifonov A. et al. «Linac-200: a new electron test beam facility». In *PoS., 41st International Conference on High Energy Physics (ICHEP2022)*. Bologna, Italy, June, 2023, pp. 1-4.
- 3. Yuryeva A. V. Calculation of vacuum systems. Tomsk, Tomsk Polytechnic University Publ., 2012, pp. 67–69. (in Russ.)

Информация об авторах

Дмитрий Сергеевич Шокин, инженер

Алексей Николаевич Трифонов, младший научный сотрудник

Валерий Васильевич Кобец, начальник сектора

Дмитрий Львович Демин, главный инженер установки

Александр Евгеньевич Бруква, ведущий инженер

Владимир Григорьевич Шабратов, начальник группы

Александр Васильевич Скрыпник, ведущий инженер

Information about the Authors

Dmitry S. Shokin, Engineer

Alexey N. Trifonov, Junior Researcher

Valery V. Kobets, Head of the Sector

Dmitry L. Demin, Chief Engineer

Alexander E. Brukva, Leading Engineer

Vladimir G. Shabratov, Head of the Group

Alexander V. Skrypnik, Leading Engineer

Статья поступила в редакцию 15.09.2023; одобрена после рецензирования 03.11.2023; принята к публикации 15.11.2023

The article was submitted 15.09.2023; approved after reviewing 03.11.2023; accepted for publication 03.11.2023

Научная статья

УДК 621.384.633.5 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-36-43

Результаты реконструкции магнитной системы циклотрона У400М*

Иван Анатольевич Иваненко¹, Игорь Владимирович Калагин² Николай Федорович Осипов³, Василий Алексеевич Семин⁴ Владислав Борисович Зарубин⁵

Объединенный институт ядерных исследований Дубна, Россия

> ¹ivan@jinr.ru ²kalagin@jinr.ru ³onik@jinr.ru ⁴seminva@jinr.ru ⁵vbz@jinr.ru

Аннотация

Изохронный циклотрон У400М был создан на базе классического циклотрона У300 и находится в эксплуатации с 1996 г. У400М предназначен для ускорения пучков тяжелых ионов с отношением массы к заряду A/Z 2.286 – 9 до энергии 80–6 МэВ/нуклон. Магнитная система циклотрона создана на базе электромагнита Ш-типа с диаметром полюса 4 м. Изохронное поле создается 4 парами спиральных секторов. В 2022 г. проведена реконструкция У400М, включающая в себя замену основной обмотки магнита, проведение магнитных измерений и коррекции поля. В ходе измерений была проведена компенсация первой гармоники, а также коррекция среднего магнитного поля в области вывода пучка из циклотрона. При реконструкции применена автоматическая измерительная система, использующая 14 датчиков Холла.

Ключевые слова

изохронный циклотрон, электромагнит циклотрона, формирование магнитного поля

Для цитирования

Иваненко И. А., Калагин И. В., Осипов Н. Ф., Семин В. А., Зарубин В. Б. Результаты реконструкции магнитной системы циклотрона У400М // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 36–43. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-36-43

^{*}Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Иваненко И. А., Калагин И. В., Осипов Н. Ф., Семин В. А., Зарубин В. Б., 2023
Results of Reconstruction of U400M Cyclotron Magnetic Structure

Ivan A. Ivanenko¹, Igor V.Kalagin², Nikolay F. Osipov³, Vasiliy A. Semin⁴ Vladislav B. Zarubin⁵

> Joint Institute for Nuclear Research Dubna, Russian Federation ¹ivan@jinr.ru

> > ²kalagin@jinr.ru ³onik@jinr.ru ⁴seminva@jinr.ru ⁵vbz@jinr.ru

Abstract

U400M isochronous cyclotron was create on the base of U300 classic cyclotron and is under operation at FLNR, JINR since 1996. U400M cyclotron is intended for accelerating the ion beams with A/Z= 2.286 - 9 to energy W = 80 - 6 MeV/nucl. Cyclotron have H-type main magnet with 4-meter pole diameter and 4 pairs of spiral type sectors. In 2022 year, the reconstruction of cyclotron magnetic structure was held on. The reconstruction included the replacement of magnet main coil, mapping and correction of cyclotron magnetic field. In the frame of the mapping, the magnetic field was corrected to improve its average radial distribution and to compensate the first harmonic. For cyclotron magnetic field mapping the automatic measurement system, based on 14 Hall probes, was used.

Keywords

Isochronous cyclotron, cyclotron magnet, magnetic field formation

For citation

Ivanenko I. A., Kalagin I. V., Osipov N. F., Semin V. A., Zarubin V. B. Results of reconstruction of U400M cyclotron magnetic structure. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 36–43 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-36-43

Введение

Изохронный циклотрон У400М предназначен для ускорения пучков тяжелых ионов с отношением массы к заряду *A*/*Z* 2,286–9 до энергии 80–6 МэВ/нуклон [1]. Циклотрон был введен в эксплуатацию в 1996 г. В 2022 г. была проведена реконструкция электромагнита, включающая замену старой основной обмотки на новую, а также проведение измерений и коррекции рабочего магнитного поля. Магнитная система циклотрона создана на базе электромагнита Ш-типа с диаметром полюса 4 м. Основные параметры электромагнита приведены в табл. 1. Изохронное поле создается 4 парами спиральных секторов и варьируется в диапазоне 1,5– 1,92 Тл. Магнит циклотрона имеет 8 × 15 корректирующих катушек, размещенных на поверхности секторов и предназначенных для оперативной коррекции магнитного поля.

Таблица 1

Основные параметры магнита циклотрона У400М

Table 1

Main parameters of the magnet of U400M cyclotron

Параметр	Значение
Размер магнита, м	$11 \times 4,2 \times 7,46$
Диаметр полюса, м	4
Зазор между полюсами, секторами, м	0,5; 0,1
Количество секторов на полюсе	4
Угловая протяженность сектора, градусы	42
Спиральность сектора, градусы	40
Количество радиальных корректирующих катушек	1
Максимальное поле, Тл	1,92
Максимальная мощность магнита, кВт	650

Замена основной обмотки

Основная обмотка электромагнита циклотрона У300, а позднее У400М использовалась с 1963 г. и в 2022 г. была заменена на новую. Как старая, так и новая обмотки наматывались медным проводником с внутренним отверстием под охлаждение. Одним из критериев выбора параметров новой обмотки послужил предельный ток имеющегося источника питания в 2500 А. Размер проводника новой обмотки был выбран исходя из задачи установки обмотки на магнит посекционно через рабочий зазор между секторами высотой 84 мм (табл. 2).

Таблица 2

Параметры старой и новой обмоток циклотрона У400М

Table 2

*	•		
Основная обмотка	Старая	Новая	
Поперечное сечение ш*в, м	0,755*1	0,633*0,816	
Сечение проводника, м	0,046*0,046	0,050*0,035	
Диаметр отверстия охлаждения, м	Ø 0,027	Ø 0,017	
Плотность тока, I*N/S, А/мм ²	0,834	1,162	
Мощность, кВт	624	601	
Диаметр отверстия охлаждения, м Плотность тока, I*N/S, А/мм ² Мощность, кВт	Ø 0,027 0,834 624	Ø 0,017 1,162 601	

The parameters of the old and new main coils of U400M cyclotron

На рис. 1 представлены зависимости уровня магнитного поля в центре циклотрона от тока возбуждения старой и новой обмоток. Новая катушка имеет меньшее поперечное сечение и расположена ближе к полюсу магнита и его медианной плоскости. Такое смещение центра масс катушки приводит к небольшому изменению в радиальном наклоне среднего магнитного поля и в распределении рассеянного магнитного поля. Эти изменения могут быть скомпенсированы подбором уровня магнитного поля и корректирующими катушками [2].

Новая обмотка имеет дополнительную секцию, расположенную ближе к медианной плоскости магита. Эта секция имеет отдельный источник питания и предназначена для создания Br – компоненты магнитного поля, с помощью которой будет осуществляться коррекция аксиального положения пучка в области его вывода из циклотрона.



Рис. 1. Зависимость уровня магнитного поля в центре циклотрона от тока в основной обмотке *Fig. 1.* The magnetic field at the cyclotron center in dependence on main coil current

Проверочное измерение магнитного поля

После замены основной обмотки циклотрона У400М была проведена серия проверочных магнитных измерений для сравнения с результатами измерений, проведенных в 1996 г. Результаты измерений показали хорошую повторяемость в радиальном распределении среднего магнитного поля (рис. 2). Отличие средних полей на радиусах до R = 0,4 м объясняется модернизацией центральной области, в том числе и магнитной структуры под систему внешней инжекции, проведенной в 2000 г.

Гармонический анализ новых измерений магнитного поля показал увеличение амплитуды первой гармоники по сравнению с 1996 г. (рис. 3). При этом фаза первой гармоники приобрела определенную направленность по радиусу (рис. 4). Это свидетельствует о наличии асимметрии магнитной системы У400М, возникшей вследствие долгой эксплуатации и серии модернизаций подсистем циклотрона, проведенных за это время. Амплитуда первой гармоники в 5–15 Гаусс может приводить к нежелательным резонансам и увеличивать нагрузку системы оперативной коррекции рабочего режима циклотрона.



Рис. 2. Разница между радиальным распределением среднего магнитного поля из измерений за 1996 и 2022 гг.

Fig. 2. The difference between the average magnetic fields from results of 1996 and 2022 years mapping



Puc. 3. Амплитуды первой гармоники магнитного поля из измерений за 1996 и 2022 гг. *Fig. 3.* The first harmonic amplitudes of the magnetic fields from results of 1996 and 2022 years mapping

Коррекция магнитного поля

Оптимизация магнитного поля У400М имела две основные задачи. Во-первых, это компенсация высокого уровня амплитуды первой гармоники магнитного поля. Во-вторых, это повышение эффективного радиуса циклотрона за счет коррекции среднего магнитного поля в области радиуса вывода. Коррекция высокого уровня первой гармоники была осуществлена за счет установки боковых секторных шимм. Расчет места установки и профиля шимм осуществлен на базе векторного анализа и в соответствии с возможным свободным пространством между элементами магнитной, охлаждающей и ВЧ-систем (рис. 5).



 Puc. 4. Амплитуды первой гармоники магнитного поля до и после коррекции, а также результаты расчета компенсации первой гармоники
 Fig. 4. The first harmonic amplitudes of the real magnetic field before and after correction as well as result of calculation of this correction



Рис. 5. Расчетная позиция боковых секторных шимм Sh31, Sh32, Sh41, Sh32 на секторах S3 и S4. Линия с кружками – фаза первой гармоники магнитного поля из измерений за 2022 г. *Fig.* 5. The calculated position of the shims Sh31, Sh32, Sh41, Sh32 at the sectors S3 and S4. Line with circles – phase of the first harmonic of the magnetic field from results of mapping of 2022.

Вид боковых шимм, установленных на секторах циклотрона, обозначен цифрой 2 на рис. 6. После установки секторных боковых шимм проведена серия измерений магнитного поля, результаты которых показали, что амплитуду первой гармоники удалось уменьшить до приемлемых значений 2–3 Гаусса в основной области ускорения (рис. 4). Лучших результатов, особенно на внешних радиусах, добиться невозможно по технологическим причинам и прежде всего из-за отсутствия достаточного места для размещения шимм. Гармонический анализ результатов новых измерений магнитного поля показал увеличение амплитуды первой гармоники по сравнению с 1996 г. (см. рис. 3). При этом фаза первой гармоники приобрела определенную направленность по радиусу (рис. 5). Это свидетельствует о наличии асимметрии магнитной системы У400М, возникшей вследствие долгой эксплуатации и серии модернизаций подсистем циклотрона, проведенных за это время.

Оптимизация магнитного поля У400М имеет две основные задачи. Во-первых, это компенсация высокого уровня амплитуды первой гармоники магнитного поля. Во-вторых, это повышение эффективного радиуса циклотрона за счет коррекции среднего магнитного поля и его вариации в области радиуса вывода.



Рис. 6. Долинные шиммы (1), размещенные на полюсах, и боковые шиммы (2), установленные на секторах магнита У400M *Fig. 6.* Valley shims (1) are placed on the poles, sector shims (2) are placed on the U400M magnet sectors.

Компенсация высокого уровня первой гармоники была осуществлена за счет установки боковых секторных шимм. Расчет места установки и профиля боковых секторных шимм осуществлен на базе векторного анализа и в соответствии со свободным для размещения шимм пространством между элементами магнитной, охлаждающей и ВЧ-систем (см. рис. 5). Вид боковых секторных шимм, установленных на секторах циклотрона, обозначен на рис. 6 цифрой 2.

До коррекции среднее магнитное поле циклотрона У400М имело меняющийся с уровнем поля радиальный спад в области радиуса вывода, что ограничивало эффективность циклотрона. Коррекция поля была осуществлена при помощи установки долинных шимм на поверхность полюсов в пространстве между секторами. Долинные шиммы имеют форму дуг, размещенных на радиусах 1,8–1,995 м, высотой 16 мм. Долинные шиммы оказывают двойной эффект на магнитное поле. С одной стороны, их установка поднимает среднее магнитное поле, что позволяет увеличить эффективный радиус циклотрона на 10–17 мм. С другой стороны – уменьшает вариацию азимутального распределения магнитного поля, что меняет форму изохронного распределения, приближая ее к реальному среднему полю (рис. 7).



Рис. 7. Сравнение радиальных распределений среднего магнитного поля (линии) и изохроны (кружки) для режимов ускорения ионов с *A*/*Z* = 2,286, 3 и 4,4 до (base) и после (corrected) установки долинных шимм *Fig.* 7. The comparison of radial distributions of the average magnetic fields (lines) and isochronous fields (circles) for operating modes for acceleration of ions with *A*/*Z* = 2,286, 3 and 4,4 before (base) and after (corrected) valley shims placing.

Система измерения магнитного поля

Для измерения магнитного поля циклотрона У400М использовалась автоматическая система магнитных измерений, использующая 14 датчиков Холла [4]. Радиальный диапазон измерений 2240 мм с шагом 20 мм. Азимутальный диапазон измерений 90° или 360° с шагом 1° или 2°. При использовании 14 датчиков время измерений карты поля 90°/1° составляет около 40 минут, 360°/1° – около 6 часов.

Заключение

Завершена реконструкция магнитной системы циклотрона У400М. Замена основной обмотки электромагнита циклотрона на новую не оказала существенного влияния на рабочие параметры ускорителя. Проведенные после замены обмотки поверочные измерения магнитного поля показали наличие большой, до 10–15 Гаусс, амплитуды первой гармоники. Осуществлена коррекция первой гармоники, в результате которой удалось снизить амплитуду до приемлемых 2–3 Гаусс в основной области ускорения. На втором этапе коррекции проведена оптимизация среднего магнитного поля в диапазоне радиусов 1,6–1,8 м. Финальное измерение магнитного поля показало увеличение эффективного радиуса циклотрона на 10–17 мм, в зависимости от уровня поля. При этом сближение среднего поля с изохронным улучшило фазовое движение пучка перед его выводом из циклотрона.

Список литературы/References

- 1. Gulbekian G. et al. Status of JINR FLNR cyclotrons. In *Proc. of 14th Int. Conf. on Heavy Ion Accelerator Technology*, Lanzhou, China. DOI: 10.18429/JACoW-HIAT2018-MOOXA01
- 2. **Gulbekian G. et al.** The reconstruction of U400M cyclotron complex. The influence of the new main coil parameters on the cyclotron magnetic field. *PEPAN Lett.*, 2018, vol. 15, no. 7(219), pp. 770–774.
- Ivanenko I. et al. Reconstruction of U400M cyclotron. Upgrade of U400M cyclotron magnetic structure. In *Proc. of 12th International Particle Accelerator Conference*, Brazil, May 2021. DOI: 10.18429/JACoW-IPAC2021-TUPAB187
- 4. **Ivanenko I. et al.** Measuring system for FLNR cyclotrons magnetic field formation. In *Proc. of* 25th Russian Particle Accelerator Conference, St. Petersburg, Russia, November 2016.

Информация об авторах

Иван Анатольевич Иваненко, кандидат технических наук Игорь Владимирович Калагин, кандидат технических наук Николай Федорович Осипов, начальник отдела Василий Алексеевич Семин, начальник отдела Владислав Борисович Зарубин, конструктор первой категории

Information about the Authors

Ivan A. Ivanenko, Candidate of Science.

Igor V. Kalagin, Candidate of Science

Nikolay F. Osipov, Head of Department

Vasiliy A. Semin, Head of Department

Vladislav B. Zarubin, Designer, Category I

Статья поступила в редакцию 08.09.2023; одобрена после рецензирования 15.09.2023; принята к публикации 29.11.2023

The article was submitted 08.09.2023; approved after reviewing 15.09.2023; accepted for publication 29.11.2023

Научная статья

УДК 533.9.082.7; 539.1.075 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-44-53

Технический проект системы диагностики пучков ионов в фазовом пространстве*

Андрей Сергеевич Фофанов¹, Ирина Васильевна Мясникова Александр Петрович Клинов, Юрий Алексеевич Шаталов Владимир Алексеевич Балакин

Акционерное общество «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова» Санкт-Петербург, Россия

¹andreiinord@yandex.ru

Аннотация

Повышение требований к современным ускорительным комплексам требует точных данных об инжектируемых в ускоритель ионных пучках. В данной работе представлена система диагностики ионных пучков, реализующая метод четырех щелей и позволяющая измерять распределение плотности тока пучка в четырехмерном фазовом пространстве (ФП) с высокой точностью. Описываются технические решения и особенности конструкции, направленные на получение проектных параметров системы: диапазон исследуемых токов пучка от 1 пА до 20 мА с энергией до 50 кэВ, пространственное разрешение от 6 мм до 50 мкм.

Ключевые слова

ионный пучок, фазовое пространство, метод четырех щелей, эмиттанс

Благодарности

Авторы выражают признательность Ю. В. Зуеву и А. П. Строкачу за помощь при написании статьи и конструктивные советы, касающиеся формулировок излагаемого материала, а также всем сотрудникам АО «НИИЭФА», внесшим вклад в данную работу.

Для цитирования

Фофанов А. С., Мясникова И. В., Клинов А. П., Шаталов Ю. А., Балакин В. А. Технический проект системы диагностики пучков ионов в фазовом пространстве // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 44–53. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-44-53

Technical Project of the Ion Beam Diagnostics System in Phase Space

Andrey S. Fofanov¹, Irina V. Myasnikova, Alexandr P. Klinov Yuri A. Shatalov, Vladimir A. Balakin

> JSC "NIIEFA", Saint-Petersburg, Russia

> ¹andreiinord@yandex.ru

Abstract

Increasing requirements for modern acceleration complexes require precise data on ion beams injected into the accelerator. This paper presents a system of ion beam diagnostics that implements the four-slit method and makes it possible to measure the beam current density distribution in the four-dimensional phase space (PS) with high precision. Technical

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Фофанов А. С., Мясникова И. В., Клинов А. П., Шаталов Ю. А., Балакин В. А., 2023

solutions and design features aimed at obtaining the design parameters of the system are described: the range of investigated beam currents from 1 pA to 20 mA with energy up to 50 keV, spatial resolution from 6 mm to 50 μ m.

Keywords

ion beam, phase space, four-slit method, emittance

Acknowledgements

The authors express their gratitude to Y.V. Zuev and A.P. Strokach for their help in writing this paper and constructive advice concerning the wording of the material presented, as well as to all employees of JSC "NIIEFA" who contributed to this work.

For citation

Fofanov A. S., Myasnikova I. V., Klinov A. P., Shatalov Yu. A., Balakin V. A. Technical project of the ion beam diagnostics system in phase space. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 44–53 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-44-53

Введение

В настоящее время в АО «НИИЭФА» разрабатывается ряд электрофизических установок, включая циклотрон многозарядных ионов [1] и оборудование масс-сепараторов тяжелых элементов [2]. Достижение проектных параметров этих установок предполагает применение источников ионов с высоким качеством пучка и проведение прецизионного моделирования динамики частиц. В частности, необходимо: проведение оптимизации конструкции критичных элементов ионных источников, определение их оптимальных режимов работы, минимизация аберраций пучка и потерь тока по всему тракту. Решение данных задач требует наличия детальной информации о фазовых характеристиках ионного пучка на выходе из источника.

Известно множество методов получения информации о фазовых характеристиках ионных пучков. Методы двух щелей, peper-pot и Allison scanner позволяют измерять 2D-проекции фазового объема (ФО). Методами поперечных сечений и quadrupole scanning можно определить параметры Твисса фазового эллипса. Информации, получаемой данными методами, недостаточно для высокоточного описания состояния пучка.

Метод четырех щелей (4-Slit Method) [3; 4] позволяет измерять распределение фазовой плотности пучка $\rho(x, y, x', y')$ в четырехмерном $\Phi\Pi$.

Для максимальной точности измерения распределения в фазовом пространстве (пространственного разрешения) в данном методе необходим коллиматор с минимальной шириной щели. В первых подобных установках ширина щели составляла 1–2 мм [5], достигая 500–100 мкм в более поздних [6]. В разработанной системе диагностики применяются щелевые коллиматоры с шириной щели до 50 мкм, точность позиционирования которых относительно оси перемещения достигает 10 мкм. Уменьшение ширины щели коллиматора приводит к необходимости измерения сверхмалых величин токов, решение данной задачи становится возможным за счет применения современных высокочувствительных измерительных приборов и экранированных измерительных кабелей.

В рамках данной системы имеется возможность реализации метода двух щелей, позволяющего измерять проекции ФО на фазовые плоскости $\{x, x'\}$ и $\{y, y'\}$.

Разработка данной системы направлена на развитие в АО «НИИЭФА» современной экспериментальной базы по диагностике ионных пучков различной интенсивности в широком спектре масс и энергий и проведение материаловедческих исследований по их взаимодействию с веществом.

Основные технические решения

Разработанная система диагностики BEAM-4D состоит из двух модулей диафрагм, разделенных дрейфовым промежутком, и датчика тока ионного пучка (рис. 1).



Рис. 1. Общий вид системы диагностики: модуль щелевых диафрагм (1); датчик тока ионного пучка (2); труба дрейфа (3)
 Fig. 1. General view of the diagnostic system: slit diaphragm module (1); ion beam current detector (2); drift tube (3)

Модуль диафрагм предназначен для выделения малой части пучка (beamlet) и образуется парой щелевых коллиматоров с взаимно перпендикулярной ориентацией щелей.

Последовательным обходом всех точек поперечного сечения пучка диафрагмами первого модуля выделяются частицы пучка с координатами $\{x, y\}$. Определение координат $\{x', y'\}$ проводится сканированием выделенной части пучка диафрагмами второго модуля вдоль осей x, y.

Длина дрейфового промежутка может изменяться в диапазоне от 0,3 до 2 м в зависимости от угловой расходимости пучка таким образом, чтобы на втором модуле диафрагм beamlet имел достаточные размеры для обеспечения требуемого углового разрешения.

После второго модуля диафрагм располагается датчик тока, предназначенный для измерения величины тока выделенной (прошедшей) части ионного пучка.

Разрешение по пространственным координатам ФП может варьироваться от 50 мкм до 6 мм, и от 10 мрад до 25 мкрад по угловым.

Аксептанс *A*_{4D} измерительного канала [7], образуемого двумя модулями диафрагм и трубой дрейфа:

$$A_{4D} \approx \frac{\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta x' \cdot \Delta y'}{16 L^2} = \frac{\Delta d^4}{16 L^2} \ [\text{MM}^2 \cdot \text{pag}^2],$$

где Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y' = d$ – ширина каждой щели, мм; L – длина дрейфового промежутка, мм.

Следовательно, при L = 2 м и $\Delta d = 50$ мкм $A_{4D} = 98$ нм² · нрад², а при L = 0,3 м и $\Delta d = 6$ мм $A_{4D} = 0,9$ нм² · нрад², что позволяет измерять абсолютное значение фазовой плотности пучка с высокой точностью.

В состав BEAM-4D также входят системы обеспечения: контрольно-измерительная, вакуумная, пневматическая и система водяного охлаждения.

Система позволяет диагностировать пучки одно- и многозарядных ионов массой от 1 до 260 а.е.м. и энергией до 50 кэВ поперечным сечением до 50 × 50 мм².

Модуль диафрагм

Коллиматоры монтируются в вакуумной камере, отсекаемой от тракта шиберными затворами (рис. 2). Все элементы модуля диафрагм устанавливаются на лабораторную платформу, рама которой выполнена из конструкционного алюминиевого профиля.

При ширине щели 50 мкм и точности перемещения 10 мкм становится важным изоляция диафрагм от источников внешних вибраций. Для этого в штатном положении платформа устанавливается на виброопоры.



 Рис. 2. Модуль диафрагм: диафрагма щелевая (1); камера вакуумная (2); платформа лабораторная (3)
 Fig. 2. Diaphragm module: slit diaphragm (1); vacuum chamber (2); laboratory platform (3)

Для обеспечения пространственного позиционирования и взаимосогласованного ориентирования диафрагм разработаны домкраты вертикального перемещения и механизмы горизонтального перемещения, являющиеся частями подставки юстировочной. Точность позиционирования по осям (*x*, *y*) составляет 10 мкм линейного перемещения и 0,1° углового по осям (R_x , R_v , R_z).

Коллиматор щелевой

Щель коллиматора образована двумя створками, установленными в пазы держателя (рис. 3). Края щели имеют толщину 50 мкм. Регулировка апертуры (ширины щели) коллиматора осуществляется вручную калиброванными пластинками в диапазоне от 50 мкм до 6 мм. Фиксация положения створок производится винтовыми прижимами.

Большая ширина щели позволяет быстро сканировать всю площадь поперечного сечения пучка и необходима для оперативного измерения его профиля.

Для предотвращения термических деформаций и обеспечения стабильности размеров щели коллиматора при облучении его створки изготовляются из вольфрамового сплава ВНД-МП, обладающего малыми коэффициентами термического расширения и ионного распыления. Их термостабилизация осуществляется системой водяного охлаждения. Данные решения позволяют минимизировать инструментальную погрешность измерений, а также уменьшить скорость деградации створок.



Puc. 3. Коллиматор щелевой с приводом *Fig. 3.* Slit Collimator with actuator

Позиционирование коллиматора осуществляется прецизионным вакуумным вводом линейного перемещения с шаговым серводвигателем с точностью 10 мкм в диапазоне от 0 до 200 мм. Конструкция штока коллиматора оптимизирована для минимизации прогиба.

Модуль датчика тока ионного пучка

Чувствительным элементом датчика тока (рис. 4, *a*) является цилиндр Фарадея (ЦФ) (рис. 4, *б*). Конструкция ЦФ оптимизирована для минимизации погрешности измерений. Коллектор ионов ЦФ представляет собой медный цилиндр длиной 50 мм с конической полостью внутри. Для предотвращения утечки тока коллектор изолирован от корпуса фторопластовыми кольцами. Для защиты от оседания внешних частиц коллектор помещен в корпус (экран), в ко-

тором проделаны несколько групп отверстий для обеспечения откачки внутренних полостей ЦФ. Для подавления вторичной ион-электронной эмиссии перед коллектором ионов устанавливается кольцо-супрессор, на который подается потенциал –300 В.

Для измерения сигнала с ЦФ предполагается использовать фемтоамперметр Keysight B2981B и прецизионный мультиметр RIGOL DM3068. Для их соединения с ЦФ будут применяться триаксиальные кабели, что должно позволить минимизировать шумы. Расчетная относительная погрешность измерительной системы не превышает 0,1 % при отсутствии внешних помех. Подобные технические решения применялись рядом авторов [8; 9]. Анализ их опыта дает основание ожидать, что представленные технические решения позволят измерять величину токов выделенных частей пучка интенсивностью от 1 пА до 200 мкА.



Рис. 4. Датчик тока ионного пучка: в сборе (*a*); цилиндр Фарадея слаботочный (*б*); вводы измерительные (*1*); цилиндр Фарадея (*2*); камера вакуумная (*3*)
 Fig. 4. Ion beam current sensor: assembled (*a*); low-current Faraday cup (*б*); measuring inlets (*1*); Faraday cylinder (*2*); vacuum chamber (*3*)

Для измерения тока ионных пучков низкой интенсивности в дальнейшем планируется применение полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений.

Контрольно-измерительная система

Оптимизация источников ионов и их согласование с элементами ИОС осуществляется в рамках факторных экспериментов, что требует многократных измерений. При максимальной скорости перемещения щели 1,5 мм/с и точности позиционирования 10 мкм, время обхода всего ФО для пучка диаметром 10 мм составит 33 мин и 45 с для любой из его 2D-проекции.

Для управления, измерения, регистрации и обработки сигналов разработана контрольно-измерительная система (КИС) на основе трехуровневой архитектуры (рис. 5). Собираемые КИС данные в режиме реального времени передаются на пульт оператора, где они обрабатываются и сохраняются в базе данных под управлением СУБД PostgreSQL. По итогу каждого сеанса измерений формируется лог-файл, содержащий всю измерительную информацию и историю состояния всех устройств и систем.

Оператор может устанавливать диапазоны и шаг перемещений щелевых коллиматоров, контролировать параметры обеспечивающих систем и оперативно изучать результаты измерений.



Puc. 5. Общая архитектура КИС *Fig. 5.* General architecture of the Control and Measurement System

Представленная архитектура позволяет быстро интегрировать новое оборудование и обеспечивает совместимость с существующей стендовой базой.

При диагностике пучка диаметром 30 мм, при ширине щелей 50 мкм и использовании формата представления чисел типа double суммарный объем информации составит около 15,5 Гб. Для ее обработки применяются оптимизированные библиотеки, алгоритмы параллелизации вычислений и каналы передачи данных с высокой пропускной способностью (1–2,5 Гбит/с).

Обработка и анализ данных

В результате каждого измерения формируется массив (x, y, x', y', I), содержащий измеренное значение величины тока I в заданных координатах (x, y, x', y'). Последовательным обходом всех координат определяется дискретное представление распределения частиц $\rho(x, y, x', y')$ в четырехмерном ФП. Для уменьшения погрешности в каждой точке ФО выполняется не менее 30 измерений величины тока с последующей стандартной статистической обработкой.

Поскольку визуально представить четырехмерное ФП довольно сложно, его анализ проводится методом проекций. Для этого измеренное распределение проецируется на шесть фазовых плоскостей:

$$\rho_{2D}(x,x') = \int \int \rho(x,y,x',y') dy dy',$$

$$\rho_{2D}(y,y') = \int \int \rho(x,y,x',y') dx dx'.$$

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 Также возможно построение 2D-сечений ФП:

$$\begin{aligned} \rho_{2D}^{s}|_{y=i,y'=j}(x,x') &= \rho(x,i,x',j), \\ \rho_{2D}^{s}|_{x=i,x'=j}(y,y') &= \rho(i,y,j,y'). \end{aligned}$$

На каждой проекции и сечении при помощи RMS метода [10] строится фазовый эллипс, определяются параметры Твисса и вычисляется 2D-RMS эмиттанс.

Вычисление 4D-эмиттанса (гиперэмиттанса) выполняется путем интегрирования ΦO по всем точкам $\Phi \Pi$ (элементарным гиперобъемам), в которых измеренная фазовая плотность $\rho(x, y, x', y')$ выше порогового значения *t*, определяемого уровнем шумов:

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{\pi^2} \iint \int \int dx \, dx' \, dy \, dy' \, \left[\pi^2 \cdot \mathsf{MM}^2 \cdot \mathsf{pag}^2\right]_{q(x,y,x',y') \ge t}$$

В дискретной форме:

$$\varepsilon_{4} = \sum_{i,j,k,l} \sum_{\epsilon} \sum_{\rho \ge t} \sum_{t} \frac{\Delta x_{i} \cdot \Delta x_{j}' \cdot \Delta y_{k} \cdot \Delta y_{l}'}{\pi^{2}},$$

где Δx и Δy – ширина щелей по осям x и y, мкм; $\Delta x'$ и $\Delta y'$ – угловое разрешение по осям x' и y', мрад.

Более точных результатов можно достичь применением методов аппроксимации многомерных данных или аналитического описания ФО.

Заключение

В результате данной работы была разработана система диагностики, позволяющая измерять распределение фазовой плотности ионных пучков в четырехмерном фазовом пространстве.

Были разработаны ее основные узлы: щелевые коллиматоры с апертурой 50 мкм и точностью позиционирования 10 мкм, лабораторные платформы с механизмами пространственного регулирования, датчик тока ионного пучка (цилиндр Фарадея и инструментальной погрешностью не более 0,1 %) и контрольно-измерительная система, позволяющая регистрировать ионные пучки интенсивностью до 1 пА.

Отличительными особенностями данной системы являются: высокое пространственное разрешение, точность измерений, автоматизированный режим работы, что в совокупности позволяет получать достоверные и воспроизводимые данные об ионных пучках.

Модульность конструкции такой системы позволяет быстро перестраивать ее для диагностики ионных пучков с различными параметрами.

В настоящее время часть узлов изготовлена, проводятся их предварительные испытания. Разрабатывается программное обеспечение для обработки и анализа экспериментальных данных. Ведется подготовка к проведению пусконаладочных работ и вводу системы в эксплуатацию.

Список литературы

1. **Osina Y. et al.** Cyclotron of Multicharged Ions // Proceedings of the RuPAC2021. Alushta, Russia: JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2021. P. 3.

- 2. Завьялов В. Н. Электромагнитный масс-сепаратор для изотопного обогащения тяжелых актиноидов. Реализация проекта СТЭ. ОИЯИ, 2021.
- 3. Москалев В. А., Сергеев Г. И., Шестаков В. Г. Диагностика пучков заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1973. 160 с.
- 4. Steenbergen A. V. Evaluation of particle beam phase space measurement techniques // Nuclear Instruments and Methods. 1967. Vol. 51, № 2. P. 245–253.
- Steenbergen A. V. AGS Preinjector Beam Emittance Area and Emittance Area Density Distribution Measurements // Proceedings of the 1962 Conference on Linear Accelerators for High Energies. Upton, New York, USA, 1962. P. 338–380.
- 6. Wang M. et al. Design and Test Results of a Double-Slit Emittance Meter at XiPAF // Proceedings of the 7th Int. Beam Instrumentation Conf. Shanghai, China, 2019. Vol. WEPC09. P. 509–511.
- Баталин В. А., Куйбида Р. П., Шерман В. Е. Измерения эмиттанса пучка на выходе линейного ускорителя И-2. Институт теоретической и экспериментальной физики ИТЭФ-29, 1973. Р. 21.
- 8. Harasimowicz J. et al. Beam diagnostics for low energy beams // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. Vol. 15, № 12. P. 122801.
- 9. Harasimowicz J., Welsch C. P. Faraday Cup for Low-Energy, Low-Intensity Beam Measurements at the USR. Santa Fe, New Mexico, USA, 2010. P. 3.
- 10. Minty M. G., Zimmermann F. Measurement and control of charged particle beams. Berlin; N.Y.: Springer, 2003. 364 p.

References

- 1. **Osina Y. et al.** Cyclotron of Multicharged Ions. *Proceedings of the RuPAC2021*. Alushta, Russia6 JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2021, p. 3.
- 2. Zavyalov V. N. Electromagnetic mass-separator for isotopic enrichment of heavy actinoids. Realization of the STE project. JINR, 2021. (in Russ.)
- 3. Moskalev V. A., Sergeev G. I., Shestakov V. G. Diagnostics of charged particle beams. Moscow, Atomizdat Publ., 1973, 160 p. (in Russ.)
- 4. Steenbergen A. V. Evaluation of particle beam phase space measurement techniques. *Nuclear Instruments and Methods*, 1967, vol. 51, № 2, pp. 245–253.
- Steenbergen A. V. AGS Preinjector Beam Emittance Area and Emittance Area Density Distribution Measurements. *Proceedings of the 1962 Conference on Linear Accelerators for High Energies*. Upton, New York, USA, 1962, pp. 338–380.
- 6. Wang M. et al. Design and Test Results of a Double-Slit Emittance Meter at XiPAF. *Proceedings* of the 7th Int. Beam Instrumentation Conf. Shanghai, China, 2019, vol. WEPC09, pp. 509–511.
- 7. Batalin V. A., Kuibida R. P., Sherman V. E. Measurements of beam emittance at the output of the linear gas pedal I-2. Institute of Theoretical and Experimental Physics ITEF-29, 1973, pp. 21. (in Russ.)
- 8. Harasimowicz J. et al. Beam diagnostics for low energy beams. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2012, vol. 15, № 12, pp. 122801.
- 9. Harasimowicz J., Welsch C. P. Faraday Cup for Low-Energy, Low-Intensity Beam Measurements at the USR. Santa Fe, New Mexico, USA, 2010, p. 3.
- 10. Minty M. G., Zimmermann F. Measurement and control of charged particle beams. Berlin; NY, Springer, 2003, 364 p.

Информация об авторах

Андрей Сергеевич Фофанов, инженер-исследователь

Ирина Васильевна Мясникова, инженер-конструктор

Александр Петрович Клинов, ведущий конструктор

Юрий Алексеевич Шаталов, ведущий инженер

Владимир Алексеевич Балакин, инженер-исследователь

Information about the Authors

Andrey S. Fofanov, Research Engineer Irina V. Myasnikova, Design Engineer Alexandr P. Klinov, Lead Design Engineer Yuri A. Shatalov, Lead Engineer Vladimir A. Balakin, Research Engineer

Статья поступила в редакцию 15.09.2023; одобрена после рецензирования 19.09.2023; принята к публикации 24.11.2023

The article was submitted 15.09.2023; approved after reviewing 19.09.2023; accepted for publication 24.11.2023

Научная статья

УДК 621.384.66 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-54-61

Широкоапертурный цилиндр Фарадея для высокоинтенсивного линейного ускорителя протонов проекта DARIA*

Сергей Александрович Гаврилов^{1,2}, Юрий Жоржевич Калинин¹ Александр Иванович Титов^{1,2}

¹Институт ядерных исследований Российской академии наук Москва, Россия

> ²Московский физико-технический институт Долгопрудный, Россия

s.gavrilov@inr.ru, https://orcid.org/0000-0002-0353-912X

kalinin@inr.ru

alexander.i.titov@yandex.ru, https://orcid.org/0000-0002-9005-3450

Аннотация

Одной из основных проблем для диагностики пучка в проектируемом линейном ускорителе протонов для компактного источника нейтронов DARIA является значительная импульсная и средняя мощность пучка в совокупности с относительно низкой энергией, что существенно ограничивает выбор возможных диагностических приборов и методов. Для базовых измерений тока пучка и проведения настроечных процедур в низкоэнергетической части ускорителя был разработан широкоапертурный водоохлаждаемый цилиндр Фарадея. В данной работе представлены конструктивные особенности, оценки тепловых нагрузок в типичных рабочих режимах и экспериментальные результаты испытаний цилиндра на высокоинтенсивном пучке протонов, а также описаны особенности проектирования подобных устройств с учетом влияния пространственного заряда пучка на результаты измерений.

Ключевые слова

линейный ускоритель протонов, диагностика пучка, цилиндр Фарадея

Благодарности

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках работ по договору № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г.

Для цитирования

Гаврилов С. А., Калинин Ю. Ж., Титов А. И. Широкоапертурный цилиндр Фарадея для высокоинтенсивного линейного ускорителя протонов проекта DARIA // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 54–61. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-54-61

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Гаврилов С. А., Калинин Ю. Ж., Титов А. И., 2023

Wide-aperture Faraday Cup for the High-Intensity Linear Proton Accelerator of the Project DARIA

Sergei A. Gavrilov^{1,2}, Yuri J. Kalinin¹ Alexander I. Titov^{1,2}

¹Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences Moscow, Russian Federation

> ²Moscow Institute of Physics and Technology Dolgoprudny, Russian Federation

s.gavrilov@inr.ru, https://orcid.org/0000-0002-0353-912X kalinin@inr.ru alexander.i.titov@yandex.ru, https://orcid.org/0000-0002-9005-3450

Abstract

One of the main problems for beam diagnostics in the projected linear proton accelerator for the DARIA compact neutron source is the high pulse and average beam power combined with a relatively low energy, that significantly limits the choice of possible diagnostic instruments and methods. For basic beam current measurements and tuning procedures in the low-energy part of the accelerator, a wide-aperture water-cooled Faraday cup was developed. This paper presents design features, estimations of thermal loads during typical operation and experimental results of the cup tests at a high-intensity proton beam, also the design features of such devices are described, considering the influence of the beam space charge on the measurement results.

Keywords

linear proton accelerator, beam instrumentation and diagnostics, Faraday cup

Funding

The work carried out by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation under Contract No. 075-15-2021-1358 dated October 12, 2021.

For citation

Gavrilov S. A., Kalinin Yu. J., Titov.A. I. Wide-aperture Faraday cup for the high-intensity linear proton accelerator of the project DARIA. Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 54-61 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-64-61

Введение

Проект DARIA – компактный источник нейтронов, предназначенный для прикладных исследований, промышленного применения и образовательных задач, разрабатываемый на основе импульсного сильноточного линейного ускорителя протонов [1] со следующими проектными характеристиками (табл. 1.)

Таблица 1

Основные параметры пучка протонов проекта DARIA

Table 1

Main parameters of DARIA project proton beam

Параметр	Значение
Энергия пучка на выходе источника (МэВ)	0,06
Энергия пучка на выходе RFQ (МэВ)	3,3
Энергия пучка на выходе ускорителя (МэВ)	13
Импульсный ток (мА)	до 100
Длительность импульса тока (мкс)	100
Частота следования импульсов (Гц)	до 100
Частота следования сгустков (МГц)	162,5

Для прямых измерений тока пучка на низкоэнергетическом канале транспортировки ускорителя предусмотрен цилиндр Фарадея (ЦФ) с рабочей апертурой 100 мм, который ввиду высокой средней и импульсной мощности пучка также играет роль аварийной охлаждаемой ловушки, позволяющей блокировать пучок на входе в ускоряюще-фокусирующий канал для защиты ускорителя в нештатных ситуациях или на время проведения настроечных процедур.

1. Особенности конструкции

Предлагаемый к использования подвижный цилиндр Фарадея с непрямым охлаждением размещен в отдельной вакуумной камере с присоединительными фланцами CF100 и суммарной установочной длиной 134 мм, а для ввода/вывода ЦФ с установленной системой охлаждения в рабочую апертуру ионопровода использован сильфонный вакуумный ввод линейного движения на основе шагового двигателя (рис. 1).

Непрямое охлаждение основано на использовании диска из нитрида алюминия (~ 170 Вт/ (м*К)) толщиной 1 мм, изолирующего сигнальный электрод от охлаждаемой сборки из двух медных пластин с запрессованной и пропаянной между ними цельнотянутой медной трубкой Ø 6 × 1 мм, по которой прокачивается вода из основной системы охлаждения ускорителя. Выводы медной трубки на атмосферу выполнены на основе «грибковых» соединений, уплотненных витоновыми кольцами с использованием высокотемпературной высоковакуумной смазки.



Рис. 1. Трехмерная модель и фотография Ц Φ *Fig. 1.* 3D model and photo of the Faraday cup

Решающим ограничением для выбора материалов и конструкции охлаждаемого ЦФ являлось требование отсутствия сварных или паяных швов на границе «вода – вакуум»,

которые создают значительные риски прорыва охлаждающей жидкости, циркулирующей под давлением, в вакуумный контур ускорителя. Сборка прикреплялась к сигнальному электроду с помощью массива вентилируемых винтов через изолирующие втулки из нитрида алюминия и пружинные шайбы для компенсации теплового расширения материалов ЦФ.

Для подавления ВЭЭ предусмотрен кольцевой электрод из нержавеющей стали под фиксированным потенциалом смещения до –5 кВ, подаваемым от отдельного источника высоковольтного напряжения через разъем SHV-5 DN16CF. Сигнальный электрод находится под потенциалом виртуальной земли предусилительной электроники, изготовляется из меди для обеспечения высокой электро- и теплопроводности и имеет плоскую геометрию для сокращения продольных размеров. На поверхности электрода сделаны V-образные кольцевые канавки для двукратного увеличения площади взаимодействия электрода с пучком с целью снижения поверхностной плотности мощности тепловыделения.

2. Пучковые испытания

Испытания работоспособности ЦФ были проведены на канале инжекции пучка протонов линейного ускорителя ИЯИ РАН со следующими параметрами: энергия 0,4 МэВ, частота следования импульсов 50 Гц, длительность импульсов ~ 77 ÷ 179 мкс, импульсный ток ~ 0,5 ÷ 71,0 мА, среднеквадратичный радиус ~ 5 мм. Максимальная средняя мощность пучка на ЦФ во время испытаний не превышала 255 Вт.

Система водяного охлаждения ЦФ была подключена к штатной системе охлаждения элементов канала, при этом температура и расход воды на выходе и входе ЦФ были равны друг другу и не менялись в ходе испытаний, оставаясь равными 13 °C и ~ 2 л/мин соответственно при давлении ~ 4 кгс/см².

На рис. 2 показана измеренная зависимость минимально необходимого напряжения смещения от величины импульсного тока пучка. Полное подавление вторично-эмиссионных электронов при максимальном импульсном токе пучка ~ 71 мА наблюдалось при напряжении смещения ~ -0,9 кВ.



Puc. 2. Зависимость минимально необходимого напряжения смещения от тока пучка Fig. 2. Dependence of the minimum required bias voltage on the beam current

На рис. 3 представлены фотографии установленного для испытаний цилиндра и примеры экспериментально измеренных импульсов тока пучка с разными величинами длительности и амплитуды, зарегистрированными при разных коэффициентах усиления предусилительной электроники.



Рис. 3. Фотографии охлаждаемого цилиндра Фарадея, установленного на канале инжекции протонов линейного ускорителя ИЯИ РАН (*a*).

Примеры калибровочных и регистрируемых импульсов тока для разных интенсивностей пучка протонов (*b*) *Fig. 3.* Photos of the cooled Faraday cup installed at the proton injection channel of INR RAS linear accelerator (*a*). Examples of calibrated and recorded current pulses for different proton beam intensities (*b*)

3. Влияние пространственного заряда пучка

При типичном импульсном токе протонного пучка в диапазоне $10 \div 100$ мА сильное влияние на транспортировку пучка в низкоэнергетическом канале инжекции оказывает пространственный заряд пучка, который при этом существенным образом искажает электростатический потенциал смещения ЦФ, что приводит к необходимости использования киловольтных напряжений, так как только в этом случае суммарный потенциал на оси системы оказывается достаточным для полного подавления вылета вторичных электронов из апертуры цилиндра с поверхности плоского сигнального электрода. Также известно, что в магнитооптических каналах без электрических полей эффективный потенциал пучка может уменьшаться за счет компенсации до 80 % пространственного заряда пучка электронами, образующимися при ионизации остаточного газа [2].

Для оценки влияния этого эффекта на результаты испытаний было проведено трехмерное моделирование динамики вторичных электронов с типичным энергетическим спектром под влиянием суммарного потенциала (рис. 4) смещения –0,9 кВ и потенциала пространственного заряда пучка энергией 400 кэВ и среднеквадратичным радиусом 5 мм. Максимальный импульсный ток пучка, при котором вторичные электроны возвращаются на сигнальный электрод ЦФ в заданной геометрии (рис. 5), составил ~ 64 мА, т. е. наблюдаемая в процессе измерений эффективная компенсация пространственного заряда в присутствии электрического поля ЦФ составила ~ 10 %.

Для проектного пучка DARIA энергией 60 кэВ и током 100 мА минимальный потенциал смещения составляет ~ –3 кВ без учета эффекта компенсации.



Рис. 4. Распределение суммарного электрического потенциала пучка (400 кэВ, 64 мА) и смещения –0,9 кВ *Fig. 4.* Distribution of the total electric potential of the beam (400 keV, 64 mA) and bias –0.9 kV



Рис. 5. Траектории частиц пучка и вторичных электронов под действием суммарного потенциала пучка (400 кэВ, 64 мА) и смещения (-0,9 кВ)
 Fig. 5. Trajectories of beam particles and secondary electrons under the influence of the total beam potential (400 keV, 64 mA) and bias (-0.9 kV)

4. Расчет тепловых нагрузок

Моделирование тепловых нагрузок при испытаниях и в номинальных режимах работы для предложенной геометрии ЦФ было выполнено в ПО COMSOL Multiphysics¹ исходя из предположения, что:

- ионизационные потери пучка полностью переходят в тепло;

– теплоемкость, теплопроводность, коэффициент излучения поверхности и плотность материалов зависят от температуры согласно данным библиотеки COMSOL;

– геометрические параметры пучка: $\sigma X = \sigma Y = 5$ мм.



Puc. 6. Распределение температуры в поперечном сечении охлаждаемого цилиндра Фарадея под воздействием пучка (400 кэВ) средней мощностью 255 Вт
 Fig. 6. Temperature distribution in the cross section of a cooled Faraday cup under the influence of a beam (400 keV) with an average power of 255 W

Результаты стационарных расчетов распределения температуры при испытательной тепловой нагрузке средней мощностью пучка приведены на рис. 6. Нагрев сигнального электрода при непрерывном облучении пучком с мощностью 255 Вт не превышает 65 °С на входной

¹См.: www.comsol.ru

поверхности сигнального электрода (рис. 6) при температуре охлаждающей воды 13 °C. Таким образом, данный ЦФ можно использовать не только для наладочных измерений, но и как ловушку полного среднего тока пучка ускорителя DARIA.

Максимальная средняя мощность, на которую рассчитана регулярная работа ЦФ при температуре охлаждающей воды 22 °C, составляет 800 Вт (при энергии пучка 3,3 МэВ), так как при этом температура поверхности трубки, контактирующей с водой, не превышает 60 °C, что предотвращает возможное выпадение осадка солей жесткости на стенки трубки охлаждения, а максимальная температура поверхности электрода не превышает 200 °C, что допустимо с точки зрения пластических деформаций элементов конструкции (рис. 7).





Fig. 7. Temperature distribution in the cross section of a cooled Faraday cup under the influence of a beam (3.3 MeV) with an average power of 800 W

С учетом высокой импульсной мощности проектного пучка ускорителя DARIA (1,3 MBт) отдельным тепловым эффектом, требующим расчета, является импульсный нагрев поверхности и приповерхностного слоя сигнального электрода. Для номинальных параметров (ток 100 мА, длительность 100 мкс, среднеквадратичный радиус 5 мм) максимальная локальная температура в области входа пучка в сигнальный электрод ЦФ в конце импульса тока составляет ~ 200 °C для энергии пучка 3,3 МэВ и ~ 500 °C – для энергии 13 МэВ, что гарантирует отсутствие как импульсной термоэмиссии электронов, так и локальной пластической деформации сигнального электрода при облучении с частотой следования импульсов 1 Гц во всем проектном диапазоне энергий, таким образом, разработанный ЦФ может быть использован для измерений тока в наладочном режиме работы в любой части ускорителя.

Заключение

Для прямых измерений тока пучка на высокоинтенсивном линейном ускорителе проекта DARIA разработан водоохлаждаемый цилиндр Фарадея с рабочей апертурой 100 мм. Ввиду высокой средней и импульсной проектной мощности пучка предлагается использовать данный цилиндр в качестве аварийной ловушки только в низкоэнергетическом канале транспортировки, где средняя ожидаемая мощность пучка не превышает 100 Вт.

Начиная со входа в ускоритель, где средняя мощность пучка достигает ~ 3,3 кВт, следует выбрать индукционные датчики тока для обеспечения неразрушающих токовых измерений.

При необходимости создания отдельной подвижной ловушки пучка на выходе ускорителя (средняя мощность пучка ~ 13 кВт) возможно использование относительно простых конструкций, предназначенных только для процесса теплосъема и не включающих в себя весь комплекс мер по измерению импульсов тока пучка, свойственных цилиндрам Фарадея. При этом следует

отметить возможность использования разработанного ЦФ в наладочном режиме работы с частотой следования импульсов 1 Гц во всем диапазоне энергий и токов ускорителя DARIA.

На основе экстраполяции результатов испытаний, заявленных физико-технических характеристик и результатов моделирования охлаждаемого ЦФ можно сформулировать следующие ограничения на рабочий диапазон параметров измеряемого протонного пучка.

- Максимальная энергия: 45 МэВ (ограничена минимальной толщиной медного электрода ЦФ равной 3,5 мм).
- Импульсный ток: 0,01 ÷ 150 мА (ограничен диапазоном регулировки коэффициентов усиления электроники ЦФ).
- Максимальная импульсная плотность мощности при облучении на частоте 1 Гц: 2,5 кВт/мм² (ограничена локальным импульсным перегревом входной поверхности электрода ЦФ).
- Максимальная средняя мощность пучка: 800 Вт при подаче на вход подсистемы охлаждения ЦФ воды с расходом более 2 л/мин и температурой менее 22 °C (ограничена расчетной средней мощностью теплосъема подсистемы охлаждения ЦФ).
- Максимальное напряжение смещения для регистрации импульсного тока пучка 100 мА (при энергии 60 кэВ) без учета эффекта компенсации пространственного заряда: –3 кВ (ограничено рабочим напряжением –5 кВ для разъема SHV-5).

Список литературы / References

- Kropachev G. et al. The proton linac for compact neutron source DARIA. Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 2019, vol. 13, no. 6, pp. 1126–1131. DOI: 10.1134/S1027451019060399
- Belov A. et al. A secondary ion energy analyzer for measuring the degree of compensation of the ion beam space charge. Instruments and Experimental Techniques, 2019, no. 62, pp. 609–614. DOI: 10.1134/S002044121905004X

Информация об авторах

Сергей Александрович Гаврилов, кандидат физико-математических наук

Юрий Жоржевич Калинин, кандидат технических наук

Александр Иванович Титов, младший научный сотрудник

Information about the Authors

Sergei A. Gavrilov, Ph.D. in Physics and Mathematics

Yuri G. Kalinin, Ph.D. in Technical Sciences

Alexander I. Titov, Junior Scientific Researcher

Статья поступила в редакцию 12.09.2023; одобрена после рецензирования 15.09.2023; принята к публикации 16.11.2023

The article was submitted 12.09.2023; approved after reviewing 15.092023; accepted for publication 16.11.2023

Научная статья

УДК 621.3.038.616 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-62-70

Неразрушающий однопролетный профилометр пучка электронов на основе ПЗС-камеры*

Максим Вадимович Тимошенко¹, Евгений Алексеевич Переведенцев² Сергей Павлович Шерстюк³

¹⁻³Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

¹M.V.Timoshenko@inp.nsk.su ²E.A.Perevedent@inp.nsk.su ³S.P.Sherstyuk@inp.nsk.su

Аннотация

ПЗС-камеры просты в использовании и довольно широко распространены в оптической диагностике пучков в ускорителях элементарных частиц. Время экспозиции этих камер составляет миллисекунды, поэтому они обычно используются в накопительном режиме для наблюдения за циркулирующими пучками. Изображение с камер содержат информацию о поперечном распределении частиц в пучке и положении центра масс пучка. В данной работе на примере ПЗС-камер, установленных на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000, исследована возможность их использования в режиме однократного пролета пучка через место наблюдения. Проведена оценка интенсивности светового потока оптической части спектра синхротронного излучения пучка, экспериментально получено изображение и измерены поперечные размеры пучка в однопролетном режиме.

Ключевые слова

диагностика пучков заряженных частиц, синхротронное излучение, ПЗС-камера, ВЭПП-2000

Для цитирования

Тимошенко М. В., Переведенцев Е. А., Шерстюк С. П. Неразрушающий однопролетный профилометр пучка электронов на основе ПЗС-камеры // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 62–70. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-62-70

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Тимошенко М. В., Переведенцев Е. А., Шерстюк С. П., 2023

Non-Destructive Single-Revolution Electron Beam Profilometer based on a CCD Camera

Maksim V. Timoshenko¹, Evgeny A. Perevedentsev² Sergey P. Sherstyuk³

¹⁻³Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

> ²Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

¹M.V.Timoshenko@inp.nsk.su ²E.A.Perevedent@inp.nsk.su ³S.P.Sherstyuk@inp.nsk.su

Abstract

CCD cameras are easy to use and are quite widespread in the optical diagnostics of beams in particle accelerators. The exposure time of these cameras is milliseconds, so they are usually used in a cumulative mode to monitor the circulating beams. The images from the cameras contain information about the transverse distribution of particles in the beam and the position of the center of mass of the beam. In this paper, using the example of CCD cameras installed on the electron-positron collider VEPP-2000, the possibility of their use in the mode of a single beam flight through the observation site is investigated. The intensity of the luminous flux of the optical part of the synchrotron radiation spectrum of the beam was estimated and an image of the transverse distribution of particles in the beam in a single-span mode was experimentally obtained, which confirms the potential for expanding the scope of this diagnostic system. A trial signal processing was done as a demonstration of the determination of the beam parameters by the method under study.

Keywords

diagnostics of charged particle beams, synchrotron radiation, CCD camera, VEPP-2000

For citation

Timoshenko M. V., Perevedentsev E. A., Sherstyuk S. P. Non-destructive single-revolution electron beam profilometer based on a CCD camera. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 62–70 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-62-70

Введение

В Институте ядерной физики СО РАН с 2010 г. успешно функционирует электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000, набирая данные на двух детекторах КМД-3 и СНД. Особенностью и уникальностью коллайдера являются его компактность (периметр 24 м), широкий диапазон энергии 160–1000 МэВ и реализация концепции круглых пучков [1]. Ускорительный комплекс состоит из бустера БЭП, коллайдера ВЭПП-2000 и каналов перепуска между ними (рис. 1). Коллайдер работает в режиме 1 × 1 сгусток с поперечными размерами сгустка в местах наблюдения ~1 мм и длиной ~50 мм.

В настоящее время в канале перепуска электронов и позитронов из бустера БЭП в коллайдер ВЭПП-2000 для измерения положения пучка и поперечного распределения частиц в пучке используются сеточные вторично-эмиссионные датчики, а также датчики тока изображения для измерения интенсивности и положения пучка [2]. Первые не абсолютно прозрачны, не обладают достаточным для прецизионных измерений пространственным разрешением, а также содержат неопределенность в разделении вертикального и горизонтального размеров пучка. Вторые дают информацию только о положении центра масс пучка. Эти факторы служат причиной поиска альтернативных инструментов для однопролетной диагностики пучка с целью повышения эффективности инжекции из бустера в коллайдер.

На выводах синхротронного излучения (СИ) коллайдера ВЭПП-2000 имеется 16 ПЗС-камер от компании PointGrey модели CMLN-13S2M-CS¹ с диагональю 6 мм и максимальным разрешением 1,3 мегапикселя (4,8 × 3,6) мм; 1280 × 960 пикселей), которые используются для ре-

¹https://www.avsupply.com/ITM/29787/CMLN-13S2M-CS.html (дата обращения: 17.03.2023).

гистрации оптической части спектра СИ и дают информацию о поперечном распределении частиц в циркулирующих пучках (по 8 шт. на электроны и позитроны). Учитывая, что период обращения пучка в ВЭПП-2000 равен 82 нс, что на несколько порядков меньше минимально возможного времени экспозиции камеры (0,01 мс), в таком режиме работы ПЗС-камеры дают картину, интегрированную за, как минимум, сотни оборотов.

Параметры ВЭПП-2000

Table 1

Таблица 1

Parameters of VEPP-2000			
Параметр	Значение		
Периметр, П	24,39 м		
Энергетический диапазон, Е	150–1000 МэВ		
Число сгустков	1 × 1		
Число частиц в сгустке, N	1×10^{11}		
Бета-функции в месте встречи, $\beta_x = \beta_y$	8,5 см		
Эмиттанс, $\varepsilon_x \varepsilon_y$	1,4 × 10-7 м радиан		
Бетатронные частоты, v_x ; v_y	4,1; 2,1		
Параметр встречи, ξ	0,1		
Светимость, L	$1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{c}^{-1}$		



Puc. 1. Схема комплекса ВЭПП-2000. Красным кружком показана ПЗС-камера, использованная в экспериментах *Fig. 1.* VEPP-2000 complex layout. The red circle shows the CCD camera used in the experiments

В данной работе рассмотрен новый способ использования ПЗС-камеры – регистрация положения центра масс и поперечного распределения частиц внутри пучка при строго однократном пролете пучка через точку наблюдения в поворотном магните. Описаны оценка мощности СИ и экспериментальное измерение.

1. Оценка уровня сигнала

Расчет количества фотонов

Теория синхротронного излучения (свойства, спектральное и пространственное распределение, диаграмма направленности и поляризация) описаны подробно в [3]. В работе используются результаты, необходимые для оценки потока фотонов от пучка, которые детально рассмотрены в [4].

Учитывая энергетический диапазон ВЭПП-2000, рассматривается ультрарелятивистский электронный или позитронный пучок: $\gamma \gg 1$, $\beta = v/c \approx 1$, v -скорость частицы; E и m_e – энергия частицы и масса покоя электрона. Мгновенная мощность СИ, изучаемого одной частицей, определяется выражением:

$$P_{\gamma} = \frac{cC_{\gamma}}{2\pi} \frac{E^4}{\rho^2},$$

где *с* – скорость света, ρ – локальный радиус кривизны орбиты равновесного движения частицы, *E* – энергия пучка, $C_{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} = 8,8460 \times 10^{-5} \frac{M}{\Gamma_{9}B^3}$ [3].



Рис. 2. Поворотный магнит ВЭПП-2000: *a* – схема вывода СИ (1 – проектная орбита; 2a, 2b – точки излучения e+ и e-; 3 – медное зеркало; 4 – иллюминатор вывода СИ); *б* – магнит со снятой верхней половиной магнитопровода и его вакуумная камера; *в* – оптический тракт вне вакуумного объема

Fig. 2. VEPP-2000 bending magnet: a – SI output scheme (1 – design orbit; 2a, 2b – radiation points of e+ and e-; 3 – copper mirror; 4 – SI output porthole); δ – magnet with the upper half of the magnetic circuit removed, and its vacuum chamber; s – optical path outside the vacuum volume

Вывод СИ из вакуумного объема ВЭПП-2000 (рис. 2) организован во всех восьми поворотных магнитах с использованием водоохлаждаемых медных зеркал с нанесенным на них отражающим алюминиевым и защитным кремниевым покрытиями. Далее, сквозь иллюминатор вакуумного объема и оптический тракт, свет фокусируется на матрице ПЗС-камеры.

Поскольку ПЗС-камера регистрирует оптическую часть спектра СИ, рабочий диапазон длин волн λ составляет от 380 до 760 нм, что соответствует энергетическому диапазону 1,6 – 3,3 эВ.

Спектральное распределение числа фотонов, излучаемых на выделенной частоте в единицу времени:

$$\frac{d\dot{N}}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dP(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{P_{\gamma}}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \approx \frac{4}{3} \frac{P_{\gamma}}{\hbar\omega\omega_c} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

где ω – угловая частота излучаемого СИ, $\omega_c = \frac{3}{2}\omega_0\gamma^3$ – критическая частота ($\omega_0 = c/\rho$ – ларморовская частота), ρ – радиус кривизны траектории.

Эксперимент проводился на энергии E = 948,75 ЬэВ, при этом ω_c соответствует энергии $\sim 1,4 \cdot 10^9$ эВ, тогда отношение $\frac{\omega}{\omega_c}$ составляет $\sim 10^{-3}$, что позволяет воспользоваться асимптотикой $\omega/\omega_c \ll 1$, описанной в [5].

Проинтегрировав выражение (1) по диапазону частот от ω_1 до ω_2 , получаем число фотонов, излучаемых электроном с энергией *E* при прохождении поворотного магнита с радиусом кривизны орбиты, равным ρ в единицу времени в указанном диапазоне частот:

$$\dot{N} = 4 \frac{P_{\gamma}}{\hbar \omega_c} \left(\left(\frac{\omega_2}{\omega_c} \right)^{\frac{1}{3}} - \left(\frac{\omega_1}{\omega_c} \right)^{\frac{1}{3}} \right) \approx 1.4 \cdot 10^8.$$

Для того чтобы найти число фотонов, излученных с элемента дуги траектории, необходимо учесть соответствующий угловой размер оптической апертуры принимающего излучение детектора. Считаем, что угловая апертура равна угловому размеру медного зеркала, а остальной оптический тракт ее не ограничивает, и весь свет попадает на матрицу камеры, так как угол

раствора конуса излучения $\psi_c \approx 0.828 \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{\frac{1}{3}} \sim 3$ мрад [5] много меньше апертуры зеркала. Горизонтальная угловая апертура медного зеркала равна $\phi_a = 30,9$ мрад. При этом время излучения, попадающего в оптическую апертуру с дуги траектории, равно

$$\Delta t = \frac{L}{\beta c} = \frac{2\psi_c \rho + \phi_a \rho}{\beta c} \approx \frac{2\rho}{c} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{\frac{1}{3}} + \frac{\phi_a \rho}{c} = 175 \text{ Hc},$$

а число фотонов, излученное одной частицей в апертуру детектора:

$$\Delta N = \Delta t \cdot \dot{N} \approx 2,49 \cdot 10^{-2}.$$

Тогда среднее число фотонов, излучаемых в оптическом диапазоне пучком интенсивностью 10 мА ($N_{part} = 5 \cdot 10^9$) на энергии эксперимента и попадающих на матрицу ПЗС-камеры за один пролет через место наблюдения камерой, равно

$$\Delta N_{3a\ 1\ \text{mponer}} = \Delta N \cdot N_{part} = 1,27 \cdot 10^8$$

Оценка уровня сигнала ПЗС-камеры

Для грубой оценки уровня сигнала воспользуемся Стандартом определения и измерения параметров ПЗС-камер², а также частью информации из спецификации³ и паспорта⁴ используемой камеры (табл. 2).

⁴Specifications, FLIR Integrated Imaging Solutions. URL: https://flir.app.boxcn.net/s/s4w7vdeq12i4ywzq sfbflbifu41jlmeq/file/416927555480 (дата обращения: 17.03.2023).

² EMVA Standard 1288, Standard for Characterization of Image Sensors and Cameras, Release 3.1 December 30, 2016, Issued by European Machine Vision Association. URL: https://www.emva.org/wp-content/uploads/ EMVA1288-3.1a.pdf (дата обращения: 17.03.2023).

³Imaging Performance Specification, Version1.1, Revised 9/19/2013, Point Grey Research® Inc. URL: https://flir.app.boxcn.net/s/s4w7vdeq12i4ywzqsfbflbifu41jlmeq/file/416895685957 (дата обращения: 17.03.2023).

Таблица 2

Параметры камеры

Table 2

Πορομοτη	Оборнонацио	Волициио	Ел номорония
Параметр	Обозначение	БСЛИЧИНА	Ед. измерения
Квантовая эффективность	Н	~50	%
Темновой ток	σ_d	8,82	e-
Емкость насыщения пикселя	μ _{e,sat}	6421	e-
Абс. порог чувствительности	$\mu_{p,min}$	14,85	фотоны
Размер пикселя ПЗС-матрицы	S _{px}	3,75	МКМ
Мин. коэффициент усиления, К	1/K	0,1	e-/ADU ⁵
Абс. порог чувствительности Размер пикселя ПЗС-матрицы Мин. коэффициент усиления, К	μ _{p,min} s _{px} 1/K	14,85 3,75 0,1	фотоны мкм e-/ADU ⁵

Parameters of camera

Согласно Стандарту, число электронов, накопленных отдельным пикселем, равно $\eta\mu_p$, после чего внутренний АЦП камеры производит усиление и оцифровку сигнала пикселя и дает значение в единицах цифрового кода интенсивности пикселя изображения, равное $K\eta\mu_p$, где μ_p – число фотонов, попадающее на пиксель.

Пусть матрица однократно засвечивается потоком фотонов в количестве N_{3a 1 пролет} с характерными параметрами $\sigma_{beam_{x,z}} \sim 0,5$ мм – для упрощения оценки будем считать пучок круглым (вертикальный и горизонтальный размеры равны).

При этом если учесть коэффициент масштабирования изображения пучка оптическим трактом и размер пикселя матрицы ПЗС-камеры, то максимум распределения числа фотонов, попадающих на один пиксель: А $\approx 10^4$ фотонов. Тогда уровень заполнения потенциальной ямы пикселя, соответствующего центру поперечного распределения частиц пучка, равен А $\cdot \eta \approx 5 \cdot 10^3$ электронов, что составляет примерно 80 % от величины уровня насыщения пикселей матрицы фотоэлектронами µe,sat. Ожидаемый код интенсивности пикселя можно получить умножением этого числа на K, который для камеры является программно варьируемым (его можно увеличить).

Таким образом, приведенные оценки показывают, что профилометр на основе регистрации ПЗС-камерой СИ является перспективным неразрушающим средством однопролетной диагностики пучка с приемлемой чувствительностью. Данное утверждение проверено на практике.

2. Схема эксперимента

Для управления камерой при работе в однопролетном режиме было разработано собственное программное обеспечение на языке C++ с использованием библиотеки FlyCapture2, предоставляемой производителем. Синхронизация открытия затвора камеры с пролетом пучка осуществлялась программным способом. Время экспозиции было выбрано равным одной секунде, чтобы ее длительность заведомо охватывала момент инжекции пучка в ВЭПП-2000.

Измерения проводились с позитронным пучком при энергии пучка 948,75 МэВ, перепуски осуществлялись в пустой коллайдер, величина тока пучка составляла *I* = 40 мА. Была использована камера, отмеченная на рис. 1.

Однократный пролет был организован следующим образом: перепускаемый пучок инжектировался на равновесную орбиту ВЭПП-2000 электромагнитным кикером, затем, после прохождения части кольца, пучок выбивался ударом второго кикера. Чтобы надежно добиться

⁵ADU (analog to digital units) – единицы цифрового кода интенсивности пикселя в пространстве 16-битного изображения.

не более одного пролета пучка через точку наблюдения камерой, были дополнительно выключены квадрупольные линзы, расположенные после использованной камеры по ходу пучка. Однократность пролета контролировалась электростатическими пикапами.

Таким образом, часть кольца коллайдера ВЭПП-2000 становится продолжением канала перепуска из бустера БЭП.

3. Обработка экспериментально полученного изображения

Тепловой шум отдельных пикселей матрицы является случайным, также имеется большое число «горячих» пикселей. Оба фактора можно нивелировать, применив медианный фильтр (в данной работе применялся фильтр с окном 5). В отфильтрованном снимке рассмотрен фрагмент кадра вблизи изображения пучка (рис. 3), сделаны преобразование осей в масштаб системы координат пучка и аппроксимация двумерной функцией Гаусса в системе отсчета пучка – выражение (2).



Puc. 3. Сегмент кадра вблизи изображения пучка Fig. 3. A segment of the frame near the beam image

$$f(u,v) = A \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{(u-u_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(v-v_0)^2}{\sigma_y^2}\right)},$$
(2)

где *и* и *v* – система координат, ориентированная по полуосям эллипса $\frac{(u-u_0)^2}{\sigma_u^2} + \frac{(v-v_0)^2}{\sigma_v^2} = 1$ (штрихованная линия уровня на рис. 3). θ является углом между полуосями эллипса и осями натуральной системы координат (для данного случая он равен 57°): $u = x \cos(\theta) + y \sin(\theta),$ $v = -x \sin(\theta) + y \cos(\theta).$

Параметрами подгонки являются σ_u и σ_v – поперечные размеры пучка. Для данного эксперимента они оказались равны 210 ± 20 и 190 ± 20 мкм соответственно. Это несколько меньше расчетных значений, если принимать для оценки размеров пучка его эмиттанс в бустере и структурные функции точки наблюдения в коллайдере.

Амплитуда А = 5750 единиц кода интенсивности пикселя из 65535.

Заключение

Результатом данной работы стало подтверждение на примере коллайдера ВЭПП-2000 возможности использования ПЗС-камеры для регистрации СИ электронного или позитронного пучка высокой энергии при однократном пролете через место наблюдения.

Экспериментально продемонстрировано, что ПЗС-камера пригодна в качестве системы однопролетной диагностики поперечного распределения частиц и положения пучка в электрон-позитронных циклических машинах, а также, потенциально, в транспортных каналах при условии организации в них выводов СИ и достаточной мощности излучения. При этом ПЗС-камера является недорогим и компактным прибором относительно специализированных для подобных задач стробируемых электронно-оптических преобразователей.

Список литературы

- 1. Shwartz D. et al. Round Colliding Beams at VEPP-2000 with Extreme Tuneshift // Proc. eeFACT2018. Hong Kong, China. P. 34–40.
- 2. Berkaev D. et al. Beam Measurement System of VEPP-2000 Injection Channels // Proc. of the ICALEPCS2009, Kobe, Japan, paper TUP032. P. 155–157.
- 3. Wiedemann H. Particle Accelerator Physics. Springer Cham, 2015.
- 4. Шерстюк С. П. Исследование размеров пучка при инжекции в накопитель: Выпускная квалификационная работа на соискание степени бакалавра / НГУ, науч. рук. Е. А. Переведенцев. Новосибирск, 2022.
- 5. Hofmann A. The Physics of Synchrotron Radiation. N. Y.: Cambridge University Press, 2004.

References

- 1. Shwartz D. et al. Round Colliding Beams at VEPP-2000 with Extreme Tuneshift, in *Proc. eeFACT2018*, Hong Kong, China, pp. 34–40.
- 2. Berkaev D. et al. Beam Measurement System of VEPP-2000 Injection Channels, *in Proc. ICALEPCS2009*, Kobe, Japan, paper TUP032, pp. 155–157.
- 3. Wiedemann H. Particle Accelerator Physics. Springer Cham, 2015.
- 4. Sherstyuk S. P. Study of beam sizes during injection into a storage ring: Final qualifying work for a bachelor's degree, NSU, supervisor E. A. Perevedentsev. Novosibirsk, 2022. (in Russ.)
- 5. Hofmann A. The Physics of Synchrotron Radiation. N. Y., Cambridge University Press, 2004.

Информация об авторах

Максим Вадимович Тимошенко, младший научный сотрудник

Евгений Алексеевич Переведенцев, ведущий научный сотрудник

Сергей Павлович Шерстюк, старший лаборант

Information about the Authors

Maksim V. Timoshenko, Junior Researcher

Evgeny A. Perevedentsev, Leading Researcher

Sergey P. Sherstyuk, Senior Laboratory Assistant

Статья поступила в редакцию 15.09.2023; одобрена после рецензирования 08.11.2023; принята к публикации 11.12.2023

The article was submitted 15.09.2023; approved after reviewing 08.11..2023; accepted for publication 11.12.2023

Научная статья

УДК 539.1.074.3 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-71-78

Дозиметрия нейтронного потока и гамма-излучения для двух систем формирования пучка нейтронов на установке VITA с использованием сцинтилляционного детектора*

Ибрагим Сейфалдин Ибрагим¹⁻³, Тимофей Александрович Быков^{1,2} Ярослав Александрович Колесников^{1,2}, Евгения Олеговна Соколова^{1,2} Татьяна Викторовна Сычева^{1,2}, Глеб Дмитриевич Верховод² Иван Михайлович Щудло^{1,2}, Антон Станиславович Кузнецов^{1,2} Марина Игоревна Бикчурина^{1,2}, Алексей Михайлович Кошкарев^{1,2} Дмитрий Александрович Касатов^{1,2}, Вячеслав Викторович Поросев² Сергей Юрьевич Таскаев^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

²Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Новосибирск, Россия

³Тартусский университет Тартус, Сирийская Арабская Республика

ibrahim93za@gmail.com; timaisabrony@gmail.com katyono@mail.ru; buiya@bk.ru sychevatatyanav@gmail.com; thevoidscreamer@gmail.com cshudlo.i.m@gmail.com kuznetsov1398@gmail.com knkstdor@gmail.com koshi8bit@mail.ru kasatovd@gmail.com porosev@gmail.com taskaev@inp.nsk.su

Аннотация

Метод бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ) считается одним из перспективных методов внешней лучевой терапии при лечении радиорезистентных опухолей, таких как глиобластома, меланома и других, избирательно разрушающий раковые клетки за счет предварительного накопления в них атомных ядер стабильного нерадиоактивного изотопа бор-10 и последующего облучения эпитепловыми нейтронами. В результате поглощения нейтрона бором происходит ядерная реакция с выделением большого количества энергии (заряженных частиц с высокими коэффициентами линейной передачи энергии) внутри раковых клеток, что приводит к их гибели. Этот метод отличается меньшим количеством сеансов лечения по сравнению с традиционной лучевой терапией (фотонами и электронами). В данном исследовании измерена мощность борной дозы и дозы гамма-излучения в воздухе и в водном фантоме с помощью разработанного малогабаритного детектора нейтронов с парой литье-

*Статья написана по материалам конференции Russian Particle Accelerator Conference (RuPAC'23), Budker INP, 11–15 September 2023.

© Ибрагим И. С., Быков Т. А., Колесников Я. А., Соколова Е. О., Сычева Т. В., Верховод Г. Д., Щудло И. М., Кузнецов А. С., Бикчурина М. И., Кошкарев А. М., Касатов Д. А., Поросев В. В., Таскаев С. Ю., 2023 вых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором. Для формирования пучка нейтронов использовали две системы формирования пучка: одна с замедлителем из кристаллов фторида магния, другая с замедлителем из оргстекла. В статье представлены экспериментальные результаты, обсуждены особенности системы формирования пучка нейтронов и сформулированы рекомендации для проведения клинических испытаний методики БНЗТ.

Ключевые слова

бор-нейтронозахватная терапия, VITA, система формирования пучка, сцинтилляционный детектор

Благодарность

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-30005, https://rscf.ru/ project/19-72-30005/

Для цитирования

Ибрагим И. С., Быков Т. А., Колесников Я. А., Соколова Е. О., Сычева Т. В., Верховод Г. Д., Щудло И. М., Кузнецов А. С., Бикчурина М. И., Кошкарев А. М., Касатов Д. А., Поросев В. В., Таскаев С. Ю. Дозиметрия нейтроного и гамма-излучения для двух систем формирования пучка нейтронов на установке VITA с использованнием сцинтилляционного детектора // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 71–78. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-71-78

Dosimetry of Neutron Flow and Gamma-Radiation for two Neutron Beam Shaping Assembly at the VITA Facility using a Scintillator Detector

Ibrahim S. Ibrahim¹⁻³, Timofey A. Bykov^{1,2}, Iaroslav A. Kolesnikov^{1,2} Evgenii O. Sokolova^{1,2}, Tatiana V. Sycheva^{1,2}, Gleb D. Verkhovod² Ivan M. Shchudlo^{1,2}, Anton S. Kuznetsov^{1,2}, Marina I. Bikchurina² Alexey M. Koshkarev^{1,2}, Dmitrii A. Kasatov^{1,2}, Vyacheslav V. Porosev² Sergey Yu. Taskaev^{1,2}

> ¹Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS Novosibirsk, Russia

> > ²Novosibirsk State University Novosibirsk, Russia

> > ³Tartous University Tartous, Syrian Arab Republic

ibrahim93za@gmail.com timaisabrony@gmail.com katyono@mail.ru buiya@bk.ru sychevatatyanav@gmail.com thevoidscreamer@gmail.com cshudlo.i.m@gmail.com kuznetsov1398@gmail.com knkstdor@gmail.com koshi8bit@mail.ru kasatovd@gmail.com porosev@gmail.com taskaev@inp.nsk.su

Abstract

The BNCT method is considered one of the promising methods of external beam therapy in the treatment of radioresistant tumors such as glioblastoma, melanoma and others, which selectively destroy cancer cells due to previous accumulations of boron-10 isotopes stable inside them, and subsequent irradiation with epithermal neutrons. As a result of neutron capture by boron, nuclear radiation interacts with the release of a large amount of energy (charged particles with a high linear energy transfer), which leads to the destruction of the cancer cell. This method is distinguished by a short number of treatment sessions compared to traditional radiation therapy (photons and electrons). In this study, the
boron dose rate and the dose rate of gamma radiation in air and in a water phantom are measured using a small-sized neutron detector with a pair of cast polystyrene scintillators, one of which is enriched with boron, developed at BINP. Two neutron beam shaping assembly were used, one with a magnesium fluoride crystal moderator and the other with a Plexiglas moderator. The article will present the experimental results, discuss the features of the neutron beam shaping assembly and formulate recommendations for conducting clinical trials of the BNCT technique

Key words

boron neutron capture therapy, VITA, beam shaping assembly, scintillator detector

Acknowledgements

This research was funded by Russian Science Foundation, grant number 19-72-30005, https://rscf.ru/project/19-72-30005/

For citation

Ibrahim I. S., Bykov T. A., Kolesnikov I. A., Sokolova E. O., Sycheva T. V., Verkhovod G. D., Shchudlo I. M., Kuznetsov A. S., Bikchurina M. I., Koshkarev A. M., Kasatov D. A., Porosev V. V., Taskaev S.Yu. Dosimetry of neutron and gamma-radiation for two neutron beam shaping assembly at the VITA facility using a scintillator detector. Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 71-78 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-71-78

Введение

Перспективным методом лечения злокачественных опухолей рассматривается бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) [1], обеспечивающая избирательное уничтожение клеток опухоли за счет предварительного накопления в них атомных ядер бор-10 и последующего облучения нейтронами. В результате поглощения нейтрона бором происходит ядерная реакция ${}^{10}B(n, \alpha)^7Li$ с большим выделением энергии в клетке опухоли, что приводит к ее гибели. В настоящее время проблема создания компактных источников нейтронов для их размещения в онкологических клиниках решена [1] и актуальным становится разработка средств дозиметрии для верификации терапевтических пучков нейтронов, планирования терапии и оценки ее результатов. В данном исследовании с помощью малогабаритного детектора нейтронов с парой литьевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором, измерена мощность борной дозы и дозы гамма-излучения в воздухе и в водном фантоме для двух систем формирования пучка нейтронов: с замедлителем из кристаллов фторида магния и с замедлителем из оргстекла. Полученные результаты важны для облучения лабораторных животных и планируемых клинических испытаний методики.

1. Материалы и методы

1.1. Дозы в БНЗТ

В БНЗТ, в отличие от других методов лучевой терапии, принято выделять четыре компоненты дозы с разными коэффициентами относительной или составной биологической эффективности: i) борная доза, обусловленная продуктами ядерной реакции ${}^{10}B(n, \alpha)^7Li - \alpha$ -частицей и атомным ядром лития с высокими коэффициентами линейной передачи энергии, ii) азотная доза от поглощения нейтрона атомным ядром азота, приводящего к ядерной реакции с испусканием протона и атомного ядра углерод-14, iii) доза быстрых нейтронов, обусловленная преимущественно упругим рассеянием нейтронов преимущественно на атомных ядрах водорода, и iv) доза γ-излучения: испускание 2,2 МэВ фотонов как продуктов реакций захвата нейтронов атомными ядрами водорода, присутствующими в теле пациента и в воде, охлаждающей нейтроногенерирующую мишень; испускание фотонов, генерируемых из конструкционных материалов нейтроногенерирующей мишени и системы формирования пучка нейтронов при прохождении через них нейтронов.

Полная поглощенная доза равна сумме четырех компонент доз. Десять лет тому назад считалось, что «борная доза и азотная доза неизмеримы в принципе» [2. С. 279]. Однако за прошедшее время разработан малогабаритный детектор нейтронов для измерения борной дозы в воздухе или в водном фантоме [3], достигнут существенный прогресс в реализации метода мгновенной гамма-спектроскопии для измерения борной дозы *in situ* при проведении терапии [4] и предложен и реализован метод измерения азотной дозы [5].

При оценке ответа больного на терапию принято анализировать эквивалентную (биологическую) дозу, которая равна сумме четырех компонент поглощенной дозы, каждая из которых умножена на коэффициент относительной биологической эффективности или составной биологической эффективности в случае с борной дозой.

1.2. Экспериментальная установка

Исследование проведено на ускорительном источнике нейтронов VITA [1; 6], состоящим из ускорителя тандема с вакуумной изоляцией для получения пучка протонов, литиевой мишени для генерации нейтронов и системы формирования пучка нейтронов. Схема установки приведена на рис. 1. При проведении исследований литиевую мишень размещают в положении *B* и вплотную к ней – систему формирования пучка нейтронов с замедлителем из кристаллов фторида магния толщиной 21 см [7] или из оргстекла толщиной 7,2 см. За системой формирования пучка размещают водный фантом, в котором на подвижной каретке установлен малогабаритный детектор нейтронов [3] для измерения борной дозы и дозы γ -излучения. Детектор нейтронов состоит из двух датчиков из литьевого полистирольного сцинтиллятора диаметром 1 мм высотой 1 мм, один из которых обогащен бором. Датчик без бора чувствителен к γ -излучению, датчик с бором дополнительно чувствителен к нейтронному излучению.



Рис. 1. Схема ускорительного источника нейтронов VITA: 1a – источник отрицательных ионов; 1б – высоковольтный и промежуточные электроды; 1в – газовая обдирочная мишень; 1г – проходной изолятор; 1д – высоковольтный источник питания; 2 – поворотный магнит; 3 – литиевая нейтроногенерирующая мишень; 4 – система формирования пучка нейтронов. Литиевую мишень размещают в положениях A, Б, B, Г или Д

Fig. 1. Scheme of the neutron accelerator source VITA: 1a - a source of negative ions; 16 - high-voltage and intermediate electrodes; 16 - gas stripping target; 12 - feedthrough insulator; 10 - high voltage power supply; 2 - bending magnet; 3 - lithium target; 4 - beam shaping assembly. $A, E, B, \Gamma, \mathcal{I} -$ lithium target placement positions

2. Результаты измерения и обсуждение

На рис. 2 представлены результаты расчета и измерения зависимости мощности компонент доз, рассматриваемых в БНЗТ, от глубины в фантоме с использованием системы формирования пучка нейтронов с замедлителем из фторида магния. Энергия пучка протонов равна 2,2 МэВ, ток – 1 мА. Фантом представляет собой куб со стороной 15 см, размещенный на расстоянии 5 см от замедлителя. В расчетах фантом заполнен тканеэквивалентным содержимым, в измерениях фантом заполнен водой. Измерения борной дозы и дозы γ-излучения выполнены малогабаритным детектором нейтронов с парой литьевых полистирольных сцинтилляторов, один из которых обогащен бором. Концентрация бора полагается равной 40 ppm. Также на рис. 2 представлено глубинное распеределение так называемого терапевтического коэффициента ТК – отношения «полезной» дозы (борной дозы) к «вредной» дозе (сумме доз γ-излучения, быстрых нейтронов и азотной) [8].

Видно, что формируемый пучок эпитепловых нейтронов достаточно эффективно проникает вглубь, обеспечивая максимум борной дозы на глубине 2 см и в 1/е раз меньшую на глубине 6,6 см. Если фантом вплотную разместить к замедлителю, то борная доза увеличивается в 1,5 раза, но терапевтический коэффициент уменьшается на 8 %.



Рис. 2. Зависимость глубинного распределения при использовании системы формирования пучка с замедлителем из фторида магния: а – мощности борной дозы (1 – расчетная, 2 – измеренная); б – мощности дозы γ-излучения (1 – расчетная, 4 – измеренная), расчетной мощности азотной дозы 2, расчетной мощности дозы быстрых нейтронов 3; в – терапевтического коэффициента

Fig. 2. Deep propagation dependence using beam shaping assembly with a magnesium fluoride moderator: a – boron dose rate (1 – calculated, 2 – measured); δ – γ -ray dose rate (1 – calculated, 4 – measured), simulated nitrogen dose rate 2, simulated fast neutron dose rate 3; e – therapeutic coefficient

На установке также используют замедлитель из оргстекла, обеспечивающий приемлемое качество пучка нейтронов при облучении клеточных культур и лабораторных животных,



при тестировании препаратов адресной доставки бора и при лечении домашних животных со спонтанными опухолями.

Рис. 3. Зависимость глубинного распределения при использовании системы формирования пучка с замедлителем из оргстекла: *a* – мощности борной дозы (*l* – расчетная; *2* – измеренная); *б* – мощности дозы γ-излучения (*l* – расчетная; *4* – измеренная), расчетной мощности азотной дозы 2, расчетной мощности дозы быстрых нейтронов 3; *в* – терапевтического коэффициента

Fig. 3. Deep propagation dependence using beam shaping assembly with a Plexiglas moderator: a – boron dose rate (1 - calculated, 2 - measured); $\delta - \gamma$ -ray dose rate (1 - calculated, 4 - measured), simulated nitrogen dose rate 2, simulated fast neutron dose rate 3; e – therapeutic coefficient

На рис. 3 представлены результаты расчета и измерения зависимости мощности компонент доз от глубины в фантоме, размещенном вплотную к замедлителю из оргстекла толщиной 72 мм. В данном случае энергия пучка протонов равна 2,1 МэВ, ток – 1 мА.

Поскольку спектр нейтронов из-за водородосодержащего замедлителя смещен в область тепловых энергий, максимум борной дозы реализуется на поверхности, и нейтроны приникают внутрь фантома на меньшую глубину – мощность борной дозы падает в е раз на глубине 3,4 см. Также видно, что терапевтический коэффициент такого пучка нейтронов в 1,5 раза меньше. Однако такой пучок обеспечивает в 2,7 раза большую мощность дозы при энергии протонов 2,1 МэВ и в 4,4 раза – при энергии 2,2 МэВ по сравнению с замедлителем из фторида магния, если фантом также разместить вплотную к замедлителю.

Заключение

На ускорительном источнике нейтронов VITA измерено пространственное распределение борной дозы и дозы у-излучения в водном фантоме при использовании двух систем формирования пучка нейтронов, одной – с замедлителем из фторида магния, второй – с замедлителем из оргстекла. Установлено, что использование замедлителя из фторида магния обеспечивает лучшее качество пучка нейтронов – большую глубину терапии и большее отношение полезной дозы к вредной, применение замедлителя из оргстекла обеспечивает большую мощность

дозы. Замедлитель фторида магния следует использовать для терапии пациентов, замедлитель из оргстекла можно использовать для терапии домашних животных и для тестирования новых препаратов для доставки бора.

Список литературы

- 1. Ahmed M. et al. Advances in Boron Neutron Capture Therapy. International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, June 2023, 416 p. ISBN: 978-92-0-132723-9
- 2. Sauerwein W. A. G. et al. (ed.). Neutron capture therapy: principles and applications. Springer Science & Business Media, 2012, p 279. DOI: 10.1007/978-3-642-31334-9
- 3. Kobayashi T., Kanda K. Microanalysis system of ppm-order 10B concentrations in tissue for neutron capture therapy by prompt gamma-ray spectrometry // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1983. T. 204. №. 2-3. C. 525–531. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90082-0
- 4. **Dymova M. et al.** Method of measuring high-LET particles dose // Radiation Research. 2021. T. 196. №. 2. C. 192–196. DOI: 10.1667/RADE-21-00015.1
- 5. Bykov T. A. et al. Evaluation of depth-dose profiles in a water phantom at the BNCT facility at BINP // Journal of Instrumentation. 2021. T. 16. №. 10. C. P10016. DOI: 10.1088/1748-0221/16/10/P10016
- 6. Taskaev S. et al. Neutron source based on vacuum insulated tandem accelerator and lithium target // Biology. 2021. T. 10. №. 5. C. 350. DOI: 10.3390/biology10050350
- Zaidi L. et al. Beam shaping assembly design of 7Li (p, n) 7Be neutron source for boron neutron capture therapy of deep-seated tumor // Applied Radiation and Isotopes. 2018. T. 139. C. 316– 324. DOI: 10.1016/j.apradiso.2018.05.029
- Sycheva T. et al. A single coned Poly-Biz moderator designed for animal irradiation in boron neutron capture therapy // Applied Radiation and Isotopes. 2023. T. 198. C. 110818. DOI: 10.1016/j.apradiso.2023.110818

References

- 1. Ahmed M. et al. Advances in Boron Neutron Capture Therapy. International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, June 2023, 416 p.
- Sauerwein W. A. G. et al. (ed.). Neutron capture therapy: principles and applications. Springer Science & Business Media, 2012, p. 279. DOI: 10.1007/978-3-642-31334-9
- 3. Kobayashi T., Kanda K. Microanalysis system of ppm-order 10B concentrations in tissue for neutron capture therapy by prompt gamma-ray spectrometry. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1983, vol. 204, no. 2–3, pp. 525–531. DOI: 10.1016/0167-5087(83)90082-0
- 4. **Dymova M. et al.** Method of measuring high-LET particles dose. Radiation Research, 2021, vol. 196, no. 2, pp. 192–196. DOI: 10.1667/RADE-21-00015.1
- 5. Bykov T. A. et al. Evaluation of depth-dose profiles in a water phantom at the BNCT facility at BINP. *Journal of Instrumentation*, 2021, vol. 16, no. 10, p. P10016. DOI: 10.1088/1748-0221/16/10/P10016
- 6. Taskaev S. et al. Neutron source based on vacuum insulated tandem accelerator and lithium target. *Biology*, 2021, vol. 10, no. 5, p. 350. DOI: 10.3390/biology10050350
- Zaidi L. et al. Beam shaping assembly design of 7Li (p, n) 7Be neutron source for boron neutron capture therapy of deep-seated tumor. *Applied Radiation and Isotopes*, 2018, vol. 139, p. 316–324. DOI: 10.1016/j.apradiso.2018.05.029
- 8. Sycheva T. et al. A single coned Poly-Biz moderator designed for animal irradiation in boron neutron capture therapy. *Applied Radiation and Isotopes*, 2023, vol. 198, p. 110818. DOI: 10.1016/j.apradiso.2023.110818

Информация об авторах

Ибрагим Сейфалдин Ибрагим, аспирант

Тимофей Александрович Быков, аспирант

Ярослав Александрович Колесников, кандидат физико-математических наук

Евгения Олеговна Соколова, кандидат физико-математических наук

Татьяна Викторовна Сычева, научный сотрудник

Глеб Дмитриевич Верховод, аспирант

Иван Михайлович Щудло, научный сотрудник

Антон Станиславович Кузнецов, аспирант

Марина Игоревна Бикчурина, аспирант

Алексей Михайлович Кошкарев, аспирант

Дмитрий Александрович Касатов, кандидат физико-математических наук

Вячеслав Викторович Поросев, кандидат физико-математических наук

Сергей Юрьевич Таскаев, доктор физико-математических наук

Information about the Authors

Ibrahim S. Ibrahim, Graduate Student

Timofey A. Bykov, Graduate student

Iaroslav A. Kolesnikov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Evgeniia O. Sokolova, Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Tatiana V. Sycheva, Researcher

Gleb D. Verkhovod, Graduate Student

Ivan M. Shchudlo, Researcher

Anton S. Kuznetsov, Graduate Student

Marina I. Bikchurina, Graduate Student

Alexey M. Koshkarev, Graduate Student

Dmitrii A. Kasatov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Vyacheslav V. Porosev, Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Sergey Yu. Taskaev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences

Статья поступила в редакцию 11.09.2023; одобрена после рецензирования 15.11.2023; принята к публикации 21.11.2023

The article was submitted 11.09.2023; approved after reviewing 15.11.2023; accepted for publication 21.11.2023

Научная статья

УДК 533.9, 533.9...12 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-79-93

Frequency Spectrum of Radiation Flux Generated by Beam-Plasma System with Ten Joules Energy Content in Microsecond Pulse

Andrey V Arzhannikov^{1,2}, Stanislav L. Sinitsky^{1,2}, Denis A. Samtsov¹ Petr V. Kalinin^{1,2}, Sergey S. Popov^{1,2}, Magomedrizy G. Atlukhanov¹ Evgeniy S. Sandalov^{1,2}, Vasilii D. Stepanov^{1,2}, Konstantin N. Kuklin¹ Maxim A. Makarov¹

> ¹Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

> > ²Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, https://orcid.org/0000-0002-8074-9737
D.A.Samtsov@inp.nsk.su, https://orcid.org/0000-0002-9914-9125

Abstract

The work reports the achievement of an energy content of 10 J per microsecond pulse in a directed flux of electromagnetic radiation in the frequency range of $\sim 0.2-0.3$ THz. The flux is generated by a fundamentally new method, which is realized through the pumping of upper-hybrid plasma oscillations in a magnetized plasma column with a relativistic electron beam (REB) and their subsequent transformation into a flux of electromagnetic radiation. In the described experiments at the GOL-PET facility, this method to generate THz radiation is implemented in the following way a beam of electrons with energy $E \sim 0.5$ MeV with a current density of (1–2) kA/cm2 is passing through a magnetized (4 T) plasma column with a density of 10^{14} – 10^{15} cm⁻³. By comparing the experimentally measured spectral composition of the radiation flux with the calculated spectrum, it is proved that this process is realized through resonant pumping of the branch of upper-hybrid plasma waves by such beam. A coordinated increase in plasma density and beam current density opens up the prospect of advancement in the generation of multi-megawatt radiation fluxes in the region of one terahertz.

Keywords

relativistic electron beam, plasma, beam-plasma interaction, waves in plasma, THz radiation, megawatt radiation flux *Funding*

Part of this work related to measurements of radiation spectral power density was supported by the Russian Science Foundation (project No. 19-12-00250-P).

Acknowledgments

Authors appreciate Timofeev I.V. for discussion of theoretical aspects in solving scientific problem on electromagnetic wave emission from beam-plasma system.

For citation

Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Samtsov D. A., Kalinin P. V., Popov S. S., Atlukhanov M. G., Sandalov E. S., Stepanov V. D., Kuklin K. N., Makarov M. A. Frequency Spectrum of Radiation Flux Generated by Beam-Plasma System with Ten Joules Energy Content in Microsecond Pulse. Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 79–93. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-79-93

© Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Самцов Д. А., Калинин П. В., Попов С. С., Атлуханов М. Г., Сандалов Е. С., Степанов В. Д., Куклин К. Н., Макаров М. А., 2023

Частотный спектр потока излучения, генерируемого пучково-плазменной системой с энергосодержанием десять джоулей в микросекундном импульсе

Андрей Васильевич Аржанников^{1,2}, Станислав Леонидович, Синицкий^{1,2} Денис Алексеевич Самцов¹, Пётр Валериевич Калинин^{1,2} Сергей Сергеевич Попов^{1,2}, Магомедризы Гаджимурадович Атлуханов¹ Евгений Сергеевич Сандалов^{1,2}, Василий Дмитриевич Степанов^{1,2} Константин Николаевич Куклин¹, Максим Александрович Макаров¹

¹Институт ядерной физики СО РАН Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, https://orcid.org/0000-0002-8074-9737 D.A.Samtsov@inp.nsk.su, https://orcid.org/0000-0002-9914-9125

Аннотация

В статье сообщается о достижении энергосодержания 10 Дж в микросекундном импульсе направленного потока электромагнитного излучения в диапазоне частот ~0,2–0,3 ТГц. Генерация осуществляется принципиально новым методом, который реализуется за счет накачки верхнегибридных плазменных колебаний в замагниченном плазменном столбе при помощи релятивистского электронного пучка (РЭП) и последующего преобразования этих колебаний в поток электромагнитного излучения. В частности, в описываемых экспериментах, проводимых на установке ГОЛ-ПЭТ, данный метод реализован следующим образом: пучок электронов с энергией $E \sim 0,5$ МэВ и плотностью тока (1–2) кА/см² проходит через столб замагниченной (4 Тл) плазмы плотностью 10^{14} – 10^{15} см⁻³. В ходе сравнения спектрального состава излучения, измеренного экспериментально, с расчетным спектром доказано, что этот процесс реализуется за счет резонансной накачки таким пучком ветви верхнегибридных плазменных колебаний. Таким образом, одновременное увеличение плотности плазмы и плотности тока пучка открывает перспективу развития генерации мультимегаваттных потоков излучения в районе одного терагерца.

Ключевые слова

релятивистский электронный пучок, плазма, пучково-плазменное взаимодействие, волны в плазме, ТГц-излучение, мегаваттный поток излучения

Финансирование

Часть исследования, посвященная измерению спектральной плотности мощности излучения, выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00250-Р).

Для цитирования

Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Samtsov D. A., Kalinin P. V., Popov S. S., Atlukhanov M. G., Sandalov E. S., Stepanov V. D., Kuklin K. N., Makarov M. A. Frequency Spectrum of Radiation Flux Generated by Beam-Plasma System with Ten Joules Energy Content in Microsecond Pulse // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, вып. 4. С. 79–93. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-79-93

1. Introduction

Mastering methods to generate electromagnetic radiation in the frequency range 0.1–1.5 THz seems important due to the possibility to use such radiation fluxes in a wide field of practical applications: high-resolution radar systems, control channels suppression of unmanned aerial vehicles, diagnosis of diseases and investigation of biomaterials [1], visualization of hidden objects [2], impact on objects to achieve structural transformations and changes in their functional characteristics [3]. Under these circumstances, the development and creation of powerful sources of electromagnetic radiation in the specified frequency range have become one of the priority tasks of modern physics.

In our opinion, one of the promising approaches for solving the problem of generating powerful radiation fluxes in the frequency range 0.1–0.9 THz is to implement mechanisms of intense beam-plasma interaction [4] and the transformation of beam-generated plasma waves into electromagnetic

waves emerging from the plasma. It is the physical mechanisms that were proposed to explain the bursts of radiation coming from the solar corona [5]. In the case of using electron beams with an energy of ~ 1 MeV at a current scale of 1–10 kA (see [4]), the power of which reaches the gigawatt level, one can expect the generation of THz radiation fluxes with a power scale of tens and even hundreds of MW. Mastering this new method of generating radiation makes it possible to expand significantly the range of applications of high-power radiation fluxes in the frequency range 0.1-1 THz. It is important to emphasize that the use of this beam-plasma mechanism in the terahertz spectral region opens up a unique opportunity to change quickly the frequency in the generated radiation flux of by varying the plasma density.

Experimental studies in this direction were started at the GOL-3 facility at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, under conditions of injection of a beam of MeV electrons with a current of 10-15 kA and a duration of 5 µs into a magnetized plasma column [6]. In these experiments on the relaxation of high-current REB in a plasma with a density of ~1014 cm-3, the laws of radiation emission in the spectral range 0.1-0.5 THz in the direction perpendicular to the magnetic field in the plasma were established [6]. In subsequent experiments carried out on the GOL-PET facility, it was demonstrated that increase of plasma density results in, the emission direction of the radiation flux switches from perpendicular to the axis of the cylindrical plasma column to the direction along its axis [7]. Based on the results of these and further studies, the mechanisms of radiation generation were determined. One of them is the excitation of upper-hybrid plasma oscillations by a beam with their subsequent transformation into a flow of electromagnetic radiation on plasma density gradients with the radiation frequency equal to the frequency of this branch of plasma waves [7; 8]. Another mechanism is realized during a nonlinear process in which two upper-hybrid oscillations merge into one electromagnetic wave with a frequency equal to twice the magnitude of these oscillations [5; 9]. In studies at the GOL-PET facility, the patterns of influence of plasma density gradients on the spectral composition and power of the THz radiation flux generated during beam-plasma interaction were established, and a new mechanism for generation at the electron plasma frequency was discovered. This mechanism states, that in case of regular periodic gradients of plasma density, direct pumping of a branch of electromagnetic oscillations in the plasma by a beam is possible [10-14].

During experiments at this facility, conditions for the effective extraction of the radiation flux propagating along the axis of the beam-plasma system from the plasma through the end of the plasma column into vacuum were found. Moreover, the experiments determined the conditions for the output of this flux from the vacuum chamber through a dielectric polymer window into the atmosphere of the experimental hall [15], where the first series of measurements of the energy content in the radiation flux with a microsecond pulse duration was carried out [16]. Experiments have shown that the highpower density in the radiation flux leads to a reduction in the time of its release into the atmosphere at a level of less than one microsecond, although the generation time in the beam-plasma system reached 3.5 µs. This phenomenon of shortening the duration of the radiation pulse outgoing in the atmosphere was explained by an surface RF breakdown development on the vacuum side of the exit window on the [17]. Our work is devoted to solve the problem of preventing this RF breakdown and achieving maximum energy content in the flux released into the atmosphere. In addition, to obtain the possibility of a detailed comparison of the spectrum of the generated radiation with the result of the theoretical consideration, experiments were carried out on the output of the radiation flux into the atmosphere when it is obtained under conditions of a plasma column uniform over the cross section. This comparison of experimental and theoretical results is also given in the text of the article.

2. Experimental facility

The series of experiments presented in the article on the generation of terahertz radiation in a beam-plasma system was carried out at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS using the GOL-PET facility [14–17]. The injection of a beam into a plasma column is realized from the

U-2 accelerator [18], which uses an accelerating diode of a ribbon configuration under conditions of isolation of the cathode-anode gap by a magnetic field. This accelerator provides injection of a beam of electrons with an energy in the range of 0.4-0.8 MeV, an angular divergence of particle velocity of 0.1 rad [19] with a pulse duration of 5 μ s. In the experiments described, the current density of the beam passing through the plasma column had two values: 1 and 2 kA/cm2. The beam was injected into a plasma column (see fig. 1) with a diameter of 80 mm and a length of 1.2 meters, held in a solenoid with a corrugated magnetic field with a ratio of the maximum and minimum values of magnetic induction in the corrugations $B_{max}/B_{min} = 4.5/3.2$ T. A set of Rogowski coils is used to measure the beam current in various cross-sections of the vacuum chamber as it propagates along its axis. The energy of the beam electrons is determined by measurements of the voltage applied to the accelerator diode. To measure the plasma density, optical diagnostics are used: a Michelson interferometer at a wavelength of 10.5 μ m and a Thomson scattering system at a wavelength of 1.053 μ m. [20; 21].

The described experiments on the generation of THz radiation were focused on achieving of the maximum energy content per pulse in the radiation flux propagating along the facility axis and then escaping into the atmosphere. In this case, the radiation flux released together with the REB from the end of the plasma column was captured in a steel pipe. Next, this flux was reflected from a stainless-steel mirror at an angle of 90° and outgoing into the atmosphere through an output window made of polymethylpentene (TPX), which transmits submillimeter radiation well [22].



Fig. 1. Schematic drawing of the plasma part of the GOL-PET facility: 1 – electron beam;
2 – magnetic field lines; 3 – Rogowski coil; 4 – Michelson interferometer; 5 – Thomson scattering system;
6 – stainless-steel mirror; 7 – output window
Puc. 1. Схематический чертеж плазменной части установки ГОЛ-ПЭТ:
1 – электронный пучок; 2 – силовые линии магнитного поля; 3 – катушка Роговского;
4 – интерферометр Майкельсона; 5 – система томсоновского рассеяния; 6 – зеркало из нержавеющей стали;
7 – выходное окно

To record the characteristics of the generated submillimeter radiation flux, detectors based on Schottky barrier diodes (SBDs) are used, which are supplemented with frequency-selective bandpass filters. Together, these 8 detectors make up an eight-channel polychromator designed to analyze the spectral composition of the radiation flux in the frequency range from 0.1 to 0.6 THz [23]. To measure the energy content in the EM radiation flux, a specialized calorimeter was used, provided to us by the authors of [24]. The process of measuring radiation energy using a calorimeter is based on the absorption of electromagnetic radiation energy in a thin-walled cylindrical metal-ceramic shell and recording changes in its temperature using a large number (about 1000) of thermocouples connected in series. The sensitivity of the calorimeter, measured at a frequency of about 100 GHz, has a value of 90 μ V/J, which is slightly different from the 70 μ V/J measured at a frequency of 10 GHz, which is indicated in [24]. A description of the measurement procedure and the results of the first series of measurements of the energy content in a pulsed THz radiation flux are given in [16]. Based on the above comment on the calorimeter used, it can be assumed that during the experiments, measurements

of the energy content in the radiation flux in a single pulse are provided with good reliability. Taking the time dynamics and amplitude of the radiation signals in the polychromator channels during the generated pulse, we calculate the absolute value of the average power over the duration of the pulse. To visually indicate the distribution of power density over the cross-section of the radiation flux, which is important for estimating the fraction of the flux captured in the calorimeter, panels of gasdischarge neon bulbs are used. A high-frequency discharge occurs in the bulb cavity when the specific power in the flux exceeds a threshold value, which is estimated at the level $(1-2)\cdot104$ W/cm2. A high-frequency discharge that occurs in the cavity of light bulbs evenly distributed over the area of the panel is accompanied by a bright glow, and the optical image of the glow of these light bulbs, recorded using an SDU camera, indicates that the specific flux power exceeds the specified threshold level.

3. Spectral composition of the radiation flux for different plasma density distributions in the plasma column

Taking into account the occurrence of high-frequency electrical breakdown on the surface of the vacuum side of the exit window, through which the radiation flux was released into the atmosphere, to carry out spectral analysis experiments, this window was located at a distance of 180 cm from the stainless-steel mirror. Polymethylpentene has unchangeable transmittance coefficient for EM radiation



Fig. 2. Panel of the glowing neon bulbs (*a*) and waveforms of the voltage on the accelerator diode, the beam current passing through the plasma (*b*), accompanied by signal received from the frequency-selective channel of an 8-channel polychromator (*c*). 1 – the area of the panel without THz flux; 2 – the area of the panel within THz flux; 3 – the hole in the panel for the polychromator

Рис. 2. Панель светящихся неоновых ламп (a) и осциллограммы напряжения на ускорительном диоде, тока пучка, проходящего через плазму (b), в сопровождении сигнала от частотно-селективного канала 8-канального полихроматора (c). 1 – область панели вне сечения ТГц потока; 2 – область панели внутри сечения ТГц потока; 3 – отверстие в панели для подачи потока на полихроматор

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 in the studying frequency range. Moreover, this material transmits radiation in the optical region of the spectrum, which makes it possible to control the occurrence of RF breakdown in the vacuum tube where the radiation flux propagates and on the surface of this window. In the path of the radiation flow emerging from the window, a polychromator was installed so that the center of its entrance was located along the axis of the flux coming from the window. Figure 2 shows oscillograms of the voltage on the diode, the beam current passing through the plasma column, and the spectral power density in the frequency range 0.2-0.3 THz, as well as the glow pattern of neon bulbs placed around the entrance hole of the polychromator. From the presented picture of the flux glow on a panel of neon bulbs, it can be seen that the entrance hole of the polychromator, which transmits part of the radiation flux into this device, is localized in the region of maximum radiation power flux density. Moreover, when carrying out measurements, the results of which are presented in this text, the panel with light bulbs in a radiation-absorbing screen having a hole gives a fragment of the radiation flux cross section which with a diameter of 4 cm enters in the operation cavity of the eight-channel polychromator.

This fragment of the flux released in the polychromator operation cavity, having a small angular divergence, upon further propagation in the form of a directed beam, was distributed along the spectral channels of this diagnostic device. Each spectral channel has a calibrated attenuating filter at its input and a detector section with previously measured absolute sensitivity in the spectral range of this frequency-selective channel. Below we provide a description of the results of measurements of the spectral composition of the radiation flux under various experimental conditions.

3.1. The case of a homogeneous distribution of plasma density along the column radius

To carry out the experiments described in this section of the article, such conditions were implemented for the formation of a plasma column under which good homogeneity of the plasma density was achieved in the section of its cross section where the electron beam passes. This ensured the distribution of plasma density along the column axis with minimal possible changes in its value. This made it possible to compare the radiation characteristics measured in the experiment with the results of theoretical analysis, since the theoretical consideration of the problem of the radiation generation spectrum in a beam-plasma system was carried out precisely for this case of plasma density distribution [12]. The results of plasma density measurements using optical laser diagnostics in the described series of experiments are shown in Figure 3. These results were obtained by averaging the recorded signals over a series of 9 shots of the installation under the same experimental conditions.

As one can see in the fig. 3a, which presents the result of measurements using an interferometer at a wavelength of 10.6 μ m, the plasma density averaged over the diameter of the plasma column begins to increase sharply from the starting the REB injection. In the time of 0.7 μ s the density reaches a value of $5 \cdot 10^{14}$ cm⁻³, then its growth slows down significantly, and during the subsequent time up to 2 μ s it can be considered at a constant level of $(6\pm1)\cdot10^{14}$ cm⁻³. The radial density distribution measured at a time of 1.2 μ s using a Thomson scattering system is shown in Figure 3b. The plasma density averaged over the radius of the column was $(7\pm0.5)\cdot10^{14}$ cm⁻³, which coincides with the interferometer measurement results within the limits of measurement errors. Considering the fact that these two laser diagnostics, placed in sections of the column that are located at a distance of 22 cm from each other, give almost the same value of plasma density, we can assert that the distribution of plasma density along the length of the plasma column in this section is close to uniform.

Under these experimental conditions with a plasma column uniform in cross-section, measurements were made of the spectral composition of the radiation flux for a given density distribution measured in the frequency range 0.10–0.40 THz. The result of these measurements is presented in Figure 4.

As can be seen from this figure, in this frequency range the increased spectral density of radiation is localized in three areas along the frequency axis. The highest power spectral density was recorded



Fig. 3. Change in time of the mean plasma density over the plasma column diameter, recorded using a Michelson interferometer at a wavelength of 10.5 µm (a). Plasma density distribution along the column radius in 1.2 µs time from starting the beam injection measured by a Thomson scattering system at a laser wavelength of 1.053 µm (b)
 Puc. 3. Изменение во времени значения плотности плазмы, средней по диаметру плазменного столба, зарегистрированной с помощью интерферометра Майкельсона на длине волны 10,5 мкм (a).
 Распределение плотности плазмы по радиусу столба в момент времени 1,2 мкс от начала инжекции пучка, измеренное системой томсоновского рассеяния на длине волны лазера 1,053 мкм (b)



Fig. 4. Spectral power density in the radiation flux generated under conditions of the uniform cross-section of the plasma column (the result was obtained by averaging the recording results over a series of 9 shots under identical experimental conditions with a plasma density distribution shown in Fig. 3, *b*)

Рис. 4. Спектральная плотность мощности в потоке излучения, генерируемого в условиях однородного по сечению столба плазмы (результат получен усреднением результатов регистрации по серии из 9 выстрелов в одинаковых условиях эксперимента с распределением плотности плазмы, показанным на рис. 3, *b*)

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 in the frequency range 0.20–0.25 THz. In this case, a high value of the spectral power density in this spectral interval is maintained for a time from 0.5 to 2 microseconds. Nevertheless, before the start of this period of time with generation in the frequency range 0.20–0.25 THz, there are short (lasting up to 0.5 μ s) bursts of radiation at frequencies 0.12 THz and 0.16 THz with an amplitude comparable to the maximum in the first interval. At higher frequencies relative to the main frequency 0.32 THz, and this increase has an amplitude an order of magnitude lower than the power spectral density in the main radiation peak, localized in the interval 0.20–025 THz. We will analyze the distribution of the spectral power density by frequency observed in the experiment within the framework of the theoretical model we have developed under the conditions of the measured experimental parameters.

We associate the relatively high spectral power density in the vicinity of the frequency $f_c = 0.12$ GHz with the movement of electrons along individual cyclotron orbits in a magnetic field with an induction in the vicinity of 4 Tesla. The plasma density of $6 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ sets the frequency of Langmuir oscillations $f_p = 0.22$ THz. Taking into account the indicated value of the cyclotron frequency, based on the frequency of Langmuir oscillations, it is possible to calculate the cutoff frequency in the spectrum of upper-hybrid plasma oscillations, which is given by the formula $f_{uh} = \sqrt{f_p^2 + f_c^2}$.

With the indicated experimental parameters, we obtain the cutoff frequency on the branch of upperhybrid plasma waves $f_{uh} = 0.25$ THz. (see [27]). The result of computer calculations of the spectral composition of radiation emerging from the plasma in the frequency range of upper-hybrid plasma oscillations, performed according to the theoretical model described in [27], is presented in Figure 5a. The result of the calculations is presented here in the form of the distribution of the spectral power density over the angles θ , which is measured from the direction of the magnetic field induction. This result indicates that the radiation generated by the beam propagates at angles of 20-30 degrees to the



Fig. 5. Distribution of the spectral power density by frequency (in relative units) in the vicinity of the fundamental plasma frequency: calculated angular distribution of the radiation flux in the spectral region near the plasma frequency, which corresponds to the frequency axis unit (a); spectral power density integrated over all angles (b). The blue line is the calculated curve; red line – position of the signal maximum on the frequency axis, recorded by the polychromator in this spectral region; black bold line corresponds to the cyclotron frequency of the plasma electrons *Puc. 5.* Распределение спектральной плотности мощности по частотам (в относительных единицах)
в окрестности основной плазменной частоты: расчетное угловое распределение потока излучения в спектральной области вблизи плазменной частоты, соответствующей единице оси частот (a); спектральная плотность мощности, интегрированная по всем углам (b). Синяя линия – расчетная кривая; красная – положение максимума сигнала на оси частот, регистрируемого полихроматором в данной области спектра; черная линия соответствует положению циклотронной частоты плазменных электронов

direction of the leading magnetic field. At the same time, the power spectral density integrated over the angles θ is localized in the frequency range 0.22–0.26 THz.

In Figure 5, a comparison is made of the frequency range with a high spectral power density, which was recorded in the experiment for the case of a radiation flux propagating along a magnetic field, with the calculated distribution curve of the spectral radiation density in the flux, obtained in calculations using the above model. A comparison of the results presented in this figure gives grounds for the assertion that the line describing the result of calculating the spectral radiation power density coincides well with the contour covering the region of localization of high values of this parameter, identified from the results of measurements in experiments.

3.2. The case of inhomogeneous plasma density distribution

As was shown in previous series of experiments [14], a decrease in plasma density at a given beam current density helps to increase the power of the generated radiation flux. Moreover, the creation of a plasma column with density gradients along its radius can increase the pulse power several times at fixed values of the average plasma density over the cross section of the column and the current density of the injected beam. A series of experiments aimed at increasing the power in microsecond pulses of THz radiation were carried out this year. During the experiments, the plasma density during the passage of the beam was increase up to a level of $4 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ with a radial density profile, which is presented in Figure 6. The presented result of measurements of the radial distribution of plasma density by Thomson scattering was obtained by averaging over a series of 5 shots.



Fig. 6. Density distribution along the radius of the plasma column at a time of 1.5 µs (a) and 3 µs (b). The result of averaging over five shots under the same conditions for the beam and plasma
Puc. 6. Распределение плотности по радиусу плазменного столба в момент времени 1,5 мкс (a) и 3 мкс (b). Результат усреднения по пяти выстрелам при одинаковых условиях для луча и плазмы

In the experiments presented here, the current density of the electron beam in the plasma column had a value of about 1 kA/cm². The result of recording the spectral composition of the terahertz radiation flux using an eight-channel polychromator is presented in fig. 7. In the presented radiation spectrum, two frequency regions are distinguished: low-frequency in the range 0.15-0.17 THz and high-frequency 0.30-0.35 THz. In our opinion, the low-frequency region corresponds to the frequency band of upper-hybrid oscillations, and the high-frequency region corresponds to twice the value of

this frequency. The relatively wide spectral frequency range occupied by the marked regions with increased spectral power density can be explained by the presence of variations in the plasma density across the cross section of the plasma column, since the local plasma density determines mainly the frequency of the electron plasma oscillations in this place.



Fig. 7. Spectral radiation power density in the radiation flux released into the atmosphere along the column (a), which was recorded by an eight-channel polychromator in case of the plasma density distribution shown in fig. 6. The ordinate axis shows the spectral radiation power density in relative units in accordance with the calibration of the absolute sensitivity of each channel in its spectral recording region. Voltage and current in the diode (b). Radiation intensity signal received from the polychromator channel in the frequency range 0.14-0.16 THz (c).
Signal from the channel in the frequency range 0.29-0.33 THz (d). All signals are averaged over a series of 11 shots *Puc.* 7. Спектральная плотность мощности излучения в потоке излучения, выводимого в атмосферу (a), зарегистрированная восьмиканальным полихроматором в случае распределения плотности плазмы, показанном на рис. 6. По оси ординат отложена спектральная плотность мощности излучения в относительных единицах в соответствии с калибровкой абсолютной чувствительности каждого канала в своей спектральной области регистрации. Напряжение и ток в диоде (b). Сигнал интенсивности излучения, полученный из канала полихроматора в диапазоне частот 0,14–0,16 TГц (c). Сигнал с канала в диапазоне частот 0,29–0,33 TГц (d). Все сигналы усредняются по серии из 11 снимков

4. Energy content measurements in a radiation flux pulse

The results of previous experiments on measuring the energy content in a pulsed radiation flux are presented in [16]. During those experiments, the calorimeter was located in the atmosphere of the experimental hall, and the radiation flux exited the vacuum chamber through a fluoroplastic window with a diameter of 14 cm. The window was located at a distance of 30 cm from the metal mirror, reflecting the flux that propagates along the axis of the plasma column in a direction perpendicular to this axis. The calorimeter was placed at a distance of 60 cm from the fluoroplastic window, at which the cross-section of the flow freely propagating in the atmosphere already reached a diameter of 0.3 meters. In order to direct the radiation flow to the entrance hole of the calorimeter, which has a diameter of 11.5 cm, a steel pipe with a diameter of 18 cm was placed between the exit window

and the calorimeter, which captured the radiation flow emerging from the exit window. Under these experimental conditions, breakdown along the vacuum surface of the exit window limited the pulse duration of the flow escaping into the atmosphere to a level below 1 μ s. Depending on the detailed experimental conditions, the energy content at this pulse duration turned out to be in the range from 6±0.5 J to 9±2 J.

As noted above, based on the identified reason for the reduction in the pulse duration of the radiation flux escaping into the atmosphere, work was carried out to modify the installation unit in which radiation is extracted from the vacuum into the atmosphere. The fluoroplastic output window was replaced with a window made of polymethylpentene (TPX), and this new window was additionally spaced from the rotating steel mirror at a distance of another 150 cm. To achieve the greatest capture of the radiation flux into the input window of the calorimeter, this input window was attached to the output window from TPH with a minimum gap between them. The layout of the calorimeter and the signal from the calorimeter, averaged over a series of 5 shots, are shown in Figure 8.



Fig. 8. Measurement results of the energy content in a THz radiation flux of microsecond duration. In this figure are: diagram of the location of the calorimeter behind the exit window of a vacuum tube with a length of 180 cm (*a*); distribution of plasma density along the radius of the plasma column in the time 2 μ s (*b*); the energy content recorded by a calorimeter (*c*)

Рис. 8. Измерение энергосодержания в потоке ТГц излучения микросекундной длительности. На рисунке приведены: схема расположения калориметра за выходным окном вакуумной трубы длиной 180 см (*a*); распределение плотности плазмы по радиусу плазменного столба в момент времени 2 мкс

от начала инжекции пучка (b); энергосодержание в импульсе излучения, зарегистрированное калориметром (c)

The next stage of the experiments was the measurement of the energy content in the pulsed radiation flux directly in vacuum. To implement this series of measurements, the window from the TPC was removed, which separated the vacuum of the installation from the air atmosphere of the hall. Under these conditions, the inlet of the working cavity of the calorimeter was a continuation of the tube through which the flow propagates in vacuum after the plane mirror. The calorimeter body was connected to a metal vacuum tube using a dielectric circle, which ensured that there was no electrical contact between the calorimeter body and this tube while maintaining a high vacuum in the calorimeter. Moreover, the inlet of the calorimeter is cut off from the tube through which the flow of THz radiation arrives, using a thin (100 μ m) film of black polypropylene, which suppresses light and infrared radiation propagating through the tube from the plasma column.

The results of measuring the energy of the radiation flux obtained in this variant of the calorimeter arrangement are presented in Figure 9. On the left half of the figure, indicated by symbol a), the result of measurements carried out under the same conditions as experiments on measuring the energy content in the flux passing through a window of material is presented TPC (see fig. 8, c).



Fig. 9. Energy in a radiation pulse measured in vacuum at various beam current densities in the plasma column: 1 kA/cm^2 – blue line; 2 kA/cm^2 – red line

Рис. 9. Энергия в импульсе излучения, измеренная в вакууме при различной плотности тока пучка в плазменном столбе: 1 кА/см² – синяя линия; 2 кА/см² – красная линия

Comparison of the time dynamics of the signals in Fig. 9a and Fig. 8c shows that the temperature rise time of the calorimeter working fluid, which is demonstrated in the figures by voltage oscillograms on thermocouples, in both cases of calorimeter placement has a value of 20-30 seconds. But the characteristic cooling time of the calorimeter working fluid is significantly different for these two options. In the presence of air in the calorimeter cavity, the voltage coming from the thermocouples decreases by half after reaching the maximum signal within 80 seconds, and in the case of a vacuum in the cavity, the voltage signal from the thermocouples decreases during this time on a scale of ten percent. This behavior of the temperature of the working fluid in the calorimeter over time means that the convection of the air mass in its cavity plays a significant role in the removal of energy from the operating calorimeter.

To test the possibility of increasing the intensity of beam-plasma interaction due to an increase in the current density of the injected REB, changes were made to the geometry of the accelerating diode where the ribbon beam is generated. In addition, the values of the magnetic field induction in this diode and the vacuum chamber where the plasma column is created were changed. The magnetic field in the diode was 0.3 T, but became 0.22 T. In turn, for the plasma column was 4.5 T, but became 5 T. Under these conditions, the current density in the beam passing through the plasma column turned out to be increased to 2 kA/cm². The result of measuring the energy content in the radiation flux under conditions of increased beam current density is presented in Fig. 9*b*.

5. Conclusion

Measurements were carried out of the spectral composition and energy content in the flow of terahertz radiation generated in a magnetized plasma column $(6-7) \cdot 10^{14}$ cm⁻³ during relaxation of a pulsed REB of microsecond duration with a current density of level 1–2 kA/cm². During spectral measurements, it was established that the maximum spectral radiation density is localized in the frequency range 0.15–0.3 THz, which coincides with the frequency range of upper-hybrid plasma oscillations, which are effectively pumped under the conditions of the experiments. By selecting the geometry and conditions for calorimetric measurements of the energy content in a powerful radiation flux with a duration of one microsecond, it was possible to determine its level, which reaches ten joules.

References / Список литературы

- 1. Markelz A. G., Mittleman D. M. Perspective on terahertz applications in bioscience and biotechnology // ACS Photonics. 2022. Vol. 9, no. 4. P. 1117–1126.
- Cooper K. B., Dengler R. J., Llombart N. [et al.]. THz imaging radar for standoff personnel screening // IEEE transactions on terahertz science and technology. 2011. Vol. 1, no. 1. P. 169– 182.
- 3. Michalchuk A. A. L., Hemingway J., Morrison C. A. Predicting the impact sensitivities of energetic materials through zone-center phonon up-pumping // The Journal of Chemical Physics. 2021. Vol. 154, no. 6. P. 064105.
- 4. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Koidan V. S., Vyacheslavov L. N. Physics of REB–Plasma Interaction // Physics of REB-Plasma Interaction. Physica Scripta. 1982. Vol. 22. P. 303–310.
- Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V. On the Propagation of Electromagnetic Waves in the Solar Corona, Taking Into Account the Influence of the Magnetic Field // Soviet Astronomy. 1959. Vol. 3. P. 235–246.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V. et al. Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs // Vestnik of Novosibirsk State University. Series: Physics. 2010. Vol. 5, no. 4. P. 44–49.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V. et al. Properties of sub-THz waves generated by the plasma during interaction with relativistic electron beam // IRMMW-THz-2015 Conference Proceedings, TS-3133848.
- 8. **Timofeev A. V.** Electromagnetic waves in a magnetized plasma near the critical surface // Phys. Usp. 2004. Vol. 47. P. 555.
- Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions // Physics of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 113109. DOI: http://dx.doi.org/10.1063/1.4935890
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A. et al. Subterahertz emission at strong REB-plasma interaction in multimirror trap GOL-3 // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59, no. 1. P. 74–77.
- 11. Arzhannikov A. V., and Timofeev I. V. Generation of powerful terahertz emission in a beamdriven strong plasma turbulence // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. Vol. 54, no. 10.
- Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al. Dynamics and spectral composition of subterahertz emission from plasma column due to two-stream instability of strong relativistic electron beam // IEEE Transactions on terahertz science and technology. 2016. Vol. 6, no. 2. P. 245–252.
- 13. Arzhannikov A. V., Burmasov V. S., Ivanov I. A., et al. Mechanisms of submillimeter wave generation by kiloampere REB in a plasma column with strong density gradients // 44th Inter-

national Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Paris, 1–6 September 2019 (PID5878973).

- 14. Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kasatov A. A. et al. Well-directed flux of megawatt sub-mm radiation generated by a relativistic electron beam in a magnetized plasma with strong density gradients // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. Vol. 62, no. 4. P. 045002.
- Samtsov D. A., Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L. et al. Generation of a directed flux of megawatt THz radiation as a result of strong REB-plasma interaction in a plasma column // IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. Vol. 49, no. 11. P. 3371–3376.
- Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Popov S. S. et al. Energy Content and Spectral Composition of a Submillimeter Radiation Flux Generated by a High-Current Electron Beam in a Plasma Column With Density Gradients // IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. Vol. 50, no. 8. P. 2348–2363.
- 17. Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Самцов Д. А. и др. Энергосодержание и спектральный состав потока субмиллиметрового излучения с длительностью 5 мкс, генерируемого в плазме при релаксации РЭП // Физика плазмы. 2022. Т. 48, № 10. С. 929–936.
- Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Nikolaev V. S. et al. Ribbon REB research on 0.7 MJ generator U-2 // 9-th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams, Washington DC, May 1992. Proceedings. Vol. II: Electron beams. P. 1117–1123
- Arzhannikov A. V., Makarov M. A., Samtsov D. A. et al. New detector and data processing procedure to measure velocity angular distribution function of magnetized relativistic electrons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. Vol. 942. P. 162349.
- Popov S. S., Vyacheslavov L. N., Ivantsivskiy M. V. et al. Upgrading of Thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59, no. 1. P. 292–294.
- 21. Бурмасов В. С., Бобылев В. Б., Иванова А. А. и др. Инфракрасный интерферометр для исследования субтермоядерной плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // Приборы и техника эксперимента. 2012. № 2. С. 120–123.
- 22. Рогалин В. Е., Каплунов И. А., Кропотов Г. И. Оптические материалы для THz диапазона // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 6. С. 851.
- Arzhannikov A. V., Ivanov I. A., Kuznetsov S. A. et al. Eight-Channel Polychromator for Spectral Measurements in the Frequency Band of 0.1-0.6 THz // Proceedings of the 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials. IEEE, 2021. P. 101–105.
- 24. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Ковнеристый Ю. К. и др. Калориметр для измерения энергии мощного электромагнитного импульса // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 35. С. 153–154.
- 25. Аржанников А. В., Синицкий С. Л., Старостенко Д. А. и др. Пучково-плазменный генератор ТГц-излучения на основе индукционного ускорителя (проект ЛИУ-ПЭТ) // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 1. С. 28–42.
- 26. Самцов Д. А., Аржанников А. В., Синицкий С. Л. и др. Частотный спектр потока излучения в интервале частот 0,1-0,6 ТГц, генерируемого на установке ГОЛ-ПЭТ в различных условиях // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5/6. С. 342-352. DOI: https://doi.org/10.52452/00213462_2022_65_05_342
- Аржанников А. В., Тимофеев И. В. Интенсивное пучково-плазменное взаимодействие как источник субмиллиметрового излучения // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2016. Т. 11, № 4. С. 78–104.

Информация об авторах

Андрей Васильевич Аржанников, доктор физико-математических наук Станислав Леонидович Синицкий, кандидат физико-математических наук Денис Алексеевич Самцов, младший научный сотрудник Пётр Валериевич Калинин, научный сотрудник Сергей Сергеевич Попов, кандидат физико-математических наук Магомедризы Гаджимурадович Атлуханов, младший научный сотрудник Евгений Сергеевич Сандалов, научный сотрудник Василий Дмитриевич Степанов, научный сотрудник Константин Николаевич Куклин, младший научный сотрудник

Information about the Authors

Andrey V. Arzhannikov, Doctor of Physics and Mathematics Stanislav L. Sinitsky, Doctor of Physics and Mathematics Denis A. Samtsov, Junior Researcher Petr V. Kalinin, Researcher Sergey S. Popov, Doctor of Physics and Mathematics Magomedrizy G. Atlukhanov, Junior Researcher Evgeniy S. Sandalov, Researcher Vasilii D. Stepanov, Researcher Konstantin N. Kuklin, Junior Researcher Maxim A. Makarov, Leading Engineer

Статья поступила в редакцию 27.10.2023; одобрена после рецензирования 11.12.2023; принята к публикации 11.12.2023

The article was submitted 27.10.2023; approved after reviewing 11.12.2023; accepted for publication 11.12.2023

Научная статья

УДК 538.958 DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-94-103

Ближнепольная фотолюминесценция монослоев WS₂ и MoS₂, выращенных методом газофазного химического осаждения

Илья Александрович Милёхин^{1,2}, Нина Николаевна Курусь¹ Людмила Сергеевна Басалаева¹, Александр Германович Милёхин¹ Эмиль Олегович Чиглинцев^{3,4}, Александр Игоревич Чернов³ Александр Васильевич Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет Новосибирск, Россия

³Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет) Долгопрудный, Россия

> ⁴Российский квантовый центр Сколково, Москва

Mia2994@gmail.com, https://orcid.org/0000-0003-2018-6095 kurus@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-9490-3096 basalaeva@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0001-6248-7764 milekhin@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-6774-6654
emilchiglincev@gmail.com, https://orcid.org 0000-0002-2576-4248 al-chernov@mail.ru, https://orcid.org 0000-0002-6492-9068 latyshev@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-4016-593X

Аннотация

Изучена ближнепольная фотолюминесценция (нано-ФЛ), усиленная металлизированным острием зонда атомно-силового микроскопа, монослойных треугольных WS_2 и MoS_2 островков, выращенных с помощью газофазного химического осаждения. Для достижения максимального ближнепольного отклика от материалов WS_2 и MoS_2 использованы изготовленные металлизированные (Au, Ag) зонды. Установлено, что максимальный сигнал нано-ФЛ от островков наблюдается в резонансных условиях при совпадении энергии локализованного поверхностного плазмона металлизированного зонда и энергии экситонной люминесценции материала. Выполнено картирование сигнала экситонной нано-ФЛ островков WS_2 и MoS_2 , что позволило визуализовать структурные дефекты и определить локальное изменение толщины монослойных островков с нанометровым пространственным разрешением.

Ключевые слова

дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), дисульфид вольфрама (WS₂), дисульфид молибдена (MoS₂), ближнепольная фотолюминесценция, усиленная металлизированным острием (нано-ФЛ) зонда, атомно-силовая микроскопия (АСМ)

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024). Авторы благодарны А. С. Медведеву и Л. А. Ненашевой за изготовление зондов для нано-ФЛ-экспериментов.

© Милёхин И. А., Курусь Н. Н., Басалаева Л. С., Милёхин А. Г., Чиглинцев Э. О., Чернов А. И., Латышев А. В., 2023 Для цитирования

Милёхин И. А., Курусь Н. Н., Басалаева Л. С., Милёхин А. Г., Чиглинцев Э. О., Чернов А. И., Латышев А. В. Ближнепольная фотолюминесценция монослоев WS₂ и MoS₂, выращенных методом газофазного химического осаждения // Сибирский физический журнал. 2023. Т. 18, № 4. С. 94–103. DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-94-103

Near-Field Photoluminescence of WS₂ and MoS₂ Monolayers, Grown by Chemical Vapor Deposition

Ilya A. Milekhin^{1,2}, Nina N. Kurus¹, Lyudmila S. Basalaeva¹ Alexandre G. Milekhin¹, Emil O. Chiglintsev^{3,4} Alexandre I. Chernov³, Alexandre V. Latyshev^{1,2}

¹Institute of Semiconductor Physics named after A. V. Rzhanova SB RAS Novosibirsk, Russian Federation

> ²Novosibirsk State University Novosibirsk, Russian Federation

³Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russian Federation

⁴Russian Quantum Center Skolkovo, Moscow, Russian Federation

Mia2994@gmail.com, https://orcid.org/0000-0003-2018-6095 kurus@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-9490-3096 basalaeva@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0001-6248-7764 milekhin@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-6774-6654 emilchiglincev@gmail.com, https://orcid.org 0000-0002-2576-4248 al-chernov@mail.ru, https://orcid.org 0000-0002-6492-9068 latyshev@isp.nsc.ru, https://orcid.org 0000-0002-4016-593X

Abstract

Monolayer triangular WS2 and MoS2 islands grown by chemical vapor deposition was investigated by near-field photoluminescence (nano-PL) enhanced by the metallized atomic force microscope (AFM) tip. To achieve maximum near-field response from WS_2 and MoS_2 materials fabricated Au and Ag metallized AFM tips were used. Maximum nano-PL responds from the islands is observed under the resonant conditions when the energy of the localized surface plasmon of the metallized probe coincides with the energy of the exciton luminescence of the WS_2

and MoS_2 materials. Nano-PL mapping of the exciton response allows visualizing structural defects and determine the local thickness changes of monolayer islands with nanometer spatial resolution

Keywords

transition metal dichalcogenides (TMDs), tungsten disulfide (WS₂), molybdenum disulfide (MoS₂), near-field photoluminescence enhanced by metallized probe tip (nano-PL), atomic force microscopy (AFM)

Funding

The work was financially supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, project No. 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024). The authors are grateful to A.S. Medvedev and L.A. Nenasheva for manufacturing probes for nano-PL experiments.

For citation

Milekhin I. A., Kurus N. N., Basalaeva L. S., Milekhin A. G., Chiglintsev E. O., Chernov A. I., Latyshev A. V. Near-Field Photoluminescence of WS2 and MoS2 Monolayers, Grown by Chemical Vapor Deposition. *Siberian Journal of Physics*, 2023, vol. 18, no. 4, pp. 94–103 (in Russ). DOI 10.25205/2541-9447-2023-18-4-94-103

Введение

Уникальной особенностью двумерных (2D) полупроводниковых структур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) является изменение их электронной структуры при уменьшении числа монослоев от непрямозонной для объемных материалов к прямозонной для одного монослоя ДПМ [1–4]. Высокий квантовый выход и спектральное положение межзонной ФЛ в видимом диапазоне (около 1,8 ÷ 2 эВ) делают монослойные ДПМ привлекательными для следующего поколения оптоэлектронных устройств, таких как солнечные элементы, светодиоды и фотодетекторы [5–8].

ФЛ спектроскопия традиционно успешно применяется для определения дефектов полупроводниковых материалов, и ДПМ не являются исключением. На примере монослойного WS_2 было показано влияние собственных дефектов на спектры ФЛ и установлено, что с увеличением плотности существенно снижается энергия связи экситонов до 110 мэВ [9]. Интенсивность ФЛ существенным образом зависит от концентрации дефектов, включая примесные центры, вакансии, границы зерен, которые служат альтернативными безызлучательными центрами и влияют на оптические свойства оптоэлектронных полупроводников, включая 2D-материалы [10]. Дефекты в ДПМ-материалах на основе серы (например, WS_2 , MoS_2) служат вакансионными центрами для присоединения атомов кислорода, вызывая процесс окисления, и значительно уменьшают интенсивность ФЛ. Процесс окисления наиболее выражен, если ДПМ-материал подвергнуть внешнему излучению, активируя процесс фотоокисления. Окисление влечет не только падение интенсивности ФЛ на порядок и более, но и вызывает красное смещение полосы экситонной ФЛ [11; 12].

Однако главным ограничением метода ФЛ является дифракционный предел (половина длины волны возбуждения), препятствующий исследованию поверхности ДПМ с пространственным разрешением ниже долей микрона. Дифракционный предел можно преодолеть и достичь нанометрового пространственного разрешения, используя метод ближнепольной ФЛ (нано-ФЛ), усиленной металлизированным острием зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) [13–15]. Высокая чувствительность и интенсивность ближнепольного отклика нано-ФЛ обусловлена значительным усилением электромагнитного поля на острие металлизированного острия Аu или Ag иглы ACM [16; 17]. Было установлено, что при поляризации света вдоль острия металлизированной АСМ-иглы в режиме щелевого плазмона (исследуемый образец находится в зазоре между зондом и плазмонной подложкой) удается достичь рекордных величин локального усиления оптического отклика вплоть до 105 при нанометровом пространственном разрешении [18–20]. Благодаря этому стало возможным изучать дефектные состояния внутри [21] и на границах 2D-ДПМ [22], исследовать внутренние напряжения [23; 24], описывать точечные дефекты и наноразмерные террасы в монослойных островках ДПМ [25; 26], контролировать экситонную и трионную люминесценцию в режиме квантового туннелирования [27] и многое другое.

В данной работе показано, что метод нано-ФЛ может быть эффективно использован для локальной характеризации дефектов и краевых эффектов 2D WS₂ и MoS₂, выращенных с помощью химического осаждения, с нанометровым пространственным разрешением.

Эксперимент

Объектом исследования являлись монослойные островковые пленки MoS_2 и WS_2 , выращенные методом газофазного химического осаждения (CVD) на подложке Si с подслоем SiO₂ толщиной 300 нм. Прекурсор MoO_3 (WO3) для выращивания MoS_2 (WS₂) был аэрозольно распылен в 100 см³ / мин сверхчистого аргона с использованием лазера с длиной волны 450 нм мощностью 0,5 Вт, который использовался для локального нагрева. Пары серы были получены путем нагрева 50–100 мг материала до 140 °C с помощью отдельного нагревателя. Кремниевая подложка с подслоем SiO₂ толщиной 300 нм во время выращивания находилась в центре печи и нагревалась до температуры 750 °C. Затем подложка охлаждалась в печи до 200 °C в потоке Ar.

Морфология пленок, их спектры нано-ФЛ были изучены с помощью установки Horiba XPlorA, совмещающей спектрометр и атомно-силовой микроскоп (ACM) при нормальных условиях. В экспериментах использовались дифракционная решетка 600 штрихов/мм и ПЗС-матрица (EMCCD). В качестве источника излучения использовались твердотельные непрерывные

лазеры с длинами волн 532 и 638 нм. Излучение лазера фокусировалось на вершине металлизированного (Au или Ag) зонда ACM с помощью длиннофокусного объектива с (100, 0,7 NA). Измерения спектров нано-ФЛ выполнялись под углом 65° к нормали поверхности. Для картирования нано-ФЛ использовался возбуждающий свет вертикальной поляризации, совпадающий с направлением вдоль иглы металлизированного зонда. Спектральное разрешение в нано-ФЛ экспериментах при длине волны возбуждения 532 (638) нм составило 21,4 (15,3) см⁻¹, соответственно. Мощность лазера падающего излучения на образец, измеренная под объективом, составляла 1 мВт. Типичное время записи спектра составляло 0,2 с. Минимальный размер пикселя для карт нано-ФЛ составил 10 × 10 нм². Карта нано-ФЛ ближнего поля получена путем вычета карт нано-ФЛ, записанных в непосредственном контакте с поверхностью и на расстоянии 50 нм от поверхности.

Результаты и обсуждение

Структурные параметры островковых пленок MoS_2 и WS_2 были определены по данным ACM. Типичные ACM-изображения островков MoS_2 и WS_2 показаны на рис. 1, *а* и б. Как видно из рисунка, островки имеют треугольную форму и латеральный размер порядка 5–20 мкм. Типичная толщина островков MoS_2 составляет 2,2 нм (или 3 монослоя (MC), где толщина 1 MC примерно 0,6 нм [4], в то время как островки WS_2 имеют толщину 3,3 нм, что соответствует 4 MC (толщина 1 MC составляет около 0,7 нм [9], [28]). Важно отметить, что толщина сформированных островков WS_2 преимущественно однородна по площади островка, островки MoS_2 имеют несколько меньшую толщину в центре. Кроме того, ACM-изображения демонстрируют наличие ростовых дефектов на поверхности структур. Для островков MoS_2 характерно наличие небольших (до нескольких десятков нанометров) дефектов, локализованных



Рис. 1. Типичные ACM-изображения островков MoS₂ (*a*) и WS₂ (*б*) и соответствующие профили высоты (*в*) и (*г*). Линии, вдоль которых получены профили высоты, указаны на рисунках (*a*) и (*б*) черными линиями *Fig. 1.* Typical AFM images of (*a*) MoS₂ and (*б*) WS2 islands with corresponding height profiles (*b*) and (*c*). The height profiles were taken from figures (*a*) and (*б*) indicated by black lines

ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4 на краях островков. Структуры с островками WS₂ проявляют значительно больше дефектов, размер которых варьируется от десятков нанометров до долей микрона.

Сравнение АСМ-изображений и карт интенсивности нано-ФЛ в диапазоне 650-750 нм для островков MoS₂ показано на рис. 2 при различном пространственном разрешении. Как видно из рисунка, карты интенсивности нано-ФЛ воспроизводят основные особенности АСМ изображений, позволяя дополнительно исследовать спектральные характеристики островков. Для эффективного отклика нано-ФЛ от материалов MoS₂ и WS₂ были выбраны резонансные условия таким образом, чтобы энергия локализованного поверхностного плазмона зонда была максимально близка к энергии экситонов ДПМ. В нашей недавней работе [29] было показано, что методика термического испарения Аи и Ад позволяет формировать АСМ-иглы с единственным нанокластером металла на острие размером около 90 нм. Кроме размера, основным параметром, определяющим энергию локализованного поверхностного плазмона такого кластера, является максимум мнимой части диэлектрической проницаемости металла, который находится вблизи 532 нм для Ag и 638 нм для Au [30] соответственно. Поэтому для исследований нано-ФЛ островков WS2 использовались Ад-зонды при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм, а для островков $MoS_2 - c$ длиной волны 638 нм. Заметим, что лишь при таких условиях возбуждения удалось получить заметные сигналы нано-ФЛ. Изменение длины возбуждения или зонда приводит к ничтожно малым сигналам нано-ФЛ от островков.

Островки MoS_2 проявляют полосу нано- $\Phi\Pi$, усиленную плазмоном Au зонда, с максимумом при 670 нм, что соответствует A экситону (рис. 2, 3) [31]. Как видно из рисунка, энергия нано- $\Phi\Pi$ не зависит от области записи спектров на островке, однако интенсивность существенно меняется. Так, сигнал, измеренный в области 2 на рис. 2, 3, вдвое превышает сигнал от области 3, находящейся всего в 50 нм от области 2. Меньшая толщина области островка, формируемая в процессе роста и показанная на рис. 2, *a* (треугольник, обозначенный пунктирной линией), приводит к увеличению сигнала нано- $\Phi\Pi$ на рис. 2, *б* (также обозначено треугольником). При этом следует отметить, что дефекты, наблюдаемые на АСМ-изображениях, фактически не проявляются в спектрах нано- $\Phi\Pi$, поэтому их структура не обсуждается.

Вместе с тем литературные данные [32], а также методология синтеза указывают на то, что наиболее вероятные дефекты в кристалле MoS_2 индуцируются в процессе роста: S-вакансия в верхнем слое MoS_2 , S-вакансия на противоположной стороне монослоя (т. е. ближе к подложке), вертикальная S-бивакансия и S-адсорбированный атом в верхнем слое MoS_2 .

Островок WS₂, представленный на рис. 1, δ , был изучен с большим пространственным разрешением одновременно с помощью ACM и нано-ФЛ. ACM-изображения и карты интенсивности и длины волны нано-ФЛ представлены на рис. 3. Типичные спектры нано-ФЛ островка WS₂ демонстрируют широкий экситонный пик с максимумом в области 650–690 нм. На рис. 3, δ , δ представлены карты распределения интенсивности ФЛ для островка WS₂. Видно, что распределение интенсивности нано-ФЛ неоднородно по площади образца. Так, сигнал нано-ФЛ от областей 2 и 3 на рис. 3, *з* максимален. При этом максимум нано-ФЛ наблюдается при минимальной длине волны (наибольшей энергии) 625 нм (рис. 3, *e*). По всей видимости, в этих областях толщина образца минимальна (менее 4 монослоев), поскольку с уменьшением толщины островка WS₂ до нескольких монослоев интенсивность ФЛ возрастает, зонная

показывает область меньшей толщины, формируемую в центре островка

Рис. 2. Сравнение АСМ изображений (a, b, d) и карт интенсивности нано-ФЛ (б, c, e) в диапазоне 650–750 нм островков MoS₂ при различном пространственном разрешении. Типичные спектры нано-ФЛ (з), записанные от областей, указанных на рисунке (e). Красная пунктирная линия на рисунке (б) обозначает границы островка для наглядности, а треугольник, обозначенный зеленой пунктирной линией на рисунках (a) и (б),

Fig. 2. Comparison of AFM images (a, e, ∂) and TEPL intensity maps (δ, e, e) in the range of 650-750 nm for MoS₂ islands with different spatial resolutions. Typical TEPL spectra measured (3) from the areas indicated in figure (e). For clarity, the red dotted line in (δ) indicates the island boundaries, while the triangle indicated by the green dotted line in (a) and (δ) shows the thinner region formed at the center of the island



ISSN 2541-9447 Сибирский физический журнал. 2023. Том 18, № 4 Siberian Journal of Physics, 2023, vol. 18, no. 4



Puc. 3. АСМ-изображения фрагмента островка WS₂, записанные с разным пространственным разрешением (*a*, *г*). Карты интенсивности нано-ФЛ (*б*, *д*, *з*). Карты длины волны максимума нано-ФЛ от островка WS₂, записанные при 532 нм (*e*, *e*). Спектры нано-ФЛ (*u*), измеренные от областей, указанных на рисунке (*з*).
 Fig. 3. AFM images of a WS₂ island, measured with different spatial resolutions (*a*, *г*). Maps of TEPL intensity (*б*, *д*, *з*). Peak position TEPL maps of the WS₂ island, measured with 532 nm laser (*e*, *e*). TEPL spectra measured (*u*) from the areas indicated in figure (*s*)

структура меняется с непрямой на прямую, и начинают доминировать радиационные переходы [3]. В областях 1 и 4 интенсивность нано-ФЛ падает, что сопровождается увеличением длины волны максимума нано-ФЛ до 635 нм (рис. 3, *е* и *и*).

Ранее было показано, что красный сдвиг положения пика ФЛ на величину 10 нм может быть связан с наличием локальных дефектов в островке WS₂ [9].

Как видно из рис. 3, *в*, *е*, нано-ФЛ позволяет визуализировать области с локальными структурными дефектами, а изменение интенсивности и длины волны пика нано-ФЛ связано с разным количеством дефектных состояний [9]. Известно, что дефекты, встречающиеся в кристалле WS₂, выращенном методом газофазного химического осаждения, которые влияют на фотолюминесценцию, связаны как с W-вакансиями, так и с S-вакансиями [33]. Кроме того,

краевые дефекты, которые могут возникнуть непосредственно в результате синтеза, являются структурными нарушениями.

Отметим, что применение металлизированных игл Ag для исследования островка WS_2 позволило достичь значительного усиления ближнепольного отклика (коэффициент усиления ~ 100) и выполнить локальное исследование дефектных состояний с пространственным разрешением 10 нм.

Заключение

В работе показано, что метод нано- Φ Л может успешно применяться для локального спектрального анализа островков MoS_2 и WS_2 . Установлено, что достижение максимального нано- Φ Л отклика возможно путем выбора металла покрытия зонда, обеспечивающего близость энергии локализованного поверхностного плазмона ACM-зонда и энергии экситонной Φ Л. Это позволяет исследовать структурные дефекты, определять толщину монослойных островков с нанометровым пространственным разрешением. Очевидно, что возможности применения нано- Φ Л, продемонстрированные на примере WS_2 и MoS_2 , могут быть распространены на другие 2D-ДМП-материалы.

Список литературы / References

- 1. Kuc A., Zibouche N., and Heine T. Influence of quantum confinement on the electronic structure of the transition metal sulfide T S 2. Phys. Rev. B, 2011, no. 83, p. 245213, DOI: 10.1103/ PhysRevB.83.245213.
- 2. Zhao W., Ghorannevis Z., Chu L., Toh M., Kloc C., Tan P.-H., and Eda G. Evolution of Electronic Structure in Atomically Thin Sheets of WS2 and WSe2. ACS Appl. Nano Mater., 2013, no. 1, pp. 791–797.
- 3. Zeng H., Liu G., Dai J., Yan Y., Zhu B., He R., Xie L., and Xu S. Optical signature of symmetry variations and spin-valley coupling in atomically thin tungsten dichalcogenides. Sci. Rep., 2013, vol. 3, p. 1608, 2013, DOI: 10.1038/srep01608.
- 4. Splendiani A., Sun L., Zhang Y., Li T., Kim J., Chim C., Galli G., and Wang F. Emerging Photoluminescence in Monolayer MoS2. *Nano Lett.*, 2010, vol. 10, pp. 1271–1275, DOI: 10.1021/ n1903868w.
- Nazif K. N., Daus A., Hong J., Lee N., Vaziri S., Kumar A., Nitta F., Chen M. E., Kananian S., Islam R., Kim K., Park J., Poon A. S. Y., Brongersma M. L., Pop E., and Saraswat K. C. High-specific-power flexible transition metal dichalcogenide solar cells. *Nat. Commun.*, 2021, vol. 12, p. 7034, DOI: 10.1038/s41467-021-27195-7
- 6. Wang C., Yang F., and Gao Y. Nanoscale Advances transition metal dichalcogenides: from architecture to performance. *Nanoscale Adv.*, 2020, no. 4, pp. 4323–4340, DOI: 10.1039/ d0na00501k.
- Andrzejewski D., Oliver R., Beckmann Y., Grundmann A., Heuken M., Kalisch H., Vescan A., Kümmell T., and Bacher G. Flexible Large-Area Light-Emitting Devices Based on WS2 Monolayers. *Adv. Opt. Mater.*, 2020, vol. 8, p. 2000694, DOI: 10.1002/adom.202000694.
- 8. Liu C. and Guo J. Silicon / 2D-material photodetectors : from near- infrared to mid-infrared. *Light Sci. Appl.*, 2021, no. 10, p. 123, DOI: 10.1038/s41377-021-00551-4.
- Li J., Su W., Chen F., Fu L., Ding S., Song K., Huang X., and Zhang L. Atypical Defect-Mediated Photoluminescence and Resonance Raman Spectroscopy of Monolayer WS 2. J. Phys. Chem. C, 2019, vol. 123, pp. 3900–3907, DOI: 10.1021/acs.jpcc.8b11647.
- Wang J., Fang H., Wang X., Chen X., Lu W., and Hu W. Recent Progress on Localized Field Enhanced Two-dimensional Material Photodetectors from Ultraviolet — Visible to Infrared. *Small*, 2017, vol. 13, p. 1700894, DOI: 10.1002/smll.201700894.

- Kotsakidis J. C., Zhang Q., De Parga A. L. V., Currie M., Helmerson K., Gaskill D. K., and Fuhrer M. S. Oxidation of Monolayer WS 2 in Ambient Is a Photoinduced Process, *Nano Lett.*, 2019, vol. 19, p. 5205–5215 Letter, DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b01599.
- Fali A., Zhang T., Terry J. P., Kahn E., Fujisawa K., Kabius B., Koirala S., Ghafouri Y., Zhou D., Song W., Yang L., and Terrones M. Photodegradation Protection in 2D In-Plane Heterostructures Revealed by Hyperspectral Nanoimaging: The Role of Nanointerface 2D Alloys, ACS Nano, 2021, no. 15, p. 2447–2457, DOI: 10.1021/acsnano.0c06148.
- Su W., Kumar N., Mignuzzi S., Crain J., and Roy D. Nanoscale mapping of excitonic processes in single-layer MoS2 using tip-enhanced photoluminescence microscopy. *Nanoscale*, 2016, no. 8, pp. 10564–10569, DOI: 10.1039/c5nr07378b.
- Tuladhar S. M., Kirchartz T., Schroeder B. C., and Mcculloch I. Simultaneous topographical, electrical and optical microscopy of optoelectronic devices at the nanoscale. *Nanoscale*, 2017, vol. 9, pp. 2723–2731, DOI: 10.1039/c6nr09057e.
- Su W., Kumar N., Shu H., Lancry O., and Chaigneau M. In Situ Visualization of Optoelectronic Behavior of Grain Boundaries in Monolayer WSe 2 at the Nanoscale. J. Phys. Chem. C, 2021, vol. 125, p. 26883–26891, DOI: 10.1021/acs.jpcc.1c08064.
- Huang T. X., Huang S. C., Li M. H., Zeng Z. C., Wang X., and Ren B.Tip-enhanced Raman spectroscopy: Tip-related issues. *Anal. Bioanal. Chem.*, 2015, vol. 407, no. 27, pp. 8177–8195, DOI: 10.1007/s00216-015-8968-8.
- Wang X., Huang S. C., Huang T. X., Su H. S., Zhong J. H., Zeng Z. C., Li M. H., and Ren B. Tip-enhanced Raman spectroscopy for surfaces and interfaces. *Chem. Soc. Rev.*, 2017, vol. 46, no. 13, pp. 4020–4041, DOI: 10.1039/c7cs00206h.
- Farhat P., Olivia M., Legge S., Wang Z., and Sham T. Tip-Enhanced Raman Spectroscopy and Tip-Enhanced Photoluminescence of MoS 2 Flakes Decorated with Gold Nanoparticles. J. Phys. Chem. C, 2022, no. 126, pp. 7086–7095, DOI: 10.1021/acs.jpcc.1c10186.
- Pan Y. L. H., Milekhin I., Milekhin A. G., and Zahn D. R. T. Competing mechanisms of local photoluminescence quenching and enhancement in the quantum tunneling regime at 2D TMDC/ hBN/plasmonic interfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 2023, no. 122, p. 233106, DOI: 10.1063/5.0152050.
- Milekhin A. G., Rahaman M., Rodyakina E. E., Latyshev A. V., Dzhagan V. M., and Zahn D. R. T. Giant gap-plasmon tip-enhanced Raman scattering of MoS2 monolayers on Au nanocluster arrays. *Nanoscale*, 2018, vol. 10, no. 6, pp. 2755–2763, DOI: 10.1039/c7nr06640f.
- Wang J., Han Z., He Z., Wang K., Liu X., and Sokolov A. V. Tip-enhanced photoluminescence of monolayer MoS2 increased and spectrally shifted by injection of electrons. *Nanophotonics*, 2023, vol. 12, no. 14, pp. 2937–2943, DOI: 10.1515/nanoph-2023-0025.
- Lee H., Lee D. Y., Kang M. G., Koo Y., Kim T., and Park K. D. Tip-enhanced photoluminescence nano-spectroscopy and nano-imaging. *Nanophotonics*, 2020, vol. 9, no. 10, pp. 3089–3110, DOI: 10.1515/nanoph-2020-0079.
- Shen F., Huang H., and Wen S. Generation and Detection of Strain-Localized Excitons in WS2 Monolayer by Plasmonic Metal Nanocrystals. *ACS Nano*, 2022, vol. 16, no. 10647–10656, DOI: 10.1021/acsnano.2c02300.
- Chen Y., Song P., Wang C., Zhang M., Hu K., Tian Z., Su W., Chu P. K., Zhang W., and Di Z. A Versatile Approach to Create Nanobubbles on Arbitrary Two-Dimensional Materials for Imaging Exciton Localization, *Adv. Mater. Interfaces*, 2022, no. 9, p. 2201079, DOI: 10.1002/ admi.202201079.
- 25. Zhang J., Yu Y., Wang P., Luo C., Wu X., Sun Z., Wang J., Da Hu W., and Shen G. Characterization of atomic defects on the photoluminescence in two-dimensional materials using transmission electron microscope. *InfoMat*, 2019, vol. 1, no. 1, pp. 85–97, DOI: 10.1002/inf2.12002.
- 26. Okuno Y., Lancry O., Tempez A., Cairone C., Bosi M., Fabbri F., and Chaigneau M. Probing the nanoscale light emission properties of a CVD-grown MoS2 monolayer by tip-enhanced photoluminescence. *Nanoscale*, 2018, no. 10, pp. 14055–14059, DOI: 10.1039/c8nr02421a.

- Ferrera M., Rahaman M., Sanders S., Pan Y., Milekhin I., Gemming S., Bisio A. A. F., Canepa M., and Zahn D. R. T. Controlling excitons in the quantum tunneling regime in a hybrid plasmonic/2D semiconductor interface. *Appl. Phys.* Rev., 2022, vol. 9, p. 031401, DOI: 10.1063/5.0078068.
- Emitter L., Ws M., Peimyoo N., Shang J., Cong C., Shen X., Wu X., Yeow E. K. L., and Yu T. Nonblinking, Intense Two-Dimensional Light Emitter: Monolayer WS2 Triangles. ACS Nano, 2013, no. 12, pp. 10985–10994.
- 29. Basalaeva L. S., Kurus N. N., Rodyakina E. E., Anikin K. V., and Milekhin A. G. Fabrication of Au and Ag Coated AFM Probes for Tip-Enhanced Raman Spectroscopy. *J. Phys. Conf. Ser.*, 2021, vol. 2015, no. 1, p. 012013, DOI: 10.1088/1742-6596/2015/1/012013.
- 30. Johnson P. B. and Christy R. W. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B*, 1972, vol. 6, no. 12, pp. 4370–4379, DOI: 10.1103/PhysRevB.6.4370.
- Wang J., Han Z., He Z., Wang K., Liu X., and Sokolov A. V. Tip-enhanced photoluminescence of monolayer MoS2 increased and spectrally shifted by injection. *Nanophotonics*, 2023, vol. 7278, pp. 1–7, DOI: 10.1515/nanoph-2023-0025.
- 32. Hong J., Hu Z., Probert M., Li K., Lv D., Yang X., Gu L., Mao N., Feng Q., Xie L., Zhang J., Wu D., Zhang Z., Jin C., Ji W., Zhang X., Yuan J., and Zhang Z. Exploring atomic defects in molybdenum disulphide monolayers. *Nat. Commun.*, 2015, vol. 6, p. 6293, DOI: 10.1038/ ncomms7293.
- 33. Lee C., Jeong B. G., Kim S. H., Kim D. H., Yun S. J., Choi W., An S., Lee D., Kim Y., Kim K. K., Lee S. M., and Jeong M. S. Investigating heterogeneous defects in single-crystalline WS 2 via tip-enhanced Raman spectroscopy. 2D Mater. Appl., 2022, vol. 6, p. 67, DOI: 10.1038/ s41699-022-00334-4.

Информация об авторах

Илья Александрович Милёхин, PhD, младший научный сотрудник

Нина Николаевна Курусь, младший научный сотрудник

Людмила Сергеевна Басалаева, младший научный сотрудник

Александр Германович Милёхин, доктор физико-математических наук

Эмиль Олегович Чиглинцев, младший научный сотрудник

Александр Игоревич Чернов, доктор физико-математических наук

Александр Васильевич Латышев, академик РАН, доктор физико-математических наук

Information about the Authors

Ilya A. Milekhin, PhD, Junior Researcher

Nina N. Kurus, Junior Researcher

Lyudmila S. Basalaeva, Junior Researcher

Alexander G. Milekhin, Doctor of Sciences, Associate Professor

Emil O. Chiglincev, Junior Researcher

Alexander I. Chernov, Doctor of Sciences

Alexander V. Latyshev, Doctor Sciences, Academician of SB RAS

Статья поступила в редакцию 01.12.2023; одобрена после рецензирования 05.12.2023; принята к публикации 05.12.2023

The article was submitted 01.12.2023; approved after reviewing 05.12.2023; accepted for publication 05.12.2023

«Сибирский физический журнал» публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке, однако возможна публикация статей иностранных авторов на английском языке.

1. Очередность публикации статей определяется их готовностью к печати. Рукописи, оформленные без соблюдения правил, к рассмотрению не принимаются.

Вне очереди печатаются краткие сообщения (не более четырех журнальных страниц), требующие срочной публикации и содержащие принципиально новые результаты научных исследований, проводимых в рамках тематики журнала.

Рекламные материалы публикуются при наличии гарантии оплаты, устанавливаемой по соглашению сторон.

2. В журнале печатаются результаты, ранее не опубликованные и не предназначенные к одновременной публикации в других изданиях. Публикация не должна нарушить авторского права других лиц или организаций.

Направляя свою рукопись в редакцию, авторы автоматически передают учредителям и редколлегии права на издание данной статьи на русском или английском языке и на ее распространение в России и за рубежом. При этом за авторами сохраняются все права как собственников данной рукописи. В частности, согласно международным соглашениям о передаче авторских прав за авторами остается право копировать опубликованную статью или ее часть для их собственного использования и распространения внутри учреждений, сотрудниками которых они являются. Копии, сделанные с соблюдением этих условий, должны сохранять знак авторского права, который появился в оригинальной опубликованной работе. Кроме того, авторы имеют право повторно использовать весь этот материал целиком или частично в компиляциях своих собственных работ или в учебниках, авторами которых они являются. В этих случаях достаточно включить полную ссылку на первоначально опубликованную статью.

3. Направлять рукописи в редакцию авторам рекомендуется по электронной почте либо приносить в редакцию электронную версию (в форматах MS WORD – *.doc, или *.docx, или *.rtf) на диске или флэш-памяти. Такая отправка исходных материалов значительно ускоряет процесс рецензирования.

Авторам предлагается посылать свои сообщения в наиболее сжатой форме, совместимой с ясностью изложения, в совершенно обработанном и окончательном виде, предпочтительно без формул и выкладок промежуточного характера и громоздких математических выражений. Не следует повторять в подписях к рисункам пояснений, уже содержащихся в тексте рукописи, а также представлять одни и те же результаты и в виде таблиц, и в виде графиков.

Рекомендованный объем присылаемых материалов: обзорные статьи – до 25-ти страниц, оригинальные материалы – до 12-ти страниц, краткие сообщения – до 4-х страниц. В любом случае объем рукописи должен быть логически оправданным.

Не рекомендуется предоставление электронных копий рукописей в формате LATEX. По техническим условиям издательства в этом случае рукопись будет преобразована редакцией в формат MS WORD, что может привести к значительному увеличению времени обработки рукописи и искажениям авторского текста.

Сокращений слов, кроме стандартных, применять нельзя. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы.

4. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил:

- указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;
- использовать attach (присоединение);

- в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);
- в состав электронной версии рукописи должны входить:
- файл, содержащий текст рукописи со вставленными в него рисунками;
- отдельные файлы с рисунками высокого качества;
- файл со сведениями об авторах (полностью фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный адрес и телефон, адрес электронной почты для оперативной связи);
- файл с переводом на английский язык следующей информации: ФИО авторов, аффилиация, адрес, название статьи, аннотация, ключевые слова, подрисуночные подписи, названия таблиц.

Авторы вставляют рисунки и таблицы в текст рукописи так, как считают нужным. Рукопись обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами.

Редакция обращает внимание авторов на возможность и целесообразность использования цветного графического материала.

5. В начале рукописи должны быть указаны индекс УДК, название статьи, ФИО авторов (полностью), название и почтовый адрес учреждений, в которых выполнена работа, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы (в английском варианте не менее 1 000 знаков, русский вариант должен соответствовать английскому), ключевые слова, сведения о финансовой поддержке работы.

Например:

УДК 29.19.37; 47.03.08					
Оценка конвективного массопереноса					
Иван Иванович Иванов					
Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича					
Сибирского отделения Российской академии наук					
Новосибирск, Россия					
ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx					
Аннотация					
Ключевые слова					
Благодарности					
Evaluation of Convective Mass Transfer					
Ivan I. Ivanov					
Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics					
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences					
Novosibirsk, Russian Federation					
ivan@academ.org, https://orcid.org/xxxx-xxxx-xxxx					
Abstract					
Keywords					
Acknowledgements					
Основной текст статьи					

Список литературы / References (в порядке цитирования)

Сведения об авторе / Information about the Author

Иванов Иван Иванович, доктор физико-математических наук, профессор Ivan I. Ivanov, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor WoS Researcher ID Scopus Author ID SPIN

Подпись автора (авторов)

6. Параметры страницы: формат – А4; ориентация – книжная; поля (*см*): слева – 2,5; справа – 1; сверху – 2,5; снизу – 2,3; от края до нижнего колонтитула – 1,3.

7. Основной текст: стиль – «Обычный»: гарнитура (шрифт) Times New Roman (Cyr), кегль (размер) 12 пунктов, абзацный отступ – 0,5 см, через 1,5 интервала, выравнивание – по ширине.

В тексте рукописи следует избегать аббревиатур, даже таких общепринятых, как ЭДС, ВТСП и т. п. Использование аббревиатур и простых химических формул в заголовках рукописей совершенно недопустимо. Следует писать: высокотемпературная сверхпроводимость, кремний, арсенид галлия и т. п., давая при необходимости соответствующую аббревиатуру или химическую формулу в тексте. Исключение могут составлять формулы сложных химических соединений. Каждое первое употребление аббревиатуры в тексте должно быть четко пояснено.

Не следует:

- производить табуляцию;
- разделять абзацы пустой строкой;
- использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;
- распределять текст по двум или более столбцам;
- расставлять принудительные переносы.

8. Таблицы должны иметь заголовки (на русском и английском языках). В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

9. Число рисунков должно быть логически оправданным, качество – высоким. Файлы изображений должны находиться в том же каталоге, что и основной документ, и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в рукописи (например, 09.tif или 22a.jpg).

10. Подписи к рисункам (на русском и английском языках) в электронной версии рукописи выполняются под рисунками, точка в конце не ставится. Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими строчными буквами: а, б, в...

11. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation MathType в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, кегль 11 пт.

Нумерация формул сквозная, в круглых скобках, прижатых к правому полю. Нумеровать следует только те формулы, на которые есть ссылки в тексте.

Настройки редактора формул

Define Sizes					×
Full	11	pt			ОК
Subscript/Superscript	58	%		$(1+B)^2$	Cancel
Sub-Subscript/Superscript	42	%	•	$\sum kp$	
Symbol	150	%	•	$\Delta \mathbf{A}_{n_k}$	Help
Sub-symbol	100	%	•	p=1 ⁿ	
User 1	75	%	•		Apply
User 2	150	%		🔽 Use for new equations	Factory settings
7					

а

Define Styles		×
Simple	C Advanced	ОК
Primary font:	Times New Roman	Cancel
Greek and math fonts:	Symbol and MT Extra	Help
🔽 Italic variables		Apply
🔲 Italic lower-case G	reek	Factory settings
		✓ Use for new equations

б

12. Библиографические ссылки. В тексте в квадратных скобках арабскими цифрами указывается порядковый номер научного труда в библиографическом списке, например: [2; 3], [4–6] и т. д. В конце рукописи помещается список литературы в порядке упоминания в рукописи. Ссылки на российские издания приводятся на русском языке и сопровождаются переводом на английский язык (в отдельной строке, но под тем же номером). Библиографическое описание публикации включает: фамилию и инициалы автора, полное название работы, а также издания, в котором опубликована (для статей), город, название издательства, год издания, том (для многотомных изданий), номер, выпуск (для периодических изданий), объем публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

Ссылки на интернет-источники, базы данных и т. п. ресурсы, не поддающиеся библиографическому описанию, оформляются в виде примечаний (сносок).

13. В конце рукописи авторы могут поместить список использованных обозначений и сокращений.

14. Возвращение рукописи на доработку не означает, что рукопись уже принята к печати. Доработанный вариант необходимо прислать в редакцию в электронном виде с соблюдением всех требований вместе с ее начальной версией, рецензией и ответом на замечания рецензента не позднее двух месяцев со дня его отсылки. В противном случае первоначальная дата поступления рукописи при публикации не указывается. 15. Решение редакционной коллегии о принятии рукописи к печати или ее отклонении сообщается авторам.

В случае приема рукописи к публикации авторы должны прислать или передать в редакцию два бумажных экземпляра рукописи. Материалы печатаются на принтере на одной стороне стандартного (формат A4) листа белой бумаги. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными.

16. К рукописи прилагаются письмо от учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение о возможности ее опубликования в открытой печати. Если коллектив авторов включает сотрудников различных учреждений, необходимо представить направления от всех учреждений.

Сообщения, основанные на работах, выполненных в учреждении (учреждениях), должны содержать точное название и адрес учреждения (учреждений), публикуемые в статье.

17. После подготовки рукописи к печати редакция отправляет авторам электронную версию статьи с просьбой срочно сообщить в редакцию электронной почтой о замеченных опечатках для внесения исправлений в печатный текст.

18. После выхода журнала статьи размещаются на сайте физического факультета НГУ, а также на сайте Научной электронной библиотеки (elibrary.ru).

Адрес редакции

Физический факультет, к. 140 главного корпуса НГУ ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, редакция «Сибирского физического журнала»

> тел. +7 (383) 363 44 25 physics@vestnik.nsu.ru