

СОДЕРЖАНИЕ

Том 13, номер 4, 2022

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Исследование наноструктуры дисперсно-упрочненных оксидами сталей методами малоуглового рентгеновского рассеяния

*С. В. Рогожкин, Ю. Е. Горшкова, Г. Д. Бокучава, А. А. Хомич,
А. А. Богачев, А. А. Никитин*

317

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

Оценка условий и возможности для нейтронного катализа термоядерных реакций в трехкомпонентной (D–T–³He)-плазме

А. Н. Шмелев, Н. И. Гераскин, В. А. Ансэ, В. Б. Глебов, Г. Г. Куликов, Е. Г. Куликов

323

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Расчет пороговых уровней мультипакторного разряда в одноазорном группирователе на частоту 80 МГц

М. М. Булгачева, М. А. Гусарова

331

Собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора

В. В. Самедов

335

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Влияние типа и конфигурации установки атомно-зондовой томографии с лазерным испарением на точность восстановления данных

*А. А. Лукьянчук, О. А. Разницын, А. С. Шутов, А. А. Алеев,
А. В. Клауз, Н. А. Бутов, Б. В. Руцкой, С. В. Рогожкин*

344

Разработка источника холодных нейтронов высокой яркости для канала ГЭК-2 реактора ПИК

В. А. Митюхляев, М. С. Онегин

351

Регулируемый источник постоянного тока на базе компьютерного блока питания

Р. А. Санжаров, А. В. Козлов, П. А. Федин, А. В. Зиятдинова, Т. В. Кулевой

358

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Разработка магнитооптической схемы канала транспортировки (НЕВТ) тяжелоионного линейного ускорителя

*Е. Р. Хабибуллина, В. И. Николаев, А. Е. Большаков, В. С. Скачков,
Г. Н. Кропачёв, Т. В. Кулевой*

367

Разработка системы анализа и транспортировки пучка сильнооточного инжектора многозарядных ионов на базе сверхпроводящего ЭЦР источника ионов

*А. В. Зиятдинова, П. А. Федин, Т. В. Кулевой, А. А. Малышев,
С. Л. Богомолов, А. А. Ефремов*

375

Диагностика поперечного профиля пучка ионов по рентгеновскому излучению облучаемой мишени

*А. В. Скобляков, А. В. Канцырев, В. А. Панюшкин, А. В. Богданов,
В. А. Волков, А. А. Голубев, S. Zähler, M. Gyrdymov, O. H. Rozmej*

381

ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ПЛАЗМЫ

Комплекс для исследования плазмы

С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, А. А. Козлов, В. О. Ревазов, Р. Х. Якубов

387

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Затухание фотона в сильно замагниченной плазме

А. А. Ярков, Д. А. Румянцев, М. В. Чистяков

394

Изучение новых распадов B_C^+ мезонов с чармонием и легкими адронами
в эксперименте LHCb

А. В. Егорычев, Д. Ю. Перейма

399

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА И БИОФИЗИКА

Разработка и создание аппаратуры для одновременной гипертермии и лучевой терапии
злокачественных новообразований

В. В. Костерев, В. Н. Мазохин

403

Contents

Vol. 13, No. 4, 2022

Promising Construction Materials

Study of Nanostructure of Oxide Dispersion-Strengthened Steels
by Small-Angle X-Ray Scattering

*S. V. Rogozhkin, Yu. E. Gorshkova, G. D. Bokuchava,
A. A. Khomich, A. A. Bogachev, and A. A. Nikitin*

317

Materials and Technologies for New Power Sources

Assessment of Conditions and Possibility for Neutron Catalysis
of Thermonuclear Reactions in Three-component (D–T–³He)-Plasma

A. N. Shmelev, N. I. Geraskin, V. A. Apse, V. B. Glebov, G. G. Kulikov, and E. G. Kulikov

323

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Multipactor Discharge in the Single Gap Bunchers at 80 MHz

M. M. Bulgacheva and M. A. Gusarova

331

Intrinsic Energy Resolution of a Scintillation Detector

V. V. Samedov

335

Engineering Design of Nuclear Physics Equipment

Influence of Type and Configuration of the Atom Probe Tomography Setup
with Laser Evaporation on the Data Reconstruction Accuracy

*A. A. Lukyanchuk, O. A. Raznitsyn, A. S. Shutov, A. A. Aleev,
A. V. Klauz, N. A. Butov, B. V. Rudskoy, and S. V. Rogozhkin*

344

High Brilliance Cold Neutron Source Development for HEC-2 Channel of Reactor PIK

V. A. Mityukhlyayev and M. S. Onegin

351

Adjustable Direct Current Supply Based on Computer Power Supply

R. A. Sanzharov, A. V. Kozlov, P. A. Fedin, A. V. Ziatdinova, and T. V. Kulevoy

358

Charged Particle Accelerators for Nuclear Technologies

The Development of the HEBT Magneto-Optical Scheme for Heavy ion LINAC

*E. R. Khabibullina, V. I. Nikolaev, A. E. Bolshakov, V. S. Skachkov,
G. N. Kropachev, and T. V. Kulevoy*

367

LEBT Development for High Current Multicharged Ions Injector Based
on SC ECR Ion Source

*A. V. Ziatdinova, P. A. Fedin, T. V. Kulevoy, A. A. Malishev,
S. L. Bogomolov, and A. A. Efremov*

375

Diagnostics of the Transverse Profile
of the Ion Beam on X-ray Radiation of the Irradiated Target

*A. V. Skobliakov, A. V. Kantsyrev, V. A. Panyushkin, A. V. Bogdanov,
V. A. Volkov, A. A. Golubev, S. Zähler, M. Gyrdymov, and O. N. Rosmej*

381

Physics of Gas Discharge and Plasma

Experimental Complex for the Research of Discharge Physics

S. G. Davydov, A. N. Dolgov, A. A. Kozlov, V. O. Revazov, and R. Kh. Yakubov

387

Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter

Photon Damping in a Strongly Magnetized Plasma

A. A. Yarkov, D. A. Rumyantsev, and M. V. Chistyakov

394

Study of the New B_C^+ Meson Decays with Charmonium and Three Light Hadrons
in the LHCb Experiment

A. V. Egorychev and D. Yu. Pereima

399

Medical Physics and Biophysics

Development and Creation of Equipment for Simultaneous Hyperthermia
and Radiation Therapy of Malignant Neoplasms

V. V. Kosterev and V. N. Masokhin

403

УДК 539.25:620.187

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЕННЫХ ОКСИДАМИ СТАЛЕЙ МЕТОДАМИ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

© 2022 г. С. В. Рогожкин^{a, b, *, **}, Ю. Е. Горшкова^c, Г. Д. Бокучава^c,
А. А. Хомич^{a, b}, А. А. Богачев^{a, b}, А. А. Никитин^{a, b}

^aКурчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

^bНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе 31, Москва, 15409 Россия

^cОбъединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио–Кюри 6, г. Дубна, 141980 Россия

*E-mail: Sergey.Rogozhkin@itp.ru

**E-mail: SVRogozhkin@mephi.ru

Поступила в редакцию 16.12.2021 г.

После доработки 20.12.2021 г.

Принята к публикации 21.12.2021 г.

В настоящей работе для характеристики наноструктуры широкого спектра дисперсно–упрочненных оксидами (ДУО) сталей применены методы малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР). Исследуемые стали имеют различные системы легирования, отличающиеся содержанием Cr, V, Ti, Al и Zr. Показано, что применение МУРР позволяет определить объемную плотность наноразмерных включений в ДУО сталях, определить их распределение по размерам.

Ключевые слова: дисперсно–упрочненная оксидами (ДУО) сталь, малоугловое рентгеновское рассеяние, оксидная частица, нанокластер

DOI: 10.56304/S207956292203040X

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что наноструктурированные материалы могут обеспечивать существенное повышение эксплуатационных характеристик конструкционных материалов [1, 2]. Среди таких материалов особое место занимают дисперсно–упрочненные оксидами (ДУО) сплавы и стали, имеющие значительно более высокую жаропрочность по сравнению с традиционными материалами за счет значительного числа равномерно распределенных оксидов [2–4]. Область применения этих материалов достаточно широка: от материалов газотурбинных установок до материалов активной зоны ядерных энергетических установок. В процессе разработки этих материалов идет совершенствование структурно фазового состояния: размера зерен, оптимизация содержания включений по размерам, составу и равномерности их распределения по объему материала. Размеры включений простираются от нанометра и до десятков–сотен нанометров и их характеристика требует применения комплекса методик. Методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) позволяют исследовать зеренную структуру, включения размерами вплоть до единиц на-

нометров [5]. Атомно–зондовая томография (АЗТ) хорошо зарекомендовала себя при исследовании кластеров/предвыделений размерами единиц нанометров, давая детальную информацию о пространственном распределении атомов различных химических элементов [6]. Последние разработки ДУО сталей обеспечивают создание включений в узком диапазоне размеров (менее 10 нм), где пересекаются границы возможностей ПЭМ и АЗТ, и не всегда понятно одинаковые или различные объекты детектируются этими методами. Кроме этого, ПЭМ и АЗТ обладают существенной локальностью анализа, что не позволяет с достаточной точностью определять объемные плотности включений. Для решения такого рода задач необходимы методы, позволяющие проанализировать наноструктуру достаточно большого объема материала (включающего значительное число зерен), такие как малоугловое рентгеновское рассеяние (МУРР) [7] и малоугловое рассеяние нейтронов (МУРН) [8]. Целью настоящей работы является применение малоуглового рентгеновского рассеяния для анализа ДУО сталей.

Таблица 1. Химический состав исследуемых ДУО сталей, ат. %: 1 – Eurofer ODS, 2 – 10Cr ODS, 3 – 14Cr ODS, 4 – Austenitic ODS, 5 – КР–3, 6 – КР–1 и 7 – КР–4

| | Fe | Mo | Al | Ni | Zr | Mn | Cr | W | Y | O | Ti | V | C | N | Ar | Si |
|---|-------|------|------|-------|------|------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 1 | 88.08 | – | – | 0.02 | – | 0.39 | 9.81 | 0.34 | 0.13 | 0.34 | – | 0.22 | 0.40 | 0.21 | – | 0.06 |
| 2 | 86.90 | 0.57 | – | – | – | 0.50 | 10.64 | – | 0.17 | 0.17 | 0.29 | 0.11 | 0.60 | 0.02 | 0.01 | – |
| 3 | 84.65 | – | – | – | – | – | 14.44 | 0.33 | 0.12 | 0.12 | 0.23 | – | 0.05 | 0.03 | – | 0.01 |
| 4 | 67.78 | – | – | 14.29 | – | – | 15.84 | 0.43 | 0.16 | 0.35 | 0.17 | 0.11 | 0.46 | 0.40 | – | – |
| 5 | 78.29 | – | 6.40 | – | – | – | 13.82 | 0.55 | 0.16 | 0.37 | 0.18 | – | 0.21 | – | – | – |
| 6 | 77.24 | – | 6.42 | – | 0.28 | – | 15.13 | 0.56 | 0.16 | 0.04 | – | – | 0.13 | 0.02 | 0.01 | – |
| 7 | 74.92 | – | 7.57 | – | 0.28 | – | 15.46 | 0.53 | 0.16 | 0.63 | 0.13 | – | 0.27 | 0.02 | 0.01 | – |

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В работе исследуются материалы, разработанные в Технологическом институте Карлсруэ (KIT, Германия) – Eurofer ODS и Austenitic ODS, Киотском университете (Япония) – КР–1, КР–2 и КР–3, Корейском институте атомной энергии (KAERI, Республика Корея) – 10Cr ODS и Французской комиссии по альтернативной и атомной энергии (CEA) (Франция) – 14Cr ODS. Все ДУО стали были получены путем механического легирования металлических порошков и порошков Y_2O_3 . Химические составы изучаемых ДУО сталей представлены в табл. 1.

Сталь Eurofer ODS легирована V, сталь 10Cr ODS содержит V и Ti, как и Austenitic ODS, сталь 14Cr ODS легирована только Ti, стали КР–3 и КР–1 и КР–4 легированы Al, а КР–1 и КР–4 также содержат Zr. Содержание иттрия находится во всех сталях в диапазоне 0.12–0.17 ат. %, в то время как содержание кислорода представлено в достаточно широком диапазоне от 0.12 до 0.63 ат. %.

Размер отдельных включений и их агрегатов, а также структура их поверхности могут быть получены с использованием методов МУРР или МУРН, которые широко используются для получения информации о структуре различных материалов в диапазоне масштабов 1–150 нм. В настоящей работе структурные характеристики указанных ДУО сталей изучались в мезоскопическом масштабе методом МУРР на спектрометре Xepocs Xeuss 3.0 SAXS/WAXS (ОИЯИ, Дубна, Россия). Этот спектрометр работает в точечной геометрии с использованием микрофокусного рентгеновского генератора GeniX^{3D} с излучением Mo-K_{α1} ($\lambda = 0.0709$ нм), работает в режиме 30 Вт/30 мкм. Спектрометр снабжен подвижным детектором Eiger2 R 1M с чувствительной площадью 77.1 × 79.7 мм² (размер пикселя 75 мкм). Измерения МУРР проводились в вакууме при комнатной

температуре при расстоянии от образца до детектора 350 мм, что позволило измерить интенсивность $I(q)$ рассеяния рентгеновских лучей в диапазоне переданных импульсов $0.01 < Q < 0.16$ нм⁻¹ ($Q = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$), где λ – длина волны падающего излучения, а θ – угол рассеяния).

Для исследования наноструктуры выбранных ДУО сталей методом малоуглового рентгеновского рассеяния были подготовлены образцы в форме дисков диаметром 3 мм с толщиной (50 ± 10) мкм и (100 ± 10) мкм. Заготовки в форме дисков диаметром 3 мм и толщиной ~0.3 мм вырезались из исходного объема материала методом электроэрозионной резки на двухкоординатном станке ВЭСТ-240-3. Процесс резки проводился в проточной воде, фактически без нагрева материала. Толщина модифицированного приповерхностного слоя в результате не превышает 10 мкм. Далее проводилось утонение заготовок на шлифовально-полировальном станке LaboPol-5 (Struers) с использованием SiC бумаги. Образцы помещались в держатель Accustop (Struers), позволяющем контролировать толщину удаляемого слоя с точностью до 10 мкм. Утонение проводилось с последовательным уменьшением размера зерна абразива от 15 до 5 мкм с целью уменьшения шероховатости поверхности образца и минимизации толщины модифицированного в процессе подготовки приповерхностного слоя. Процедура шлифовки проводилась с двух сторон образца. Качество поверхности подготовленных образцов контролировалось методом атомно силовой микроскопии на установке MultiMode Nanoscope IIIa (Veeco). Средняя шероховатость поверхности образцов сталей после пробоподготовки не превышала 20 нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерная полученная кривая рассеяния МУРР от изучаемых ДУО сталей представлена на

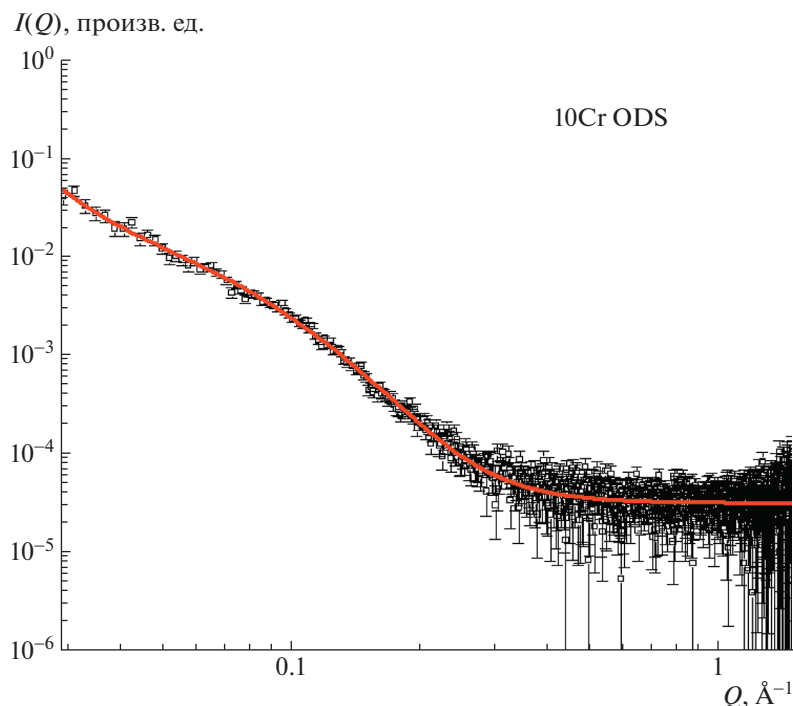


Рис. 1. Зависимость интенсивности МУРП от переданного импульса Q для образца ДУО стали 10Cr ODS толщиной 100 мкм. Сплошная линия соответствует аппроксимации экспериментальных данных по МНК с использованием уравнения (1).

рис. 1. Кривые рассеяния аппроксимировались функцией, состоящей из двух слагаемых [9]. Первое слагаемое представляет собой вклад типа Порода в области малых Q , соответствующей степенному закону рассеяния на резких границах крупномасштабных зерен материала. Второе соответствует рассеянию на частицах оксидных включений сферической формы с радиусом R :

$$I(Q) = A Q^{-4} + N \left(3V\Delta\rho \frac{\sin(QR) - QR \cos(QR)}{(QR)^3} \right)^2 + C, \quad (1)$$

где A – константа, N – плотность числа частиц, R – радиус сферической частицы, $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ – объем отдельной частицы, $\Delta\rho$ – разность плотности длины рассеяния (контраст) между матрицей и частицей, C – некогерентный фон.

Экспериментальные данные МУРП аппроксимировались методом наименьших квадратов (МНК) согласно описанной модели (1) с помощью программы SasView [10]. В соответствии с общепринятым подходом в модели использовалось логнормальное распределение радиуса частиц для правильного учета полидисперсности

системы и соответствующей подгонки профилей кривых МУРП (рис. 1). Структурные параметры (плотность числа частиц N и их средние размеры $D = 2R$), полученные по результатам обработки экспериментальных данных, представлены на рис. 2.

Размеры наночастиц оксидных включений и кластеров в исследуемых ДУО сталях варьируются в пределах от 1 до 6 нм, что достаточно хорошо согласуется с ранее полученными данными методами ПЭМ и АЗТ [11, 12]. При этом плотность числа частиц заметно различается для разных образцов и варьируется в довольно широких пределах от $0.3 \cdot 10^{22}$ до $3.5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

В табл. 2 помимо средних размеров и плотностей включений, полученных по результатам МУРП анализа, также представлены среднеквадратичные отклонения размеров включений от среднего значения. Эти величины указывают насколько узкое распределение по размерам удалость получить в различных ДУО сталях. Наиболее монодисперсное распределение демонстрирует сталь КР-3, в то время как в стали Eurofer ODS распределение включений наиболее широкое.

Логнормальные распределения по размерам наночастиц в изученных ДУО сталях приведены на рис. 3.

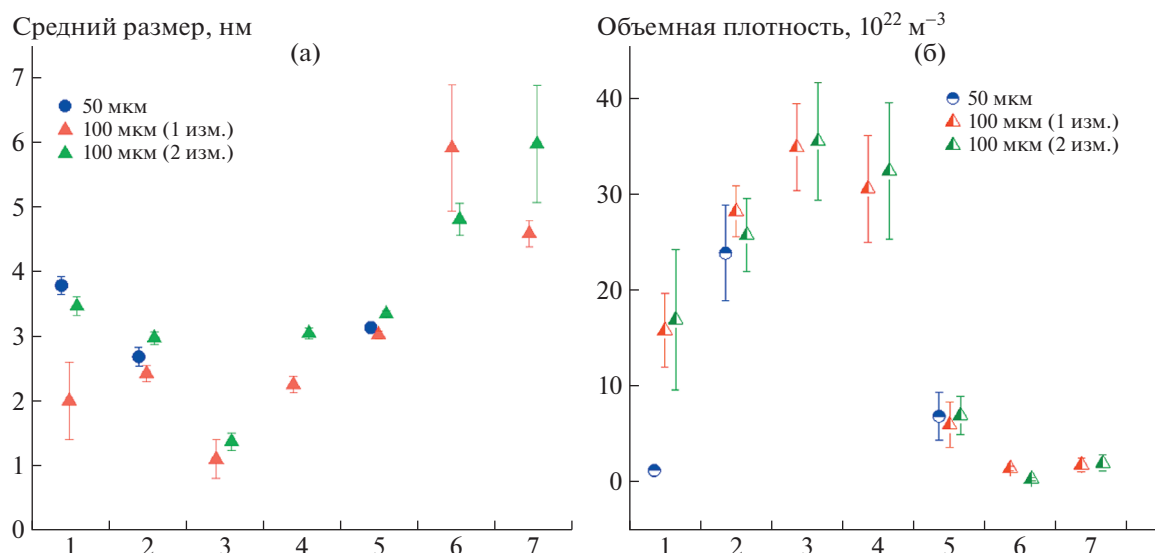


Рис. 2. Средний размер (а) и объемная плотность числа (б) наноразмерных оксидных включений для образцов ДУО сталей с различной толщиной. Нумерация сталей приведена в табл. 1.

ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные методами МУРР в настоящей работе стали ранее исследовались методами ПЭМ и АЗТ [11, 12]. Полученные результаты указывают, что средние размеры включений, регистрируемые методами МУРР, либо совпадают со средними размерами ПЭМ и АЗТ (стали 10Cr ODS и КР-3), либо совпадают со средними размерами АЗТ, а размеры ПЭМ заметно выше (стали Eurofer ODS, Austenitic ODS). Поскольку в последнем случае плотности включений, регистрируемых методами ПЭМ, существенно ниже плотностей включений, регистрируемых методами АЗТ, то все эти данные демонстрируют хорошее согласие результатов разных методов анализа. Более низкое значение среднего размера обнаружено для сталей КР-1 и 14Cr ODS, что указывает на то, что в этих сталях имеется значительное число мелких включе-

ний, которые не регистрируются методами ПЭМ и АЗТ. Необходимо отметить, что промышленно изготовленная сталь Eurofer ODS демонстрирует значительную неоднородность распределения включений, так что при измерении разных образцов имеются заметные различия размеров и плотностей включений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Семь ДУО сталей, разработанных в Европе, Японии и Корее, были изучены методами малоуглового рентгеновского рассеяния. Микроскопический анализ выявил значительное число наноразмерных оксидных включений и кластеров. Средний размер оксидных включений варьируется от 1 до 6 нм, объемная плотность составляет от $0.3 \cdot 10^{22}$ до $3.5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Таблица 2. Средний размер наночастиц D , объемная плотность числа частиц N , среднеквадратичное отклонение σ размеров от среднего значения, полученные при измерении образцов толщиной 50 и 100 мкм (1-е измерение)

| №. | Образец | D , нм | N , 10^{22} м^{-3} | σ , нм |
|----|------------------------------|---------------------------|--------------------------------|---------------|
| 1 | Eurofer ODS (50 мкм/100 мкм) | $3.8 \pm 0.1/2.0 \pm 0.6$ | $1.2 \pm 0.5/15.8 \pm 3.8$ | 0.9/3.4 |
| 2 | 10Cr ODS (50 мкм/100 мкм) | $2.7 \pm 0.1/2.5 \pm 0.1$ | $23.8 \pm 5.0/28.2 \pm 2.6$ | 1.2/1.2 |
| 3 | 14Cr ODS (100 мкм) | 1.1 ± 0.3 | 34.8 ± 4.5 | 1.0 |
| 4 | Austenitic ODS (100 мкм) | 2.3 ± 0.1 | 30.5 ± 5.6 | 1.1 |
| 5 | КР-3 (50 мкм/100 мкм) | $3.2 \pm 0.1/3.1 \pm 0.1$ | $6.8 \pm 2.5/5.9 \pm 2.4$ | 0.5/0.6 |
| 6 | КР-1 (100 мкм) | 5.9 ± 1.0 | 1.4 ± 0.2 | 3.5 |
| 7 | КР-4 (100 мкм) | 4.6 ± 0.2 | 1.8 ± 0.7 | 1.6 |

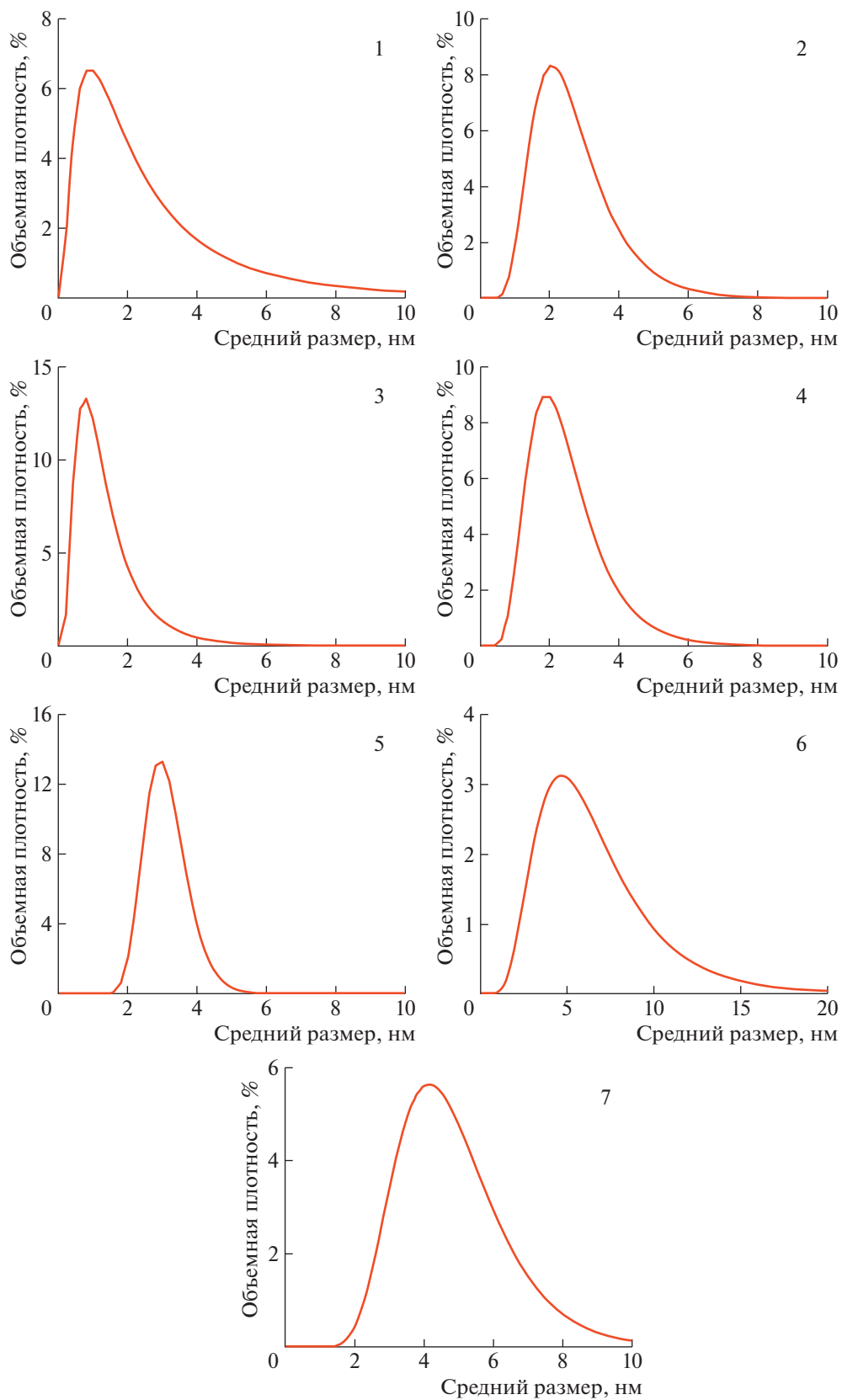


Рис. 3. Распределения по размерам наноразмерных включений в образцах ДУО сталей (100 мкм, измерение 1). Нумерация сталей приведена в табл. 1. При построении распределений шаг по оси выбирался 0.2 нм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075–15–2021–1352). Томографический атомно–зондовый анализ выполнен на оборудовании Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.itep.ru/>) НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ.

Авторы благодарят доктора П. Владимирову из Института технологий Карлсруэ (Германия), профессора А. Кимуру из Университета Киото (Япония) и доктора Т.К. Ким из Корейского исследовательского института атомной энергии (Республика Корея) за предоставленные образцы ДУО сталей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Moriarty P.* // Rep. Prog. Phys. 2001. V. 64. P. 297–381. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/64/3/201>
2. *Andrievski R.A., Khatchoyan A.V.* Nanomaterials in Extreme Environments. Fundamentals and Applications. Springer Series in Materials Science. V. 230. 2016. New York: Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-25331-2>
3. *Ukai S., Fujiwara M.* // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307–311. P. 749–757. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(02\)01043-7](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(02)01043-7)
4. *Lindau R., Möslang A., Rieth M., Klimiankou M., Materna–Morris E., Alamo A., Tavassoli A.–A.F., Cayron C., Lancha A.–M., Fernandez P., Baluc N., Schäublin R., Diegele E., Filacchioni G., Rensman J.W., Schaaf B.V.D., Lucon E., Dietz W.* // Fusion Eng. Des. 2005. V. 75–79. P. 989–996. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.06.186>
5. *Klimiankou M., Lindau R., Möslang A.* // J. Nucl. Mater. 2004. V. 329–333. P. 347–351. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.04.083>
6. *Rogozhkin S.V., Aleev A.A., Zaluzhnyi A.G., Nikitin A.A., Iskandarov N.A., Vladimirov P., Lindau R., Möslang A.* // J. Nucl. Mater. V. 409. P. 94–99. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.09.021>
7. *Oono N., Ukai S.* // Mater. Trans. 2018. V. 59 (10). P. 1651–1658. <https://doi.org/10.2320/matertrans.M2018110>
8. *Coppola R., Klimiankou M., Lindau R., May R.P., Valli M.* // Phys. B. 2004. V. 350. P. e545–e548. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2004.03.148>
9. *Guinier A., Fournet G.* Small Angle X–ray Scattering. 1955. New York: Wiley. <https://doi.org/10.1002/pol.1956.120199326>
10. *Doucet M., Cho J.H., Alina G. et al.* SasView Version 4.1. Zenodo. <https://doi.org/10.5281/zenodo.438138>
11. *Рогожкин С.В., Хомич А.А., Богачев А.А., Никитин А.А., Хорошилов В.В., Лукьянчук А.А., Разницын О.А., Шуттов А.С., Васильев А.Л., Пресняков М.Ю.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2020. Т. 11. № 1. С. 22–31. <https://doi.org/10.1134/S2079562920010121>
12. *Rogozhkin S.V., Khomich A.A., Bogachev A.A., Nikitin A.A., Khoroshilov V.V., Lukyanchuk A.A., Raznitsyn O.A., Shutov A.S., Vasiliev A.L., Presniakov M. Yu.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83 (10). P. 1425–1433. <https://doi.org/10.1134/S1063778820100191>

Study of Nanostructure of Oxide Dispersion–Strengthened Steels by Small–Angle X–Ray Scattering

S. V. Rogozhkin^{1, 2, *, **}, Yu. E. Gorshkova³, G. D. Bokuchava³,
A. A. Khomich^{1, 2}, A. A. Bogachev^{1, 2}, and A. A. Nikitin^{1, 2}

¹*Kurchatov Complex of Theoretical and Experimental Physics, National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

²*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

³*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

*e-mail: sergey.rogozhkin@itep.ru

**e-mail: SVRogozhkin@mephi.ru

Received December 16, 2021; revised December 20, 2021; accepted December 21, 2021

Abstract—In this paper, to characterize the nanostructure of a wide range of oxide dispersion hardened (ODS) steels, small-angle X-ray scattering (SAXS) was used. The investigated steels have different alloying systems differing in the content of Cr, V, Ti, Al, and Zr. It is shown that the use of SAXS allows one to determine the number density of nanoscale inclusions in ODS steels and to determine their size distribution.

Keywords: oxide dispersion strengthened (ODS) steel, small angle X-ray scattering (SAXS), oxide particle, nanocluster

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ
ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 621.039.61

ОЦЕНКА УСЛОВИЙ И ВОЗМОЖНОСТИ ДЛЯ НЕЙТРОННОГО
КАТАЛИЗА ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
В ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ (D–T–³He)-ПЛАЗМЕ

© 2022 г. А. Н. Шмелев^а, Н. И. Гераскин^а, В. А. Апсэ^а,
В. Б. Глебов^а, Г. Г. Куликов^а, Е. Г. Куликов^а, *

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: egkulikov@mephi.ru

Поступила в редакцию 29.03.2022 г.

После доработки 04.04.2022 г.

Принята к публикации 11.04.2022 г.

В статье оценивается возможность создания условий для взаимовыгодного влияния термоядерных нейтронов трехкомпонентной (D–T–³He)-плазмы и нейтронов деления подкритического бланкета. Термоядерные нейтроны, облучающие подкритический бланкет, будут поддерживать в нем стационарную цепную реакцию деления, а нейтроны деления, приходящие из бланкета в плазму, могут усилить в ней воспроизводство трития через ³He(*n,p*)T-реакцию.

Ключевые слова: гелий-3, воспроизводство трития, гибридная термоядерная установка

DOI: 10.56304/S2079562922030472

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время наиболее успешные проекты термоядерных установок (ТЯУ) основаны на использовании двухкомпонентной дейтерий–тритиевой плазмы. Примером может служить известный проект международного токамака ITER [1]. Как известно, природный водород содержит лишь 0.015% дейтерия и совсем не содержит трития из-за слишком короткого периода полураспада (12.3 лет). Одним из способов наработки трития для ТЯУ является нейтронное облучение материалов, содержащих литий, в ядерных реакторах. Нужно количество трития там может накапливаться в ⁶Li(*n*,⁴He)T реакции. Существует ещё один путь к наработке трития, связанный с нейтронным облучением нуклида ³He. В этом случае тритий образуется в ³He(*n,p*)T реакции [2].

В ряде публикаций (например, в [3–6]) рассматривались варианты использования нейтронов, образующихся в термоядерных (D,T) и (D,D) реакциях, для трансмутации радиоактивных отходов либо для накопления делящихся изотопов (ДИ). В этих случаях плазма окружалась бланкетом, в котором размещались долгоживущие радионуклиды либо воспроизводящие нуклиды (²³⁸U, ²³²Th) для накопления ДИ (²³⁹Pu, ²³³U).

В предыдущие десятилетия исследований взаимовлияние двух цепных реакций синтеза и деления, в которых рождаются нейтроны, практиче-

ски не рассматривалось вследствие двух обстоятельств. Во-первых, в связи с радикально меньшей плотностью ионов в плазме по сравнению с плотностью материалов, используемых в бланкете, окружающим плазму (твердые и жидкие материалы) и во-вторых, в связи с существенно меньшим микросечением поглощением нейтронов в плазме по сравнению с бланкетом. В результате нейтроны поглощались преимущественно в бланкете, а если нейтроны и рассеивались бланкетом обратно в плазму, то проходили сквозь плазму, почти не взаимодействуя с ней.

Для преодоления упомянутой гигантской разницы в поглощении нейтронов в плазме и бланкете предлагается ввести в плазму сильный поглотитель нейтронов, а в бланкете использовать материалы с рекордно низким поглощением нейтронов. Причем в качестве сильного поглотителя в плазме предлагается использовать ³He, полезный для термоядерных процессов с точки зрения генерации трития и с точки зрения дополнительного нагрева плазмы по реакции синтеза D(³He,*p*)⁴He [7]. Поэтому в настоящей работе предлагается использовать трехкомпонентную плазму, состоящую из дейтерия, трития и ³He, а также бланкет, состоящий из нейтронного замедлителя и ДИ. Такая гибридная ТЯУ будет включать центральную зону, в которой идут реакции термоядерного синтеза, окруженную периферийной зоной, для размножения и полезного использова-

ния термоядерных нейтронов. Нейтроны, рожденные в этих зонах, т.е. термоядерные нейтроны в плазме и нейтроны деления в бланкете, будут мигрировать по ТЯУ, выполняя при этом две положительные функции: поддержание стационарной цепной реакции деления (ЦРД) в подкритическом бланкете и воспроизводство трития через ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ реакцию в плазме.

Эти условия открывают возможность усиления совокупной цепной реакции синтеза-деления, что можно рассматривать как нейтронный катализ термоядерных реакций, т.е. как способ усиления термоядерных реакций с помощью такого бланкета.

2. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИБРИДНОЙ ТЯУ

Рассматривалась сферическая модель¹ ТЯУ, состоящая из следующих зон:

1. Плазма (радиус – 125 см).
2. Бланкет (толщина – 50 см), состоящий из нейтронного размножителя/замедлителя и ДИ. В качестве размножителей/замедлителей нейтронов рассматривались такие мало поглощающие нейтроны материалы как металлический бериллий, тяжелая вода и тяжелый замедлитель нейтронов ${}^{208}\text{Pb}$. В них размножение термоядерных нейтронов, утекающих из плазмы в бланкет, осуществляется в пороговых $(n,2n)$ и $(n,3n)$ реакциях. В качестве делящихся нуклидов рассматривались ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{245}\text{Cm}$.

3. Графитовый отражатель толщиной 50 см.

4. Поглотитель нейтронов утечки (50 см) из карбида природного бора.

По сути, плазма и прилегающий к ней бланкет представляют собой активную зону установки, в которой происходит рождение и размножение нейтронов благодаря реакциям синтеза, деления, $(n,2n)$ и $(n,3n)$.

Рассматривалась плазма, представляющая собой равнокомпонентную смесь дейтерия, трития и ${}^3\text{He}$.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВОСПРОИЗВОДСТВЕ ТРИТИЯ В ПЛАЗМЕ

Для проведения нейтронно-физических расчетов использовалась компьютерная программа TИМЕ26 [11], рассматривающая одномерную диффузионную модель перенос нейтронов в 26-груп-

¹ Последние десятилетия рассматриваются экспериментальные ТЭУ именно в сферической геометрии, которые называют сферомаками. Например, такая установка создана и функционирует в АО НИИЭФА им. Д.В. Ефремова (Санкт-Петербург), а также за рубежом [8–10].

повом приближении. Константное обеспечение программы основано на библиотеке оцененных ядерных данных БНАБ-78, которая обрабатывается вспомогательной программой АРАМАКО-С1 для подготовки блокированных микросечений в каждой зоне установки. При подготовке микросечений учитывались блок-эффект и Доплер-эффект в энергетическом диапазоне разрешенных и неразрешенных резонансов с использованием факторов самоблокировки Бондаренко и концепции микросечений разбавления.

На первом шаге расчетов программа решает однородную условно критическую задачу о переносе нейтронов в ТЯУ, т.е.

$$\hat{L}(r)\varphi(r) = \frac{1}{K_{\text{эфф}}}\hat{Q}(r)\varphi(r); \quad (1)$$

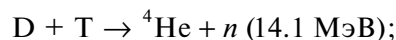
где \hat{L} – оператор, описывающий перенос, поглощение и замедление нейтронов; \hat{Q} – оператор, описывающий генерацию нейтронов деления; $\varphi(r)$ – плотность потока нейтронов по энергетическим группам; $K_{\text{эфф}}$ – эффективный коэффициент размножения нейтронов.

На втором шаге расчетов программа решает неоднородную задачу с внешним источником термоядерных нейтронов в зоне плазмы:

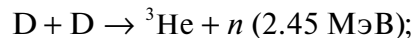
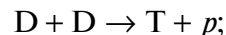
$$\hat{L}(r)\varphi'(r) = \hat{Q}(r)\varphi'(r) + \mathbf{q}_{\text{ТЯУ}}(r); \quad (2)$$

где $\mathbf{q}_{\text{ТЯУ}}(r)$ – интенсивность генерации термоядерных нейтронов в плазме. Расчет интенсивности генерации термоядерных нейтронов исходил из ограничения на нейтронную нагрузку на первую стенку в 1 МВт/м².

Для определения энергетического распределения термоядерных нейтронов использовалась информация о том, что сечение (D,T)-реакции:



примерно в 150 раз превышает сечения двух каналов (D,D)-реакции [12]:



а сечения двух каналов (D,D)-реакции примерно одинаковы в широком диапазоне температур. Это подтверждается характером зависимости микро сечений этих реакций для области температур плазмы от 4 до 70 кэВ. Отметим, что это справедливо только для плазмы с температурами, которые достигнуты в последние 30 лет в экспериментальных установках, например, TFTR (США), JT (Япония), JET (Великобритания).

Можно показать, что при равных концентрациях дейтерия и трития в плазме доля 14.1-МэВ

Таблица 1. Полное воспроизводство трития: бланкет – металлический бериллий

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| Вклад плазмы в KB_T | 0.61 | 0.61 | 0.61 |
| Вклад бланкета в KB_T | 0.39 | 0.39 | 0.39 |
| $K_{\text{эфф}} (t = 0)$ | 0.743 | 0.765 | 0.703 |
| Доля ДИ, ppm | 29.0 | 31.8 | 3.8 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 19.8 | 21.9 | 2.8 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $6.3 \cdot 10^{14}$ | $6.3 \cdot 10^{14}$ | $6.1 \cdot 10^{14}$ |
| $K_{\text{эфф}} (t = 1 \text{ сут})$ | 0.736 | 0.758 | 0.673 |
| Вес ДИ ($t = 1 \text{ сут}$), кг | 19.5 | 21.6 | 2.6 |

Таблица 2. Полное воспроизводство трития: бланкет – тяжелая вода

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| Вклад плазмы в KB_T | 0.57 | 0.57 | 0.57 |
| Вклад бланкета в KB_T | 0.43 | 0.43 | 0.43 |
| $K_{\text{эфф}} (t = 0)$ | 0.566 | 0.591 | 0.511 |
| Доля ДИ, ppm | 75.0 | 81.5 | 10.0 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 13.8 | 15.19 | 1.9 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $5.2 \cdot 10^{14}$ | $5.2 \cdot 10^{14}$ | $5.1 \cdot 10^{14}$ |
| $K_{\text{эфф}} (t = 1 \text{ сут})$ | 0.561 | 0.586 | 0.493 |
| Вес ДИ ($t = 1 \text{ сут}$), кг | 13.6 | 14.9 | 1.8 |

нейтронов составит 0.997, а доля 2.45-МэВ нейтронов будет равна 0.003.

После неоднородной задачи программа использует полученное распределение плотности потока нейтронов и решает уравнения выгорания для анализа временного поведения $K_{\text{эфф}}$ и концентрации ДИ в бланкете.

Доля ДИ в бланкете подбиралась так, чтобы в первой серии расчетов обеспечить полное воспроизводство трития в плазме, а во второй серии расчетов так, чтобы обеспечить начальное значение $K_{\text{эфф}} = 0.950$.

Под полным воспроизводством трития в плазме подразумевается ситуация, когда коэффициент воспроизводства трития KB_T равен единице, где KB_T это отношение скорости $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ реакции к скорости генерации термоядерных нейтронов. Очевидно, что знаменатель KB_T определяется только свойствами плазмы, а числитель зависит от свойств и плазмы и бланкета. Размерность KB_T это количество ядер трития в расчете на один термоядерный нейтрон. Вклад термоядерных нейтронов в значение KB_T определялся решением неоднородной задачи (2) при нулевом содержании ДИ в бланкете.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Главной целью первой серии расчетов было определение состава бланкета, при котором коэффициент воспроизводства трития $\text{KB}_T = 1$. Рассчитывался эффективный коэффициент размножения нейтронов установки $K_{\text{эфф}}$ без учета термоядерных нейтронов. В силу наличия в установке совместной цепной реакции синтеза-деления (С–Д) необходимо ввести $K_{\text{эфф}}$ и для этой совместной реакции $K_{\text{эфф}}(\text{С–Д})$, которую можно оценить по простой формуле:

$$K_{\text{эфф}}(\text{С–Д}) = \mu(14 \text{ МэВ})\theta\text{KB}_T,$$

где $\mu(14 \text{ МэВ})$ – коэффициент размножения термоядерных нейтронов пороговыми ($n, 2n$) и ($n, 3n$) реакциями в слое бланкета, прилегающем к плазме, а также при делении (при наличии ДИ); θ – вероятность термоядерному нейтрону, размноженному в бланкете, вернуться в плазму и участвовать в $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ реакции.

Кроме того, рассчитывались некоторые нейтронно-физические параметры ТЯУ: плотность потоков нейтронов в плазме, $K_{\text{эфф}}$ и содержания ДИ через сутки. Результаты расчетов представлены в табл. 1–3.

Таблица 3. Полное воспроизводство трития: бланкет – ^{208}Pb

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| Вклад плазмы в KB_T | 0.27 | 0.27 | 0.27 |
| Вклад бланкета в KB_T | 0.73 | 0.73 | 0.73 |
| $K_{\text{эфф}} (t = 0)$ | 0.935 | 0.959 | 0.872 |
| Доля ДИ, ppm | 400 | 760 | 41.5 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 67.0 | 128.2 | 7.3 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $7.5 \cdot 10^{15}$ | $1.0 \cdot 10^{16}$ | $4.3 \cdot 10^{15}$ |
| $K_{\text{эфф}} (t = 1 \text{ сут})$ | 0.922 | 0.949 | 0.830 |
| Вес ДИ ($t = 1 \text{ сут}$), кг | 65.1 | 124.6 | 6.7 |

Таблица 4. $K_{\text{эфф}} = 0.950$: бланкет – металлический бериллий

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| KB_T | 3.01 | 2.77 | 3.50 |
| Вклад плазмы в KB_T | 0.61 | 0.61 | 0.61 |
| Вклад бланкета в KB_T | 2.40 | 2.16 | 2.89 |
| Доля ДИ, ppm | 44.0 | 48.1 | 5.9 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 30.0 | 33.1 | 4.2 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $1.3 \cdot 10^{15}$ | $1.3 \cdot 10^{15}$ | $1.4 \cdot 10^{15}$ |
| $K_{\text{эфф}} (t = 1 \text{ сут})$ | 0.918 | 0.921 | 0.771 |
| Вес ДИ ($t = 1 \text{ сут}$), кг | 28.4 | 31.2 | 3.1 |

Результаты, полученные в первой серии расчетов, позволили сделать следующие выводы:

1. Полное воспроизводство трития в плазме может быть достигнуто при достаточно низких значениях $K_{\text{эфф}}$ в случае использования металлического бериллия или тяжелой воды в качестве основного материала бланкета. Нуклид ^{208}Pb позволяет обеспечить полное воспроизводство трития только при более высоких значениях $K_{\text{эфф}}$.

2. Из трех ДИ наилучшие условия для полного воспроизводства трития в плазме обеспечивает ^{245}Cm (минимальные значения $K_{\text{эфф}}$ и веса ДИ) благодаря своим размножающим свойствам, значительно превышающим таковые у ^{233}U и ^{235}U .

3. Темп снижения $K_{\text{эфф}}$ оказался наиболее высоким также при использовании ^{245}Cm в качестве ДИ и по той же причине – более хорошие размножающие свойства ^{245}Cm .

Главной целью второй серии расчетов было определение состава бланкета, при котором начальное значение эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{\text{эфф}}$ в начальный момент времени фиксировано на уровне 0.950. Такая подкритичность способна обеспечить безопасность работы ТЯУ, а также, усилив размножающие

свойства бланкета, открывает возможность для расширенного воспроизводства трития нейтронами деления, приходящими в плазму из бланкета. Увеличение содержания трития в плазме повлечет за собой: интенсификацию (D,T)-реакции синтеза, а следовательно, и дополнительный нагрев плазмы, а также уменьшение ее плотности с последующим практически мгновенным снижением скорости термоядерных реакций и возвращением установки к исходному состоянию. Результаты расчетов представлены в табл. 4–6.

Результаты, полученные во второй серии расчетов, позволили сделать следующие выводы:

1. Улучшенные размножающие свойства бланкета при более высоких значениях $K_{\text{эфф}}$ привели к существенному повышению коэффициента воспроизводства трития в плазме до уровня 5.6–6.7 в тяжеловодном бланкете. Таким образом, открывается возможность для расширенного воспроизводства трития в трехкомпонентной D–T– ^3He плазме, окруженной размножающим нейтроны бланкетом.

2. Наилучшие условия для расширенного воспроизводства трития могут быть созданы в ТЯУ с бланкетом, содержащим ^{245}Cm в качестве ДИ. Несколько худшие условия обеспечивает бланкет с ^{233}U , но и в этом случае коэффициент воспроиз-

Таблица 5. $K_{эфф} = 0.950$: бланкет – тяжелая вода

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| КВ _T | 5.58 | 5.06 | 6.68 |
| Вклад плазмы в КВ _T | 0.57 | 0.57 | 0.57 |
| Вклад бланкета в КВ _T | 5.01 | 4.49 | 6.11 |
| Доля ДИ, ppm | 167 | 183 | 23 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 30.8 | 34.0 | 4.4 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $1.9 \cdot 10^{15}$ | $1.8 \cdot 10^{15}$ | $2.1 \cdot 10^{15}$ |
| $K_{эфф}$ ($t = 1$ сут) | 0.912 | 0.915 | 0.741 |
| Вес ДИ ($t = 1$ сут), кг | 28.7 | 31.7 | 3.1 |

Таблица 6. $K_{эфф} = 0.950$: бланкет – ^{208}Pb

| Параметры | ^{233}U | ^{235}U | ^{245}Cm |
|--|---------------------|---------------------|---------------------|
| КВ _T | 1.25 | 0.85 | 2.31 |
| Вклад плазмы в КВ _T | 0.27 | 0.27 | 0.27 |
| Вклад бланкета в КВ _T | 0.98 | 0.58 | 2.04 |
| Доля ДИ, ppm | 420 | 725 | 49.2 |
| Вес ДИ ($t = 0$), кг | 70.3 | 122.4 | 8.6 |
| $\Phi_{\text{плазма}}$, н/см ² сек | $9.6 \cdot 10^{15}$ | $8.8 \cdot 10^{15}$ | $1.0 \cdot 10^{16}$ |
| $K_{эфф}$ ($t = 1$ сут) | 0.934 | 0.942 | 0.848 |
| Вес ДИ ($t = 1$ сут), кг | 67.8 | 119.5 | 7.0 |

водства трития может достигать величин в диапазоне от 3.0 до 5.6.

Также было изучено влияние нейтронов деления, приходящих в плазму из размножающего бланкета, на энергетическое распределение нейтронов в плазме.

Для более наглядного представления рассчитанный 26-групповой спектр был свернут в более широкие 4 группы. Первая широкая группа объединила энергетические группы библиотеки БНАБ с 1 по 10 (это быстрые нейтроны с $E_n > 21.5$ кэВ), вторая – с 11 по 22 (резонансные нейтроны с энергией от 2.15 эВ до 21.5 кэВ), третья с 23 по 25 (эпитепловые нейтроны с энергией от 0.215 эВ до 2.15 эВ), четвертая – это 26-ая группа библиотеки БНАБ (тепловые нейтроны с $E_n < 0.215$ эВ).

Представляет также интерес изменение спектра нейтронов в плазме под действием бланкета, содержащего и не содержащего ДИ. Укрупненные 4-групповые спектры нейтронов плазмы приведены в табл. 7 и 8.

Результаты, приведенные в табл. 7 и 8, позволили сделать следующие выводы:

1. Из материалов, использованных в качестве замедлителя, бериллий и тяжелая вода наиболее

эффективно смещают спектр нейтронов плазмы в тепловую область. Это окажет влияние на все процессы в плазме и потребует дальнейшего исследования.

2. Из ДИ, содержащихся в бланкете, ^{245}Cm создает наилучшие условия для смещения спектра нейтронов плазмы в тепловую область.

3. Изотоп свинца ^{208}Pb смещает спектр нейтронов в основном в резонансную, а не в тепловую область.

5. О НЕЙТРОННОМ КАТАЛИЗЕ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА В (D,³He)-ПЛАЗМЕ ПРИ УМЕРЕННЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Как известно [7, 12], в (D,³He)-плазме при температуре плазмы 10–25 кэВ сечение (D,³He)– и (D,D)-реакций синтеза на 5–6 порядков меньше, чем (D,T)-синтеза. При использовании нейтронного катализа возникает возможность возбуждения совместной цепной реакции синтеза. При этом такая комбинированная реакция будет, очевидно, иметь две немаловажные особенности. Во-первых, в присутствии тяжелых делящихся нуклидов в бланкете установка оста-

Таблица 7. Спектры нейтронов в вариантах с полным воспроизводством трития

| | | χ_1 | χ_2 | χ_3 | χ_4 |
|-------------------|-----------------------|----------|----------|----------|----------|
| Бериллий | Без ДИ | 0.4622 | 0.3395 | 0.0387 | 0.1596 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.4020 | 0.3526 | 0.0428 | 0.2026 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.4008 | 0.3558 | 0.0439 | 0.1995 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.4026 | 0.3434 | 0.0418 | 0.2122 |
| Тяжелая вода | Без ДИ | 0.5302 | 0.2692 | 0.0320 | 0.1686 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.4271 | 0.2747 | 0.0387 | 0.2595 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.4260 | 0.2783 | 0.0396 | 0.2561 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.4301 | 0.2563 | 0.0374 | 0.2672 |
| ²⁰⁸ Pb | Без ДИ | 0.7368 | 0.2277 | 0.0053 | 0.0302 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.6680 | 0.3183 | 0.0036 | 0.0101 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.6708 | 0.3195 | 0.0063 | 0.0034 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.6525 | 0.3180 | 0.0076 | 0.0219 |

Таблица 8. Спектры нейтронов в вариантах с $K_{эфф}(t=0) = 0.950$

| | | χ_1 | χ_2 | χ_3 | χ_4 |
|-------------------|-----------------------|----------|----------|----------|----------|
| Бериллий | Без ДИ | 0.4622 | 0.3395 | 0.0387 | 0.1596 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.2977 | 0.3517 | 0.0482 | 0.3024 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.3049 | 0.3606 | 0.0501 | 0.2844 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.2788 | 0.3269 | 0.0458 | 0.3485 |
| Тяжелая вода | Без ДИ | 0.5302 | 0.2692 | 0.0320 | 0.1686 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.2323 | 0.3186 | 0.0519 | 0.3972 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.2398 | 0.3296 | 0.0548 | 0.3758 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.2125 | 0.2882 | 0.0484 | 0.4509 |
| ²⁰⁸ Pb | Без ДИ | 0.7368 | 0.2277 | 0.0053 | 0.0302 |
| | ДИ- ²³³ U | 0.6654 | 0.3214 | 0.0036 | 0.0096 |
| | ДИ- ²³⁵ U | 0.6717 | 0.3184 | 0.0063 | 0.0036 |
| | ДИ- ²⁴⁵ Cm | 0.6360 | 0.3352 | 0.0080 | 0.0208 |

нется подкритической с точки зрения цепной реакции деления. Во-вторых, в (D,³He)-плазме возбуждается реакция (D,T)-синтеза на T, который возникает в плазме вследствие захвата нейтронов ионами ³He. По существу, (D,T)-реакция синтеза в этих условиях оказывается просто звеном в общей цепной реакции. Это позволяет преобразовать расчетную модель (2) из неоднородной задачи в однородную, так как возникший в плазме тритий, будучи рожденным в плазме, сталкивается с дейтерием и с большой вероятностью будет вновь генерировать термоядерный нейтрон с энергией 14.1 МэВ. Преобразованное уравнение модели (2) примет вид:

$$\hat{L}(r)\varphi'(r) = \frac{1}{K_{эфф}(C-D)} [\hat{\Sigma}_{n,p}({}^3\text{He}) + \hat{Q}(r)]\varphi'(r).$$

В этом уравнении присутствует величина $K_{эфф}(C-D)$, которая характеризует эффективный коэффициент размножения нейтронов в совместной цепной реакции синтез-деление в ТЯУ. Авторы предполагают выполнить анализ условий самоподдерживающейся совместной цепной реакции ($K_{эфф}(C-D) = 1$) и развивающейся реакции ($K_{эфф}(C-D) > 1$). При этом предполагается исследовать возможность дальнейшего нагрева плазмы и инициирование (D,D)- и (D,³He)-реакций. При увеличении температуры плазмы

начнет активизироваться также (D,³He)-реакция, оба продукта которой (протон и альфа-частица) с суммарной кинетической энергией 18.3 МэВ будут обеспечивать также интенсивный нагрев плазмы. По мнению авторов это может представлять большой интерес, так как в этих реакциях синтеза будут генерироваться нейтроны, тритий и воспроизводиться ³He в (D,D)-реакции синтеза.

$$K_{эфф}(C-D) = \mu(14 \text{ МэВ})\theta v_T / (1 - K_{эфф});$$

где v_T — число термоядерных нейтронов от (D,T)-реакции с участием трития, произведенного ³He(*n,p*)T реакцией.

Применение нейтронного катализа открывает возможность свести к минимуму содержание радиоактивного трития в (D,³He)-плазме и в топливном цикле такой ТЯУ. При впрыске D- и ³He-нейтралов, они будут участвовать в (D,D)- и (D,³He)-синтезе с нагревом плазмы и одновременно служить подпиткой.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа представляет результаты нейтронно-физических расчетов гибридной ТЯУ с трехкомпонентной D-T-³He плазмой и blanketом, содержащим нейтронный замедлитель (бериллий, тяжелая вода, ²⁰⁸Pb) и делящийся изотоп (²³³U, ²³⁵U, ²⁴⁵Cm). Рассмотрены варианты создания режима полного воспроизводства трития в плазме с $K_{BT} = 1$ и режима расширенного воспроизводства трития с K_{BT} существенно выше единицы при улучшенных размножающих свойствах blanketа. Показана принципиальная возможность организации таких режимов работы гибридной ТЯУ, в которой термоядерные нейтроны плазмы поддерживают стационарную ЦРД в подкритическом blanketе, а нейтроны деления, рожденные и замедленные в blanketе, обеспечивают полное или расширенное воспроизводство трития в плазме.

Реализация расширенного воспроизводства трития в плазме открывает путь к интенсификации термоядерных реакций, к повышению температуры плазмы и, как следствие, к запуску, в добавление к (D,T)-реакции, еще и (D,D) и (D,³He) реакций, не требующих внешней подпитки радиоактивного трития в состав плазмы. В итоге размножающий blanket сыграет роль нейтронного катализатора для запуска всей совокупности самоподдерживающихся термоядерных реакций. После этого делящиеся нуклиды могут быть постепенно удалены из blanketа. При этом должна быть обеспечена непрерывная очистка плазмы от золы (⁴He и легкий водород) и непрерывное впрыскивание нерадиоактивных нейтралов (дейтерия и ³He).

Авторы статьи отдают себе отчет в том, что представленные результаты являются, по сути, предварительными оценками, лишь качественно показывающими на принципиальную возможность синергии реакций деления и термоядерного синтеза в гибридной ТЯУ. Авторы планируют более детально исследовать взаимно полезные нейтронные связи между плазмой и размножающим blanketом с использованием более точной физической модели и более современной базы оцененных ядерных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Жданов С.И., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. Учебное пособие. 2007. Москва: МИФИ.
2. *Шмелев А.Н., Куликов Г.Г.* // Известия ВУЗов. Ядерная энергетика. 2014. № 4. С. 123–129.
3. *Готт Ю.В., Курнаев В.А.* На пути к энергетике будущего. Учебное пособие. 2017. Москва: НИЯУ МИФИ.
4. *Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г., Ансэ В.А.* О потенциале гибридных (синтез-деление) наработчиков топлива для ядерных реакторов. Учебное пособие. 2014. Москва: НИЯУ МИФИ.
5. *Ансэ В.А., Шмелев А.Н., Куликов Г.Г., Куликов Е.Г.* Основы безопасного обращения и обезвреживания радиоактивных отходов. Учебное пособие. 2019. Москва: НИЯУ МИФИ.
6. *Barrett R.J., Hardie R.W.* The Fusion-Fission Hybrid as an Alternative to the Fast Breeder Reactor. 1980. Los Alamos National Laboratory, USA.
7. *Чирков А.Ю.* Альтернативные системы термоядерного синтеза. 2012. Москва.
8. *Nagata M.* Non-Inductive Solenoid-Less Plasma Current Start-Up on HIST Using Transient Coaxial Helicity Injection. Proc. 25th IAEA Conf. Thermonuclear Energy. Oct. 13–18, 2014. St. Petersburg, Russia.
9. *Sutherland D., Jarboe T., Morgan K., Marklin G., Brian N.* The Dynamak: an Advanced Fusion Reactor Concept with Imposed-Dynamo Current Drive and Next-Generation Nuclear Power Technologies. Proc. 25th IAEA Conf. Thermonuclear Energy. Oct. 13–18, 2014. St. Petersburg, Russia.
10. *Victor B., Jarboe T., Hansen C., Hossack A., Marklin G., Morgan K., Nelson B., Sutherland D.* Progress on HIT-SI and Imposed Dynamo Current Drive. Proc. 25th IAEA Conf. Thermonuclear Energy. Oct. 13–18, 2014. St. Petersburg, Russia.
11. *Кузьмин А.М., Шмелев А.Н., Ансэ В.А.* Моделирование физических процессов в энергетических ядерных реакторах на быстрых нейтронах. Учебное пособие. 2015. Москва: Издательский дом МЭИ.
12. *Soppera N., Bossant M., Dupont E.* // Nucl. Data Sheets. 2014. V. 120. P. 294. https://oecd-nea.org/jcms/pl_39910/janis. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.071>

Assessment of Conditions and Possibility for Neutron Catalysis of Thermonuclear Reactions in Three-component (D–T–³He)-Plasma

A. N. Shmelev¹, N. I. Geraskin¹, V. A. Apse¹, V. B. Glebov¹, G. G. Kulikov¹, and E. G. Kulikov¹, *

¹National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: egkulikov@mephi.ru

Received March 29, 2022; revised April 4, 2022; accepted April 11, 2022

Abstract—The paper evaluates a possibility of principle to create conditions for mutually profitable influence of fusion neutrons emitted by three-component (D–T–³He)-plasma and fission neutrons emitted by subcritical blanket. Irradiation of subcritical blanket by fusion neutrons can maintain stationary chain fission reaction while irradiation of plasma by fission neutrons can intensify tritium breeding through ³He(*n,p*)T-reaction.

Keywords: helium-3, tritium breeding, hybrid fusion facility

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 621.384.6

РАСЧЕТ ПОРОГОВЫХ УРОВНЕЙ МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА
В ОДНОЗАЗОРНОМ ГРУППИРОВАТЕЛЕ НА ЧАСТОТУ 80 МГц

© 2022 г. М. М. Булгачева^а, *, М. А. Гусарова^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, 115409 Россия

*E-mail: margaritabulgacheva@gmail.com

Поступила в редакцию 19.07.2021 г.

После доработки 09.08.2021 г.

Принята к публикации 17.08.2021 г.

В статье приведены результаты расчета пороговых уровней напряженности электрического поля, при которых возможно развитие мультипакторного разряда в одноззорном группирователе на частоту 80 МГц. Рассмотрены два вида геометрии зазора с расширением от 18 до 25 мм и с расширением от 18 до 80 мм. Представлены результаты моделирования мультипакторного разряда с использованием программы MultP-M.

Ключевые слова: мультипакторный разряд, одноззорный группирователь

DOI: 10.56304/S2079562922010109

ВВЕДЕНИЕ

В работе рассматривается резонатор, предназначенный для группировки легких ионов после ускоряющей секции ПОКФ. Геометрия группирователя (банчера) выбрана с учетом размещения магнитов в области резонатора, слева и справа от ускоряющего зазора. Рассмотрены два вида геометрии зазора с расширением от 18 до 25 мм (рис. 1а) и с расширением от 18 до 80 мм (рис. 1б). Рабочее напряжение на резонаторе должно составлять 8 кВ.

Для резонаторов данного типа опасность представляет возможность возникновения мультипакторного разряда [1–4] в двух областях: в области узкого зазора и в области внешней поверхности резонатора [5–8]. В области зазора разряд возникает при низких уровнях напряжения на резонаторе. На высоких уровнях напряжения разряд может возникать на внешней поверхности резонатора.

Пороговые уровни напряженности электрического поля в зазоре могут быть рассчитаны аналитически (1) [9]. Для определения пороговых уровней возникновения мультипакторного разряда в области внешней поверхности требуется трехмерное моделирование траекторий движения частиц данной области [10].

Для двух вариантов геометрии одноззорного группирователя, рассчитанного на рабочую частоту 80 МГц, проведен аналитический расчет пороговых уровней мультипакторного разряда в зазоре и моделирование мультипакторного разряда с использованием программы трехмерного моделирования MultP-M [11–13].

1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ
МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА В ЗАЗОРЕ

В узком длинном зазоре опасность представляет двухповерхностный мультипакторный разряд низких порядков [9]. Порядком мультипакторного разряда называется число ВЧ периодов за которое электрон возвращается к поверхности. Проведен аналитический расчет (1) пороговых уровней напряженности электрического поля при которых возможно развитие мультипакторного разряда в зазоре. Результаты расчета пороговых уровней напряженности электрического поля при которых возникает мультипакторный разряд в зазоре на частоте 80 МГц при различной длине зазора

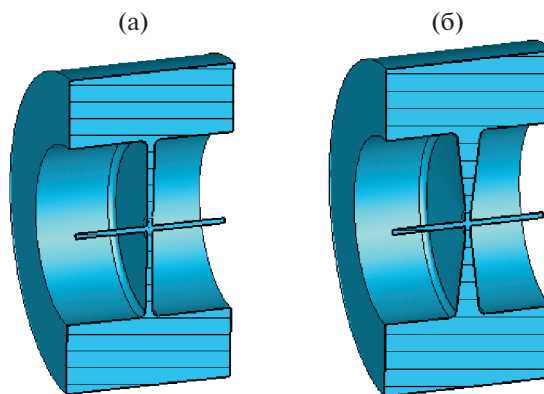


Рис. 1. Геометрия вакуумной области группирователя на частоту 80 МГц: (а) расширение зазора от 18 до 25 мм; (б) расширение зазора от 18 до 80 мм.

Таблица 1. Величина пороговых уровней напряженности электрического поля E , при которых возникает мультипакторный разряд в зазоре на частоте $f = 80$ МГц при различной длине зазора d

| d , мм | E , В/м $n = 1$ | E , В/м $n = 2$ | E , В/м $n = 3$ | E , В/м $n = 4$ |
|----------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 18 | 8500 | 2800 | 1700 | 1200 |
| 38 | 17900 | 6000 | 3600 | 2600 |
| 58 | 27400 | 9100 | 5400 | 3900 |
| 78 | 36800 | 12600 | 7300 | 5300 |

представлены в табл. 1. Так же для двух вариантов геометрии однозорового группирователя, представленных на рис. 1, получены распределения электрического поля в структуре на рабочем уровне напряжения 8 кВ (рис. 2).

$$E = \frac{d(2\pi f)^2 m}{(2n-1)\pi e}, \quad (1)$$

где E – напряженность поля в зазоре, d – длина зазора, m – масса электрона, e – заряд электрона, n – порядок мультипакторного разряда.

Определено, что при на рабочем уровне напряжения 8 кВ поле в зазоре от центра к периферии спадает от 650 до 100 кВ/м. При этом диапазон уровней поля опасных с точки зрения возникновения мультипакторного разряда лежит в диапазоне от 37 до 1.2 кВ/м, что значительно ниже рабочего.

Таким образом показано, что на рабочем уровне напряжения минимальные значения электрического поля в зазоре для обоих вариантов геометрии значительно превышают пороговые уровни возникновения мультипакторного разряда и на

рабочем уровне напряжения мультипакторный разряд не будет представлять опасности. Однако при запуске, в ходе тренировки возможно возникновение мультипакторного разряда. В этой связи больший угол наклона стенки предпочтительнее в связи с тем, что затухание траекторий движения электронов будет происходить быстрее.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МУЛЬТИПАКТОРНОГО РАЗРЯДА

Для рассматриваемой структуры проведено трехмерное моделирование мультипакторного разряда в программе MultP-M [11–13]. Получены графики зависимости прироста числа электронов в структуре, по отношению к первичному числу электронов за 10 ВЧ периодов при различных уровнях напряжения на резонаторе (рис. 3). Значение поля отображается в нормированном виде. Единица нормированного поля соответствует напряжению 124 и 180 кВ на резонаторе соответственно.

Из полученных графиков прироста числа частиц в структуре определено, что прирост частиц наблюдается при напряжениях на резонаторе более

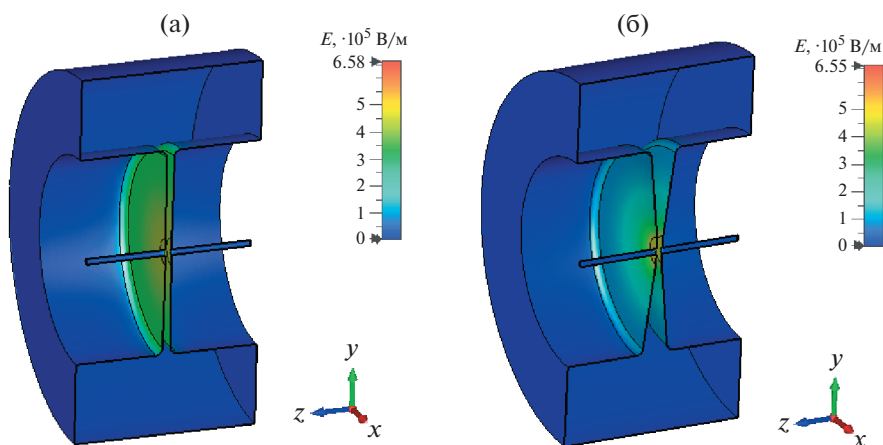


Рис. 2. Распределение электрического поля в группирователе на рабочем уровне напряжения 8 кВ: (а) геометрия с расширением зазора от 18 до 25 мм; (б) геометрия с расширением зазора от 18 до 80 мм.

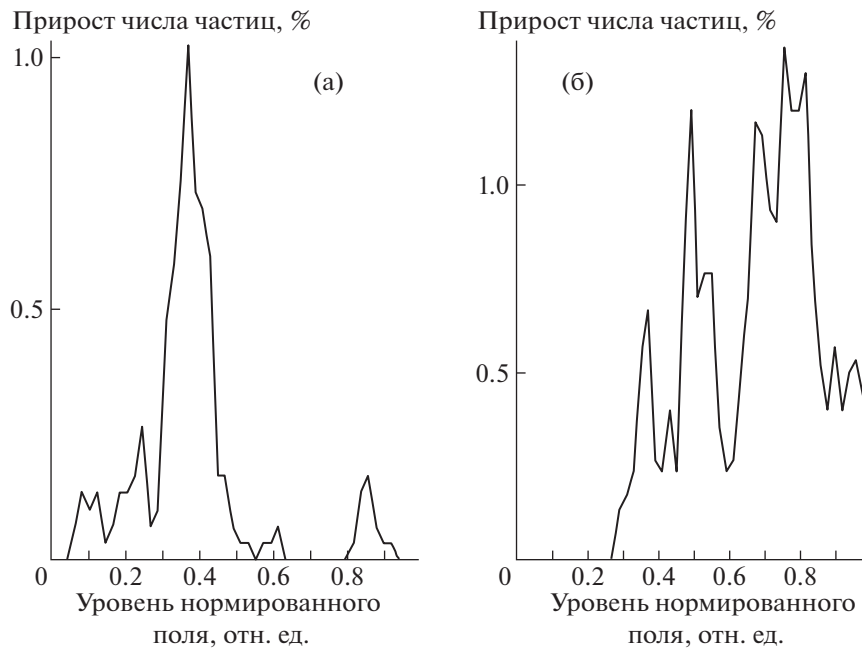


Рис. 3. Графики зависимости прироста числа электронов в структуре, по отношению к первичному числу электронов за 10 ВЧ периодов при различных уровнях напряжения на резонаторе: (а) геометрия с расширением зазора от 18 до 25 мм; (б) геометрия с расширением зазора от 18 до 80 мм.

6 кВ для геометрии с узким зазором и более 45 кВ для структуры с широким зазором. Таким образом показано, что структура с широким зазором позволяет снизить вероятность развития мультипакторного разряда на рабочем уровне напряжения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет пороговых уровней напряженности электрического поля, при которых возможно развитие мультипакторного разряда в одноззорном группирователе на частоте 80 МГц. Аналитический расчет показал, что пороговые уровни возникновения разряда лежат ниже рабочего уровня для области зазора для обеих вариантов геометрии. Численное моделирование мультипакторного разряда в структуре показало, что геометрия с большим углом наклона стенки предпочтительнее в связи с тем, что затухание траекторий движения электронов будет происходить быстрее и пороговые уровни прироста числа электронов превышают рабочий уровень напряжения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Brown S.* Basic Data of Plasma Physics. 1959 (1994). New York: American Institute of Physics. P. 202–221.
2. *Vaughan J.R.M.* // IEEE Trans. Electron. Device. 1988. ED-35 (7). P. 1172.
3. *Hatch A.J., Williams H.B.* // Phys. Rev. 1958. V. 112. P. 681.
4. *Kishek R.A., Lau Y.Y., Ang L.K. et al.* // Phys. Plasmas. 1998. V. 5 (5). P. 2120.
5. *Shemelin V.D., Belomestnykh. S.* Multipactor in Accelerating Cavities. 2020. Cham: Springer Intl. Publ. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-48198-8>
6. *Гусарова М.А., Каминский В.И., Лалаян М.В., Собенин Н.П.* Мультипакторный разряд в сверхвысоко-частотных узлах и элементах ускорителей заряженных частиц. 2011. Москва: НИЯУ МИФИ. С. 7.
7. *Gusarova M.A. et al.* // Proc. 24th Russian Particle Accelerator Conf. (RuPAC-2014). 2014. Obninsk, Russia. P. 166–168.
8. *Gusarova M.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1067 (8). P. 082005. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1067/8/082005>
9. *Padamsee H., Knobloch J., Hays T.* RF Superconductivity for Accelerators. 1998. New York: Wiley. P. 191.
10. *Gusarova M.A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. A. 2009. V. 599 (1). P. 100–105. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.09.047>
11. *Khudyakov. S. et al.* // Proc. 24th Russian Particle Accelerator Conf. (RuPAC-2014). 2014. Obninsk, Russia. P. 169–171.
12. *Gusarova M.A. et al.* // Proc. 5th Int. Particle Accelerator Conf. (IPAC-2014). 2014. Dresden, Germany. P. 433–435.
13. *Gusarova M.A. et al.* // Probl. At. Sci. Tech. Ser. Nucl. Phys. Investig. 2008. V. 49 (3). P. 123–127.

Multipactor Discharge in the Single Gap Bunchers at 80 MHz

M. M. Bulgacheva¹, * and M. A. Gusarova¹

¹*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: margaritabulgacheva@gmail.com*

Received July 19, 2021; revised August 9, 2021; accepted August 9, 2021

Abstract—The results of calculating the threshold voltage levels causing multipactor discharge in single-gap buncher cavities at 80 MHz are presented in the article. Two types of gap geometry with an extension from 18 to 25 mm and with an extension from 18 to 80 mm are considered. The results of modeling a multipactor discharge using the MultP-M program are presented.

Keywords: multipactor discharge, single-gap buncher

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.1.074.3

СОБСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

© 2022 г. В. В. Самедов*

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: v-samedov@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.07.2021 г.

После доработки 26.07.2021 г.

Принята к публикации 27.07.2021 г.

В настоящее время собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора понимается многими авторами по-разному. Существующие формулы для энергетического разрешения, различаются не только названиями, но также и физическим смыслом учитываемых ими процессов. Главный недостаток всех существующих теорий сцинтилляционных спектрометров заключается в необоснованном введении различных членов в формулу для энергетического разрешения, без их связи с конкретными характеристиками сцинтилляционного детектора, что не позволяет корректно определить собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора. Собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора наиболее правильно определить как тот неустранимый предел, который может быть достигнут, когда все параметры детектора достигают своих предельных значений и их флуктуации отсутствуют. На основании микроскопической стандартной теории сцинтилляционных детекторов показано, что собственное энергетическое разрешение будет определяться нелинейностью световых выходов, и флуктуациями числа электронно-дырочных пар.

Ключевые слова: сцинтилляционный детектор, фотодетектор, энергетическое разрешение, собственное энергетическое разрешение, световой выход, светосбор, нелинейность световых выходов, фактор Фано

DOI: 10.56304/S2079562922010353

1. ВВЕДЕНИЕ

Собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора понимается многими авторами по-разному. Так, при обсуждении собственного энергетического разрешения в работе [1], авторы основывались на формулах, полученных Брейтенбергером [2], и приведенных в книге Биркса [3]. В частности, они приводят формулу для среднего значения

$$\bar{Q} = \bar{N} \cdot \bar{p} \cdot \bar{M}, \quad (1)$$

и модифицированную формулу для относительной дисперсии выходного сигнала сцинтилляционного детектора

$$\eta_Q^2 = \frac{\sigma_Q^2}{Q^2} = \left[\eta_N^2 - \frac{1}{N} \right] + \eta_p^2 + \frac{1 + \eta_M^2}{N \cdot p}, \quad (2)$$

где \bar{N} и η_N^2 – среднее значение и относительная дисперсия числа световых фотонов; \bar{p} и η_p^2 – среднее значение и относительная дисперсия вероятности образования фотону фотоэлектрон на первом диноде фотоумножителя.

Далее они вводят понятия собственного энергетического разрешения R_i , разрешения, связан-

ного с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон R_p , и разрешения, связанного с процессом умножения фотоэлектрона ФЭУ R_M , которые определяют энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора R , связанного с относительной дисперсией сигнала на выходе спектрометра

$$R^2 = R_i^2 + R_p^2 + R_M^2 = 5.54\eta_Q^2. \quad (3)$$

При этом они отождествляют собственное энергетическое разрешение R_i со слагаемым в квадратных скобках в формуле (2); разрешение, связанное с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон R_p , со вторым слагаемым в формуле (2); а разрешение, связанное с процессом умножения фотоэлектрона ФЭУ R_M , с последним членом в формуле (2).

Далее, авторы полагают, что собственное энергетическое разрешение, т.е. отклонение относительной дисперсии числа световых фотонов от пуассоновской статистики, обусловлено двумя причинами: непропорциональностью световых выходов R_{np} и неоднородностью кристалла сцинтиллятора R_{inh} , которая связана с локальными флуктуациями концентрации люминесцентных центров,

$$R_i^2 = R_{np}^2 + R_{inh}^2. \quad (4)$$

Авторы отмечают, что существует множество факторов, определяющих разрешение, связанное с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон R_p : 1) длина волны фотона и квантовая эффективность ФЭУ для этой длины волны, 2) коэффициент пропускания сцинтиллятора и отражательная способность его отражающего покрытия, 3) оптическая связь с окном ФЭУ, 4) угол падения фотона на фотокатод, 5) неоднородность фотокатода, 6) эффективность сбора фотоэлектронов на первый диод.

При этом авторы не приводят ни одной формулы для связи соответствующих вкладов с характеристиками сцинтилляционного кристалла, за исключением формулы для разрешения, связанного с процессом умножения фотоэлектрона ФЭУ,

$$R_M = 2.35 \sqrt{\frac{1 + \eta_M^2}{N \cdot \bar{p}}}, \quad (5)$$

считая, что параметры \bar{p} и η_M^2 могут быть определены экспериментально.

Далее, авторы вводят определение энергетического разрешения сцинтиллятора, которое представляет сумму вклада собственного энергетического разрешения R_i и вклада, связанного с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон R_p ,

$$R_s^2 = R_i^2 + R_p^2. \quad (6)$$

В результате они считают, что энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра определяется формулой

$$R^2 = R_s^2 + R_M^2 = R_s^2 + \frac{1 + \eta_M^2}{N \cdot \bar{p}}. \quad (7)$$

Далее они полагают, что для идеального сцинтиллятора вклад собственного энергетического разрешения R_i и вклад, связанный с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон R_p , равны нулю, и предельное разрешение сцинтилляционного спектрометра будет определяться вкладом, связанным с процессом умножения фотоэлектрона ФЭУ (5).

В работе [4], при определении собственного энергетического разрешения, авторы фактически повторяют подход, определения и формулы, введенные в работе [1], и считают, что для современных сцинтилляторов вклад в энергетическое разрешение, связанный с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон, R_p пренебрежимо мал, и собственное энергетическое разрешение можно определить из соотношения

$$R_i^2 = R^2 - R_M^2. \quad (8)$$

В книге [5], приведена аналогичная формула для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров

$$R^2 = R_{lim}^2 + R_{inh}^2 + R_{tr}^2 + R_{np}^2, \quad (9)$$

где R_{inh}^2 – вклад, связанный с неоднородностью кристалла сцинтиллятора, R_{np}^2 – вклад, связанный с непропорциональностью световых выходов, R_{tr}^2 – вклад, связанный со сбором света на фотокатод фотоумножителя, R_{lim}^2 – предельное разрешение сцинтилляционного детектора

$$R_{lim} = 2.35 \sqrt{\frac{1 + \eta_M^2}{N \cdot \bar{p}}}, \quad (10)$$

формула для которого совпадает с формулой для разрешения, связанного с процессом умножения фотоэлектрона ФЭУ (5).

В работе [6], дана формула для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров, вклады в которой отличаются от приведенных выше формул не только названиями, но также и физическим смыслом принимаемых во внимание процессов

$$(\Delta E/E)^2 = \delta_{sc}^2 + \delta_p^2 + \delta_{st}^2 + \delta_n^2, \quad (11)$$

где δ_{sc}^2 – собственная разрешающая способность сцинтиллятора, δ_p^2 – вклад, связанный со сбором света фотоумножителем или фотодиодом, δ_{st}^2 – вклад статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе или флуктуационных процессов в фотодиоде, и δ_n^2 – вклад электронных шумов. В работе [6], только для вклада статистических процессов умножения электронов в фотоумножителе, дана формула, аналогичная (5)

$$\delta_{st} = 2.35 \sqrt{(1 + \varepsilon)/N}, \quad (12)$$

где N – число фотоэлектронов, ε – относительная дисперсия коэффициента умножения фотоумножителя.

В работе [7] авторы предположили, что флуктуации числа световых фотонов не подчиняются распределению Пуассона, и ввели фактор Фано для световых фотонов, генерируемых гамма-квантами в сцинтилляторе

$$\sigma_N^2 = F_N \bar{N}. \quad (13)$$

Из своих экспериментальных данных [7], подтвержденных авторами в их следующей статье [8], они получили для фактора Фано для световых фотонов в сцинтилляторе LaBr₃:Ce значение $F_N = 0.10 \pm 0.16$ с фотоумножителем Hamamatsu R6233-100, и значение $F_N = 0.09 \pm 0.20$ с фотоумножителем Hamamatsu R7600U-200. Это дало

им основание объявить об открытии субпуассоновской статистики фотонов в сцинтилляторах. Не останавливаясь на погрешностях их экспериментальных данных, на которые я указал им в работе [9], в работе [10] я объяснил ошибочность введения фактора Фано для световых фотонов, и поясню это в разделе 3.

В работе [11], авторы, в результате анализа факторов, влияющих на энергетическое разрешение, привели формулу, которая, с их точки зрения, учитывает все вклады, определяющие собственное разрешение сцинтилляционного детектора:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{N_{ph}}^2}{\langle N_{ph} \rangle^2} = & \frac{\sigma_{N_{eh}}^2}{\langle N_{eh} \rangle^2} + \\ & + \frac{\int \langle q(n) \rangle (1 - \langle q(n) \rangle) \langle w(n) \rangle d \log n}{\langle N_{eh} \rangle \left(\int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n \right)^2} + \\ & + \frac{\int \sigma_{q(n)}^2 \langle w(n) \rangle^2 d \log n}{\left(\int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n \right)^2} + \\ & + \frac{\iint \langle q(n) \rangle \langle q(n') \rangle \text{cov}(w(n), w(n')) d \log n \cdot d \log n'}{\left(\int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n \right)^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

В формуле (14), $w(n)$ – функция распределения концентрации электронно-дырочных пар в треке с условием нормировки

$$\int w(n) d \log n = 1; \quad (15)$$

$q(n)$ – доля возбуждений, которые производят световой фотон, и

$$\langle N_{ph} \rangle = \langle N_{eh} \rangle \int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n, \quad (16)$$

где $\langle N_{eh} \rangle$ – среднее число электронно-дырочных пар, образованных регистрируемой частицей.

Первый член в формуле (14) описывает вклад в энергетическое разрешение флуктуаций числа электронно-дырочных пар

$$\frac{\sigma_{N_{eh}}^2}{\langle N_{eh} \rangle^2} = \frac{F_{eh}}{\langle N_{eh} \rangle}. \quad (17)$$

Авторы выразили второй член в формуле (14)

$$\frac{\int \langle q(n) \rangle (1 - \langle q(n) \rangle) \langle w(n) \rangle d \log n}{\langle N_{eh} \rangle \left(\int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n \right)^2} = \frac{F_{ph}}{\langle N_{ph} \rangle}, \quad (18)$$

введя фактор Фано для фотонов

$$F_{ph} = \frac{\int \langle q(n) \rangle (1 - \langle q(n) \rangle) \langle w(n) \rangle d \log n}{\int \langle q(n) \rangle \langle w(n) \rangle d \log n} < 1, \quad (19)$$

Они связали третий член в (14) с неоднородным распределением дефектов и примесей в кристалле σ_{inhom}^2 , и последний член с флуктуациями топологии треков σ_{track}^2 . Авторы отмечают, что флуктуации $w(n)$ могут быть оценены с использованием ковариации $\text{cov}(w(n), w(n'))$, которую можно рассчитать с помощью метода Монте-Карло.

В результате авторы привели формулу для собственного разрешения сцинтилляционного детектора

$$\begin{aligned} R_{int} = 2.355 \frac{\sigma_{N_{ph}}}{\langle N_{ph} \rangle} = \\ = 2.355 \sqrt{\frac{F_{eh}}{\langle N_{eh} \rangle} + \frac{F_{ph}}{\langle N_{ph} \rangle} + \sigma_{inhom}^2 + \sigma_{track}^2}, \end{aligned} \quad (20)$$

которая с учетом вклада фотоумножителя, определяет полное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора

$$\begin{aligned} R = \\ = 2.355 \sqrt{\frac{F_{eh}}{\langle N_{eh} \rangle} + \frac{F_{ph}}{\langle N_{ph} \rangle} + \frac{1 + \varepsilon}{\langle N_{pe} \rangle} + \sigma_{inhom}^2 + \sigma_{track}^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Детальный анализ приведенных выше формул дан в работе [12].

Неоднозначность в разделении вкладов в энергетическое разрешение сцинтилляционных спектрометров различными авторами, и отсутствие информации о зависимостях соответствующих вкладов с характеристиками сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристик фотодетектора, и характеристик электронного спектрометра, не позволяет однозначно сформулировать определение собственного разрешения сцинтилляционного детектора

Главный недостаток всех существующих работ заключается в возможности введения различных вкладов в формулу для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров, как правило, не давая определенных формул для связи этих вкладов с характеристиками детектора. Такой подход является не только неправильным, но и контрпродуктивным, поскольку не позволяет сравнивать результаты, полученные различными научными группами.

Правильный подход к получению формулы для энергетического разрешения сцинтилляционных спектрометров заключается в создании теоретической модели, которая включает все возможные процессы, происходящие при превращении энергии регистрируемой частицы в выходной сигнал сцинтилляционного спектрометра. Только после этого, используя соответствующий формализм, теоретическая модель должна быть переведена в соответствующую математическую форму. Так как процесс преобразования энергии

регистрируемой частицы в выходной сигнал сцинтилляционного спектрометра является случайным ветвящимся каскадным процессом, то для его описания должен использоваться формализм производящих функций вероятности. Только в этом случае, формулы для любых моментов функции распределения выходного сигнала будут строго следовать из теории. В соответствии с теоретической моделью, эти формулы будут содержать всю информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение от характеристик сцинтиллятора и других параметров сцинтилляционного спектрометра. Следует подчеркнуть, что любые изменения возможны только на стадии теоретической модели, поскольку математический формализм гарантирует получение всех необходимых формул. Только после получения формул для моментов функции распределения выходного сигнала, можно делать необходимые приближения, в частности определить собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора.

2. МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА С ОДНИМ ФОТОДЕТЕКТОРОМ

Главный недостаток теории Брайтенбергера [2], и всех основанных на ней последующих работ, состоит в том, что они являются макроскопическими теориями, которые описывают ветвящиеся каскадные процессы через моменты функций распределения, которые являются средними значениями соответствующих этапов.

В работе [13], на основании микроскопической теории случайных ветвящихся каскадных процессов были получены формулы для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра с несколькими фотодетекторами. Математическая модель учитывает, что процесс превращения энергии регистрируемой частицы в выходной сигнал спектрометра включает следующие последовательные этапы.

1. Этап взаимодействия регистрируемой частицы со сцинтилляционным кристаллом.
2. Этап генерации электронно-дырочных пар.
3. Этап рекомбинации электронно-дырочных пар.

4. Этап диффузии носителей (электронов, дырок и экситонов) в сцинтилляторе.

5. Этап активации люминесцентных центров.

6. Этап эмиссии светового фотона люминесцентным центром.

7. Этап светосбора светового фотона на фотокатод фотодетектора.

8. Этап преобразования светового фотона в фотоэлектрон в фотокатод фотодетектора.

9. Этап усиления сигнала фотодетектором с учетом шумов электроники.

Микроскопический подход заключается в детальном описании случайных процессов преобразования энергии первичной частицы в детекторе, позволяющий получать моменты функции распределения амплитуды выходного сигнала через моменты функций распределения этапов, в частности, через совместные функции распределения вторичных частиц в элементах фазового пространства $d\Gamma = dVdE d\Omega$.

Необходимо отметить, что математическая модель применима не только к неорганическим сцинтилляторам, но также и к органическим сцинтилляторам, если учесть, что этап генерации электронно-дырочных пар соответствует этапу ионизации и возбуждения органических молекул; этап рекомбинации электронно-дырочных пар – этапу “тушения” люминесценции; этап диффузии носителей – этапу миграции энергии возбуждения к другим молекулам; этап активации люминесцентного центра – этапу перехода энергии возбуждения соответствующему радиационному переходу; этап эмиссии светового фотона люминесцентным центром – этапу радиационного перехода с эмиссией светового фотона.

Все приведенные выше формулы для энергетического разрешения применимы только к сцинтилляционным спектрометрам с одним фотодетектором при регистрации моноэнергетического рентгеновского излучения низкой энергией E_0 . Поэтому, для сравнения с ними, формулы для среднего значения и относительной дисперсии выходного сигнала будут иметь вид

$$\langle Q(E_0) \rangle = \langle Y^c(E_0) \rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c \langle g \rangle, \quad (22)$$

$$\eta_Q^2(E_0) = \eta_{cov}^2 + \eta_{pair}^2 + \eta_{tr}^2 + \eta_{gain}^2 + \eta_{noise}^2, \quad (23)$$

$$\eta_{cov}^2 = \frac{\int \int_{E E'} dE dE' u(E - E_{min}) u(E' - E_{min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'} \right\rangle_c \langle T^2(\mathbf{r}_c) \rangle_c}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} - 1 \quad (24)$$

— относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная ковариациями вторичных частиц в фазовом пространстве,

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{\int_E dEu(E - E_{\min}) \left\langle F(E) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} S(E) Q \right\rangle_c \langle T^2(\mathbf{r}_c) \rangle_c}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} \quad (25)$$

– относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями числа электронно-дырочных пар,

$$\eta_{\text{tr}}^2 = \frac{1}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c} - \frac{\int_E dEu(E - E_{\min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} S(E) Q \right\rangle_c \langle T^2(\mathbf{r}_c) \rangle_c}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c^2 \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c^2} \quad (26)$$

– относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтиляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе;

$$\eta_{\text{gain}}^2 = \frac{1}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c \langle T(\mathbf{r}_c) \rangle_c} \frac{\sigma_g^2}{\langle g \rangle^2} \quad (27)$$

– относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная флуктуациями коэффициента усиления фотодетектора и электронного усилителя

$$\eta_{\text{noise}}^2 = \frac{\sigma_{\text{noise}}^2}{\langle Q(E_0) \rangle^2} \quad (28)$$

– относительная дисперсия выходного сигнала спектрометра, обусловленная шумами фотодетектора и электроники.

Во всех приведенных выше формулах,

$$\frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} = \frac{w^c(E_0, E)}{\varepsilon_{e-h}(E)} S(E) Q \quad (29)$$

– дифференциальный световой выход сцинтиллятора для энергии электрона E , образованного рентгеновским квантом с энергией E_0 , в процессе потери им энергии в сцинтиляторе, $w^c(E_0, E)$ – дифференциальная плотность поглощенной энергии для определенной конфигурации c распределения поглощенной энергии в элементах фазового пространства $d\Gamma = dVdEd\Omega$; $\varepsilon_{e-h}(E)$ – средняя энергия образования электронно-дырочной пары электроном с энергией E ; $S(E)$ – вероятность активации люминесцентного центра, зависящая от тормозной способности электрона с энергией E ; Q – квантовая эффективность процесса люминесценции;

$$\begin{aligned} \langle Y^c(E_0) \rangle_c &= \\ &= \left\langle \int_E dEu(E - E_{\min}) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \right\rangle_c = E_0 L \end{aligned} \quad (30)$$

– световой выход сцинтиллятора для рентгеновских квантов с энергией E_0 ; L – удельный световой выход; $\langle g \rangle$ и σ_g^2 среднее значение и дисперсия коэффициента усиления фотодетектора. Индекс c при угловых скобках обозначает усреднение по всевозможным распределениям поглощенной энергии в элементах фазового пространства. В формулах учтена коммутативность операций интегрирования и усреднения, и мультипликативность усреднения произведения независимых величин.

В приведенных выше формулах

$$\begin{aligned} T(\mathbf{r}) &= (1 + \lambda_D^2 \Delta) \times \\ &\times \int_{\Omega'} \frac{d\Omega'}{4\pi} \int_S \int_{\Omega''} dSd\Omega'' \tau(\mathbf{r}, \lambda, \Omega', S, \Omega'') \eta(\lambda, S, \Omega'') \end{aligned} \quad (31)$$

– вероятность сцинтилляционному фотону, испущенному люминесцентным центром в точке \mathbf{r} объема сцинтиллятора, образовать фотоэлектрон в фотодетекторе; $\tau(\mathbf{r}, \lambda, \Omega', S, \Omega'')$ – вероятность фотону с длиной волны λ , испущенному в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $d\Omega'$, люминесцентным центром, находящимся в точке \mathbf{r} объема сцинтиллятора, достичь элемента поверхности dS входного окна фотодетектора в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $d\Omega''$ относительно нормали к элементу поверхности фотокатода; $\eta(\lambda, S, \Omega'')$ – квантовая эффективность элемента поверхности dS фотодетектора к световому фотону с длиной волны λ , пересекающему входное окно в направлении, принадлежащем элементу телесного угла $d\Omega''$; λ_D – характерная длина диффузии носителей; Δ – оператор Лапласа.

В отличие от существующих в литературе формул, формулы микроскопической теории содержат информацию о зависимостях всех вкладов в энергетическое разрешение от характеристик сцинтиллятора, интерфейса сцинтиллятор-фотодетектор, характеристиками фотодетектора и электронного тракта спектрометра.

3. АНАЛИЗ СУЩЕСТВУЮЩИХ ФОРМУЛ ДЛЯ СОБСТВЕННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ.

Работа Брайтенбергера [2], являясь самой значительной теорией сцинтилляционных спектрометров для своего времени, содержит ряд фундаментальных недостатков. Во-первых, это – макроскопическая теория, в которой описание последовательных каскадных процессов основано на использовании моментов функций распределения средних значений соответствующих этапов. Во-вторых, она предполагает, что каждая регистрируемая частица с энергией E , взаимодействуя со сцинтиллятором, производит в среднем $\bar{N} = E/\varepsilon$ световых фотонов, где ε – средняя энергия образования светового фотона. Таким образом, в теории Брайтенбергера отсутствуют промежуточные этапы, которые происходят в сцинтилляторе, а именно, преобразование энергии регистрируемой частицы в энергию вторичных заряженных частиц, генерацию электронно-дырочных пар и возбуждение люминесцентных центров. В-третьих, она предполагает, что флуктуации числа световых фотонов подчиняются распределению Пуассона. В-четвертых, она применима только к сцинтилляционным спектрометрам с одним фотодетектором.

Все фундаментальные недостатки связаны с отсутствием микроскопического подхода, который позволяет учесть все этапы, происходящие при преобразовании энергии регистрируемой частицы в сигнал на выходе сцинтилляционного спектрометра. В частности, отсутствие этапов преобразования энергии регистрируемой частицы в энергию вторичных заряженных частиц, генерации электронно-дырочных пар и возбуждения люминесцентных центров, привели к тому, что рассмотрение процесса регистрации частицы в работе Брайтенбергера начинается с процесса образования световых фотонов.

Чтобы понять, к чему приводит отсутствие этапов, учитываемых в микроскопической теории, получим основные формулы теории Брайтенбергера. Структура слагаемых в формуле для энергетического разрешения отчетливо проявляется из формул теории Брайтенбергера, которые не учитывают флуктуации точки взаимодействия реги-

стрируемой частицы в объеме сцинтиллятора. Для данного случая производящая функция вероятности имеет вид

$$f_Q[s] = f_N[(1-p + pf_M[s])]. \quad (32)$$

Из производящей функции вероятности (32) следуют формулы для среднего значения и относительной дисперсии выходного сигнала сцинтилляционного спектрометра

$$\begin{aligned} \langle Q \rangle &= \bar{N} \cdot \bar{p} \cdot \bar{M}, \quad (33) \\ \eta_Q^2 &= \eta_N^2 + \frac{p(1-p)}{Np^2} + \frac{1}{Np} \eta_M^2 = \eta_N^2 + \frac{1}{Np} - \\ &- \frac{1}{N} + \frac{1}{Np} \eta_M^2 = \left[\eta_N^2 - \frac{1}{N} \right] + \frac{1 + \eta_M^2}{Np}. \end{aligned} \quad (34)$$

В формуле (34), в результате преобразований, две составляющие второго слагаемого, представляющего флуктуации вероятности образования фотоэлектрона световым фотоном, были объединены – отрицательная составляющая с флуктуациями числа световых фотонов, а положительная – с флуктуациями процесса умножения ФЭУ.

С учетом флуктуаций точки взаимодействия регистрируемой частицы в объеме сцинтиллятора производящая функция вероятности Брайтенбергера имеет вид

$$f_Q[s] = \sum_i q_i f_N[(1-p_i + p_i f_M[s])], \quad (35)$$

где q_i – вероятности точек взаимодействия регистрируемой частицы в объеме сцинтиллятора.

Из производящей функции вероятности (35) следует формула для среднего значения

$$\langle Q \rangle = \bar{N} \cdot \bar{p} \cdot \bar{M}, \quad (36)$$

и формула для относительной дисперсии выходного сигнала сцинтилляционного спектрометра, которую, в результате преобразований, можно привести к виду

$$\begin{aligned} \eta_Q^2 &= \frac{\bar{p} - \bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \eta_N^2 \frac{\bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \frac{1}{N} \frac{\bar{p} - \bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \frac{1}{Np} \eta_M^2 = \\ &= \frac{\bar{p} - \bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \eta_N^2 \frac{\bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \frac{1}{Np} - \frac{1}{N} \frac{\bar{p}^2}{(\bar{p})^2} + \frac{1}{Np} \eta_M^2 = \quad (37) \\ &= \eta_p^2 + (1 + \eta_p^2) \left[\eta_N^2 - \frac{1}{N} \right] + \frac{1 + \eta_M^2}{N \cdot p}, \end{aligned}$$

где $\eta_p^2 = (\bar{p} - \bar{p}^2)/(\bar{p})^2$ – относительная дисперсия процесса связанного с преобразованием светового фотона в фотоэлектрон

Из выражения (37) следует, что и в этом случае отрицательная составляющая третьего слагаемого, представляющего флуктуации вероятности образования фотоэлектрона световым фотоном, объединена с флуктуациями числа световых фо-

тонов, а положительная – с флуктуациями процесса умножения ФЭУ.

Поэтому выражение в квадратных скобках не может представлять собственное энергетическое разрешение спектрометра, как утверждается в работах [1, 4, 5], поскольку оно содержит также отрицательную часть относительной дисперсии, представляющей флуктуации вероятности образования фотоэлектрона световым фотоном. Объединение отрицательной составляющей вклада, представляющего флуктуации вероятности образования фотоэлектрона световым фотоном, с флуктуациями числа световых фотонов неприемлемо. Если выразить флуктуации числа световых фотонов через фактор Фано для световых фотонов (13)

$$\eta_Q^2 = \eta_p^2 + (1 + \eta_p^2) \frac{1}{N} [F_N - 1] + \frac{1 + \eta_M^2}{Np}, \quad (38)$$

то, если флуктуации числа световых фотонов субпуассоновские, т.е. $F_N < 1$, то выражение в квадратных скобках становится отрицательным, в то время как все вклады в энергетическое разрешение должны быть строго положительными.

Формула (5) в работе [1], соответствующие формулы в работах [4, 6], и третье слагаемое в формуле (21) в работе [11], не могут представлять статистический вклад ФЭУ или фотодиода, поскольку они содержат также положительную часть относительной дисперсии, представляющей флуктуации вероятности образования фотоэлектрона световым фотоном. Следует отметить, что в работе [11], этот положительный вклад также учитывается во втором слагаемом формулы (14), то есть, дважды.

Только относительная дисперсия выходного сигнала, обусловленная флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе (26) всегда положительна, поскольку является относительной дисперсией биномиального процесса.

Относительная дисперсия выходного сигнала сцинтилляционного спектрометра не должна содержать фактора Фано для световых фотонов. Это связано с тем, что флуктуации процесса испускания световых фотонов различными люминесцентными центрами в сцинтилляторе являются независимыми. Так как процесс испускания светового фотона люминесцентным центром описывается биномиальным распределением, то его флуктуации учитываются в формуле (26). В относительную дисперсию выходного сигнала спектрометра, входит только фактор Фано, определяющий флуктуации числа электронно-дырочных пар (25). Фактор Фано для электронно-дырочных пар в полупроводниках имеет значение порядка

0.1, что и объясняет результаты, полученные в работах [7, 8].

Введение фактора Фано для световых фотонов в работе [7, 11] ошибочно, и может привести к неоднозначности, поскольку в физике фактор Фано для световых фотонов уже существует в квантовой оптике. В квантовой оптике статистика фотонов определяется фактором Фано для световых фотонов [14], который характеризует относительную дисперсию числа фотонов в световом импульсе

$$\eta_N^2 = F_N / \langle N \rangle. \quad (39)$$

В квантовой оптике существуют три возможных статистики фотонов в световом импульсе. Если $F_N = 1$, то статистика фотонов пуассоновская. Источник света со стабильной интенсивностью подчиняется статистике Пуассона, например, идеально когерентный лазерный свет. Если $F_N > 1$, статистика фотонов суперпуассоновская. Любой классический источник света, или более точно, любой источник с хаотически изменяющейся интенсивностью света подчиняется суперпуассоновской статистике. Если $0 < F_N < 1$, статистика фотонов субпуассоновская, то есть источник света является неклассическим, например, так называемый квантовый источник сжатого света.

Результаты экспериментов [7, 8] не являются доказательством открытия субпуассоновской статистики для световых фотонов в сцинтилляторах. Это ошибочное утверждение связано с отсутствием в классической теории сцинтилляционных спектрометров упомянутых выше промежуточных этапов, происходящих в сцинтилляторе перед процессом генерации световых фотонов, т.е. этапов преобразования энергии первичной частицы в энергию вторичных заряженных частиц, генерации электронно-дырочных пар и возбуждения люминесцентных центров. Результаты работ [7, 8] являются явным подтверждением вышеупомянутого недостатка классической теории и указывают на неприменимость описания статистики фотонов фактором Фано для световых фотонов в сцинтилляторе.

Фактор Фано для световых фотонов, введенный в работе [11], фактически определяется флуктуациями процессов, происходящих в детекторе от образования электронно-дырочной пары в сцинтилляторе до образования фотоэлектрона в фотодетекторе. А это означает, что введенный фактор Фано для световых фотонов определяется многими характеристиками конкретного спектрометра, такими как геометрия сцинтилляционного кристалла, его прозрачность, квантовый выход фотоприемника, и т.д. Поэтому, фактор Фано для световых фотонов (18) не фундаментален, и его введение бессмысленно с точки зрения срав-

нения результатов, полученных различными исследователями.

Фактор Фано для электронно-дырочных пар, который характеризует флуктуации процесса образования электронно-дырочных пар в сцинтилляторе (25), является единственным фундаментальным фактором, который входит в формулу для энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра. Следует отметить, что вклад флуктуаций процесса образования электронно-дырочных пар может быть представлен в форме (17) только для абсолютно прозрачного сцинтилляционного кристалла, иначе этот вклад должен быть представлен формулой (25).

4. СОБСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Наиболее правильным определением собственного энергетического разрешения сцинтил-

ляционного детектора является его определение как неустранимый предел, который может быть достигнут, когда все параметры детектора достигают своих предельных значений и их флуктуации отсутствуют. В частности, в сцинтилляционных спектрометрах этот идеальный случай реализуется в случае, когда флуктуации коэффициента усиления фотодетектора и электронного усилителя, а также шумы фотодетектора и электроники отсутствуют, т.е. $\sigma_g^2 = 0$ и $\sigma_{\text{noise}}^2 = 0$; каждая электронно-дырочная пара образует сцинтилляционный фотон, т.е. $S(E)Q = 1$; сцинтилляционный кристалл абсолютно прозрачен и квантовый выход фотокатода равен единице, т.е. $T(\mathbf{r}_c) = 1$. В этом случае собственное разрешение детектора будет содержать только два слагаемых

$$\eta_{\text{int}}^2 = \eta_Y^2 + \eta_{\text{pair}}^2. \tag{40}$$

В формуле (40)

$$\eta_Y^2 = \frac{\int \int_{E E'} dE dE' u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) \left\langle \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \frac{\partial Y^c(E_0, E')}{\partial E'} \right\rangle_c}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c^2} - 1 \tag{41}$$

– относительная дисперсия выходного сигнала детектора, обусловленная ковариациями дифференциального световыхода сцинтиллятора. Именно это слагаемое связано с непропорциональностью световыхода, т.е. с зависимостью дифференциального световыхода от энергии электрона в процессе потерь им энергии в сцинтилляторе.

Только в случае, если дифференциальный световыход сцинтиллятора и средняя энергия образования электронно-дырочной пары не зависят от энергии электрона, то, в соответствии с формулой (29), формула (41) будет соответствовать относительной дисперсии выходного сигнала детектора, обусловленной ковариациями поглощенной энергии в сцинтилляторе

$$\eta_Y^2 = \eta_W^2 = \frac{\left\langle \int \int_{E E'} dE dE' u(E - E_{\min}) u(E' - E_{\min}) w^c(E_0, E) w^c(E_0, E') \right\rangle_c}{\langle W^c(E_0, E_{\min}) \rangle_c^2} - 1, \tag{42}$$

где

$$\begin{aligned} \langle W^c(E_0, E_{\min}) \rangle_c &= \\ &= \left\langle \int_E dE u(E - E_{\min}) w^c(E_0, E) \right\rangle_c \approx E_0 \end{aligned} \tag{43}$$

– средняя энергия, поглощенная в сцинтилляторе, пошедшая на образование электронно-дырочных пар, при регистрации рентгеновского излучения с энергией E_0 .

Второе слагаемое в формуле (40) представляет собой относительную дисперсию выходного сиг-

нала детектора, обусловленную флуктуациями числа электронно-дырочных пар

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{\int_E dE u(E - E_{\min}) \left\langle F(E) \frac{\partial Y^c(E_0, E)}{\partial E} \right\rangle_c}{\langle Y^c(E_0) \rangle_c^2}. \tag{44}$$

Если средняя энергия образования электронно-дырочной пары и фактор Фано не зависят от энергии электрона, то, в соответствии с формулами (29) и (30), формула (44) примет вид

$$\eta_{\text{pair}}^2 = \frac{F\epsilon_{e-h}}{\langle W^c(E_0, E_{\text{min}}) \rangle_c} \approx \frac{F\epsilon_{e-h}}{E_0}. \quad (45)$$

Таким образом, собственное разрешение сцинтилляционного детектора определяется нелинейностью световыхода, и флуктуациями числа электронно-дырочных пар.

$$\eta_{\text{int}}^2 = \eta_Y^2 + \frac{F\epsilon_{e-h}}{E_0}. \quad (46)$$

Зависимость последнего слагаемого в формуле (46) от обратной энергии регистрируемых частиц позволяет разделить вклад в собственное разрешение сцинтилляционного детектора, связанный с нелинейностью световыхода, и вклад, связанный с фактором Фано. Эта зависимость дает возможность их экспериментального определения. В частности, в работе [15] показано, что использование относительной ковариации между двумя сигналами фотодетекторов сцинтилляционного спектрометра также позволяет определить флуктуации, связанные с нелинейностью световыхода и значение фактора Фано в сцинтилляционном кристалле.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дан анализ существующих определений собственного энергетического разрешения сцинтилляционного детектора. На основании микроскопической стандартной теории сцинтилляционных детекторов предложено определить собственное энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора как неустранимый предел, который может быть достигнут, когда все параметры сцинтилляционного детектора достигают своих предельных значений и их флуктуации отсутствуют. Показано, что в этом случае собствен-

ное энергетическое разрешение будет определяться нелинейностью световыхода, и флуктуациями числа электронно-дырочных пар.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Dorenbos P. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 41. P. 2190.
2. *Breitenberger E.* // Progr. Nucl. Phys. 1955. V. 4. P. 56.
3. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. 1967. London: Pergamon.
4. *Kuntner C. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2022. V. 493. P. 131.
5. *Lecoq P.* // Part. Phys. Ref. Libr. 2020. V. 2. P. 45.
6. *Moszyński M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 805. P. 25.
7. *Bousselham A. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2010. V. 620. P. 359.
8. *Bora V. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 805. P. 72.
9. *Samedov V.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. Res. A. 2012. V. 691. P. 168.
10. *Samedov V.V.* // X-Ray Spectrom. 2019. V. 48. P. 597.
11. *Gektin A., Vasil'ev A.* // Rad. Meas. 2019. V. 122. P. 108.
12. *Samedov B.B.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2022. Т. 13. С. 118.
<https://doi.org/10.56304/S207956292201033X>
[*Samedov V.V.* // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. P. 1555. <https://doi.org/10.1134/S1063778821100331>].
13. *Samedov V.V.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 225. P. 01007.
14. *Loudon R.* The Quantum Theory of Light. 2000. New York: Oxford Univ. Press.
15. *Samedov B.B.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10. С. 303.
<https://doi.org/10.1134/S207956291904016X>
[*Samedov V.V.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1647. <https://doi.org/10.1134/S1063778819120263>].

Intrinsic Energy Resolution of a Scintillation Detector

V. V. Samedov*

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: v-samedov@yandex.ru

Received July 25, 2021; revised July 26, 2021; accepted July 27, 2021

Abstract—At present, the intrinsic energy resolution of a scintillation detector is understood by many authors in different ways. The existing formulas for energy resolution differ not only in names, but also in the physical meaning of the processes they take into account. The main drawback of all these theories of scintillation spectrometers is the unjustified introduction of different terms into the formula for the energy resolution without considering their connection with the specific characteristics of the scintillation detector. The intrinsic energy resolution of a scintillation detector is most correctly defined as the unavoidable limit that can be reached when all the parameters of the detector reach their limiting values without their fluctuations. On the basis of the microscopic standard theory of scintillation detectors, it is shown that the intrinsic energy resolution is determined by the light yield nonlinearity and fluctuations in the number of electron–hole pairs.

Keywords: scintillation detector, photodetector, energy resolution, intrinsic energy resolution, light yield, light collection, light yield nonlinearity, Fano factor

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 681.2.083

ВЛИЯНИЕ ТИПА И КОНФИГУРАЦИИ УСТАНОВКИ
АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ С ЛАЗЕРНЫМ ИСПАРЕНИЕМ
НА ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ДАННЫХ

© 2022 г. А. А. Лукьянчук^{а, б, *}, О. А. Разницын^{а, б}, А. С. Шутов^{а, б},
А. А. Алеев^{а, б}, А. В. Клауз^{а, б}, Н. А. Бутов^а, Б. В. Руцкой^а, С. В. Рогожкин^{а, б}

^аКурчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

^бНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: anton.lukianchuk@itep.ru

Поступила в редакцию 13.10.2021 г.

После доработки 14.10.2021 г.

Принята к публикации 15.10.2021 г.

Атомно-зондовая томография – это инструмент для детального анализа химического состава наноструктуры перспективных конструкционных материалов. Использование различных устройств атомно-зондовой томографии (АЗТ) требует сертификации этих установок перед проведением исследований. В данной работе предлагается метод сравнения установок АЗТ для оценки влияния общей конфигурации системы на точность получаемых данных. Представлено сравнение полученных данных для алюминиевого сплава Al–3.3Cu–2.5Mn–0.5Zr и конструкционной стали 16X12MBCФБР, полученных на установке ПАЗЛ-3D и на модернизированной установке АТЛАЗ на основе ЕСОТАР. Сравнение результатов подтверждает возможность проведения исследований одного и того же материала на аналогичных установках без существенного искажения данных без значительного искажения данных при их анализе и интерпретации.

Ключевые слова: микроскопия, атомно-зондовая томография, алюминиевые сплавы, наноструктура, методика исследования

DOI: 10.56304/S2079562922010262

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день атомно-зондовая томография (далее – АЗТ) вошла в группу методик исследования наноструктуры материалов как одна из самых точных для оценки размера и состава наноразмерных включений и пространственных распределений в них химических элементов. Существует множество вариаций АЗТ приборов, как коммерческих [1], так и создаваемых на базе различных научных институтов [2–5]. И если разница между кардинально отличающимися типами установок, например с полевым и лазерным испарением, достаточно подробно изучена [6], то различие в обработке и интерпретации данных, полученных на разных установках с лазерным испарением вопрос достаточно сложный и требующий детального исследования.

В НИЦ “Курчатовский Институт” уже более 15 лет ведутся активные работы по изучению влияния ионного облучения на конструкционные материалы [7, 8]. С 2003 г. работы велись на установке ЕСОТАР фирмы САМЕСА – АЗТ с высоко-

вольтным импульсным испарением, который к 2010 г. уже морально устарел и не отвечал современным потребностям к объемам получаемых данных и типам исследуемых материалов. С целью развития данного направления был разработан атомно-зондовый томограф ПАЗЛ-3D [2] и проведена отработка методики сбора данных на нем [9, 10]. В 2021 г. запущена модернизированная установка АТЛАЗ на основе ЕСОТАР САМЕСА с полностью замененной системой детектирования, испарения и управления установкой (системой сбора данных).

1. УСТАНОВКИ АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ

Модernизированная АЗТ установка АТЛАЗ была собрана на базе прибора САМЕСА ЕСОТАР. Позиционно-чувствительный детектор DLD 120 с эффективностью детектирования 60% и диаметром чувствительной части 120 мм фирмы RoentDek Handels GmbH установлен вместо системы авто-

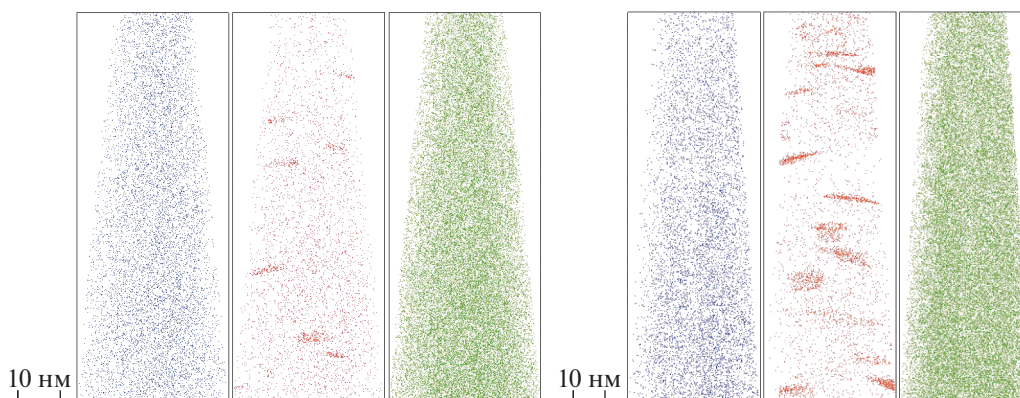


Рис. 1. Атомные карты сплава Al–Cu–Mn–Zr 350°C ПАЗЛ-3D (слева) и АТЛАЗ (справа).

ионной микроскопии. Лазерная система испарения основана на пикосекундном лазере Huaray Olive-532-15 с длительностью лазерных импульсов менее 10 пс, длиной волны излучения 532 нм, частотой повторения импульсов до 1 МГц и максимальной энергией импульса не менее 15 мкДж на всем диапазоне частот. Для поддержания высокого напряжения на исследуемом образце использован штатный высоковольтный источник постоянного напряжения установки ECOTAP: BERTAN 205B-20R фирмы Spellman High Voltage Electronics Corporation. В качестве системы охлаждения образца использована штатная система установки ECOTAP на основе системы Cryodyne 350 CP фирмы STI Cryogenics. Позиционирование лазерного луча проводится при помощи диэлектрического зеркала диаметром 2", установленного в оправу, приводимую в движение актуаторами PIAK10 фирмы Thorlabs. Процесс наведения контролируется при помощи камеры Basler acA2440-35um. Установка АТЛАС использует прямопролетную геометрию испарения образца с расстоянием от образца до детектора 265 мм.

В установке ПАЗЛ-3D [2] также используется детектирующая система фирмы RoentDek Handels GmbH. Данная система отличается эффективностью детектирования в 80–90% и диаметром детектора 80 мм, в то время как у АТЛАЗ – 120 мм. Для испарения установлена лазерная система испарения TETA-25ST производства ООО “Авеста”. В проведенных исследованиях [2, 11, 12] была оценена точность восстановления данных: пространственное разрешение не хуже 4 Å, разрешение по массе на полувысоте 500–600 отн. ед. Установка ПАЗЛ-3D также использует прямопролетную геометрию испарения образца с расстоянием между образцом и детектором 183 мм.

Управление сбором данных проводилось при помощи программного обеспечения ПАЗЛ-3D-СБОР V 1.0 [13], разработанного в НИЦ “Курча-

товский Институт” и отработанного на установке ПАЗЛ-3D.

2. МАТЕРИАЛЫ

Для исследования выбирались материалы, хорошо изученные группой НИЦ “Курчатовский Институт”, содержащие наноразмерные кластеры Из конструкционных сталей была выбрана сталь 16X12МВСФБР ЭП-823 [14] после облучения ионами (далее ЭП-823), так как в ней присутствуют кластеры с достаточно высокой плотностью. В классе алюминиевых сплавов – Al–3.3Cu–2.5Mn–0.5Zr (мас. %) после отжига при 350 и 450°C [15, 16] (далее Al–Cu–Mn–Zr 350°C и Al–Cu–Mn–Zr 450°C соответственно). Также проведено сравнение полученных данных при исследовании вольфрама чистотой 99.95% для подтверждения пространственного разрешения АТЛАЗ. Погрешности для концентраций рассчитаны по формуле, представленной в работе [17, 18]. В случае, когда на одно состояние приходилось более одного исследования, в качестве погрешности указано среднее отклонение от среднего значения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 Методика сравнения атомно-зондовых данных

Критериями сравнения точности восстановления данных были выбраны следующие характеристики: разрешение по массе на полувысоте пика, разрешение по массе на 10% высоты пика, точность определения концентраций матрицы и частиц, точность определения размеров частиц. Также использовались технические параметры для сравнения данных. Как показано в работах [19, 20] одним из важнейших таких параметров можно считать количество и распределение мульти-событий. Для исследуемых объемов рассчитаны как общий процент мульти-событий, так и доля мульти-событий, приходящаяся на элементы, которые является кластеро-/фазо-образующими. Помимо

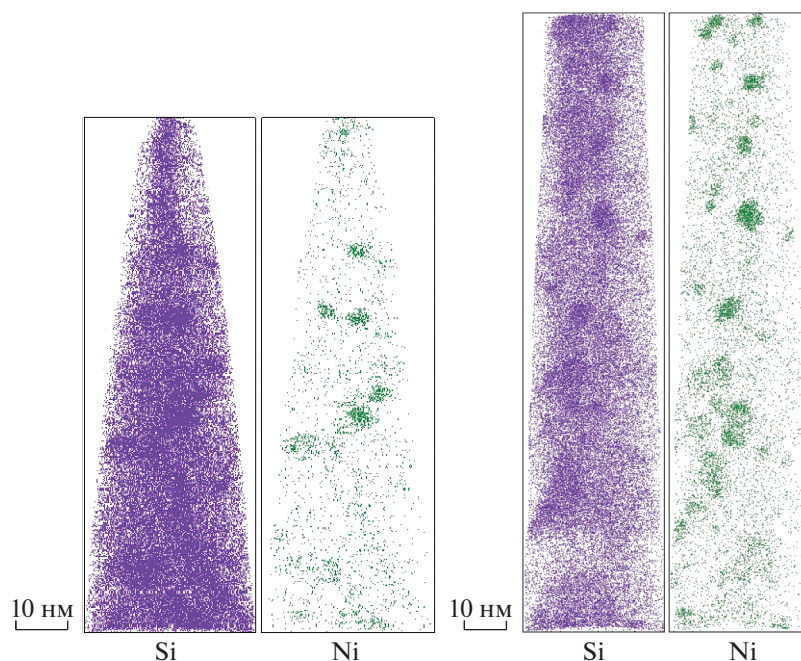


Рис. 2. Атомные карты облученной стали ЭП-823 на ПАЗЛ-3D (слева) и АТЛАЗ (справа).

мульти-событий, учитывались величины скорости детектирования, уровень шума и соотношение детектируемых ионов разных степеней ионизации для основного химического элемента.

3.2 Исследование вольфрама

На ПАЗЛ-3D вольфрам исследовался на этапе запуска установки в 2017 г. [2]. Определены кристаллографические выходы направлений (100) и (011) рассчитаны межплоскостные расстояния для каждого из них: $(1.58 \pm 0.03) \text{ \AA}$ и $(1.9 \pm 0.3) \text{ \AA}$ соответственно. Табличные значения для данных выходов равняются 1.58 и 2.23 \AA . Также вольфрам был исследован на установке АТЛАЗ. Определен один кристаллографический выход (112) с межплоскостным расстоянием в $(1.2 \pm 0.1) \text{ \AA}$, тогда как табличное значение составляет 1.29 \AA . Для восстановления использовались следующие методики восстановления данных: адаптированный алгоритм 3D восстановления на основе алгоритма Баса [21], масс-спектр оптимизировался по алгоритму Шутова и др. [12].

3.3 Исследование сплавов алюминия

Образцы приготовлены с помощью электрохимического утонения. Все данные на ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ собраны при температуре образца 50 К. Мощность лазера составляла на ПАЗЛ-3D 85 ± 1 мВт и на АТЛАЗ 3 ± 0.5 мВт. Скорость сбора данных представлена ниже в таблице. Восстановление и обработка данных проводилась в ПО КВАНТМ-

3D. Параметры восстановления для ПАЗЛ-3D были выбраны следующие: полевой множитель k_f от 4 до 6, множитель сжатия изображения ICF от 1.2 до 1.6. Алгоритмы восстановления масс-спектра и 3D данных использовались те же, что и для вольфрама. Для определения состава включений Zr для сплава Al–Cu–Mn–Zr 350°C, ввиду их не сферической формы, использовались изоконцентрационные поверхности [12].

Ниже, в табл. 1–4, представлено сравнение данных для разных установок для алюминиевого сплава.

Для Al–Cu–Mn–Zr 450°C на ПАЗЛ-3D представлены средние значения характеристик данных по трем исследованным образцам.

Проведено сравнение химического состава материалов как в кластерах для Al–Cu–Mn–Zr 350°C, так и в матрице для Al–Cu–Mn–Zr 350°C и 450°C. Ввиду не сферической формы включений Zr была использована методика изо-концентрационных поверхностей (поверхностей одинаковой концентрации) [12]. Для определений границ включений были построены поверхности так, чтобы перегиб профиля концентраций, построенный нормально к поверхности (проксиграмма) проходил точно на полувысоте по концентрациям. Параметры, используемые для построения и расчетов, были выбраны следующие: размер сетки 1–1.5 нм, делокализация 2 нм, изо-концентрация поверхности по 1.5% Zr.

Данные для Al–Cu–Mn–Zr 450°C на ПАЗЛ-3D рассчитаны как среднее по трем исследованным

Таблица 1. Сравнение характеристик точности восстановления данных для алюминиевых сплавов Al–Cu–Mn–Zr

| | ПАЗЛ-3D, 350°C | АТЛАЗ, 350°C | ПАЗЛ-3D, 450°C | АТЛАЗ, 450°C |
|--|----------------|--------------|----------------|--------------|
| $M/\Delta M_{50\%} \text{ Al}^+$ | 670 | 260 | 421 | 430 |
| $M/\Delta M_{10\%} \text{ Al}^+$ | 206 | 120 | 146 | 190 |
| Мульти-события, % | 0.7 | 2.9 | 0.9 | 2.9 |
| Мульти-события Cu, % | 4.23 | 0.54 | 7.11 | 3.17 |
| Мульти-события Zr, % | 7.31 | 0.85 | 0.18 | 0.6 |
| Шум (40–41 а.е.м.)/число атомов, 10^{-5} | 5.4 | 1.9 | 10.7 | 1.67 |
| Скорость сбора данных атомов/воздействие | 0.005 | 0.006 | 0.007 | 0.007 |
| Соотношение $\text{Al}^+/\text{Al}^{++}$ | 640 | 310 | 630 | 450 |

Таблица 2. Сравнение состава матрицы [ат. %] для алюминиевых сплавов Al–Cu–Mn–Zr после отжига при температурах 350 и 450°C, полученных на установках ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ

| | ПАЗЛ-3D, 350°C | АТЛАЗ, 350°C | ПАЗЛ-3D, 450°C | АТЛАЗ, 450°C |
|----------|----------------|---------------|----------------|---------------|
| Al | 99.49 ± 0.01 | 99.66 ± 0.01 | 99.2 ± 0.1 | 99.20 ± 0.01 |
| Cu | 0.29 ± 0.06 | 0.24 ± 0.04 | 0.62 ± 0.2 | 0.67 ± 0.05 |
| Mn | 0.01 ± 0.01 | 0.004 ± 0.002 | 0.02 ± 0.01 | 0.010 ± 0.005 |
| Zr | 0.11 ± 0.05 | 0.06 ± 0.04 | 0.010 ± 0.008 | 0.08 ± 0.05 |
| Ni, C, O | Баланс | Баланс | Баланс | Баланс |

образцам, погрешности также для данного материала рассчитаны как среднее отклонение от среднего значения.

Плотность включений для данных с ПАЗЛ-3D составила $(0.9 \pm 0.1) \cdot 10^{23}$ и $(1.40 \pm 0.05) \cdot 10^{23} \text{ м}^3$ для АТЛАЗ.

3.4 Исследование стали ЭП-823

Условия сбора данных были во много идентичны тем, что использовались при исследовании алюминиевых сплавов и вольфрама. Температура образцов составляла 50 К, мощность лазера на ПАЗЛ-3D 40 ± 1 мВт, на АТЛАЗ 2 ± 0.5 мВт. Для восстановления атомно-зондовых данных и их обработки также использовалось ПО КВАНТМ-3D и те же алгоритмы 3D восстановления. Множитель поля k_f составлял 4.5, коэффициент сжатия изображения ICF от 1.2 до 1.35. Процесс обра-

ботки масс-спектра включал в себя первоначальную разметку с помощью автоматизированного инструмента разметки модуля “environment editor”, после была проведена ручная коррекция размеченных пиков. Далее был проведен пересчет пересекающихся пиков, в частности для Cr и Fe, ориентируясь на соседние пики этих элементов. Был проведен пересчет коэффициента Ni^{++} с целью минимизировать влияние термического хвоста Fe. Пики меди были разделены и рассмотрены на 3D модели, с целью убедиться, что оба пика соответствуют Cu. Также были проверены пики Mo на возможное пересечение с Cr^+ . В образце на ПАЗЛ-3D, был обнаружен пик Nb между пиками Mo, на АТЛАЗ из-за повышенного шума этот пик не виден на масс-спектре.

Поиск кластеров был проведен по Ni^+ согласно алгоритму максимального разделения [22]. Из пересечения соответствующих графиков, получе-

Таблица 3. Состав кластеров [ат. %] в алюминиевом сплаве Al–Cu–Mn–Zr после отжига при 350°C, полученный на установках ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ

| | ПАЗЛ-3D | АТЛАЗ |
|----------|-------------|---------------|
| Al | 96.9 ± 0.3 | 96.7 ± 0.4 |
| Cu | 0.3 ± 0.1 | 0.3 ± 0.1 |
| Mn | 0.04 ± 0.02 | 0.003 ± 0.002 |
| Zr | 2.4 ± 0.3 | 2.8 ± 0.2 |
| Ni, C, O | Баланс | Баланс |

Таблица 4. Сравнения характеристик точности восстановления данных для ЭП-823 на установках ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ

| | ПАЗЛ-3D | АТЛАЗ |
|--|---------|-------|
| $M/\Delta M_{50\%} \text{ Fe}^{++}$ | 938 | 726 |
| $M/\Delta M_{10\%} \text{ Fe}^{++}$ | 245 | 329 |
| Мульти-события, % | 1.4 | 17.7 |
| Мульти-события Ni, % | 1.7 | 28.6 |
| Мульти-события Si, % | 0.4 | 26.1 |
| Мульти-события Cu, % | 3.9 | 6.7 |
| Шум (80–81 а.е.м.)/число атомов, 10^{-5} | 10.05 | 30.1 |
| Скорость сбора данных атомов/воздействие | 0.008 | 0.01 |
| Соотношение $\text{Fe}^+/\text{Fe}^{++}$ | 307 | 368 |

Таблица 5. Сравнение состава матрицы и кластеров [ат. %] стали ЭП-823, полученных на установках ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ

| | ПАЗЛ-3D матрица | АТЛАЗ матрица | ПАЗЛ-3D кластеры | АТЛАЗ кластеры |
|-----------|------------------|------------------|------------------|-----------------|
| Fe | 83.43 ± 0.02 | 83.98 ± 0.02 | 48 ± 1 | 53 ± 1 |
| Cr | 11.11 ± 0.06 | 10.51 ± 0.05 | 6.9 ± 0.8 | 7.3 ± 0.7 |
| Si | 2.59 ± 0.06 | 1.88 ± 0.05 | 15 ± 1 | 10.0 ± 0.8 |
| Mn | 0.94 ± 0.06 | 1.98 ± 0.05 | 4.5 ± 0.6 | 4.7 ± 0.5 |
| Ni | 0.59 ± 0.06 | 0.78 ± 0.05 | 23 ± 1 | 21 ± 1 |
| Cu | 0.05 ± 0.04 | 0.08 ± 0.05 | 0.2 ± 0.1 | 0.5 ± 0.2 |
| W | 0.16 ± 0.06 | 0.28 ± 0.05 | 0.03 ± 0.03 | 0.2 ± 0.1 |
| C | 0.08 ± 0.06 | 0.09 ± 0.05 | 0.11 ± 0.06 | 0.08 ± 0.06 |
| Nb | 0.07 ± 0.06 | – | 0.3 ± 0.1 | 0.5 ± 0.1 |
| Остальные | Баланс | Баланс | Баланс | Баланс |

ны параметры идентификации кластеров по методу максимальной сепарации ($N_{\min} = 7$ и $R = 8$ для ПАЗЛ-3D и $N_{\min} = 7$ и $R = 7.5$ для АТЛАЗ). По найденным параметрам были выделены кластеры, после их отделения от матрицы. Были просмотрены кластеры на 3D изображении для выявления случайного объединения или выделения несоответствующий области в качестве кластера. Был создан отдельный масс-спектр для кластеров. В этом масс-спектре учитывались в приоритете элементы обогащения, в частности Ni^{++} . Также внутри кластеров для обеих установок был обнаружен Nb и, соответственно, размечен. Данные масс-спектра отдельно матрицы и кластеров были экспортированы и объединены в общей таблице.

В табл. 4 и 5, представлено сравнение данных для разных установок отдельно для стали ЭП-823.

В табл. 5 представлено сравнение химического состава материалов как в кластерах, так и в матрице для стали ЭП-823.

Средний размер кластеров на ПАЗЛ-3D составил (2.8 ± 0.2) нм, на АТЛАЗ средний размер ра-

вен (3.2 ± 0.4) нм. Рассчитана средняя плотность кластеров в объеме, которая составила $(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{23}$ и $(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{23} \text{ м}^3$ для ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ соответственно.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из полученных выше характеристик точности восстановления данных установки ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ сравнимы по разрешению по массе и для алюминиевых сплавов, и для сталей. Сравнение количества шума проводилось на участках масс-спектра после пиков основных элементов и сопоставлялось с учетом нормирования на общее число собранных атомов. Количество шума при исследовании алюминиевого сплава отличается в 3–6 раз в пользу АТЛАЗ, но в случае со сталью ситуация противоположная (на АТЛАЗ шума больше в три раза). Данный факт вызван скорее разными условиями испарения образцов – разная скорость сбора данных и неодинаковая форма образцов.

Наблюдаются общие закономерности при сравнении доли мульти-событий. На АТЛАЗ детекти-

руется существенно больше мульти-событий, чем на ПАЗЛ-3D. В случае исследования чистых материалов или алюминиевых сплавов это практически не играет роли. При исследовании стали получены данные с 17.7% мульти-событий. Предположительно, это может быть вызвано использованием криогенной системы без устройств гашения вибраций на АТЛАЗ (вибрации могут составлять более 20 мкм), на которую непосредственно закреплен держатель образца. Это может приводить к частому выходу образца из области освещения лучом лазера, что влечет за собой необходимость поддерживать более высокую интенсивность испарения в моменты корректного освещения вершины образца. Известно, что в этом случае количество мульти-событий возрастает, и снижается точность химической идентификации [10]. Различия в пропорции между элементами в мульти-событиях для алюминиевых сплавов, как видно из результатов, не вносит существенного различия в определяемый химический состав матрицы и кластеров. Скорее всего, отсутствие разницы обусловлено малым значением общего числа мульти-событий. Для ЭП-823, при исследовании на АТЛАЗ, получены существенно большие значения мульти-событий как для общего числа, так в пропорциях по элементам. Как следствие, наблюдаются отличия по концентрациям для Si, Mn, W и Cr, что, скорее всего, может быть нивелировано более точным подбором условий испарения или модернизацией прибора за счет уменьшения вибраций держателя образца.

Сравнение результатов исследования вольфрама позволяет заключить, что установки имеют практически идентичное пространственное разрешение $\sim 1-4 \text{ \AA}$. Это позволяет предположить, что все пространственные характеристики при сравнении данных должны быть иметь мало различий между установками. Данный тезис подтверждается при сравнении среднего размера кластеров в стали ЭП-823 и преципитатов Zr в алюминиевом сплаве. В обоих случаях средний размер наноразмерных объектов совпадает в пределах статистической погрешности. С другой стороны, в сплаве Al-Cu-Mn-Zr 350°C на разных установках наблюдается некоторое отличие рассчитанной плотности кластеров. Ввиду небольшой разницы результатов (всего в 1.5 раза) можно предположить, что причина отклонения в плотности частиц связана с реальными различиями плотности в разных зернах материала. При этом химический состав как матрицы, так и частиц для алюминиевых сплавов совпадает в пределах погрешности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье была проведена оценка точности восстановления данных модернизированной установки АТЛАЗ, выполненной на базе

прибора ЕСОТАР фирмы САМЕСА, по сравнению с установкой схожей конструкции – ПАЗЛ-3D. Сравнение проведено на сплаве алюминия Al-3.3Cu-2.5Mn-0.5Zr, ферритно-мартенситной стали ЭП-823 и вольфраме. Для сравнения полученных данных на установках ПАЗЛ-3D и АТЛАЗ использовался комплекс программ КВАНТМ-3D. Подтверждена эквивалентность данных на ПАЗЛ-3D и на АТЛАЗ для алюминиевых сплавов и вольфрама. Для ферритно-мартенситной стали наблюдается заметное увеличение количества мульти-событий и незначительное изменение концентраций минорных элементов, что требует дальнейшей оптимизации условий испарения. Для трехмерных распределений атомов вольфрама были обнаружены хорошо видимые атомные плоскости.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что точность реконструкции новой установки АТЛАЗ эквивалентна точности ПАЗЛ-3D для общих задач анализа структуры и состава материалов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Атомно-зондовая томография выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.itep.ru/>) НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. *Martin T., London A., Jenkins B., Hopkin S., Douglas J., Styman P., Moody M.* // *Microsc. Microanal.* 2017. V. 23 (2). P. 227–237.
2. *Рогожкин С.В., Алеев А.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Кириллов С.Е.* // *Приборы и техника эксперимента.* 2017. № 3. С. 129–134. [*Rogozhkin S.V., Aleev A.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Raznitsyn O.A., Kirillov S.E.* // *Instrum. Exp. Tech.* 2017. V. 60. P. 428].
3. *Schlesiger R., Oberdorfer C., Wuerz R., Greiwe G., Stender P., Armeier M., Pelka P., Spaleck F., Schmitz G.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2010. V. 81 (4). P. 043703.
4. *Gault B., Vurpillot F., Vella A., Gilbert M., Menand A., Blavette D., Deconihout B.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77 (4). P. 043705.
5. *Hono K., Ohkubo T., Chen Y.M., Kodzuka M., Oh-ishi K., Sepelri-Amin H., Lia F., Kinno T., Tomiya S., Kunitani Y.* // *Ultramicroscopy.* 2011. V. 111 (6). P. 576–583.
6. *Silaeva E.P., Shcheblanov N.S., Itina T.E., Vella A., Houard J., Sévelin-Radiguet N., Vurpillot F., Deconihout B.* // *Appl. Phys. A.* 2013. V. 110 (3). P. 703–707.
7. *Суворов А.Л., Рогожкин С.В., Залужный А.Г., Алеев А.А., Бобков В.Ф., Зайцев С.В., Карнов А.В., Козодаев М.А., Логинов Б.А., Макеев О.Н.* // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы.* 2006. Вып. 1 (66). С. 3–13.
8. *Рогожкин С.В., Никитин А.А., Хомич А.А., Искандаров Н.А., Хорошилов В.В., Богачев А.А., Лукьянчук А.А., Разницын О.А., Шутов А.С., Федин П.А., Куйбида Р.П., Кулевой Т.В., Васильев А.Л., Пресняков М.Ю., Кравчук К.С., Усеинов А.С.* // *Ядерная физика и инжиниринг.* 2018. Т. 9 (3). P. 245–258. [*Rogozhkin S.V.,*

- Nikitin A.A., Khomich A.A., Iskandarov N.A., Khoroshilov V.V., Bogachev A.A., Lukyanchuk A.A., Raznitsyn O.A., Shutov A.S., Fedin P.A., Kuibeda R.P., Kulevoy T.V., Vasiliev A.L., Presniakov M.Yu., Kravchuk K.S., Useinov A.S.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (9). P. 1239].
9. *Raznitsyn O.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Rogozhkin S.V., Aleev A.A.* // J. Anal. Chem. 2017. V. 72 (14). P. 1404–1410.
 10. *Разницын О.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Рогожкин С.В., Алеев А.А.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8. № 2. С. 138–140.
 11. *Лукьянчук А.А., Рогожкин С.В., Разницын О.А., Шутов А.С., Алеев А.А.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8. № 2. С. 150–152.
 12. *Шутов А.С., Лукьянчук А.А., Рогожкин С.В., Разницын О.А., Искандаров Н.А., Алеев А.А.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2017. Т. 8. № 2. С. 141–144.
 13. *Алеев А.А., Рогожкин С.В., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Никитин А.А., Искандаров Н.А., Корчуганова О.А., Кириллов С.Е.* Программный комплекс по восстановлению, обработке и анализу томографических атомно-зондовых данных “КВАНТМ-3D” V1.0.0. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018661876, рег. 20.09.2018.
 14. *Porollo S.I., Dvoriashin A.M., Konobeev Yu.V., Garner F.A.* // J. Nucl. Mater. 2004. V. 329–333. P. 314–318.
 15. *Belov N.A., Akopyan T.K., Korotkova N.O., Shurkin P.K., Timofeev V.N., Raznitsyn O.A., Sviridova T.A.* // J. Alloys Compd. 2022. V. 891. P. 161948. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.161948>
 16. *Belov N.A., Akopyan T.K., Korotkova N.O., Timofeev V.N., Shurkin P.K.* // Mater. Lett. 2021. V. 300. P. 130199.
 17. *Danoix F., Grancher G., Bostel A., Blavette D.* // Ultramicroscopy. 2007. V. 107 (9). P. 734–738.
 18. *Danoix F., Grancher G., Bostel A., Blavette D.* // Ultramicroscopy. 2007. V. 107 (9). P. 739–743.
 19. *Tang F., Gault B., Ringer S.P., Cairney J.M.* // Ultramicroscopy. 2010. V. 110 (7). P. 836–843.
 20. *Geuser F.D., Gault B., Bostel A., Vurpillot F.* // Surf. Sci. 2007. V. 601 (2). P. 536–543.
 21. *Bas P., Bostel A., Deconihout B., Blavette D.* // Appl. Surf. Sci. 1995. V. 87–88. P. 298–304.
 22. *Hellman O., Vandenbroucke J., Rusing J., Isheim D., Seidman D.* // Microsc. Microanal. 2000. V. 6 (5). P. 437–444.

Influence of Type and Configuration of the Atom Probe Tomography Setup with Laser Evaporation on the Data Reconstruction Accuracy

A. A. Lukyanchuk^{1, 2, *}, O. A. Raznitsyn^{1, 2}, A. S. Shutov^{1, 2}, A. A. Aleev^{1, 2},
A. V. Klauz^{1, 2}, N. A. Butov¹, B. V. Rudskoy¹, and S. V. Rogozhkin^{1, 2}

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: anton.lukyanchuk@itep.ru

Received October 13, 2021; revised October 14, 2021; accepted October 15, 2021

Abstract—Atom probe tomography (APT) is a tool for detailed chemical composition analysis of advanced structural material nanostructure. The use of different Atomic Probe Tomography (APT) devices requires a certification of these setups prior to conducting research. In this paper a method of comparing APT setups in order to evaluate the influence of the overall system configuration on the accuracy of obtained data is proposed. The collected data comparison is presented for the aluminum alloy Al–3.3Cu–2.5Mn–0.5Zr and structural steel 16Kh12MVSFBR gathered on the APPLE-3D (“PAZL-3D”) setup and on the new ATLAS (“ATLAZ”) unit, created through upgrading the ECOTAP. Comparison of the results confirms the feasibility of carrying out research of the same material on similar setups without significant distortion of the data under its analysis and interpretation.

Keywords: microscopy, atomic probe tomography, aluminum alloys, nanostructure, atom maps

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 621.039

РАЗРАБОТКА ИСТОЧНИКА ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ КАНАЛА ГЭК-2 РЕАКТОРА ПИК

© 2022 г. В. А. Митюхляев^а, М. С. Онегин^{а, *}

^аПетербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Гатчина, Ленинградская область, 188300 Россия

*E-mail: onegin-ms@npi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 20.12.2021 г.

После доработки 21.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Рассматривается жидкодейтериевый источник холодных нейтронов для канала ГЭК-2 реактора ПИК. Проведено сравнение двух вариантов расположения камеры источника в отражателе реактора по отношению к центру активной зоны. Показано, что при приближении камеры к центру активной зоны резко растет энерговыделение в ней. При этом яркость источника растет слабее. Премонстрирована существенная роль вытеснителя при использовании дейтериевой камеры большого объема. Рассчитана яркость источника для двух вариантов расположения его в отражателе, а также энерговыделение в камере источника и подводных трубах. Источник с энерговыделением 10 кВт во внутриканальной вставке может иметь рекордную яркость по сравнению с другими ИХН на реакторах в мире.

Ключевые слова: источник холодных нейтронов, яркость нейтронного источника, реактор ПИК, жидкий дейтерий

DOI: 10.56304/S2079562922030307

ВВЕДЕНИЕ

Вводимый в эксплуатацию реактор ПИК предполагается использовать для проведения широкого круга исследований по физике твердого тела при помощи нейтронов [1]. Для этого на выведенных нейтронных пучках реактора создается набор нейтронных станций, использующих нейтроны в разных энергетических диапазонах: от холодных, с длиной волны в диапазоне от 4 Å до 20 Å, вплоть до эпитепловых с длиной волны порядка 0.4 Å. Для получения интенсивных пучков холодных нейтронов необходимо использовать специальные источники холодных нейтронов, содержащие холодный замедлитель. В высокопоточном реакторе, каковым является реактор ПИК, большое значение приобретают вопросы радиационной стойкости рабочего тела замедлителя, так что выбор приходится делать между жидким водородом и жидким дейтерием. Каждый из этих замедлителей обладает набором достоинств и недостатков, но главным критерием выбора, на настоящее время, является получение источника холодных нейтронов наибольшей яркости.

Источники холодных нейтронов, использующие водород и дейтерий, отличаются своими размерами и формой, что, в первую очередь, вызвано

различиями в нейтрон-ядерных характеристиках взаимодействий с молекулами водорода и дейтерия. Сравнение свойств водорода и дейтерия приведено в табл. 1. Как следует из таблицы, сечение некогерентного рассеяния на ядре водорода существенно превосходит сечение когерентного рассеяния, в то время как для ядра дейтерия различия менее значительны. Также ядро дейтерия обладает существенно меньшим сечением радиационного захвата нейтрона, так что деградацией плотности потока нейтронов в дейтериевой камере за счет нейтронных захватов можно пренебречь. В связи с меньшей температурой кипения для жидкого водорода, чем для жидкого дейтерия, водородная камера должна работать при более низких температурах. Это, с одной стороны, увеличивает затраты на охлаждение такой камеры при одинаковом с дейтериевой энерговыделении, с другой обеспечивает меньшую температуру нейтронов, находящихся в тепловом равновесии внутри камеры.

Благодаря существенно различающимся характеристикам длин когерентного и некогерентного рассеяний в водороде, жидкий параводород имеет существенно отличающееся сечение неупругого рассеяния нейтронов по сравнению с ортоводородом. Так жидкий параводород стано-

Таблица 1.

| | LN ₂ | LD ₂ |
|--|-----------------|-----------------|
| Температура плавления, К* | 13.9 | 18.62 |
| Температура кипения, К* | 20.4 | 23.67 |
| Энергия возбуждения ротационного уровня, мэВ | 14.7 | 7.4 |
| Сечение рассеяния | | |
| некогерентное, бн | 20.052 | 0.907 |
| когерентное, бн | 0.397 | 2.489 |
| Сечение захвата нейтрона с энергией 27.3 мэВ, бн | 0.332 | 0.000508 |

* При нормальных условиях.

вится практически прозрачным по отношению к холодным нейтронам с энергией порядка 5 мэВ, в то время как длина свободного пробега для нейтронов с такой энергией в жидком орто-водороде не превосходит 5 мм. При энергиях же порядка 70 мэВ сечения неупругого рассеяния для двух модификаций водорода совпадают. Используя такое различие в сечениях, в работе [2] было предложено использовать в качестве рабочего тела в ИХН жидкий параводород, так что камера с параводородом вытянута вдоль оси канала реактора, имея малое поперечное сечение. Тепловые нейтроны, падая с боков камеры, эффективно термализуются холодным параводородом, попадая в энергетический интервал с большой длиной свободного пробега, что позволяет им эффективно вылетать по направлению к выходу из канала. Альтернативой такому источнику служит ИХН на основе жидкого дейтерия. Для дейтерия различия в нейтронно-физических свойствах орто- и парасостояний менее существенны, так что весовой состав состояний не имеет большой роли при работе источника на основе жидкого дейтерия. Хотя жидкий дейтерий обладает меньшей способностью к термализации, температуру нейтронов в камере с жидким дейтерием можно уменьшить, увеличивая объем жидкого дейтерия. Однако наиболее холодные нейтроны образуются при этом в центре камеры, так что длина их свободного пробега оказывается существенно меньше, чем радиус камеры. Для эффективного вывода нейтронов из камеры используют специальные вытеснители — полости в камере со стороны выхода из канала, так что нейтроны могут вылетать из центра камеры вдоль такой полости.

Использование параводородного источника холодных нейтронов в реакторах требует еще дополнительных исследований, поскольку для его построения требуется как создание ряда систем по сравнению с дейтериевым источником (катализатор конверсии в параводород, аппаратура контроля состояния водорода в источнике и др.),

так и возникают существенные вопросы сопряжения источника малого поперечного размера с нейтронотводной системой. Вместе с тем, ИХН на основе жидкого дейтерия имеются на высокопоточном реакторе HFR в Гренобле [3]. Реактор в Гренобле обладает близкими с реактором ПИК характеристиками как по плотности потока нейтронов в тяжеловодном отражателе, так и по характеристикам удельного энерговыделения в конструкционных материалах. Источники холодных нейтронов на основе жидкого дейтерия были созданы на реакторе OPAL в Австралии [4], а также на реакторе CARR-II в Китае [5]. За время работы источники доказали свою надежность и эффективность.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением источника холодных нейтронов на основе жидкого дейтерия для канала ГЭК-2 реактора ПИК. В качестве главных характеристик источника, определяющих его производительность, рассматриваются форма камеры источника с жидким дейтерием, а также его положение в отражателе по отношению к центру активной зоны реактора. Производительность источника определяется его яркостью и площадью поверхности камеры, с которой испускаются холодные нейтроны в нейтронотвод. При этом, в настоящее время, приоритет отдается величине яркости источника. Положение источника в отражателе по отношению к центру активной зоны реактора определяет тепловыделение в нем. Мы рассматриваем ИХН с принудительным охлаждением холодным гелием. Это увеличивает массу камеры источника, однако позволяет развязать работу реактора и источника. Источник при этом может работать в теплом режиме без заполнения камеры источника жидким дейтерием.

Целью настоящей работы является разработка ИХН в канале ГЭК-2 реактора ПИК на основе жидкого дейтерия с максимально возможной яркостью, но тепловой мощностью, не превышающей 10 кВт.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Расчет яркости холодных нейтронов проводится методом Монте-Карло по программе MCNP [6]. Для расчета рассеяния тепловых нейтронов в модераторе ИХН используются специально подготовленные библиотеки рассеяния нейтронов на ядрах жидкого дейтерия. Они описывают неупругое рассеяние нейтронов с энергией менее 4 эВ. Согласно общей теории неупругого рассеяния [7] дважды-дифференциальное сечение рассеяния можно представить в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon}(E \rightarrow E', \mu) = \frac{\sigma_b}{2kT} \sqrt{\frac{E'}{E}} S(\alpha, \beta),$$

где

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\sqrt{EE'\mu}}{AkT}, \quad A = \frac{M}{m_n}$$

пропорционально квадрату переданного нейтронном импульса, а

$$\beta = \frac{E' - E}{kT}.$$

Здесь T – температура рассеивающей среды, E' и E – энергия нейтрона после и до рассеяния соответственно, M – масса молекулы, на которой рассеивается нейтрон, μ – косинус угла рассеяния, сечение σ_b вычисляется по формуле

$$\sigma_b = 4\pi(a_c^2 + a_i^2),$$

где a_c – длина когерентного рассеяния, a_i – длина некогерентного рассеяния на рассеивающем ядре. Для расчета функции рассеяния $S(\alpha, \beta)$ используется борновское приближение с псевдопотенциалом Ферми в качестве рассеивающего потенциала. Псевдопотенциал Ферми описывает рассеяние медленных нейтронов на молекуле дейтерия и использует длины когерентного и некогерентного рассеяний в качестве параметров. Длины когерентного и некогерентного рассеяний выражаются через длины рассеяния в каналах со спином $\frac{3}{2} - a_+$ и $\frac{1}{2} - a_-$ в рассеянии нейтрона на ядре дейтерия по формулам

$$a_c = \frac{I+1}{2I+1}a_+ + \frac{I}{2I+1}a_-,$$

$$a_i = |a_+ - a_-| \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2I+1},$$

где $I = 1$ – для ядра дейтерия.

Экспериментально измеренные длины рассеяния равняются: $a_+ = 6.34 \pm 0.02$ фм и $a_- = 0.65 \pm 0.03$ фм [8].

Общая формула для функции $S(\alpha, \beta)$ рассеяния нейтронов на молекулах водорода и дейтерия была получена в работе Янга и Коппеля в 1964 г., [9]. Их теория адекватно описывает рассеяние нейтронов на молекулах H_2 и D_2 в газовой фазе. Для жидкой фазы нужно учитывать два дополнительных эффекта: интерференцию рассеянных нейтронных волн при рассеянии на различных молекулах, а также вязкость среды, влияющую на отдачу молекулы при рассеянии.

Тепловые нейтронные библиотеки для рассеяния на жидком дейтерии были рассчитаны Мак-Фарлапом в работе [10] в рамках общих библиотек

оцененных нейтронных данных ENDF/B-VI.2 в 1994 г. В этой работе учет отдачи ядра проводится с использованием модели Кейнерта и Сакса [11], а учет интерференции рассеяния нейтрона – на различных ядрах среды выполняется с использованием приближения Вайниардом [12], модифицирующего дважды-дифференциальное сечение рассеяния нейтрона с использованием статического структурного фактора $S(\kappa)$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{d^2\sigma_{\text{coh}}}{d\Omega d\varepsilon} S(\kappa) + \frac{d^2\sigma_{\text{incoh}}}{d\Omega d\varepsilon}.$$

Здесь κ – переданный ядру волновой вектор. Эффективно в формулах Янга и Коппеля это сводится к замене квадрата длины когерентного рассеяния a_c^2 на величину $S(\kappa)a_c^2$.

Дальнейшие реализации библиотеки ENDF/B включали тепловые библиотеки, подготовленные для жидкого дейтерия при температуре 19К с использованием того же формализма.

Расчеты нейтронных полей в реакторе ПИК выполнялись для полномасштабной модели реактора, включающей детальное описание активной зоны реактора, отражателя с экспериментальными каналами и внутриканальной вставки ИХН. Камера ИХН представляла из себя сферу с оболочкой из алюминиевого сплава АМг5. Толщина оболочки составляла 4 мм, что примерно соответствует двойной толщине стенки реальной камеры ИХН. Канал ГЭК-2, куда вставлялась камера, представлял из себя трубу из сплава АМг3 с полусферическим доньшком. Расчет яркости источника выполнялся по методу локальной оценки потока. Для этого спектральная плотность потока, вычисленная в точке на некотором расстоянии L (~150 см) от центра камеры ИХН, делилась на величину телесного угла конуса $d\Omega$, который вырезал материалы, рассеяние на которых только и давали вклад в рассчитываемую плотность потока нейтронов:

$$\text{Br}(\lambda) = \frac{d\Phi(\lambda, d\Omega)}{d\Omega}.$$

2. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ И ПОЛОЖЕНИЯ ДЕЙТЕРИЕВОЙ КАМЕРЫ В ОТРАЖАТЕЛЕ РЕАКТОРА

В настоящее время канал ГЭК-2 реактора ПИК может использоваться только для вывода тепловых нейтронов. Для использования его для размещения внутриканальной вставки источника холодных нейтронов нужно спроектировать новый канал. Основные параметры канала, влияющие на яркость и энерговыделение ИХН, помещенного в него, являются положение доньшка канала, его диаметр, а также толщина и материал стенки канала. Согласно проведенным ранее ис-

Таблица 2. Параметры канала ГЭК-2 с помещенной в него камерой ИХН

| Вариант | Расстояние от центра доньшка канала до центра АЗ, см | Диаметр канала, см | Объем камеры*, л |
|---------|--|--------------------|------------------|
| 1 | 51.4 | 330 | 10.54 (8.3) |
| 2 | 69.4 | 380 | 20.94 (14.3) |

* В скобках указан объем жидкого дейтерия с учетом вытеснителя.

следованиям [13], яркость дейтериевой камеры, помещенной в тяжеловодный отражатель, растет при увеличении ее объема при одинаковой форме. Мы предполагаем использование алюминиевого или циркониевого каналов с полусферическим доньшком. Форма камеры предполагается сферической с центром, совпадающим с центром доньшка канала. Важным вопросом является эффективный вывод холодных нейтронов из камеры с жидким дейтерием. Как показывают расчеты, максимальная плотность холодных нейтронов имеет место в центре камеры. Предварительные исследования показывают [13], что максимальный внутренний объем камеры с жидким дейтерием должен превышать 10 литров для эффективной термализации нейтронов в ней. Это соответствует радиусу камеры более 13 см. Вместе с тем, длина свободного пробега нейтрона с длиной волны 4 Å в жидком дейтерии составляет величину порядка 3 см, так что плотность потока холодных нейтронов падает на поверхности камеры почти в 10 раз по сравнению с центром камеры. Для эффективного вывода нейтронов из центра в дейтериевых источниках предусматривают специальный вытеснитель.

Мы сравниваем два варианта канала ГЭК-2 с помещенными в них камерами разных объемов.

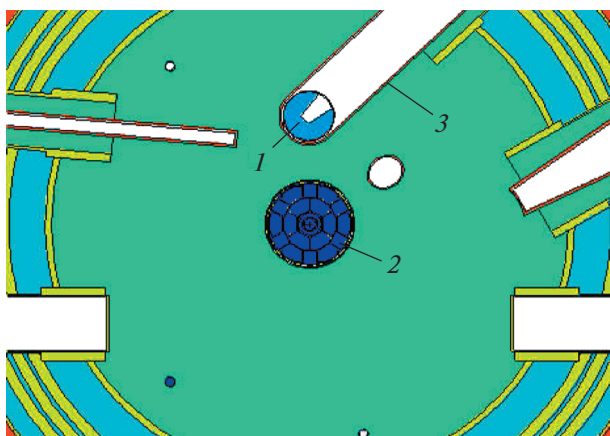


Рис. 1. Горизонтальный разрез реактора ПИК: 1 – камера ИХН с вытеснителем, заполненная дейтерием (вариант 1); 2 – активная зона; 3 – экспериментальный канал ГЭК-2.

Они различаются положением центра полусферического доньшка относительно центра активной зоны реактора: расстояние между центрами в первом случае составляет 51.4 см и 69.4 см во втором. Другие параметры источника и канала приведены в табл. 2.

На рис. 1 приведен горизонтальный разрез компьютерной модели отражателя реактора ПИК с каналом ГЭК-2 и помещенной в него камерой ИХН для варианта 1 источника. Камера, представленная на рис. 1, имеет вытеснитель, имеющий форму трапеции в разрезе. Вершина трапеции имеет длину 6 см, а тангенс угла боковых сторон трапеции с осью канала равен 0.15. Вершина трапеции сдвинута относительно центра сферической оболочки камеры по оси канала к активной зоне на 3 см. Высота вытеснителя составляет 20 см. Такая форма вытеснителя была выбрана в результате проведения серии оптимизационных расчетов с целью увеличения нейтронной яркости, а также определяется высотой нейтронодов нейтроннопроводной системы – 20 см.

Расчетная яркость на камеры для варианта 1 – с вытеснителем и без – приведена на рис. 2. Как следует из сравнения, вытеснитель увеличивает яркость камеры только для длин волн нейтрона менее 8.5 Å. Яркости камер с вытеснителем и без для нейтронов с большими длинами волн практически совпадают. Это вызвано тем обстоятельством, что для нейтронов с длиной волны более 5 Å длина свободного пробега нейтрона в жидком дейтерии резко возрастает, так что вытеснитель перестает играть существенную роль, приводя только к незначительному уменьшению яркости для нейтронов с длинами волн в диапазоне 11–13 Å.

Яркость камеры с вытеснителем для варианта 2 сравнивается с яркостью камеры с вытеснителем для варианта 1 на рис. 3. Как следует из сравнения, яркость камеры для варианта 1 превышает яркость камеры для варианта 2, особенно в области длин волн около 5 Å.

Яркость источника для вариантов 1 и 2 сравнивается на рис. 3 с расчетной яркостью источника, расположенного в горизонтальном канале на реакторе в Гренобле. Камера ИХН в Гренобле представляет собой цилиндр с полусферическим

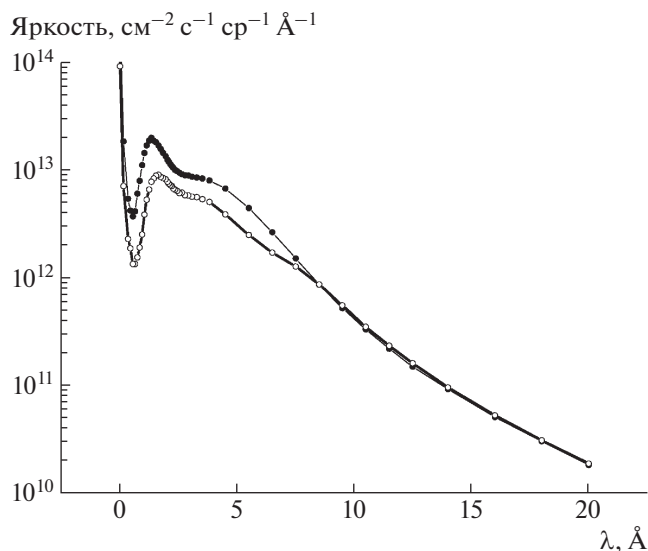


Рис. 2. Яркость ИХН для варианта 1. Открытые кружки — камера без вытеснителя; сплошные кружки для камеры с вытеснителем.

ми донышками без вытеснителя. Диаметр камеры источника равен 220 мм с учетом толщины. Вытеснитель в камере не используется, так как канал небольшого диаметра, а объем жидкого дейтерия в камере всего 5.2 литра. Вместе с тем, камера ИХН расположена достаточно близко от активной зоны, так что плотность невозмущенного потока тепловых нейтронов в этом месте больше, чем в варианте 2 расположения камеры в реакторе ПИК. Это приводит к тому, что яркость источника в Гренобле выше, чем яркость источника в реакторе ПИК для варианта 2, но меньше, чем для для варианта 1.

В качестве меры сравнения яркостей источников можно использовать интегральную яркость — яркость источника по отношению к нейтронам с длинами волн более 4 Å. В табл. 3 приводится сравнение интегральных яркостей рассмотренных вариантов ИХН.

Из табл. 3 следует, что вытеснитель играет значительно бóльшую роль в варианте 2. Здесь яркость камеры с вытеснителем превышает яркость камеры без вытеснителя в 2.5 раза. Для камеры меньших размеров варианта 1 выигрыш от вытеснителя составляет только 1.5 раза. Такое различие обусловлено, во-первых, тем фактом, что в большей камере варианта 2 плотность потока холодных нейтронов больше, чем в меньшей камере варианта 1, хотя она и находится ближе к активной зоне реактора. Во-вторых, имея больший размер в камере без вытеснителя варианта 2, поток нейтронов сильнее спадает от центра камеры к ее поверхности, чем для камеры меньшего размера варианта 1.

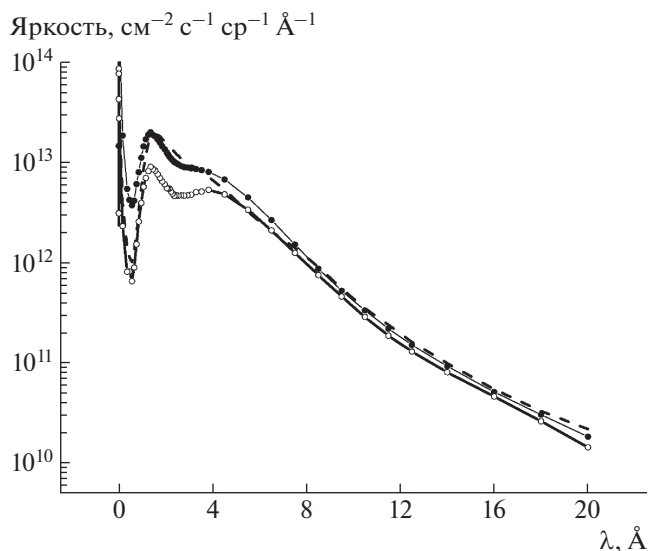


Рис. 3. Яркость ИХН. Закрытые кружки — вариант 1, камера с вытеснителем; открытые кружки — вариант 2, камера с вытеснителем; штриховая кривая — яркость ИХН в горизонтальном канале высокопоточного реактора в Гренобле.

3. РАСЧЕТЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ВО ВНУТРИКАНАЛЬНОЙ ВСТАВКЕ ИХН

Вклад в энерговыделение в материалах внутриканальной вставки обусловлен взаимодействием с нейтронами и гамма-квантами, кроме того, захват нейтрона ядрами ^{27}Al приводит к образованию короткоживущего ядра ^{28}Al с периодом полураспада 2.245 мин. β -распад ядра сопровождается испусканием электрона со средней энергией 1241.8 кэВ, а также γ -кванта с энергией 1779 кэВ. Поскольку жидкий дейтерий замедляет нейтроны в отражателе, а сечение реакции (n, γ) на ядре ^{27}Al зависит от скорости нейтрона как $(1/v)$, то вклад распадных электронов и γ -квантов в энерговыделение в камере источника оказывается существенным.

Другим важным источником энерговыделения являются запаздывающие γ -кванты, испускаемые продуктами деления в активной зоне. Вклад запаздывающего излучения в энерговыделение в камере и подводящих трубах рассчитывался отдельно в дополнение к энерговыделению от

Таблица 3. Интегральные яркости ИХН, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$

| Реактор | Вытеснителя нет | Вытеснитель есть |
|-------------------|----------------------|----------------------|
| HFR, Гренобль | $1.48 \cdot 10^{13}$ | — |
| ПИК, вариант № 1 | $1.21 \cdot 10^{13}$ | $1.80 \cdot 10^{13}$ |
| ПИК, вариант, № 2 | $5.5 \cdot 10^{12}$ | $1.36 \cdot 10^{13}$ |

Таблица 4. Полные энерговыделения в камере (вариант 1), Вт

| | Корпус | LD ₂ | Сумма | Относительный вклад, % |
|----------|--------------|-----------------|-------|------------------------|
| β | 1298 ± 5 | — | 1298 | 16.5 |
| n | 14.67 ± 0.25 | 747 ± 11 | 762 | 9.7 |
| γ | 3955 ± 15 | 1858 ± 7 | 5813 | 73.8 |
| Всего | 5268 | 2605 | 7873 | |

Таблица 5. Полные энерговыделения в камере (вариант 2), Вт

| | Корпус | LD ₂ | Сумма | Относительный вклад, % |
|--------------|-----------|-----------------|-------|------------------------|
| β | 1347 ± 6 | — | 1347 | 23.75 |
| $n + \gamma$ | 2730 ± 14 | 1594 ± 9 | 4324 | 76.25 |
| Всего | 4077 | 1574 | 5671 | |

мгновенных нейтронов и гамма-квантов деления. Энерговыделение от мгновенных нейтронов и гамма-квантов деления рассчитывалось по коду MCNP. Также в расчете по коду MCNP учитываются мгновенные захватные гамма-кванты, возникающие в реакции (n, γ) в конструкционных материалах активной зоны и отражателях реактора.

Расчетное энерговыделение в материалах корпуса камеры ИХН, а также в жидком дейтерии внутри камеры для вариантов 1 и 2 представлено в табл. 4 и 5, соответственно. Как следует из таблицы, основной вклад в энерговыделение дают гамма-кванты (более 70%). Существенный вклад, порядка 16–24%, вносит также энерговыделение β -излучения. Вклад нейтронов не превышает 10% и обусловлен в основном энерговыделением в жидком дейтерии. В табл. 6 приведено сравнение удельных энерговыделений в материалах дейтериевой камеры для двух вариантов расположения ее в отражателе реактора.

Сравнение удельных энерговыделений для двух рассматриваемых вариантов расположения камер показывает, что при удалении от центра активной зоны они быстро спадают. Особенно сильное падение наблюдается для удельного

энерговыделения в жидком дейтерии, что в значительной мере обусловлено редким спадом плотности потока быстрых нейтронов в отражателе при удалении от центра активной зоны. Хотя объем камеры для варианта 2 существенно больше, общее энерговыделение в ней меньше на 28%.

Отдельно было рассчитано энерговыделение в двух подводящих трубах для вариантов 1 и 2. Подводящие трубы имеют коаксиальное строение с диаметром наружной трубы 60 мм и внутренней трубы 42 мм. Толщина трубок – 2 мм. Внутренняя труба используется для подвода и отвода дейтерия, а в зазоре между внешней и внутренней трубками прокачивается холодный гелий. Отдельно имеется подводящая и отводящая гелий и жидкий дейтерий система труб. Общее энерговыделение в самих трубках, выполненных из сплава АМг5, составило 833 Вт для варианта 1 и 805 Вт для варианта 2. Энерговыделение в жидком дейтерии внутри трубок для варианта 1 составляет 133 Вт и 61 Вт для варианта 2. Таким образом, полное энерговыделение в системе камера с подводящими трубками оценивается величиной 6540 Вт для варианта 2, что с учетом общей заявленной точности расчета энерговыделения по программе MCNP 15% имеет погрешность порядка одного киловатта. Полное энерговыделение в камере и подводящих трубках для варианта 1 составляет 9840 Вт с точностью расчета 1480 Вт.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Рассмотрена возможность создания ИХН на основе канала ГЭК-2 реактора ПИК. Было рассмотрено два варианта расположения камеры источника в отражателе. Для двух вариантов расположения камер были рассчитаны яркости источников на основе жидкого дейтерия, а также энерговыделение в них. Для варианта 1, когда камера источника располагается на 51.4 см от центра активной зоны, энерговыделения в материалах камеры превышают таковые для камеры, расположенной на расстоянии 69.4 см от центра активной зоны, примерно вдвое. Имея вдвое больший объем, камера варианта 2 имеет меньшее суммарное энерговыделение, чем камера в варианте 1. С учетом подводящих дейтерий и гелий труб суммарное энерговыделение в камере

Таблица 6. Сравнение удельных энерговыделений в материалах дейтериевой камеры для двух вариантов ее расположения в отражателе

| Материал | Вариант 1 | | Вариант 2 | |
|-----------------|-----------|--------------------------------|-----------|--------------------------------|
| | масса, г | удельное энерговыделение, Вт/г | масса, г | удельное энерговыделение, Вт/г |
| Оболочка камеры | 2585 | 2.04 | 4062 | 1.34 |
| Жидкий дейтерий | 1459 | 1.79 | 2290 | 0.70 |

для первого варианта составляет величину 10 кВт с точностью в 1.5 кВт, а для второго варианта составляет величину 6.5 кВт с точностью расчета порядка 1 кВт. Таким образом, энерговыделение во внутриканальной вставке первого варианта превышает энерговыделение во втором варианте на 54%. При этом яркость ИХН для варианта 1 больше яркости ИХН для варианта 2 на 32%.

Яркость ИХН для варианта 1 превышает яркость источника в высокопоточном реакторе в Гренобле (больше на 20%). Таким образом, в канале ГЭК-2 реактора ПИК может быть размещен ИХН рекордной яркости. При этом энерговыделение в таком источнике составит величину 10 кВт.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Ю. Калзавара (Y. Calzavara) (ИЛЛ, Гренобль), любезно предоставившего компьютерную модель реактора в ИЛЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Erykalov A.N., Kolesnichenko O.A., Konoplev K.A., Nazarenko V.A. et al. // Preprint PNPI No. 1784. 1992. Gatchina: PNPI.
2. Mezei F., Zanini L., Takibaev A., Batkov K., et al. // J. Neutron Res. 2014. V. 17. P. 101.
3. Ageron P. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1989. V. 284. P. 197.
4. Bonneton M., Lovotti O., Mityukhlyayev V., Thiering R. // Proc. 10th Meeting Int. Group of the Research Reactors (IGGOR 10). Sept. 2005, Washington, USA; Mityukhlyayev V., Onegin M., Potapov I., Serebrov A., Firsov A., Lu W., Thiering R. // Preprint PNPI. No. 2822. 2009. Gatchina: PNPI.
5. Shen F., Yuan L. // Phys. B. (Amsterdam, Neth.). 2002. V. 311. P. 152.
6. MCNP6. Report No. LA-CP-00634. 2013. Los Alamos Natl. Labor.
7. Van Hove L. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 249.
8. Mughabghab S.F. Atlas of Neutron Resonances. 5th ed. 2006. Amsterdam.
9. Young J. A., Koppel J.U. // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. 603.
10. Mac Farlane R.E. Report LA-12639-MS. 1994. Los Alamos Natl. Labor.
11. Keinert J., Sax J. // Kerntechnik. 1987. V. 51. P. 19.
12. Vineyard G.H. // J. Phys. Chem Solids. 1957. V. 3. No. 1–2. P. 121.
13. Mityukhlyayev V.A., Onegin M.S., Markushin D.G., Solovey V.L. et al. // Preprint PNPI. No. 2959. 2014. Gatchina: PNPI.

High Brilliance Cold Neutron Source Development for HEC-2 Channel of Reactor PIK

V. A. Mityukhlyayev¹ and M. S. Onegin¹, *

¹Petersburg Nuclear Physics Institute, Nuclear Research Centre “Kurchatov Institute”, Gatchina, Leningrad oblast, 188300 Russia

*e-mail: onegin-ms@pnpi.nrcki.ru

Received December 20, 2021; revised December 21, 2021; accepted December 27, 2021

Abstract—Cold neutron source with liquid deuterium moderator for the HEC-2 channel of PIK reactor is considered. Two variants of moderator chamber location in the reactor reflector are compared. It is shown, that the energy release in the chamber strongly increases when it approaches the reactor core. At the same time, the brilliance of the source increases only moderately. The great influence of the displacer in the liquid deuterium chamber of large volume is demonstrated. Cold neutron source brilliance for two positions of the chamber in the reflector is calculated as well as energy release in the chamber and supplying tubes. The cold neutron source with total heat release in the in-pile constructions about 10 kW can reach the record brilliance compared to brilliance of other cold neutron sources in the world.

Keywords: cold neutron source, neutron source brilliance, PIK reactor, liquid deuterium

РЕГУЛИРУЕМЫЙ ИСТОЧНИК ПОСТОЯННОГО ТОКА НА БАЗЕ КОМПЬЮТЕРНОГО БЛОКА ПИТАНИЯ

© 2022 г. Р. А. Санжаров^а *, А. В. Козлов^а, П. А. Федин^а, А. В. Зиятдинова^а, Т. В. Кулевой^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: roman.sanzharow@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.

После доработки 11.01.2022 г.

Принята к публикации 28.07.2022 г.

В современных реакторных установках существует проблема износа конструкционного материала под воздействием нейтронного потока. В НИЦ “Курчатовский институт” на базе ускорителя ТИПр (тяжело-ионный прототип) ведутся работы по изучению радиационной стойкости новых материалов с помощью ускоренных пучков ионов, имитирующих нейтронное воздействие. В рамках совершенствования экспериментов на ускорителе планируется создание второго канала для одновременного облучения образца как тяжелыми ионами, так и ионами водорода и гелия, что позволит моделировать эффекты трансмутации образца в зоне повреждения тяжелыми ионами. Для фокусировки пучка ионов водорода и гелия планируется использовать систему квадрупольных магнитных линз, питающихся от регулируемых источников постоянного тока.

Ключевые слова: источник постоянного тока, компьютерный блок питания, t1494, стабилизация тока, квадрупольная линза

DOI: 10.56304/S2079562922030435

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В рамках совершенствования экспериментов на ускорителе ТИПр планируется создание второго канала облучения образца ионами водорода и гелия. Для фокусировки пучка ионов будет использоваться система квадрупольных магнитных линз (далее—магнитная линза).

Структура магнитной линзы показана на рис. 1. Линза состоит из магнитопроводного сердечника

с четырьмя полюсами и четырех обмоток—по одной на каждый полюс.

Постоянное магнитное поле внутри линзы создается протекающим через ее обмотки постоянным током, необходимая величина которого зависит от массы и скорости ионов в фокусируемом пучке. Для функционирования магнитной линзы необходимо создать регулируемый источник постоянного тока (далее—источник тока).

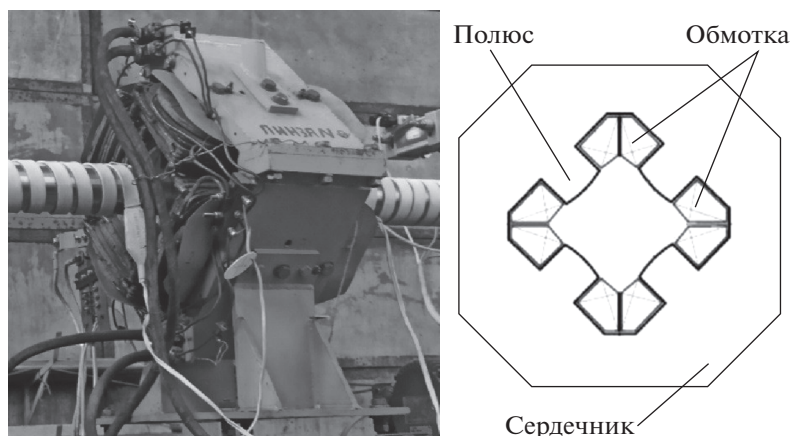


Рис. 1. Структура квадрупольной магнитной линзы.

Таблица 1. Технические характеристики источника тока

| Характеристика | Величина |
|---|----------|
| Входное напряжение (переменное), В | 200–240 |
| Регулируемый выходной ток (постоянный), А | 1.0–5.0 |
| Сопrotивление нагрузки (сопrotивление обмоток магнитной линзы), Ом | 0.5 |
| Индуктивность нагрузки (индуктивность обмоток магнитной линзы), мГн | 4–5 |
| Пульсации выходного тока (не более)*, % | 2 |
| Отклонение величины выходного тока от заданной (не более)*, % | 2 |

* Требования предъявляются к указанному диапазону выходного тока.

Требования, предъявляемые к источнику тока отображены в табл. 1.

2. РЕШЕНИЕ

Для выполнения поставленной задачи источник тока предлагается построить на базе компьютерного блока питания, упрощенная структура которого показана на рис. 2.

Есть несколько преимуществ, из-за которых компьютерный блок питания хорошо подходит для построения источника тока на его базе:

1. Рабочее входное напряжение компьютерного блока питания может варьироваться от 200 до 240 В переменного напряжения, что соответствует требованиям из табл. 1.

2. Одна из выходных линий компьютерного блока питания (линия +5 В) подходит для генерации постоянного тока через обмотки магнитной линзы в диапазоне, указанном в табл. 1.

3. Из-за высокой частоты работы импульсного преобразователя (несколько десятков килогерц) современные компьютерные блоки питания обладают высоким КПД (от 70%) и небольшими массогабаритными показателями.

Для построения источника тока на базе компьютерного блока питания предлагается заменить схему стабилизации выходного напряжения на схему стабилизации выходного тока, добавить элементы управления выходным током, включить в выходную цепь цифровые измерители. Упрощенная структурная схема готового устройства изображена на рис. 3.

3. ПОСТРОЕНИЕ ИСТОЧНИКА ТОКА

Для построения источника тока на базе компьютерного блока питания необходимо произвести следующие действия: измерить номинальную частоту работы ШИМ-контроллера блока питания, демонтировать схему стабилизации выходного напряжения и некоторые элементы выходного фильтра, собрать схему стабилизации выходного тока и интегрировать ее в блок питания.

3.1. Определение номинальной частоты импульсного преобразователя

ШИМ-контроллер в компьютерном блоке питания—это микросхема, генерирующая ШИМ-сигнал, скважность которого зависит от выходного сигнала встроенного в микросхему усилителя ошибки. ШИМ-сигнал подается на силовые ключи, коммутирующие первичную обмотку импульсного трансформатора блока питания. Выходное напряжение блока питания зависит от скважности ШИМ-сигнала.

Измеренная частота работы ШИМ-контроллера блока питания составляет 103 кГц. ШИМ-контроллер схемы стабилизации выходного тока должен работать на частоте, близкой к этой величине, чтобы при номинальной нагрузке (см. табл. 1) сердечник силового трансформатора блока питания не входил в насыщение, и динамические потери в силовых ключах, коммутирующих первичную обмотку трансформатора, были минимальны.

Поскольку импульсные преобразователи современных компьютерных блоков питания построены по двухтактной топологии [1], частота их работы



Рис. 2. Упрощенная структура компьютерного блока питания.

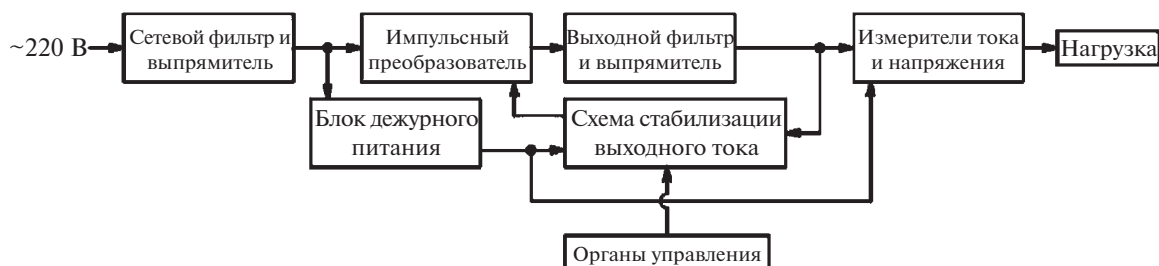


Рис. 3. Упрощенная структурная схема источника тока на базе компьютерного блока питания.

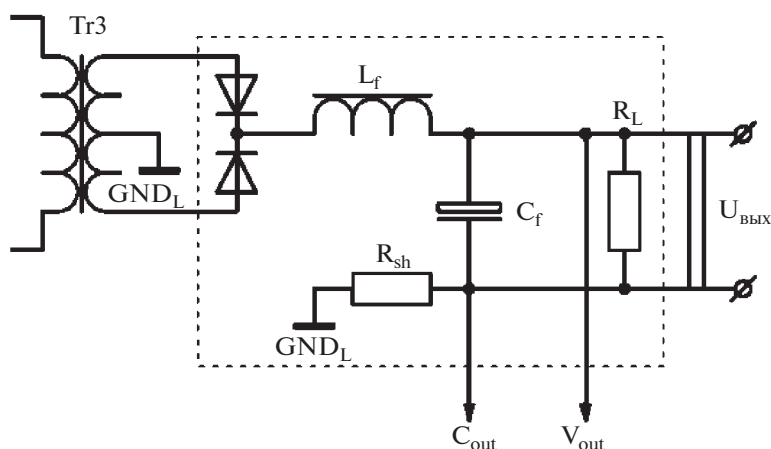


Рис. 4. Схема выходного фильтра и выпрямителя источника тока.

равна половине тактовой частоты ШИМ-контроллера. Этот факт объясняется тем, что в структуре всех двухтактных ШИМ-контроллеров (используемых в компьютерных блоках питания) в выходном каскаде используется D-триггер, делящий тактовую частоту пополам.

3.2. Демонтаж элементов с платы

После определения номинальной частоты работы импульсного преобразователя с платы была демонтирована схема стабилизации выходного напряжения, что освободило пространство для будущей схемы стабилизации выходного тока.

Как было сказано в разделе 2, для создания постоянного тока через обмотки магнитной линзы подходит выходная линия блока питания +5 В. Поэтому необходимо демонтировать из выходного фильтра все элементы, не относящиеся к этой линии. На дросселе групповой стабилизации также необходимо оставить только одну обмотку, относящуюся к линии +5 В, для устранения возможных наводок из внешних источников электромагнитных помех. В общую шину выходного выпрямителя необходимо установить датчик тока—термостабильный токоизмерительный шунт (далее—шунт). Схема выходного выпрямителя и фильтра после переделки показана на рис. 4.

На схеме изображены Тг3—силовой импульсный трансформатор, L_f —фильтрующий дроссель, C_f —сглаживающие электролитические конденсаторы, R_{sh} —шунт сопротивлением 10 мОм, выполненный из манганиновой проволоки, R_L —маломощный резистор для разряда электролитических конденсаторов. Фотография печатной платы компьютерного блока питания после демонтажа схемы стабилизации выходного напряжения и переделки выходного фильтра представлена на рис. 5.

3.3. Схема стабилизации выходного тока

Для построения схемы стабилизации выходного тока выбран ШИМ-контроллер TL494 производства Texas Instruments. Такой выбор объясняется наличием в микросхеме двух усилителей ошибки и стабильного источника опорного напряжения +5 В (отклонение выходного напряжения до 0.2% от номинального при изменении температуры кристалла от 0°C до 70°C).

Микросхема имеет два усилителя ошибки, один из которых был использован для стабилизации выходного напряжения при работе источника тока в режиме холостого хода, другой—для стабилизации выходного тока при подключенных обмотках магнитной линзы.

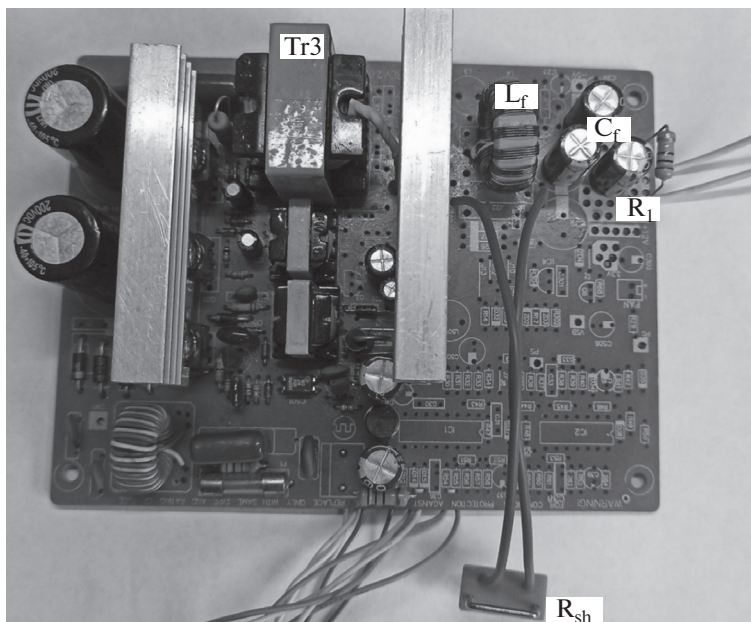


Рис. 5. Фотография платы компьютерного блока питания.

Для усиления падения напряжения на шунте R_{sh} (см. рис. 4) при протекании тока через нагрузку был использован операционный усилитель LM358 производства Texas Instruments, включенный по схеме неинвертирующего усилителя. Предлагаемая схема стабилизации выходного тока изображена на рис. 6.

Здесь конденсатор C2 и резистор R5 задают тактовую частоту ШИМ-контроллера DD1. Номиналы C2 и R5 рассчитываются по формуле 1 [2] так, чтобы тактовая частота работы микросхемы была близка к представленной в разделе 3.1.

$$f_{osc} = \frac{1}{RT \cdot CT}, \quad (1)$$

где f_{osc} – тактовая частота ШИМ-контроллера, Гц; RT – номинал резистора R5 в соответствии со схемой на рис. 6, Ом; CT – номинал конденсатора C2 в соответствии со схемой на рис. 6, Ф.

Конденсатор C3 и резисторы R2 и R3, номиналы которых рассчитываются по формуле (2) [2], обеспечивают плавный старт импульсного преобразователя.

$$C_s = \frac{N}{f_{osc} R_s}; \quad R_c \approx 10R_s, \quad (2)$$

где C_s – номинал конденсатора C3 в соответствии с рис. 6, мкФ; N – количество тактов, участвующих в плавном старте (выбирается из диапазона 25–100); f_{osc} – тактовая частота ШИМ-контроллера, МГц; R_s – номинал резистора R3 в соответствии со схемой на рис. 6, Ом; R_c – номинал резистора R2 в соответствии со схемой на рис. 6, Ом.

Резисторы R10 и R13 образуют делитель напряжения в цепи отрицательной обратной связи операционного усилителя DD2, включенного по схеме неинвертирующего усилителя (далее – усилитель), предназначенного для усиления падения напряжения на шунте R_{sh} (см. рис. 4). Резистор R10 выбран в исполнении многооборотного подстроечного резистора для возможности точной настройки коэффициента усиления усилителя. Резистор R12 применен для выравнивания входных токов дифференциального каскада в операционном усилителе DD2. Требуемый коэффициент усиления в предложенной на рис. 6 схеме определяется по формуле (3):

$$k \approx \frac{U_{out}}{RI_{max}}, \quad (3)$$

где k – коэффициент усиления; U_{out} – номинальное напряжение опорного источника ШИМ-контроллера, В; R – сопротивление шунта R_{sh} в соответствии с рис. 4, Ом; I_{max} – максимальный ток через нагрузку в соответствии с табл. 1, А.

Коэффициент усиления зависит от номиналов резисторов R10 и R13 и определяется соотношением [3]:

$$k = 1 + \frac{R_a}{R_b}, \quad (4)$$

где R_a – номинал резистора R10 в соответствии с рис. 6, Ом; R_b – номинал резистора R13 в соответствии с рис. 6, Ом.

Потенциометр R9 является элементом управления выходным током. Для увеличения точности и плавности настройки выходного тока по-

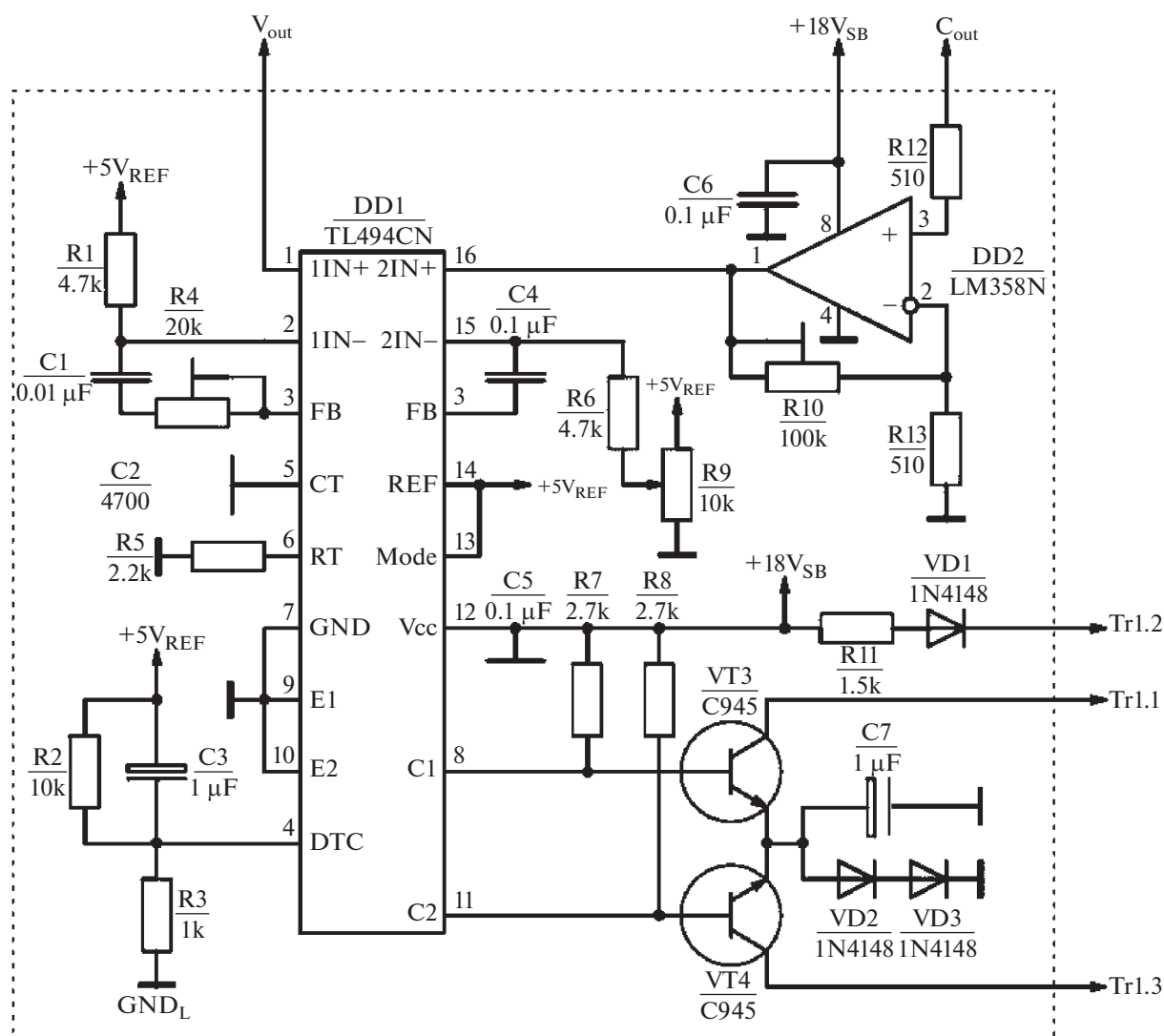


Рис. 6. Схема стабилизации выходного тока.

тенциометр R9 заменен на два потенциометра, соединенных по схеме, изображенной на рис. 7.

Верхний потенциометр отвечает за точную настройку выходного сигнала. Нижний потенциометр – за грубую настройку. Как правило, номинальное сопротивление нижнего потенциометра от 5 до 10 раз больше номинала верхнего потенциометра. Верхний потенциометр рекомендуется применять с номинальным сопротивлением от 500 Ом до 1 кОм.

Выходной каскад, построенный на элементах R7, R8, R11, VD1–VD3, VT3, VT4, C7 (см. рис. 6), отвечает за управление силовыми ключами VT1 и VT2, коммутирующими первичную обмотку силового трансформатора Tr3. Полная электрическая схема источника тока, построенного на базе компьютерного блока питания типа АТХ, приведена на рис. 8.

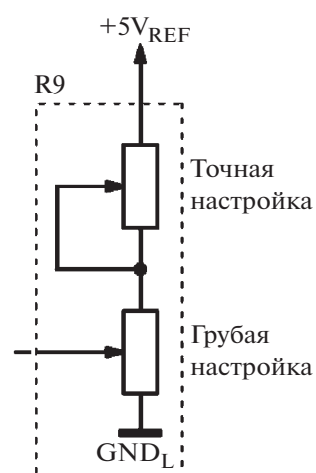
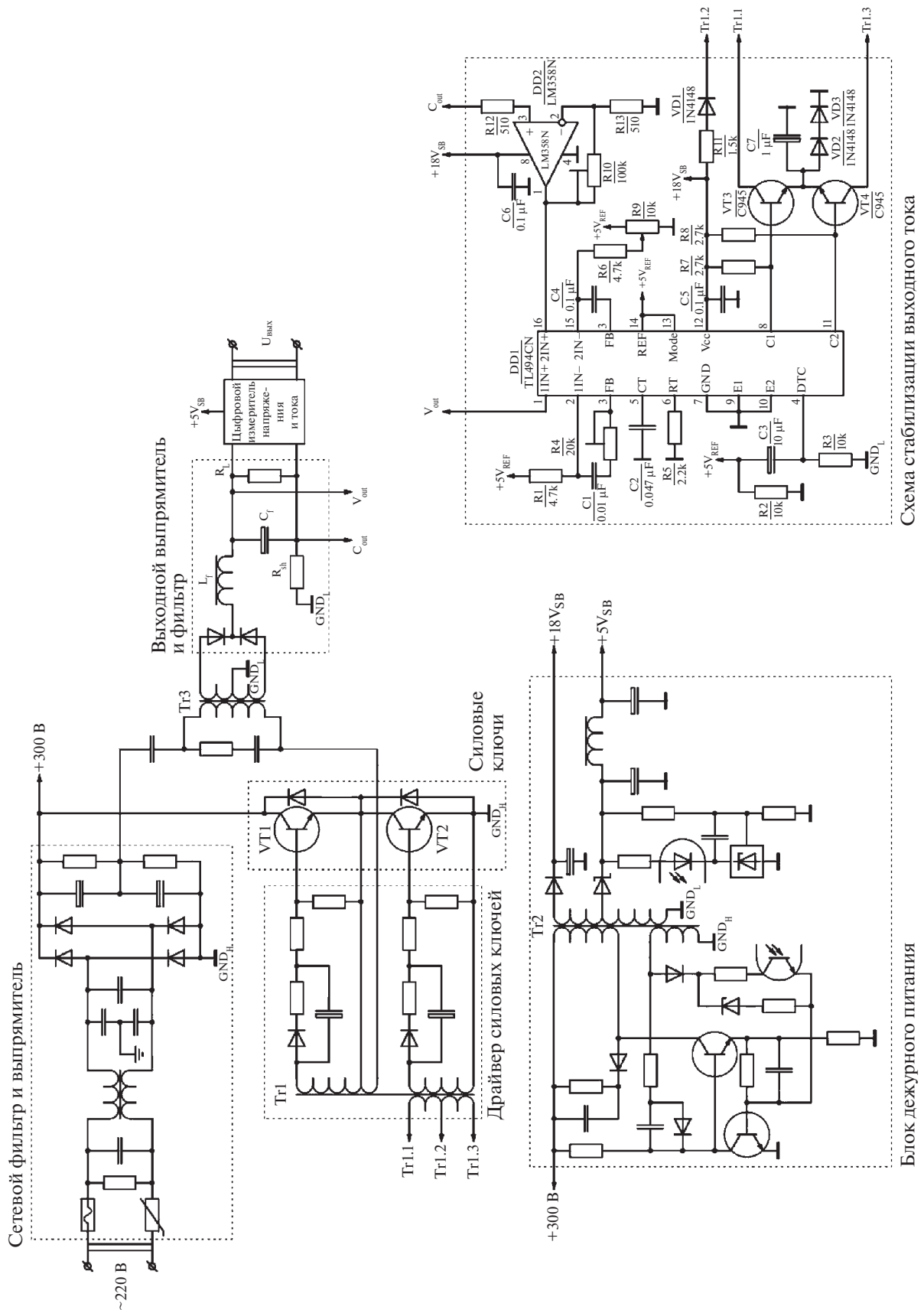


Рис. 7. Схема соединения потенциометров для точной настройки.



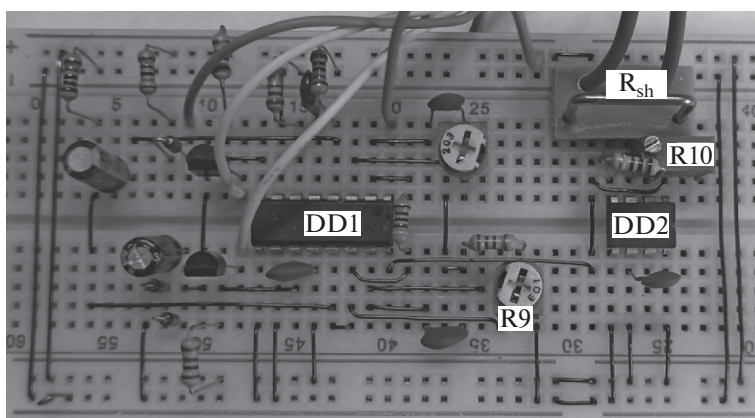


Рис. 9. Схема стабилизации тока, собранная на макетной плате.

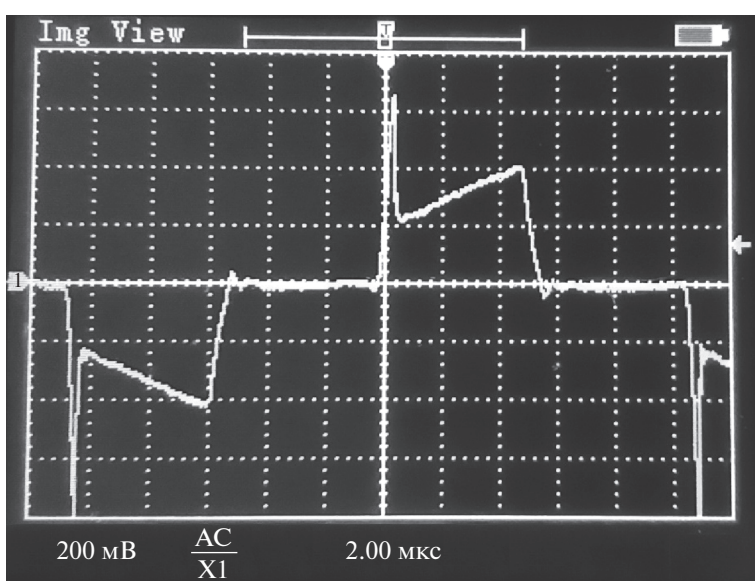


Рис. 10. Осциллограмма тока в первичной обмотке силового трансформатора.

Макет схемы стабилизации тока был собран на беспаячной макетной плате. Фотография макета изображена на рис. 9.

Настройка схемы стабилизации тока производится при включенном устройстве, работающем на исключительно резистивную нагрузку ввиду отсутствия подходящей катушки индуктивности для имитации индуктивности обмоток линзы. Настройка заключается в подборе коэффициента усиления падения напряжения на шунте R_{sh} (см. рис. 4) с помощью подстроечного резистора $R10$ (см. рис. 6) и в подборе постоянной времени демпфирующих цепей в отрицательной обратной связи усилителей ошибок ШИМ-контроллера $DD1$ (см. рис. 6).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

При указанных на рис. 6 номиналах $C2$ и $R5$ измеренная тактовая частота работы ШИМ-кон-

троллера составляет 97 кГц. Необходимо убедиться в том, что при данной частоте и номинальной нагрузке (см. табл. 1) сердечник силового трансформатора $Tг3$ (см. рис. 8) не входит в насыщение. Об этом можно судить по осциллограмме тока, протекающего через первичную обмотку трансформатора. Последовательно его первичной обмотке временно был добавлен резистор сопротивлением 1 Ом, с которого была снята осциллограмма, изображенная на рис. 10.

Анализ полученной осциллограммы показал, что при частоте тактового генератора ШИМ-контроллера величиной 97 кГц (вместо бывших 103 кГц (см. раздел 3.1)) сердечник силового импульсного трансформатора не входит в насыщение при номинальной нагрузке (см. табл. 1), о чем свидетельствует линейный рост тока в его первичной обмотке [4].

После настройки схемы стабилизации выходного тока были проведены замеры пульсаций

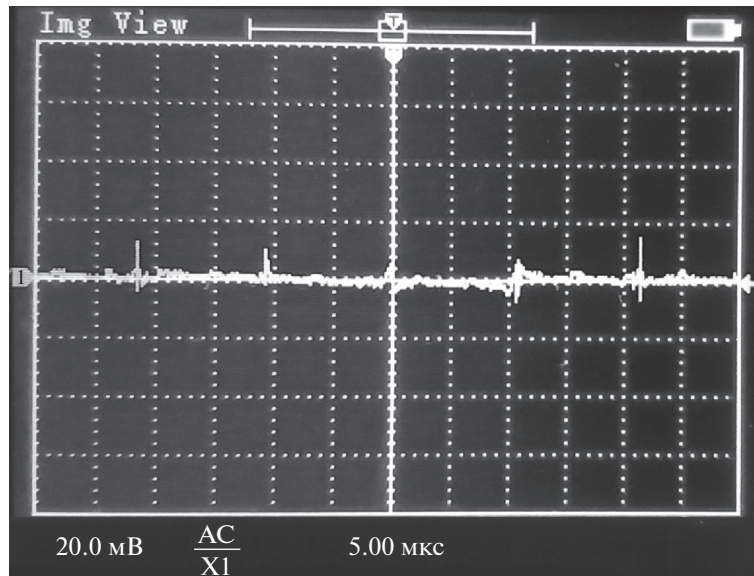


Рис. 11. Осциллограмма выходного напряжения источника тока при выходном токе 1 А.

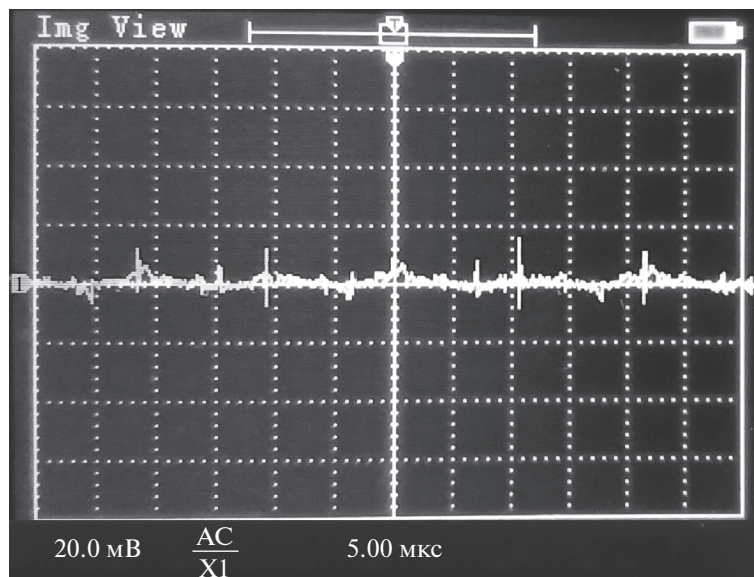


Рис. 12. Осциллограмма выходного напряжения источника тока при выходном токе 5 А.

напряжения и стабильности выходного тока. На рис. 11 и 12 изображены осциллограммы выходного напряжения источника тока при токах нагрузки 1 и 5 А соответственно.

Допустимая амплитуда пульсаций выходного напряжения на нагрузке при токе I через нее определяется выражением:

$$\Delta V_{\max} = IR\sigma_{\max}, \quad (5)$$

где ΔV_{\max} – допустимая амплитуда пульсаций выходного напряжения, В; I – выходной ток, А; R –

сопротивление нагрузки, Ом; σ_{\max} – допустимое отклонение (см. табл. 1).

Таким образом, величины допустимых амплитуд пульсаций выходного напряжения на нагрузке при токах 1 и 5 А через нее:

$$\begin{cases} \Delta V_{\max 1} = 1\text{А} \cdot 0.5\text{ Ом} \cdot 0.02 = 0.01\text{ В} = 10\text{ мВ}, \\ \Delta V_{\max 5} = 5\text{А} \cdot 0.5\text{ Ом} \cdot 0.02 = 0.05\text{ В} = 50\text{ мВ}, \end{cases} \quad (6)$$

где $\Delta V_{\max 1}$ – допустимая амплитуда пульсаций выходного напряжения при выходном токе 1 А, В;

$\Delta V_{\max 5}$ — допустимая амплитуда пульсаций выходного напряжения при выходном токе 5 А, В.

Согласно рис. 11 и 12, амплитуда пульсаций выходного напряжения на нагрузке при выходных токах 1 и 5 А через нее не превышает 10 мВ или 0.4%, что удовлетворяет выражению (6) и, следовательно, требованиям из табл. 1. Полученные характеристики пульсаций тока действительны для резистивной нагрузки. Обмотки магнитной линзы являются индуктивно-резистивной нагрузкой, вследствие чего пульсации тока в них будут еще меньше.

Отклонение величины выходного тока от заданной обусловлено температурным отклонением сопротивления шунта R_{sh} (см. рис. 4) и напряжения внутреннего источника опорного напряжения ШИМ-контроллера DD1 (см. рис. 6). Для измерения величины температурного отклонения выходного тока устройство было сначала охлаждено до температуры 4°C, после чего шунт и ШИМ-контроллер в процессе работы источника тока были нагреты до температуры 70°C (максимальная рабочая температура ШИМ-контроллера). Максимальное зафиксированное отклонение тока составило 1.5%, что удовлетворяет заданным условиям (см. табл. 1).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проделанной работы показывают, что компьютерный блок питания пригоден для создания на его основе стабильных регулируемых источников постоянного тока с заданными в табл. 1 параметрами. Создание одного из таких устройств было осуществлено путем замены встроенной схемы стабилизации выходного напряжения на схему стабилизации выходного тока с переделкой выходного фильтра и добавлением термостабильного токоизмерительного шунта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Шевчук В. // Современные блоки питания АТХ и их характеристики. https://ru.gecid.com/power/sovremennyye_bloki_pitaniya_atx_i_ih_harakteristiki/.
2. Texas Instruments. TL494 Pulse-Width-Modulation Control Circuits. <https://www.ti.com/lit/ds/symlink/tl494.pdf>.
3. Ремпен И.С., Егоров Е.Н., Савин А.Н., Пономаренко В.И. Операционные усилители. Часть 2. Учебно-методическое пособие. 2004. Саратов: Изд-во ГосУНЦ “Колледж”.
4. Рогачев А.И., Лещенко В.М., Загребенюк В.А. // Вестник нац. тех. унвер. ХПИ: сб. науч. тр. Темат. вып.: Автоматика и приборостроение. 2010. № 23. 92–97. <http://repository.kpi.kharkov.ua/handle/KhPI-Press/21217>.

Adjustable Direct Current Supply Based on Computer Power Supply

R. A. Sanzharov¹, *, A. V. Kozlov¹, P. A. Fedin¹, A. V. Ziiatdinova¹, and T. V. Kulevoy¹

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: roman.sanzharow@yandex.ru

Received December 27, 2021; revised January 11, 2022; accepted July 28, 2022

Abstract—In modern reactor installations, there is a problem of structural material wear under the influence of neutron flux. At the National Research Centre “Kurchatov Institute”, based on the TlPr accelerator (Heavy-Ion Prototype), work is underway to study the radiation resistance of new materials using accelerated ion beams simulating neutron flux. As part of the improvement of experiments at the accelerator, it is planned to create a second channel for simultaneous irradiation of the sample with both heavy ions and hydrogen and helium ions, which will allow modeling the effects of transmutation of the sample in the area of damage by heavy ions. To focus a beam of hydrogen and helium ions, it is planned to use a system of quadrupole magnetic lenses powered by adjustable direct current sources.

Keywords: direct current supply, computer power supply, tl494, current stabilization, quadrupole lens

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.01

РАЗРАБОТКА МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ КАНАЛА
ТРАНСПОРТИРОВКИ (НЕВТ) ТЯЖЕЛОИОННОГО
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

© 2022 г. Е. Р. Хабибуллина^а, *, В. И. Николаев^а, А. Е. Большаков^а, В. С. Скачков^а,
Г. Н. Кропачёв^а, Т. В. Кулевой^а

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: Ekaterina.Khabibullina@itep.ru

Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.

Принята к публикации 12.01.2022 г.

Канал НЕВТ (канал транспортировки тяжелых ионов высокой энергии) предназначен для транспортировки пучков ионов с $Z/A = 1/4-1/8$ и энергией 4 МэВ/нуклон от линейного ускорителя (ЛУ) до обдирочной мишени и подготовки кинематических характеристик пучка к инъекции в бустер. Канал состоит из магнитных квадрупольных линз, обеспечивающих поперечную фокусировку пучка и дебанчера, введенного для снижения разброса частиц в пучке по импульсу до $\pm 0.3\%$. Моделирование динамики пучка в НЕВТ проводилось с учетом трехмерного распределения магнитных полей в квадрупольных линзах и электрических полей в дебанчере.

Ключевые слова: линейный ускоритель ионов, ионный пучок, канал транспортировки пучка, моделирование динамики пучка

DOI: 10.56304/S2079562922030204

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время практически любой крупный ускорительно-накопительный комплекс можно схематично представить следующим образом: источник заряженных частиц; линейный ускоритель-инжектор; бустерный ускоритель; основной ускоритель; экспериментальные установки.

Все вышеперечисленные части ускорительного комплекса соединяются друг с другом каналами, по которым заряженные частицы переводятся из одной структуры в другую. При проектировании канала транспортировки пучка заряженных частиц необходимо учитывать целый ряд существенных факторов: энергию, которой будут обладать частицы, подлежащие транспортировке по каналу; относительный заряд транспортируемых ионов Z/A ; интенсивность пучка ускоряемых ионов; частоту повторения для ускорителей импульсного действия; внутреннюю структуру пучка, предоставляющую возможность уменьшения разброса частиц в пучке по фазе или импульсу.

В предлагаемой статье рассмотрен проект канала транспортировки ионов из линейного ускорителя-инжектора в бустер-канал НЕВТ. Главные требования, выдвигаемые при разработке канала транспортировки НЕВТ – минимизация роста эмиттанса пучка и потерь частиц, а также

обеспечение импульсного разброса частиц в пучке не выше, чем $\Delta p/p = \pm 0.5\%$.

В качестве ускорителя-инжектора взята перспективная разработка линейного ускорителя ионов с энергией 4 МэВ/нуклон, выполненная в ИТЭФ. Основные параметры пучка в НЕВТ представлены в табл. 1.

Длина канала транспортировки 20.4 м обусловлена необходимостью установки дополнительного оборудования для: наблюдения за пучком и корректировкой положения пучка в канале; сведения пучков, ускоренных в разных инжекторах, в единый канал транспортировки; установки биологической защитной стены для проведения независимых технических работ в помещениях ЛУ и бустера.

Таблица 1. Основные параметры пучка ЛУ в канале транспортировки

| | |
|----------------------------------|---------|
| Относительный заряд ионов, Z/A | 1/4–1/8 |
| Энергия на выходе ЛУ, МэВ/нуклон | 4 |
| Относительная скорость | 0.0925 |
| Длина НЕВТ, м | 20.4 |
| Ток пучка, МА | 10 |

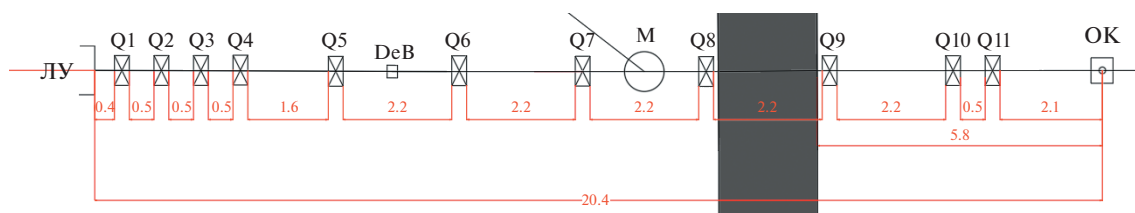


Рис. 1. Схема канала транспортировки ионов НЕВТ (ЛУ – линейный ускоритель тяжелых ионов; Q1–Q11 – магнитные квадрупольные линзы; M – дипольный магнит; DeB – дебаंचер; ОК – камера обдирки ионов; серым цветом обозначена защитная стена).

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СХЕМА НЕВТ

При проектировании канала транспортировки использовался опыт разработки кольцевых ускорителей. Магнитная структура кольцевого ускорителя состоит из дипольных поворотных магнитов и периодически расположенных квадрупольных линз. Именно принцип периодичности расположения магнитных элементов был применен при проектировании основного участка канала транспортировки пучка НЕВТ. Так как в нашем случае движение заряженных частиц на участке ЛУ–обдирочная мишень происходит по прямой, дипольные поворотные магниты в канале не требуются, и магнитооптическая система состоит только из квадрупольных линз. В качестве периодической системы фокусировки пучка была выбрана схема ФОДО, построенная из квадрупольных линз одинаковой конструкции. Наличие участка с периодической структурой позволяет создавать канал практически произвольной длины с кратностью до половины периода фокусировки. В начале и в конце канала от четырех до пяти квадрупольных линз будут использоваться для согласования фазовых характеристик пучка на выходе из линейного ускорителя и на входе в бустер со средним участком канала.

Таким образом, магнитооптическая структура канала НЕВТ, состоит из трех самостоятельных участков (рис. 1):

- “Периодический” участок (Q5–Q9). На входе в каждый период участка расчетные параметры Твисса повторяются;

- Начальный участок (Q1–Q4) обеспечивает согласование параметров Твисса на выходе из ЛУ с параметрами Твисса на входе в “периодический” участок;

- Участок формирования (Q10–Q11), в данном варианте, используется для фокусировки пучка на обдирочную мишень. Вполне вероятно, что для увеличения возможностей фокусировки, к линзам Q10 и Q11 будет добавлена квадрупольная линза Q12.

Дипольный магнит M, расположенный между линзами Q7 и Q8, служит для перевода в канал НЕВТ пучка легких ионов из другого ускорителя-инжектора [1].

Толщина биологической защитной стены между помещениями бустера и линейных ускорителей может варьироваться в пределах 1–2 м, поэтому расстояние между центрами ближайших электромагнитных линз “периодического” участка выбрано равным 2500 мм, эффективная длина квадрупольной линзы – 300 мм, магнитная апертура – 100 мм.

АМПЛИТУДНАЯ β -ФУНКЦИЯ И ОГИБАЮЩИЕ ПУЧКА В КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ

Начальные параметры пучка на входе в канал транспортировки НЕВТ соответствовали рассчитанным фазовым портретам пучка на выходе ускоряющей структуры ЛУ для $Z/A = 1/8$ с энергией 4 МэВ/нуклон. Моделирование динамики пучка в канале проводилось в программах MAD-X

Таблица 2. Фазовые характеристики пучка на входе в НЕВТ

| | | |
|--|--|--|
| $\alpha_x = 0.856$ | $\alpha_y = -3.05$ | $\alpha_z = 0.0431$ |
| $\beta_x = 0.6 \text{ мм/}\pi \cdot \text{град}$ | $\beta_y = 2.343 \text{ мм/}\pi \cdot \text{град}$ | $\beta_z = 35.644 \text{ град/}\pi \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x\text{rms}} = 0.2971 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{y\text{rms}} = 0.291 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{z\text{rms}} = 0.1451 \pi \cdot \text{град} \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x99\%} = 3.085 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{y99\%} = 2.902 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{z99\%} = 1.4314 \pi \cdot \text{град} \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x99\%}^{\text{норм}} = 33.35 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{y99\%}^{\text{норм}} = 31.37 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{град}$ | $\epsilon_{z99\%}^{\text{норм}} = 15.474 \pi \cdot \text{град} \cdot \%$ |

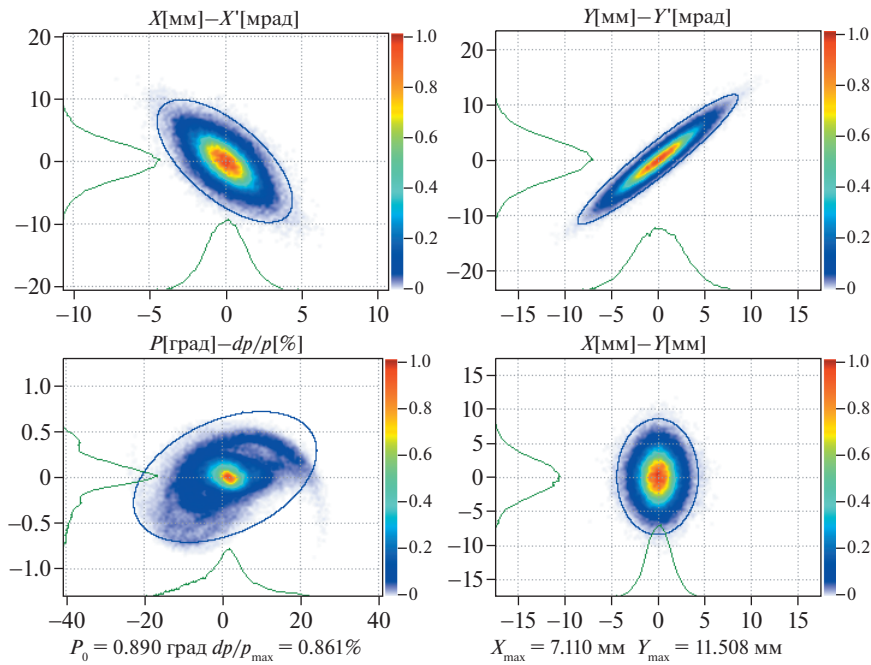


Рис. 2. Фазовые портреты пучка на входе в НЕВТ.

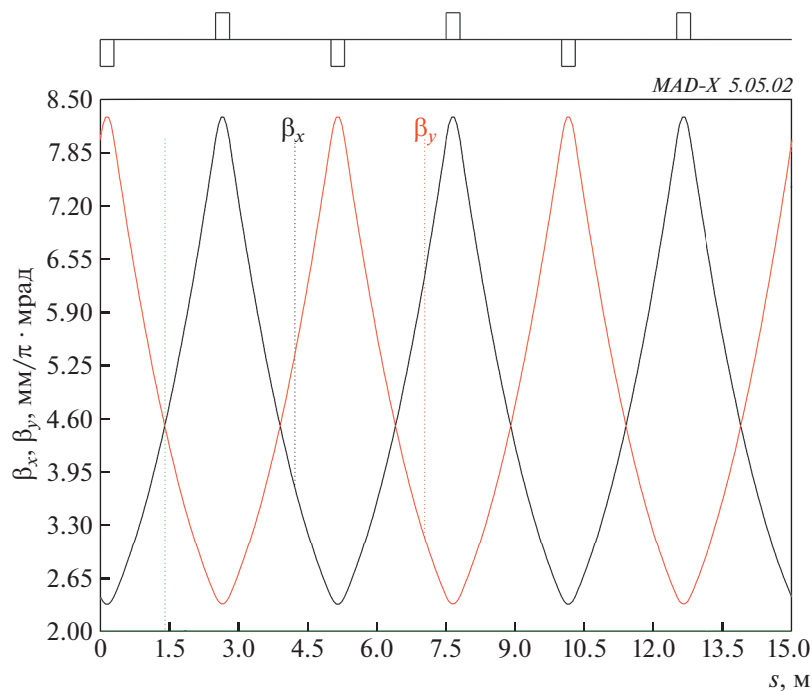


Рис. 3. Расчетные значения функций β_x и β_y на “периодическом” участке канала транспортировки.

[2] и TraceWin [3] с визуализацией в PlotWin [4] при начальном токе 10 мА (рис. 2, табл. 2).

Магнитная оптика канала НЕВТ рассчитывалась, начиная с периодического участка. Для выбранных значений длин линз по градиенту и рас-

стояний между центрами линз с помощью программы MAD-X были рассчитаны значения амплитудных функций β_x и β_y для “периодического” участка канала, при этом помимо условия периодичности накладывалось требование минимизации значений β -функций. Результаты расчета

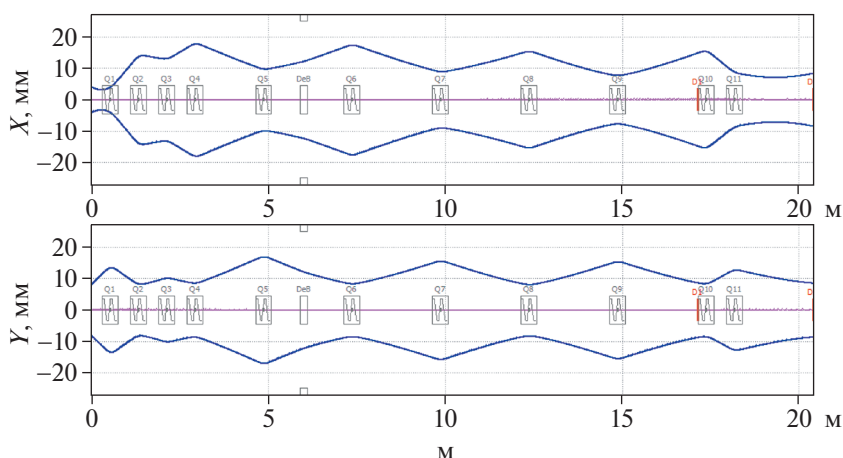


Рис. 4. Огибающие пучка в канале транспортировки НЕВТ.

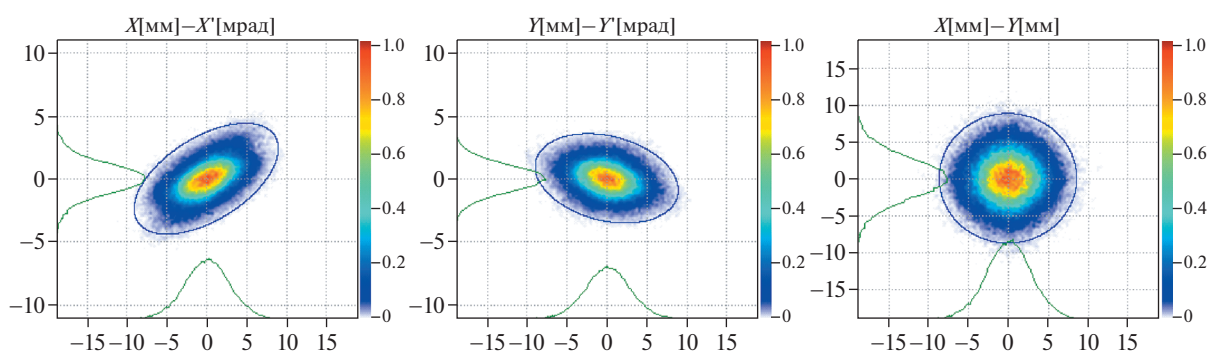


Рис. 5. Фазовые портреты пучка на мишени по обдирке ионов.

β -функций представлены на рис. 3. По результатам данного расчета были определены значение градиента магнитной индукции в каждой линзе.

На следующем этапе выполнялось согласование параметров пучка, полученного на выходе из ЛУ (рис. 2), с расчетными значениями β -функ-

Таблица 3. Градиенты магнитного поля квадрупольных линз НЕВТ

| Элемент | Градиент, Тл/м |
|---------|----------------|
| Q1 | -11.65 |
| Q2 | 9.26 |
| Q3 | -4.98 |
| Q4 | 5.26 |
| Q5 | -4.61 |
| Q6 | 3.79 |
| Q7 | -3.79 |
| Q8 | 3.79 |
| Q9 | -3.79 |
| Q10 | 6.95 |
| Q11 | -5.72 |

ций “периодической” части НЕВТ. Для согласования использовались линзы Q1–Q4 начального участка канала транспортировки.

С помощью рассчитанного пространственного распределения магнитного поля в квадрупольной линзе были определены значения фазовых характеристик пучка для заданного эмиттанса пучка и для эмиттанса $100 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$, равному расчетному акцептансу канала ЛУ. В результате был выбран внутренний диаметр вакуумной камеры канала 80 мм. Выбранная величина магнитной апертуры линзы 100 мм обеспечивает размещение поверх вакуумной камеры, толщиной стенки 2 мм, нагревательного элемента и термоизоляции, а также юстировку поперечного положения магнитной оси линзы.

Огибающие пучка в канале транспортировки НЕВТ и фазовые портреты пучка на обдирочной мишени приведены на рис. 4 и 5.

В результате моделирования динамики пучка были скорректированы градиенты магнитного поля электромагнитных квадрупольных линз (см. табл. 3).

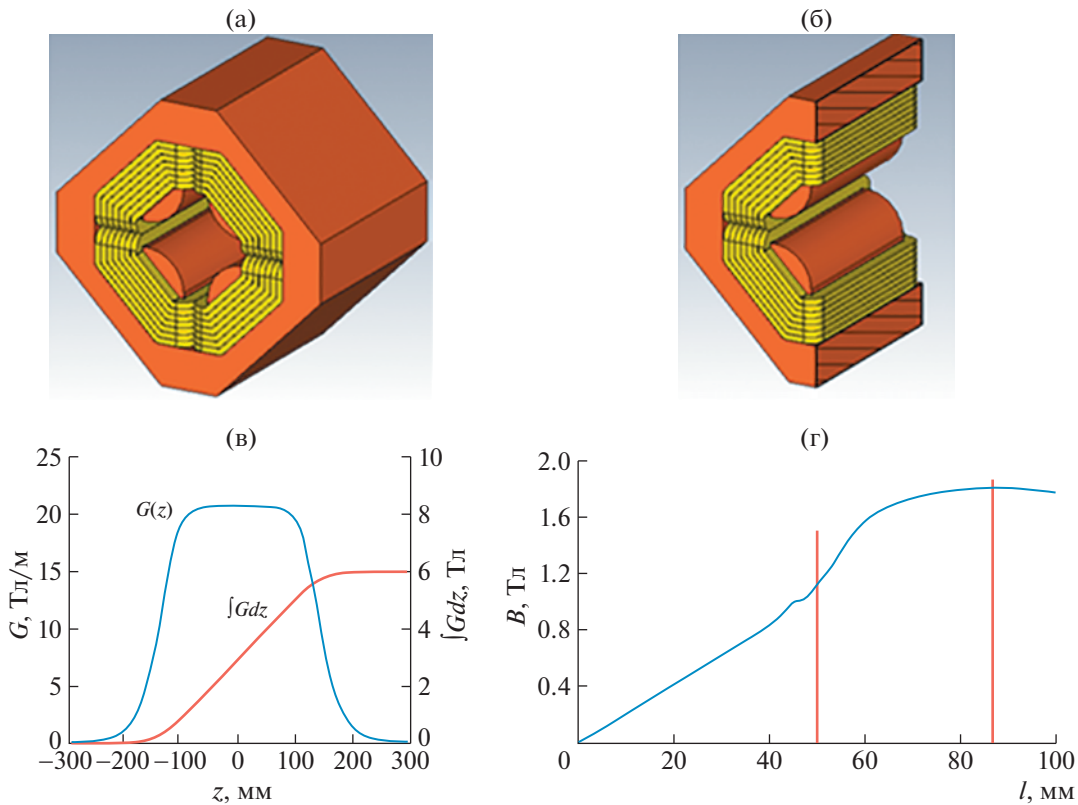


Рис. 6. Электромагнитная квадрупольная линза для НЕВТ: (а) внешний вид линзы, (б) ее съемная часть, (в) продольное распределение градиента и интеграла градиента и (г) распределение поля на биссектрисе полюса.

КВАДРУПОЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ЛИНЗА НЕВТ

С помощью программы CST EM Studio [5] была смоделирована конструкция магнитной квадрупольной линзы, обеспечивающая максимальный градиент магнитного поля 21 Тл/м при индукции магнитного поля на полюсе 1 Тл (материал Steel-1010 – электротехническая низкоуглеродистая сталь) и проведен расчет распределения поля в ней (рис. 6). Основные параметры квадрупольной линзы приведены в табл. 4.

УМЕНЬШЕНИЕ РАЗБРОСА ПО ИМПУЛЬСУ ЧАСТИЦ В ПУЧКЕ ИОНОВ, УСКОРЕННЫХ В ЛУ

Для уменьшения разброса по импульсу в пучке ионов, ускоренных в ЛУ, в канале транспортировки предусмотрена установка дебанчера.

Согласно входным данным (рис. 2) на выходе из ЛУ разброс по импульсу составляет $dp/p = \pm 0.8\%$. В качестве дебанчера рассматривались две конструкции резонаторов – на частоту 162.5 МГц (соответствует частоте ЛУ) и 81.25 МГц.

Таблица 4. Параметры квадрупольной импульсной линзы НЕВТ

| | |
|---|-----------------|
| Диаметр магнитной апертуры, мм | 100 |
| Длина $L_{pole} \times L_{geom} \times L_{effect}$, мм | 250 × 288 × 286 |
| Ток-на-полюс × Плотность тока, кА · А/мм ² | 21 × 18 |
| Поле: на полюсе – в сердечнике – в ярме, Тл | 1.0 – 1.8 – 1.9 |
| Градиент × Интеграл градиента $\int Gdz$, Тл/м · Тл | 21 × 6.0 |
| Схема обмотки, витков × слоев на полюс | 7 × 2 |
| Сечение провода (шинка без в. канала), мм | 9 × 9 |
| Линза: $R \times L \times \tau$, мОм · мГн · мс | 9 × 2.2 × 240 |
| Питание: $I_{nom} \times U \times P$, А · В · кВт | 1500 × 14 × 20 |
| Габариты линзы: (xyz), мм | 412 × 412 × 288 |

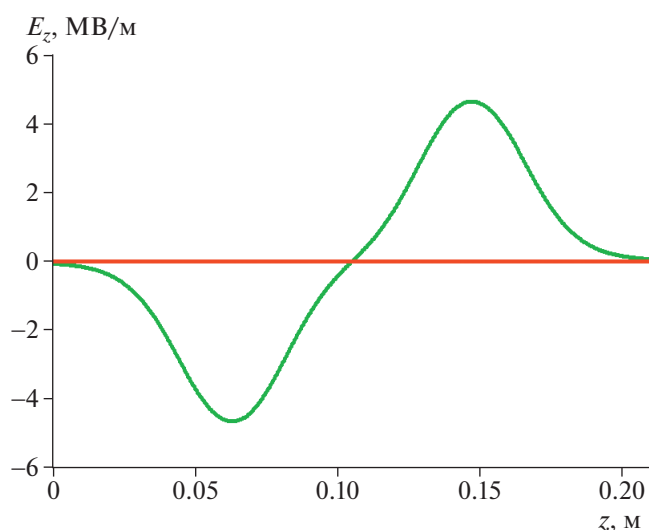
Таблица 5. Основные параметры дебанчера в канале транспортировки

| | |
|--|-------|
| Частота, МГц | 162.5 |
| Внутренний радиус трубок дрейфа, мм | 25 |
| Внешний радиус трубок дрейфа, мм | 45 |
| Длина зазора, мм | 30 |
| Длина 1-й трубки дрейфа, мм | 28 |
| Длина 2-й трубки дрейфа, мм | 55 |
| Длина 3-й трубки дрейфа, мм | 28 |
| Радиус скругления трубки дрейфа, мм | 5 |
| Максимальное напряжение на зазоре, кВ | 226 |
| Максимальная напряженность поля в зазоре, МВ/м | 4.65 |
| Максимальная напряженность поля на поверхности, МВ/м | 17.5 |

Таблица 6. Фазовые характеристики пучка на выходе НЕВТ

| | | |
|--|--|---|
| $\alpha_x = -0.6464$ | $\alpha_y = 0.2735$ | $\alpha_z = 1.151$ |
| $\beta_x = 2.435 \text{ мм/π} \cdot \text{мрад}$ | $\beta_y = 2.612 \text{ мм/π} \cdot \text{мрад}$ | $\beta_z = 817.45 \text{ град/π} \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x\text{rms}} = 0.3014 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{y\text{rms}} = 0.291 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{z\text{rms}} = 0.1542 \text{ π} \cdot \text{град} \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x99\%} = 3.1063 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{y99\%} = 2.8561 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{z99\%} = 1.89 \text{ π} \cdot \text{град} \cdot \%$ |
| $\epsilon_{x99\%}^{\text{ненорм}} = 33.58 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{y99\%}^{\text{ненорм}} = 30.87 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ | $\epsilon_{z99\%}^{\text{ненорм}} = 20.43 \text{ π} \cdot \text{град} \cdot \%$ |

Поскольку фазовая протяженность сгустка ускоренных ионов не важна при инъекции пучка в бустер, был выбран двухзазорный резонатор, работающий на частоте 162.5 МГц, как более компактный и простой в изготовлении. Ос-

**Рис. 7.** Распределение электрического поля вдоль оси дебанчера.

новные параметры дебанчера представлены в табл. 5. Распределение поля в дебанчере показано на рис. 7. Внутренний радиус трубок дрейфа дебанчера составляет 25 мм, внешний – 45 мм, что позволяет транспортировать пучок с эмиттансом, равным акцептансу ЛУ ($100 \text{ π} \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$), без потерь.

Выполнена оценка влияния дебанчера на импульсный разброс ионов в пучке (рис. 8, 9). Согласно результатам моделирования, разброс ионов по импульсу после дебанчера можно уменьшить с $\pm 0.8\%$ (рис. 8а) до $\pm 0.3\%$ (рис. 8б). В канале транспортировки после дебанчера разброс по импульсу сохраняется. Увеличивается протяженность сгустка по фазам (рис. 8в), что не является критичным.

Выходные параметры пучка в канале НЕВТ представлены в табл. 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено моделирование динамики пучка в канале транспортировки ионов (НЕВТ).

Были определены основные параметры квадрупольной линзы канала: максимальный градиент магнитного поля в линзе на участке согласования – 11.7 Тл/м (для Q1), для “периодического”

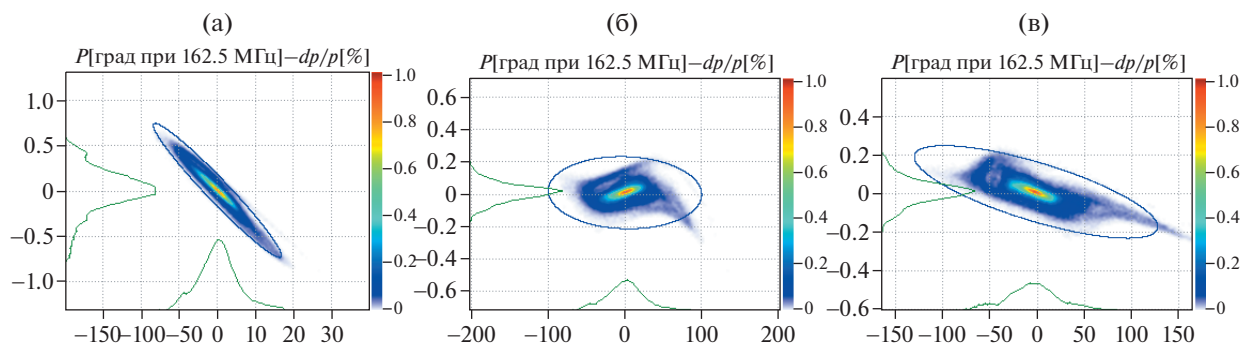


Рис. 8. Продольные характеристики пучка: (а) перед дебанчером; (б) после дебанчера; (в) на обдирочной мишени.

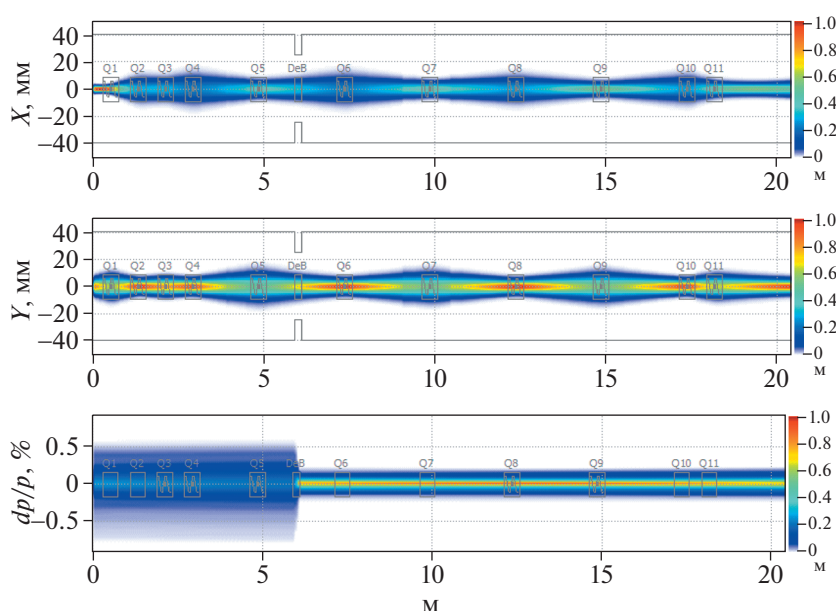


Рис. 9. Распределение плотности пучка в канале транспортировки с использованием двухзороного дебанчера.

участка — 3.8 Тл/м; эффективная длина линзы — 286 мм. Конструкция линзы предполагает запас по увеличению градиента линзы до 21 Тл/м (около 40%).

Для перевода пучка ионов, ускоренных в другом инжекторе, между квадрупольными линзами Q7 и Q8 предусмотрено место для установки дипольного магнита (ахроматической транспортной линии).

Для уменьшения импульсного разброса пучка на входе в обдирочную мишень были определены место размещения и основные параметры двухзороного дебанчера: частота — 162.5 МГц, максимальная напряженность поля 4.65 МВ/м на зазоре, 17.5 МВ/м на поверхности. Внутренний радиус трубок дрейфа дебанчера составляет 25 мм, внешний — 45 мм, что позволяет транспортиро-

вать пучок с эмиттансом равным акцептансу ЛУ (100 π мм мрад). Дебанчер может обеспечить уменьшение импульсного разброса пучка с ±0.8 до ±0.3%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. Kotov V.I., Miller V.V. Focusing and Mass Separation of High-Energy Particles. 1969. Moscow: Atomizdat (in Russian).
2. Skowronski P.K. Proc. IPAC. 2009. P. 117–121.
3. Uriot D. et al. Proc. IPAC. 2015. P. 92–94.
4. Uriot D. et al. PlotWin. 2014. Saclay: CEA.
5. <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/student-edition>.

The Development of the HEBT Magneto-Optical Scheme for Heavy ion LINAC

E. R. Khabibullina¹, *, V. I. Nikolaev¹, A. E. Bolshakov¹, V. S. Skachkov¹,
G. N. Kropachev¹, and T. V. Kulevoy¹

¹*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: Ekaterina.Khabibullina@itep.ru*

Received December 30, 2021; revised December 30, 2021; accepted January 12, 2022

Abstract—The HEBT channel is designed for transportation of 4 MeV/u energy ion beams with $Z/A = 1/4$ – $1/8$ from linac to stripping target to prepare the beam for injection into the booster. The channel consists of magnetic quadrupole lenses providing transverse focusing of the beam and the debuncher to reduce the particles momentum spread to $\pm 0.3\%$. Beam dynamic simulation was carried out taking into account three-dimensional distributions of the quadrupole lenses magnetic fields and electric fields of the debuncher.

Keywords: linac, ion beam, beam transport channel, beam dynamics simulation

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 539.1.05

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ АНАЛИЗА И ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКА СИЛЬНОТОЧНОГО ИНЖЕКТОРА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ НА БАЗЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЭЦР ИСТОЧНИКА ИОНОВ

© 2022 г. А. В. Зиятдинова^{а, *}, П. А. Федин^а, Т. В. Кулевой^а, А. А. Малышев^а, С. Л. Богомолов^б, А. А. Ефремов^б

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

*E-mail: bishazi@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.

Принята к публикации 12.01.2022 г.

Работа посвящена разработке системы анализа и транспортировки пучка сильноточного инжектора многозарядных ионов на базе сверхпроводящего ЭЦР источника ионов, разрабатываемого в ОИЯИ в рамках программы исследования сверхтяжелых элементов. В работе описано моделирование динамики ионных пучков в разрабатываемой системе в приближении “идеальных” полей в оптических элементах тракта.

Ключевые слова: моделирование динамики, ионный пучок, ЭЦР источник

DOI: 10.56304/S2079562922030599

ВВЕДЕНИЕ

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ развивается программа исследования сверхтяжелых элементов (СТЭ). Базовой установкой фабрики СТЭ является циклотрон ДЦ-280 [1]. Для генерации сильноточных пучков тяжелых ионов в качестве инжектора для данного ускорителя в ОИЯИ разрабатывается сверхпроводящий источник ионов типа ЭЦР (электронно-циклотронный резонанс) третьего поколения. Для инъекции пучка ионов в циклотрон необходимо разработать систему транспортировки и анализа пучков. Разработка концептуальной схемы инжектора основывается на моделировании динамики пучков тяжелых ионов. В работе представлены первые результаты такого моделирования.

1. ВЫБОР НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Выбор начальных параметров для моделирования динамики пучков ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ и $^{40}\text{Ar}^{8+}$ был основан на результатах работ [2, 3], в которых описаны измерения и моделирование пучка для работающих сегодня ЭЦР источников третьего поколения – SECRAL, SECRAL II. Нормализованный RMS эмиттанс пучков $^{238}\text{U}^{34+}$ и $^{40}\text{Ar}^{8+}$ для моделирования принят 0.3π мм мрад. Напряжение экстракции 25 кВ.

Для оценки эффективности сепарации использован метод одновременного моделирования двух пучков ионов с близкими значениями A/Z .

Предварительная схема компоновки канала транспортировки была выбрана на основе имеющихся элементов транспортных каналов [1–5]. Основные элементы канала транспортировки: соленоид, поворотный магнит, три квадрупольные линзы и ускорительная трубка. Размеры соленоида были выбраны на основе разработанного в ОИЯИ и хорошо себя зарекомендовавшего соленоида [6]. Поворотный магнит был выбран с углом поворота 90° , радиусом поворота 500 мм и углами скоса по 26° по аналогии с [4, 5]. Длина квадрупольных линз была определена из работы [4]. В качестве ускорительной трубки была выбрана трубка, выпускаемая фирмой NEC на предельную разность потенциалов 100 кВ [7]. Для обеспечения контроля за параметрами пучка в канале транспортировки предусмотрено два места для измерительных блоков. Один длиной 400 мм на выходе источника, и второй длиной 500 мм за поворотным магнитом. Также в канале предусмотрено пространство для установки вертикального корректора после магнита.

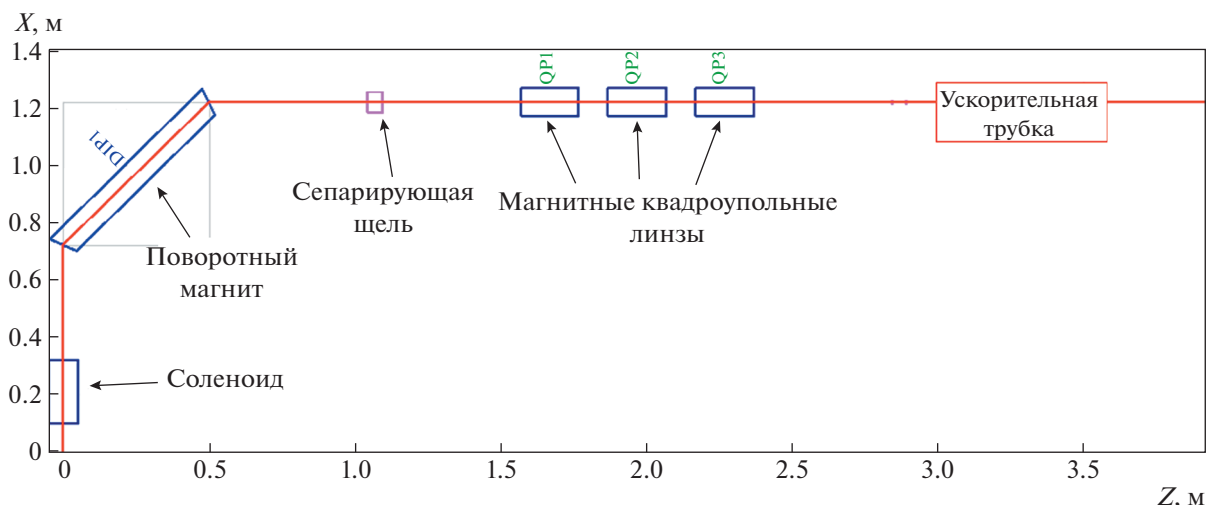


Рис. 1. Схема канала транспортировки, выбранная по результатам моделирования динамики пучка с нулевым током.

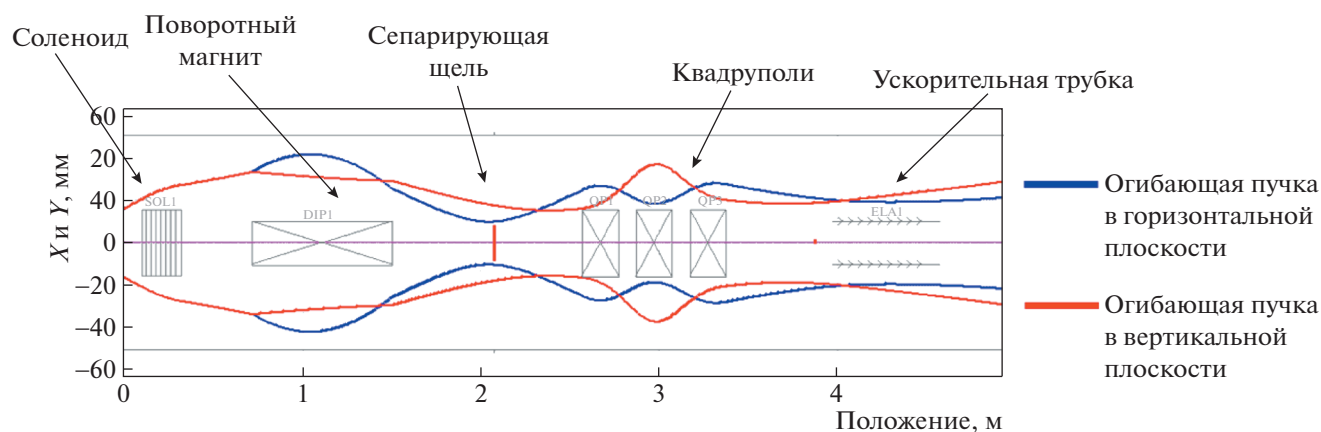


Рис. 2. Огибающие пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в канале.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА С НУЛЕВЫМ ТОКОМ

На начальном этапе моделирование динамики пучка проводилось в идеальном приближении электромагнитных полей элементов транспортного канала и при наличии полной компенсации пространственного заряда (нулевой ток). На этом этапе определялось место расположения ключевых элементов канала анализа и транспортировки пучка и проводилась предварительная оптимизация их параметров.

При этом преследовалась цель обеспечить проводку пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ с минимальными потерями и максимально уменьшить примесную составляющую. В качестве примесного для моделирования рассматривался ион $^{238}\text{U}^{35+}$.

В результате проведенного моделирования сформирован канал, представленный на рис. 1. Сепарирующая щель находится на расстоянии

570 мм от магнита и имеет прямоугольную форму с размерами 25×100 мм. При этом основной пучок $^{238}\text{U}^{34+}$ проходит сепарирующую щель без потерь, а примесный ион $^{238}\text{U}^{35+}$ теряет на диафрагме 93% своей интенсивности. Полная сепарация (100% потеря примесного пучка $^{238}\text{U}^{35+}$) достигается при уменьшении щели диафрагмы до 18 мм. Потери основного пучка в диафрагме при этом достигают 7%. На рис. 2 показаны огибающие пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в канале. На рис. 3 показаны профиль и эмиттансы пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ на выходе из канала.

В табл. 1 приведены значения поля и градиента поля для магнитных элементов канала, использованных при моделировании динамики пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$. Эффективная длина квадрупольных линз 200 мм. Эффективная длина соленоида 220 мм.

В разработанном канале проведено моделирование динамики опорного пучка $^{40}\text{Ar}^{8+}$ и примес-

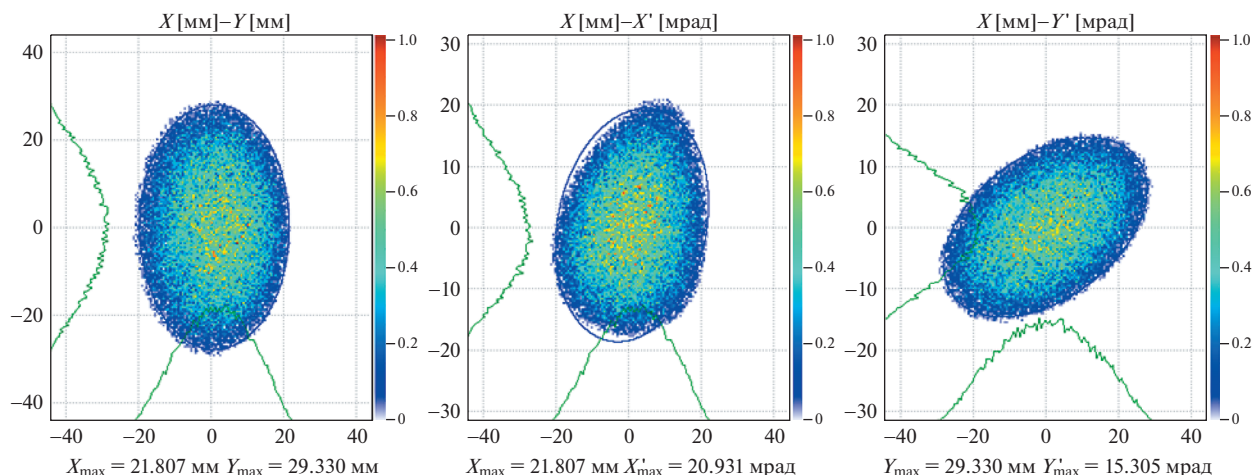


Рис. 3. Профиль и эмиттансы пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ на выходе из канала.

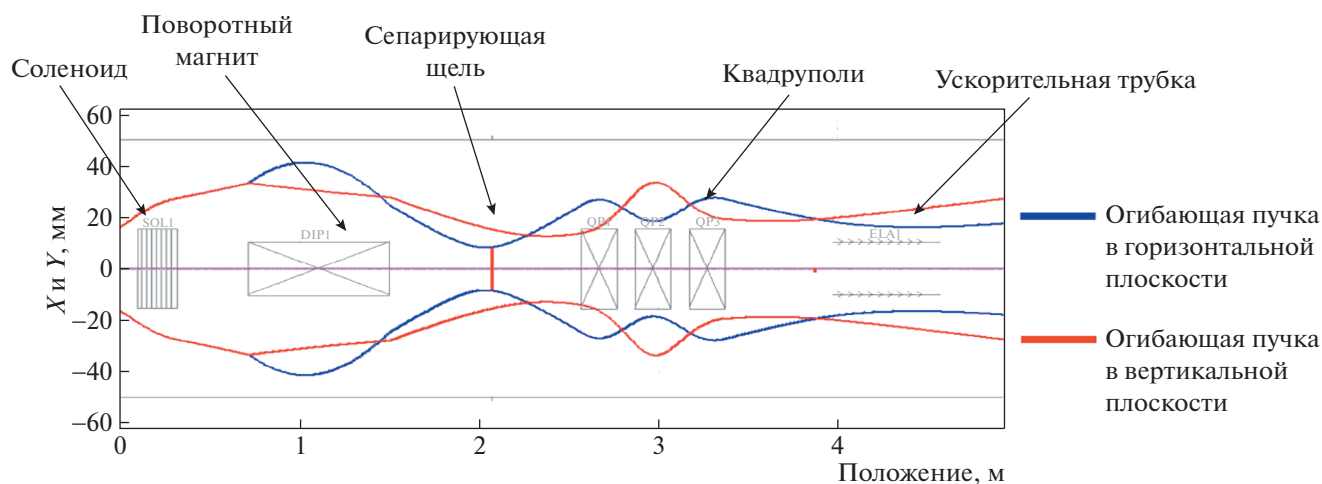


Рис. 4. Огибающие пучка $^{40}\text{Ag}^{8+}$ в канале.

ного пучка $^{40}\text{Ag}^{9+}$ с начальными данными на входе в канал, аналогичными $^{238}\text{U}^{34+}$. Транспорт пучка ионов $^{40}\text{Ag}^{8+}$ составил 100%. Потери примесного $^{40}\text{Ag}^{9+}$, составили 100% еще до сепарирующей диафрагмы. На рис. 4 показаны огибающие пучка $^{40}\text{Ag}^{8+}$ в канале. На рис. 5 показаны профиль и эмиттансы пучка $^{40}\text{Ag}^{8+}$ на выходе из канала.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ С НЕНУЛЕВЫМ ТОКОМ

После определения расстановки элементов транспортной системы в приближении идеальных полей и при полной компенсации собственного заряда пучка проведено моделирование динамики пучка при условии, когда полная компенсация

Таблица 1. Значения поля и градиента поля для магнитных элементов канала, использованных при моделировании

| | Поле соленоида, Тл | Градиент первой линзы, Тл/м | Градиент второй линзы, Тл/м | Градиент третьей линзы, Тл/м |
|------------------------|--------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| U_{238}^{34+} | 0.3 | 0.97 | -1.22 | 0.68 |
| Ag_{40}^{8+} | 0.254 | 0.822 | -1.03 | 0.576 |

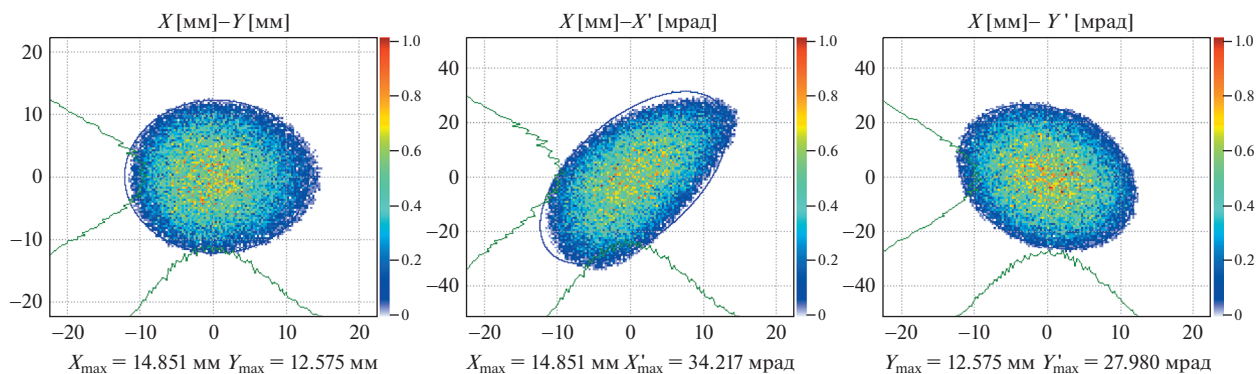


Рис. 5. Профиль и эмиттансы пучка $^{40}\text{Ar}^{8+}$ на выходе из канала.

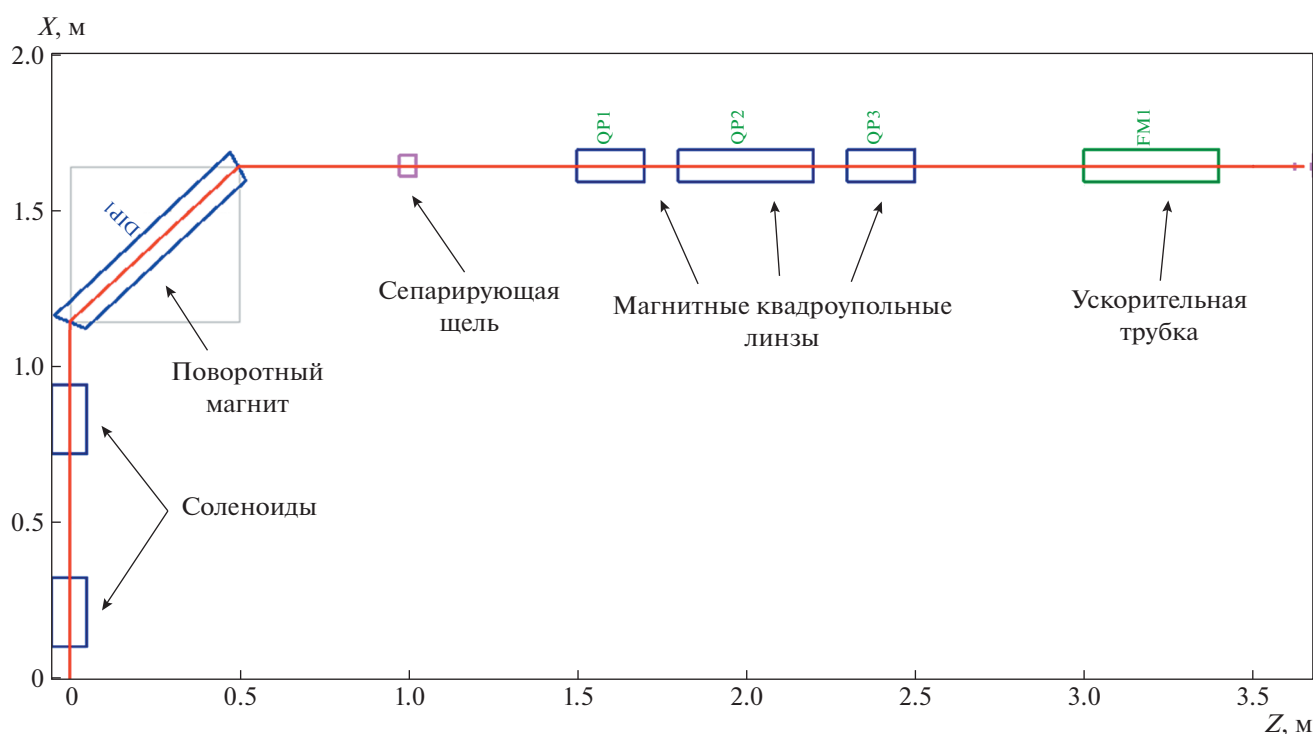


Рис. 6. Схема канала с двумя соленоидами перед поворотным магнитом.

пространственного заряда пучка не достигается. При этом моделирование в канале до поворотного магнита проводилось для единственного типа ионов, но с током 20 мА и компенсацией 70%. Также для учета потерь примесных ионов в поворотном магните использовано следующее приближение: на входе в поворотный магнит ток пучка падает до значения 1 мА (считаем, что это значение тока пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$, т.е. около 5% от общего тока всего пучка [3]).

При проведении моделирования динамики пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ с неполной компенсацией собствен-

ного заряда не удается обеспечить полное прохождение пучка через транспортную систему с использованием единственного соленоида. Поэтому на этом участке был добавлен еще один соленоид. На рис. 6 приведена скорректированная схема канала с двумя соленоидами перед поворотным магнитом, полученная по результатам моделирования динамики пучка $^{238}\text{U}^{34+}$. На рис. 7 показаны огибающие пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в канале. На рис. 8 показан график потерь пучка $^{238}\text{U}^{34+}$.

В табл. 2 приведены значения поля и градиента поля для магнитных элементов канала, использо-

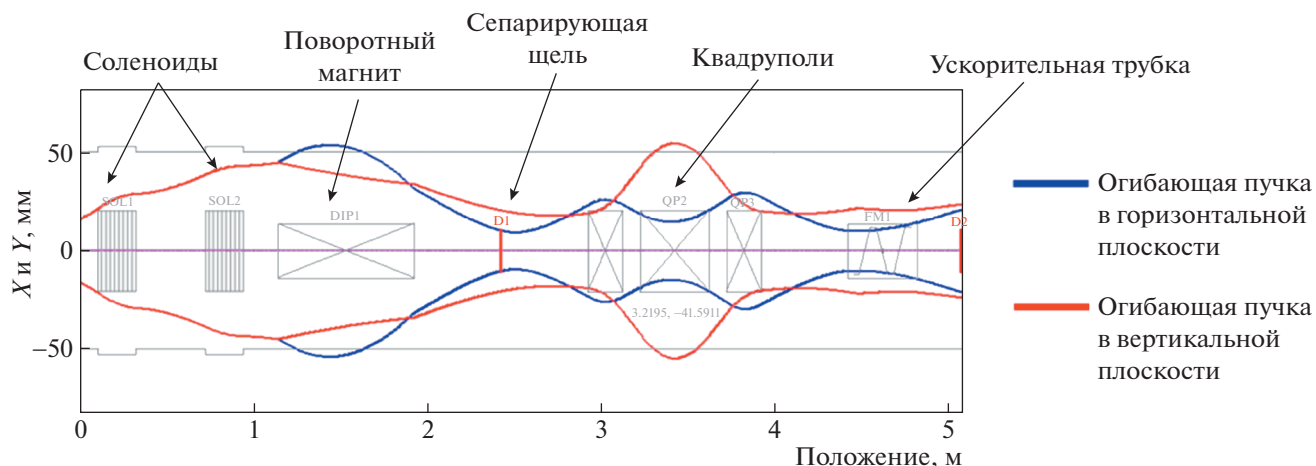


Рис. 7. Огибающие пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в канале с двумя соленоидами перед диполем (синяя огибающая в горизонтальной плоскости, красная огибающая в вертикальной плоскости).

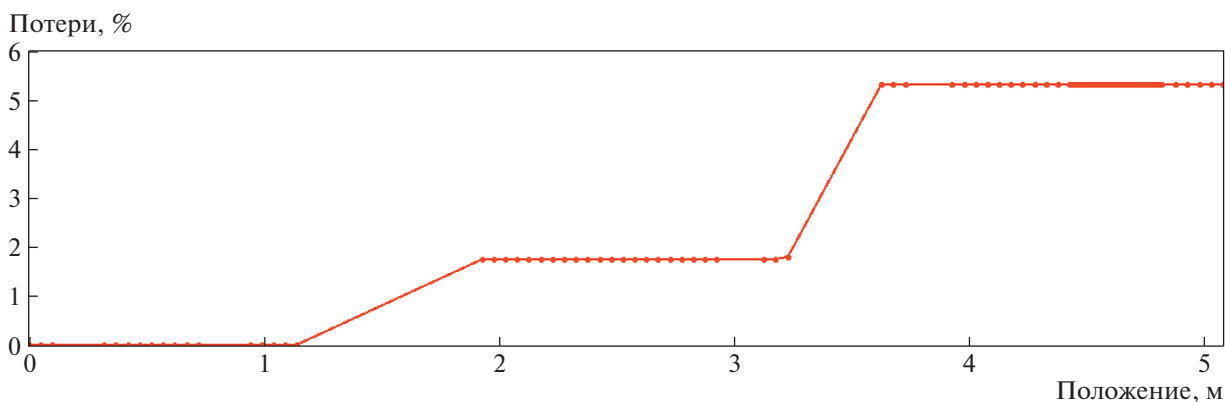


Рис. 8. График потерь пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в канале с двумя соленоидами перед диполем (без учета потерь на диафрагме).

ванных при моделировании динамики пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$. Эффективная длина квадрупольных линз 200, 400 и 200 мм. Эффективная длина соленоидов 220 мм.

По результатам моделирования можно сделать следующие выводы:

- потери основного пучка $^{238}\text{U}^{34+}$ в данной компоновке канала составляют около 6%;

- потери примесного пучка $^{238}\text{U}^{35+}$ при этом составляют около 37%, т.е. заметная часть примесного пучка доходит до ускоряющей трубки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе разработки концептуального проекта системы транспортировки и анализа пучка мно-

Таблица 2. Значения поля и градиента поля для магнитных элементов канала, использованных при моделировании

| | Поле соленоида 1, Тл | Поле соленоида 2, Тл | Градиент первой линзы, Тл/м | Градиент второй линзы, Тл/м | Градиент третьей линзы, Тл/м |
|------------------------|----------------------|----------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| U_{238}^{34+} | 0.48 | 0.29 | 0.82 | -0.61 | 0.94 |

гозарядных ионов из сверхпроводящего ЭЦР источника была выбрана предварительная схема компоновки транспортного канала и проведено моделирование динамики опорных пучков ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ и $^{40}\text{Ar}^{8+}$ в приближении идеальных полей ионно-оптических элементов с током 20 мА при 100% компенсации пространственного заряда.

Транспортировка пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ в данной конфигурации канала составила 100%. Потери примесного пучка $^{238}\text{U}^{35+}$ при этом составили 93%.

В разработанном канале проведено моделирование динамики пучка ионов $^{40}\text{Ar}^{8+}$, транспортировка которого составила 100%. Потери примесного $^{40}\text{Ar}^{9+}$, составили 100% еще до сепарирующей диафрагмы.

Дальнейшая проработка системы опиралась на результаты транспортировки ионов урана. Было проведено моделирование динамики опорных пучков ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ и $^{40}\text{Ar}^{8+}$ в приближении идеальных полей ионно-оптических элементов с током 20 мА при 70% компенсации пространственного заряда.

Проводка пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$ составила 94.5%, эффективность транспортировки ближайшего по массе иона $^{238}\text{U}^{35+}$ составила 62.5%. На

следующем этапе будет проводиться корректировка параметров системы анализа и транспортировки пучка с целью снижения потерь основного пучка ионов $^{238}\text{U}^{34+}$, моделирование магнитных и электростатических полей элементов тракта и проведение моделирования динамики пучков с использованием “реального” распределения полей в данных элементах, полученных при моделировании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Гульбекян Г.Г. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16. № 6 (225). С. 653–665.
2. Yang Y. et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. P. 110101.
3. Yang J.C. et al. // China. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2013. V. 317. P. 263.
4. Гульбекян Г.Г. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11. № 6 (190). С. 1181–1196.
5. Иваненко И.А., Казаринов Н.Ю. // Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11. № 6 (190). С. 1169–1180.
6. Гикал Б.Н. и др. Канал аксиальной инжекции циклотрона ДЦ-60. Сообщение ОИЯИ. Р9-2006-39, Дубна, 2006.
7. <https://www.pelletron.com/wp-content/uploads/2017/02/Accel-Tubes-v2.pdf>.

LEBT Development for High Current Multicharged Ions Injector Based on SC ECR Ion Source

A. V. Ziatdinova¹, *, P. A. Fedin¹, T. V. Kulevoy¹, A. A. Malishev¹,
S. L. Bogomolov², and A. A. Efremov²

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

²Joint Institute for Nuclear Research, Moscow oblast, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: bishazi@yandex.ru

Received December 30, 2021; revised December 30, 2021; accepted January 12, 2022

Abstract—The work is devoted to the development of a low energy beam transport (LEBT) system for a high current multicharged ions injector based on a superconducting ECR ion source. ECR ion source is under development at JINR as part of superheavy element research program The LEBT includes a beam analysis system. The paper describes results of ion beams dynamic simulation in the LEBT with “ideal” field approximation for optic elements.

Keywords: beam dynamic simulation, ion beam, ECR ion source

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.3.038.616; 537.5

ДИАГНОСТИКА ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ПУЧКА ИОНОВ
ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ОБЛУЧАЕМОЙ МИШЕНИ

© 2022 г. А. В. Скобляков^{а, *}, А. В. Канцырев^а, В. А. Панюшкин^а, А. В. Богданов^а,
В. А. Волков^а, А. А. Голубев^а, S. Zähler^с, M. Gyrdymov^с, О. Н. Розмей^{б, с}

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^бЦентр Гельмгольца GSI, Дармштадт, 64291 Германия

^сIAP, Университет им. Гете, Франкфурт, 60438 Германия

*E-mail: dinAlt220@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.02.2022 г.

После доработки 25.02.2022 г.

Принята к публикации 28.02.2022 г.

В предстоящих экспериментах по нагреву мишеней интенсивным пучком тяжелых ионов в рамках проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) измерение профиля пучка на мишени имеет большое значение для получения оптимального энерговклада в облучаемом материале и интерпретации экспериментальных результатов. Предложен метод диагностики поперечного распределения интенсивности ионов на мишени по регистрации рентгеновского излучения, возникающего в мишени под действием ионного пучка. В данной работе с помощью численного кода Geant4 была разработана и построена полномасштабная модель эксперимента и выполнено численное моделирование рентгеновской диагностики ионного пучка. Тестирование предложенного метода и сравнение с результатами моделирования выполнено в экспериментах на ускорителе UNILAC в GSI (Германия) с пучком ионов Au⁺²⁶ с энергией 11.4 МэВ/а.е.м., проходящим через медную мишень толщиной 10 мкм. Рентгеновское изображение мишени формировалось с помощью камеры-обскуры на CsI сцинтиляторе и регистрировалось с помощью цифровой sCMOS камеры с усилителем яркости.

Ключевые слова: рентгеновская диагностика, geant4, монте-карло моделирование, ионный пучок, ускоритель, fair, камера-обскура, пространственное разрешение

DOI: 10.56304/S2079562922030496

1. ВВЕДЕНИЕ

В будущих экспериментах HINEX (Heavy Ion Heating and Expansion – нагрев тяжелыми ионами и расширение), проекта FAIR, высокоинтенсивные ионные пучки будут использоваться для нагрева материала мишени в исследованиях экстремального состояния вещества [1]. В этих экспериментах, которые будут проводиться в рамках научной программы коллаборации HED@FAIR проекта FAIR ([2]), знание о распределении поперечного профиля пучка тяжелых ионов на мишени имеет большое значение для оптимизации профиля энерговыведения в материале мишени и последующего анализа экспериментальных результатов. Предложенная Франкфуртским университетом им. Гете, диагностическая система XCOT (X-ray Conversion and Transport - преобразование рентгеновского излучения в оптическое и транспорт) по регистрации излучения возникающего в мишени, облучаемой ионным пучком [3], позволит измерять, в каждом импульсе, поперечный профиль пучка в плоскости расположения мишени. Интенсивность пучков тяжелых ионов в экс-

периментах HINEX будет достигать величины 10¹¹ ионов/импульс, что приведет к возникновению высокого радиационного фона. В системе XCOT оптическая схема регистрации позволит поместить цифровую регистрирующую камеру на безопасном расстоянии от области взаимодействия пучок-мишень. Целью данной работы являлось продемонстрировать возможность измерения поперечного профиля пучка ионов по рентгеновскому излучению облучаемой мишени. Задачами работы являлось проведение полномасштабного Монте-Карло моделирования эксперимента, и получение данных о поперечном профиле пучка по рентгеновскому изображению.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ПОЛНОМАСШТАБНАЯ МОДЕЛЬ УСТАНОВКИ

Проведенный, в рамках тестирования XCOT системы эксперимент, был выполнен на линейном ускорителе UNILAC в GSI (г. Дармштадт, Германия). В эксперименте проводилось облучение медной мишени диаметром 3 мм и толщиной

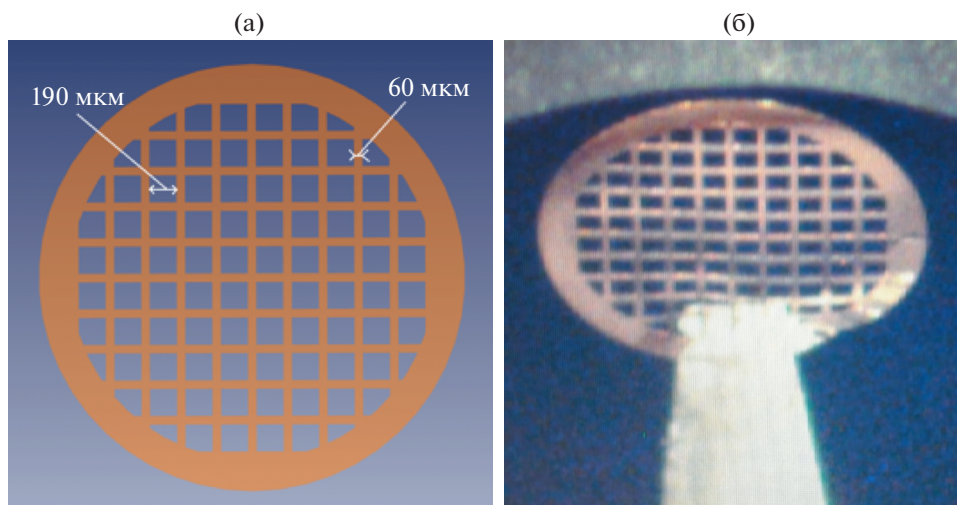


Рис. 1. Чертеж (а) и фотография (б) медной мишени.

10 мкм, выполненной в виде сетки с размерами указанными на рис. 1. Облучение проводилось в течение ~ 2 ч, пучком ионов Au^{+26} с энергией 11.4 МэВ/а.е.м. при частоте сбросов ~ 3 Гц. При токе пучка 2–5 мкА плотность потока составляла $\sim 6 \cdot 10^{11}$ ионов/мм². Измерение тока пучка проводилось с помощью цилиндра Фарадея, установленного за мишенью. При взаимодействии ионов с материалом мишени возникает рентгеновское излучение с основным вкладом линий K_{α} , K_{β} атомов Cu мишени.

В эксперименте полихроматическое рентгеновское изображение мишени формировалось на CsI сцинтиляторе толщиной 100 мкм и размером 26×26 мм с помощью камеры-обскуры с 9-ю отверстиями диаметром ~ 80 мкм, каждое – в танталовой фольге толщиной 75 мкм. Расстояние между отверстиями составляло 2.5 мм. Используемый CsI сцинтилятор позволял регистрировать рентгеновское излучение с энергией > 5 кэВ. Конфигурация камеры-обскуры с несколькими отверстиями позволяет при интегрировании получаемых изображений многократно увеличить статистику фотонов на изображении. Расстояния между мишенью и камерой-обскурой и между камерой-обскурой и сцинтилятором составляли 65 и 130 мм, что соответствует двукратному увеличению рентгеновского изображения камерой-обскурой. Угол расположения плоскости мишени по отношению к оси пучка составлял 45° (рис. 2). Перед мишенью на расстоянии 120 мм был размещен графитовый коллиматор с отверстием диаметром 3 мм. Мишень, коллиматор, камера-обскура и сцинтилятор размещались в мишенной камере с вакуумом $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ мбар. Для настройки системы регистрации была установлена камера-обскура (рис. 2) с одним отверстием диаметром 80 мкм и аналогичными расстояниями от мишени до плоскости регистрации с

формированием изображения на пленочном детекторе Image plate Fujifilm BAS-TR.

Изображение регистрировалось на sCMOS цифровой камере ANDOR Zyla-5.5-USB3 с электронно-оптическим усилителем яркости ProxiKit System PKS2584 на основе двойной микроканальной пластины (МКП) в шевронной сборке. Цифровая камера располагалась за пределами вакуумной камеры на расстоянии ~ 1 м от мишени. На цифровой камере был установлен объектив Nikon AF VR-Nikkor 80-400 1:4.5-5.6 с установленной макролинзой (3.0 дптр) (рис. 3).

С помощью численного кода Geant4 [4] была разработана и построена полномасштабная модель (рис. 4а) и выполнено численное моделирование эксперимента. Для упрощения учета вклада в формируемое изображение вторичного нейтронного и рентгеновского излучения в модели была задана сферическая мишенная камера, изготовленная из нержавеющей стали, с внутренним радиусом 0.5 м и толщиной стенки 50 мм. Внутри мишенной камеры был задан оптический стол изготовленный из алюминия. Размеры камеры-обскуры, размеры коллиматора и расстояния от мишени до плоскости детектора соответствовали реальному эксперименту. На рис. 4б приведен спектр рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии ионов Au^{+26} с медной мишенью, рассчитанный по разработанной модели.

Изображение формировалось на тонком виртуальном детекторе размером 26×26 мм с разрешением 2000×2000 ячеек. При выполнении моделирования был использован программный пакет физических процессов FTFP_BERT [5] кода Geant4. Адронная компонента в данном пакете учитывает упругие и неупругие процессы захвата и деления с учетом таблицы сечений взаимодействий. Также данный пакет использует стандарт-

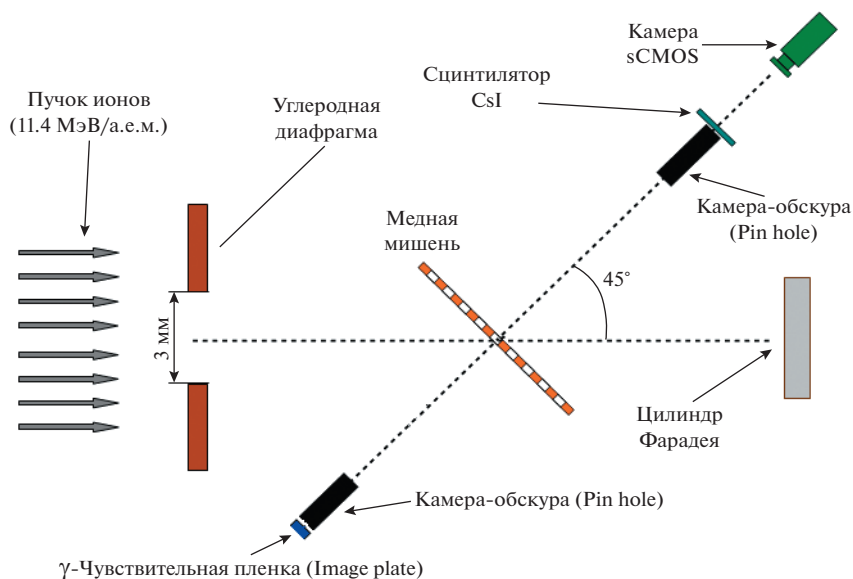


Рис. 2. Схема эксперимента (не в масштабе).

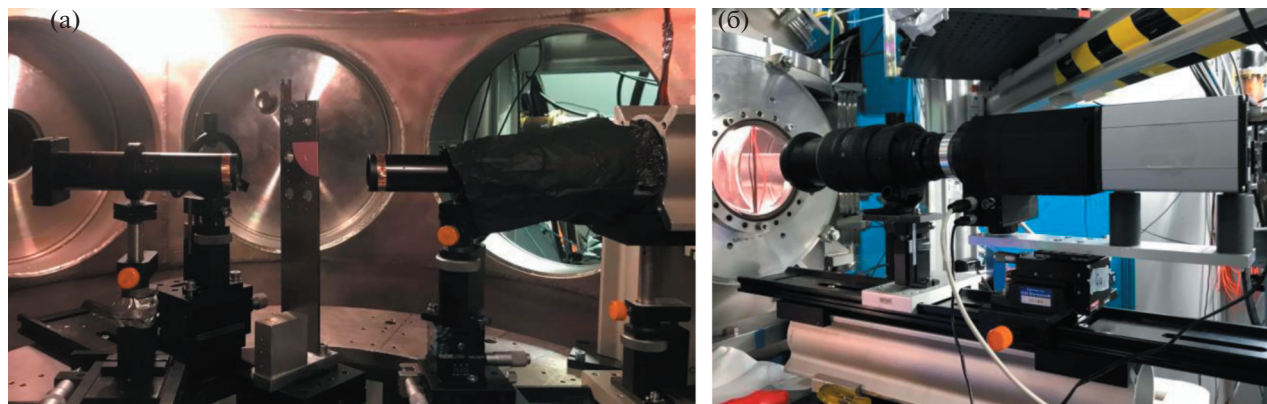


Рис. 3. Фотографии элементов экспериментальной установки: (а) камера-обскура, установленная в вакуумной камере; (б) фотография оптической системы регистрации изображений.

ную электромагнитную физику кода Geant4, созданную процедурой G4EmStandardPhysics для γ , e^- , e^+ , μ^- , μ^+ , τ^- , τ^+ и всех стабильных заряженных адронов и ионов. Распад всех долгоживущих адронов и лептонов обрабатывается процессом G4Decay. Кроме того, использовался программный пакет физики Livermore [5, 6], в котором учтены процессы атомного возбуждения, такие как флуоресценция и Оже-электронная эмиссия (включая Оже-каскады), которые создают вакансии в атомных оболочках.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И СРАВНЕНИЕ С ПРОВЕДЕННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ

При численном Монте-Карло моделировании рентгеновское изображение мишени рассчитывалось при плотности потока ионов

$\sim 4 \cdot 10^{10}$ ионов/мм², при этом, полученная плотность потока фотонов в плоскости регистрации составляла $\sim 1.5 \cdot 10^4$ фт./мм². В эксперименте суммарная плотность потока составила $\sim 6 \cdot 10^{11}$ ионов/мм². Сравнение полученных модельных и экспериментальных изображений мишени приведено на рис. 5.

На рис. 6 показаны модельные и экспериментальные изображения мишени, полученные после суммирования четырех изображений, расположенных в левом нижнем углу на рис. 5 (обведены желтой линией).

На рис. 7 показаны соответствующие изображения на рис. 6 горизонтальные и вертикальные профили пучка для моделирования и экспериментальные данные, получаемые на CsI сцинтиляторе.

Экспериментальные профили пучка были аппроксимированы с помощью функции Гаус-

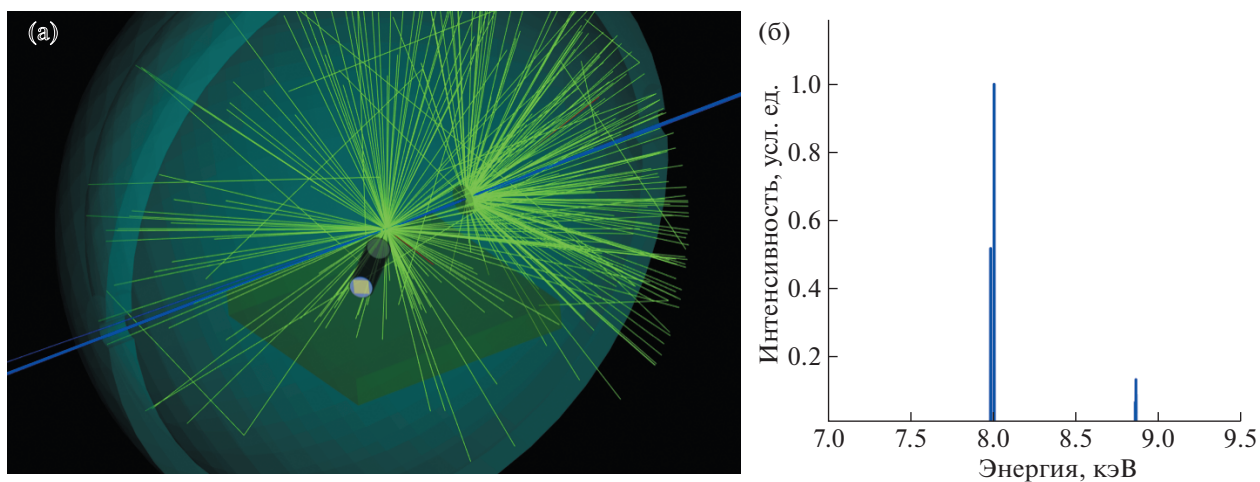


Рис. 4. (а) 3D модель (вид сверху) мишенной камеры заданная в коде Geant4. (б) Расчетный спектр рентгеновского излучения.

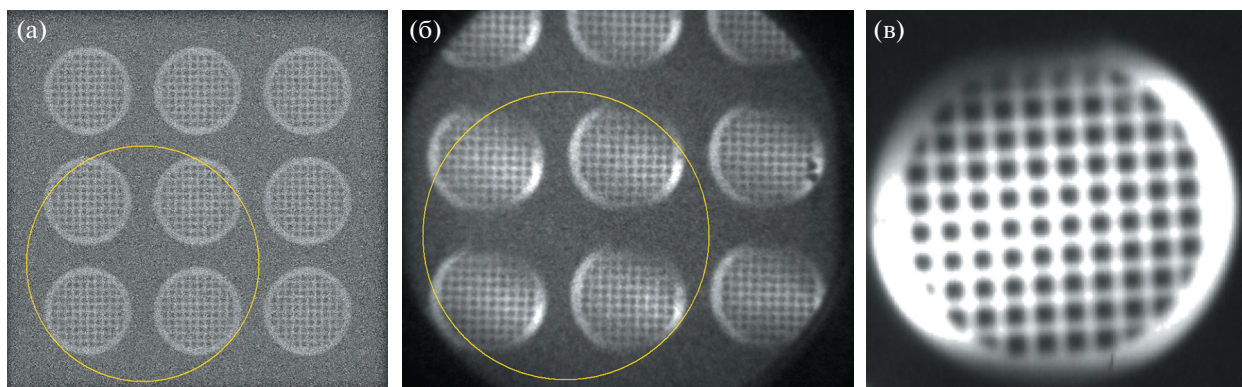


Рис. 5. Рентгеновские изображения мишени: (а) изображение, полученное в результате расчета с использованием кода Geant4; (б) экспериментальное изображение, полученное с помощью цифровой sCMOS камеры; (в) изображение полученное в эксперименте на пленочном детекторе Image plate.

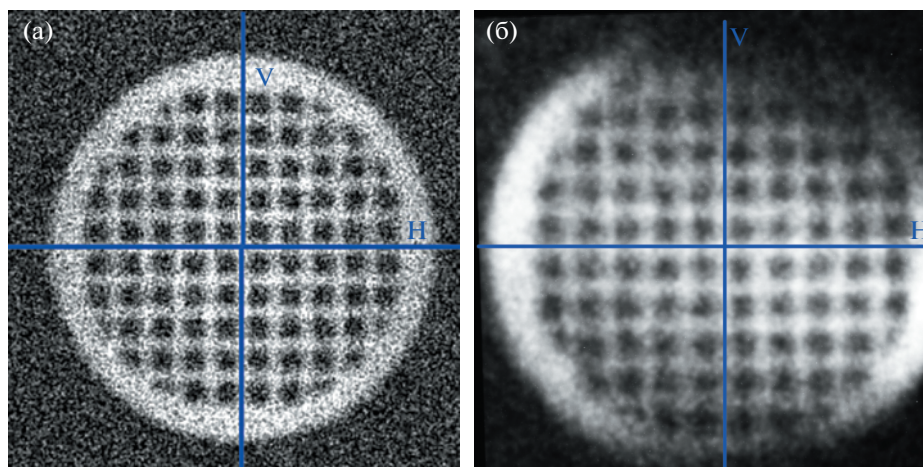


Рис. 6. Рентгеновские изображения мишени: (а) суммированное изображение, рассчитанное с помощью кода Geant4; (б) суммированное экспериментальное изображение, записанное цифровой камерой в эксперименте.

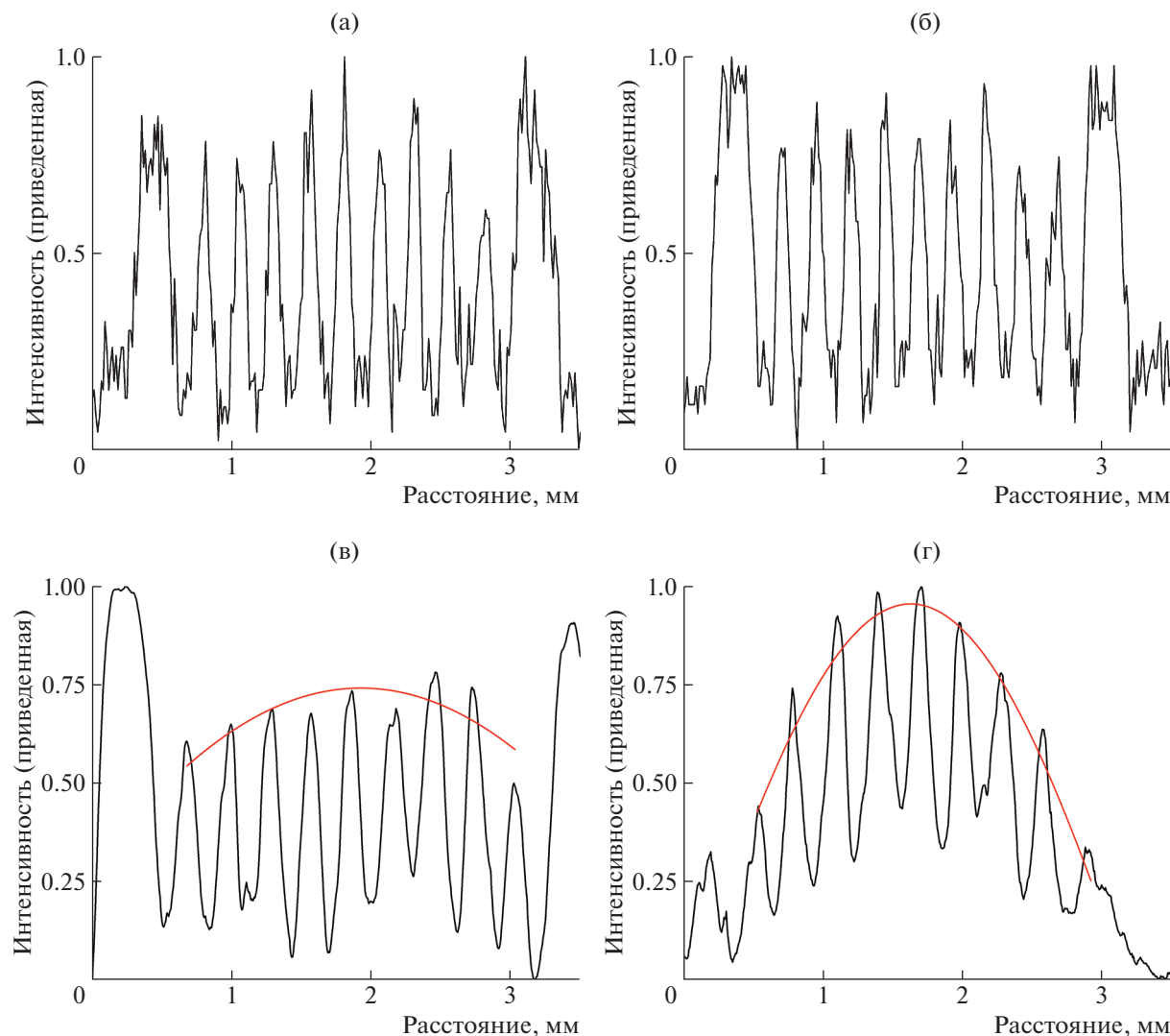


Рис. 7. Горизонтальные (а, в) и вертикальные (б, г) профили пучка, построенные вдоль синих линий на рис. 6. (а, б) Результаты моделирования в среде Geant4; (в, г) для экспериментального изображения, регистрируемого sCMOS камерой на CsI сцинтилляторе. Красная кривая – аппроксимация поперечного профиля пучка функцией Гаусса.

са (рис. 7, красная кривая), ширина на полувысоте функции Гаусса составила 11.43 мм по горизонтали и 4.26 мм по вертикали. Пространственное разрешение изображений оценивалось путем подбора функции ошибки Erf по горизонтальным поперечным профилям (построенным по изображению одной вертикальной проволоочки мишени на рис. 5): стандартное отклонение $\sigma \sim 15$ мкм для изображения, полученного с помощью кода Geant4 и $\sigma \sim 30$ мкм для экспериментального изображения на CsI сцинтилляторе. Размытие на экспериментально полученном изображении, с учетом длительной экспозиции кадра, можно объяснить движением мишени, вызванным температурным расширением материала мишени при выделении энергии пучка ионов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте с пучком ионов Au^{+26} с энергией 11.4 МэВ/а.е.м. и с помощью численного Монте-Карло моделирования выполнена проверка метода диагностики поперечного профиля пучка тяжелых ионов по регистрации рентгеновского излучения, возникающего при взаимодействии ионов с материалом мишени. Размытие и разница пространственного разрешения изображений для эксперимента ($\sigma \sim 30$ мкм) и моделирования ($\sigma \sim 15$ мкм), по-видимому, связана с термическим расширением мишени при длительной экспозиции экспериментальных кадров. Данный эффект потребует дальнейшего уточнения, однако для будущих экспериментов в проекте FAIR вклад данного эффекта незначителен, так

как длительность импульса пучка будет составлять ~ 100 нс и регистрируемая плоскость мишени не будет успевать смещаться за время получения кадра изображения. Важным преимуществом представленной диагностики является возможность работать on-line с получением изображения поперечного профиля пучка на цифровой камере непосредственно после импульса пучка.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта ВМБФ Fkz. 05P19RFFA1 и гранта Министерства Образования и Науки Российской Федерации – Эксперимент № 16 APPA (GSI)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Mintsev V. et al.* // Contrib. Plasma Phys. 2016. V. 56. Nos. 3–4. P. 281–285.
2. *Schönberg K.* // Plasma Phys. 2020. V. 27. No. 4. P. 043103.
3. *Pikuz S.A., Efremov V.P., Rosmej O. et al.* // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. No. 17. P. 4765.
4. Geant4 Toolkit <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/fo/Book-ForApplicationDevelopers.pdf>.
5. Geant4 Toolkit, physicslist <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsList-Guide/fo/PhysicsListGuide.pdf>.
6. Geant4 Toolkit, Low Energy Electromagnetic Physics <https://geant4.web.cern.ch/node/1620>.

Diagnosics of the Transverse Profile of the Ion Beam on X-ray Radiation of the Irradiated Target

A. V. Skobliakov^{1, *}, A. V. Kantsyrev¹, V. A. Panyushkin¹, A. V. Bogdanov¹,
V. A. Volkov¹, A. A. Golubev¹, S. Zähler³, M. Gyrdymov³, and O. N. Rosmej^{2, 3}

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

²Helmholtzzentrum GSI, Darmstadt, 64291 Germany

³IAP, Goethe University, Frankfurt, 60438 Germany

*e-mail: dinAlt220@yandex.ru

Received February 23, 2022; revised February 25, 2022; accepted February 28, 2022

Abstract—Measurements of the transverse profile of the incident beam have a crucial importance for determining the optimal energy deposition of ions in irradiated material and experimental data interpretation in forthcoming FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) experiments on heating of material by intense heavy ion beams. The diagnostic method of transverse distribution of ion beam intensity on a target by detecting of X-ray radiation arising in the target under irradiation of incident ions is proposed. In this work, using the Geant4 numerical code, a full-scale model of the experiment was developed. Numerical simulation of the X-ray diagnostics of the ion beam was performed. Testing of the proposed method and comparison with the experimental results were made using Au⁺²⁶ ion beam with energy 11.4 MeV/a.m.u. from the UNILAC accelerator at GSI (Germany) incident on 10 μm Cu target. The X-Ray image of the target was formed on a CsI scintillator by a pinhole camera and registered by a CMOS camera with an intensity amplifier.

Keywords: X-ray diagnostics, geant4, monte-carlo simulation, ion beam, accelerator, fair, pinhole, spatial resolution

УДК 537.52

КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ

© 2022 г. С. Г. Давыдов^{а, *}, А. Н. Долгов^а, А. А. Козлов^а, В. О. Ревазов^а, Р. Х. Якубов^а

^аФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова” (ВНИИА),
Москва, 127055 Россия

*E-mail: vniia4@vniia.ru.

Поступила в редакцию 13.05.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 16.05.2022 г.

Представлен многофункциональный исследовательский комплекс, разработанный для получения основополагающих знаний в области физики разряда по поверхности диэлектрика, в вакуумных и газовых промежутках, изучения свойств плазмы вакуумных дуг в парах металла и свойств лазерной плазмы с применением различных методик.

Ключевые слова: коммутатор, вакуумный разрядник, искровой разряд, дуга

DOI: 10.56304/S2079562922030095

ВВЕДЕНИЕ

Для детального рассмотрения и понимания особенностей развития высоковольтного сильно-точного разряда в вакуумных и газонаполненных промежутках, в том числе, при его инициировании вспомогательным искровым разрядом или лазерным излучением в ФГУП “ВНИИА” разработан и создан многофункциональный исследовательский комплекс, позволяющий проводить разносторонние исследования в области физики плазмы [1–4] с применением взаимодополняющих методик:

– регистрация с наносекундным временным разрешением изображений исследуемого объекта методами импульсной тенеграфии и интерферометрии, получаемых с помощью лазерного осветителя (импульсного диагностического лазера);

– регистрация изображений, получаемых методами скоростной фотографии оптического диапазона в собственном излучении исследуемого объекта с помощью электронно-оптического преобразователя с наносекундным временным разрешением;

– регистрация визуальных изображений исследуемого объекта в инфракрасном диапазоне его собственного излучения с помощью тепловизора-пирометра.

– определение параметров плазмы (электронная температура, концентрация электронов и ионов) разряда с помощью зондовых измерений путем анализа вольт-амперных характеристик;

– определение параметров корпускулярной эмиссии с помощью электростатических и маг-

нитных анализаторов энергетического и зарядового состава корпускулярных потоков;

– регистрация импульсов электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне (от инфракрасной до рентгеновской области спектра).

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ КОМПЛЕКС

Комплекс обладает гибкой аддитивной архитектурой аппаратной части, допускающей дальнейшее развитие в целях решения возникающих задач и состоит из:

– вакуумной части – набор вакуумных камер с системой средств вакуумной откачки (форвакуумного и турбомолекулярного насосов для получения безмасляного вакуума до уровня 10^{-4} Па), вакуумные вентили, средства контроля вакуума, средства формирования заданной газовой среды в специализированном герметичном объеме, система высоковольтных и низковольтных вводов, набора диагностических окон;

– электрической части – высоковольтные источники питания для запитывания электрических схем, источники высокого и низкого напряжения для средств диагностики, набор средств измерений и контроля электрических параметров цепей;

– электрооптической части – оптический стол (2.5×1.5 м), элементы точного позиционирования, набор линз, оптических фильтров, зеркал, средства визуализации исследуемых физических процессов (интерферометр), комплект лазеров (силовой, диагностический, юстировочный), на-

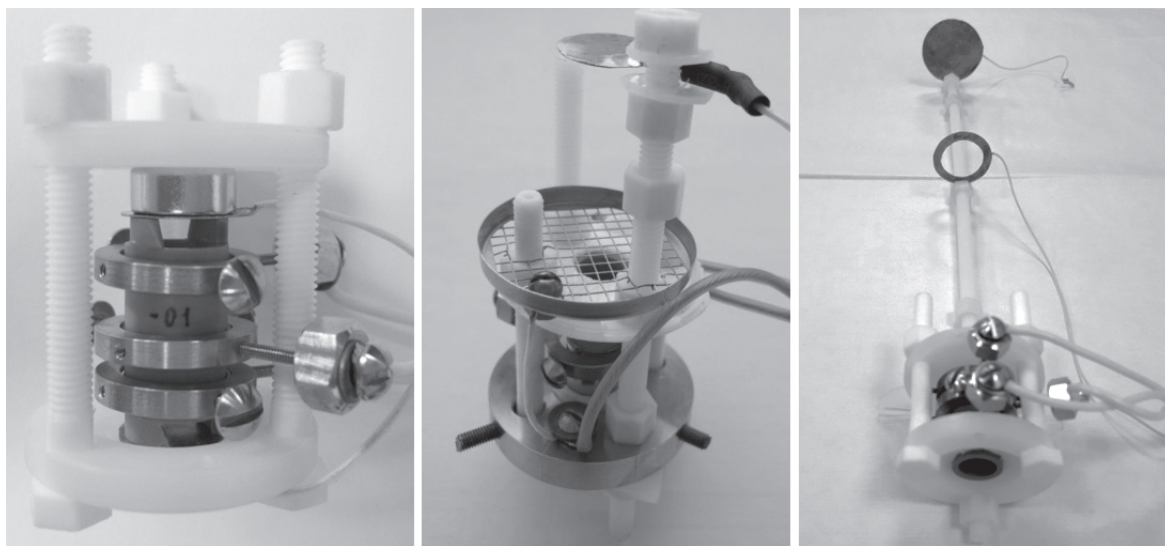


Рис. 1. Примеры конструкций исследовательских макетов высоковольтных миниатюрных вакуумных коммутаторов. Характерный размер макетов – \varnothing 35 мм.

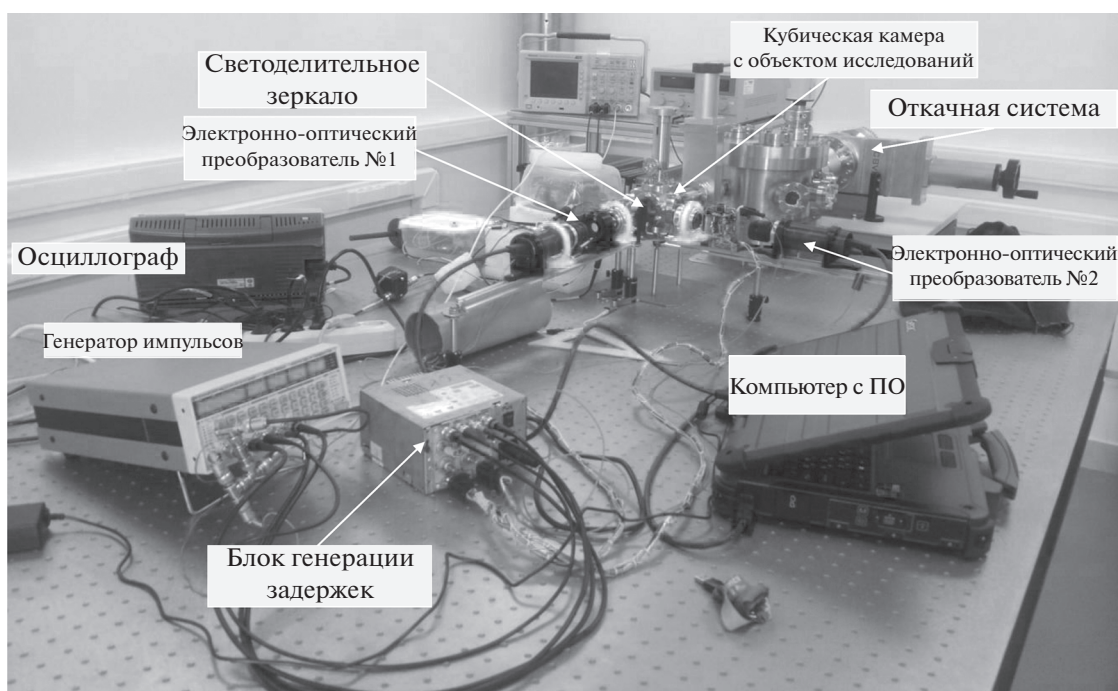


Рис. 2. Аппаратурный модуль для проведения скоростного фотографирования.

бор средств измерения параметров используемого лазерного излучения (рис. 1, 2);

– аппаратурной части, из элементов которой могут формироваться специализированные аппаратурные модули, предназначенные для проведения исследований конкретной направленности;

– макетной части, в состав которой входят макеты и имитаторы различных устройств плазмен-

ной электроники, в которых происходит формирование плазменных объектов, подлежащих изучению, и которые обеспечивают возможность проведения исследований с использованием самых различных методов (рис. 1).

Достоинством комплекса является возможность осуществить сравнительно быструю замену объекта исследований и выполнить в достаточно

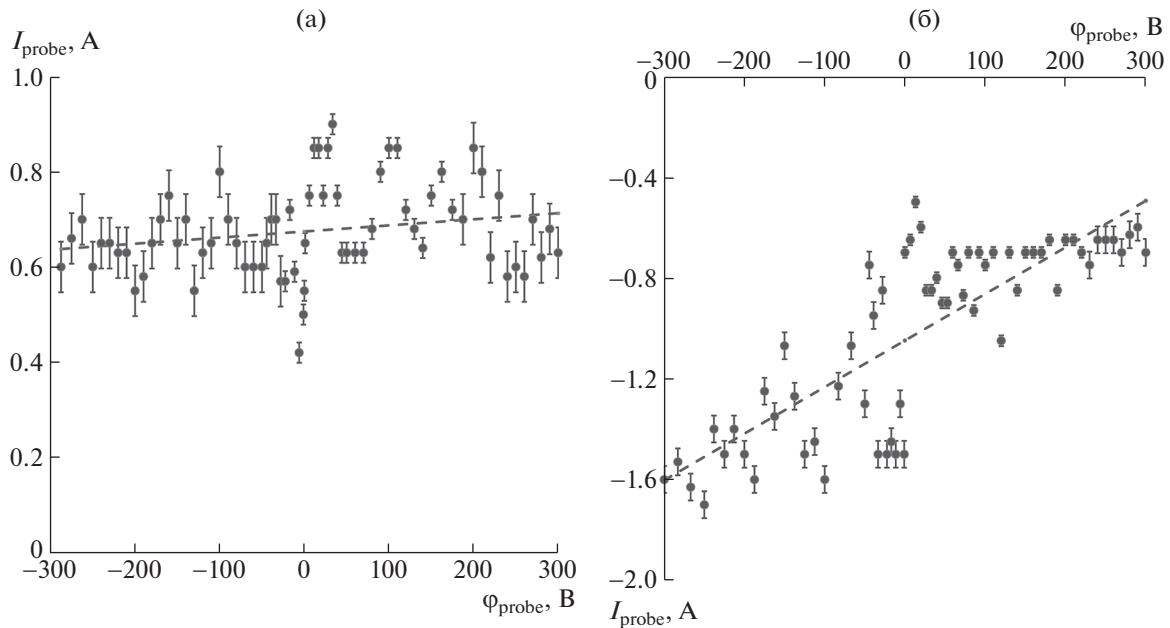


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики, зарегистрированные в момент времени ~ 2 (а), ~ 4 нс (б) после поджигающего импульса в трехэлектродной разрядной системе.

короткий срок перестройку и наладку схемы проведения экспериментов. Кроме того, следует указать на возможность осуществления экспериментов узким коллективом исследователей.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ В УСТРОЙСТВАХ ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

При использовании комплекса с помощью зондовых измерений были зарегистрированы параметры плазмы импульсных вакуумных дуговых разрядов в трехэлектродной коаксиальной разрядной системе с искровым поджигом по поверхности диэлектрика и в двухэлектродной разрядной системе катод(мишень)-анод с лазерным поджигом [1]. Протяженность коммутируемого разрядом вакуумного промежутка составляла 1 мм. Продолжительность вспомогательного искрового разряда и импульса лазерного излучения составляла 30 нс в обоих случаях. Кроме того, плотности потока энергии в центрах взрывной эмиссии электронов в первом случае и в пятне фокусировки на мишени во втором случае также были близки и составляли $\sim 10^9$ Вт/см². В трехэлектродной разрядной системе зафиксированы последовательно сначала потоки надтепловых электронов и ионов с энергиями 300–500 эВ (рис. 3) и далее образование плазмы в момент времени 10 нс (рис. 4а) с температурой 30 эВ в момент времени 10 нс в результате ионизации остаточного газа электронами и излучением, эмитированны-

ми из плазмы катодного пятна, образующейся при формировании того же искрового разряда и плазмы самого искрового разряда, далее наблюдался набегающий поток плазмы с температурой 2–4 эВ. В случае двухэлектродной разрядной системы также зафиксировано образование за счет ионизации коротковолновым излучением и быстрыми электронами из пятна фокусировки первичной плазмы в момент времени 10 нс (рис. 4б) с температурой 16 эВ и следующего за ней, набегающего на зонд потока лазерной плазмы.

В экспериментах [2–4] обнаружена достаточно эффективная ионизация разреженного газа в коротком промежутке (рис. 5а) потоком коротковолнового излучения и быстрых электронов из плазмы вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика. На рис. 5б, 5в показаны изображения разряда при положительной и отрицательной полярностях анода, соответственно. При отрицательной полярности анода разряд в основном разрядном промежутке загорается, но крайне редко. Установлено, что факт зажигания разряда зависит от полярности прикладываемого к электродному промежутку напряжения и в развитии разряда основную роль играют электроны, эмитируемые узлом поджига.

Исследования развития искрового разряда [5] по поверхности диэлектрика позволили выявить ряд особенностей, отличающих разряд по керамике от разряда по слюде, например, протекание разряда по слюде сопровождается появлением многочисленных ярких изображений светящихся треков макрочастиц (капель жидкого металла –

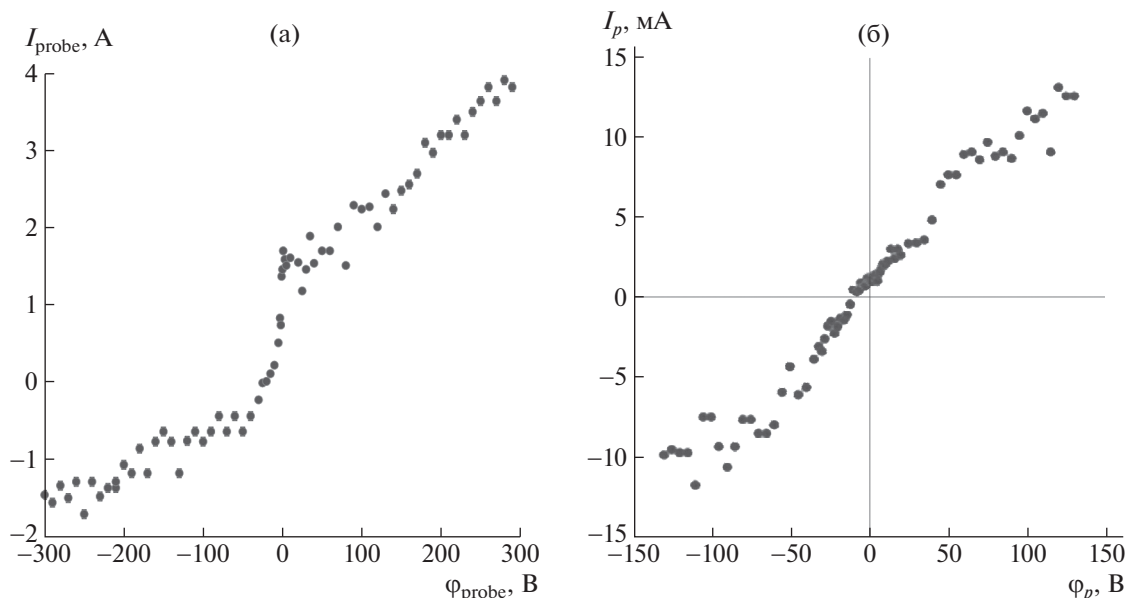


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики плазмы в трехэлектродной системе (а) и двухэлектродной системе (б) через ~ 10 нс после поджигающих импульсов.

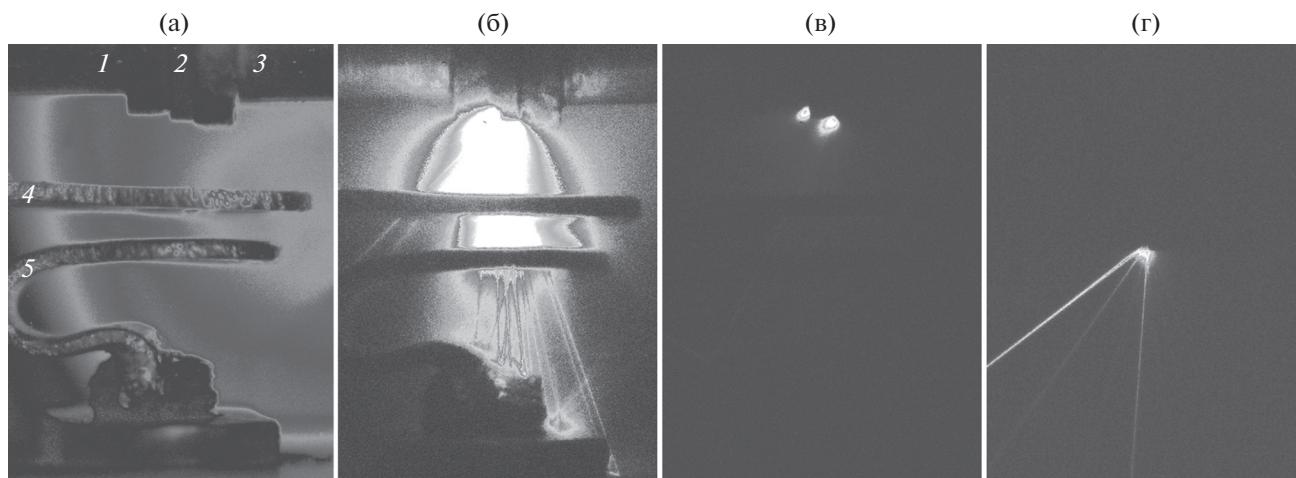


Рис. 5. Фотографии, полученные с помощью скоростной видеокамеры: (а) вид макета миниатюрного вакуумного коммутатора с двойным катодом и искровым поджигом: 1 – катод № 1, 2 – диэлектрическая вставка (керамика), 3 – управляющий электрод, 4 – катод № 2, 5 – анод (протяженность коммутируемого разрядом вакуумного промежутка – 1 мм); (б) разряд (дуговой) при положительной полярности – потенциала анода (+100 В); (в) разряд по поверхности керамики (только искровой в узле поджига) при отрицательной полярности потенциала анода (–100 В), наблюдается испарение материала электродов (анодный и катодный факелы); (г) искровой разряд по поверхности слюды в узле поджига, наблюдаются откольные явления и направленные выбросы плазмы материала диэлектрика, экспозиция – 60 мкс.

материала катода, твердых частиц – сколов материала диэлектрика и в некоторых случаях материала катода) и струй плазмы, а в случае разряда по поверхности керамики трекх частиц не наблюдается (рис. 5в, 5г). Область наиболее интенсивного свечения в случае разряда по керамике обычно заметно больше, чем при разряде по

слюде. Пространственная структура разрядов заметно отличается: наиболее яркий объект в первом случае – это область у поверхности слюды, во втором случае – две области у поверхности электродов.

Наиболее яркими источниками излучения, по крайней мере, видимого и ближнего ультрафио-

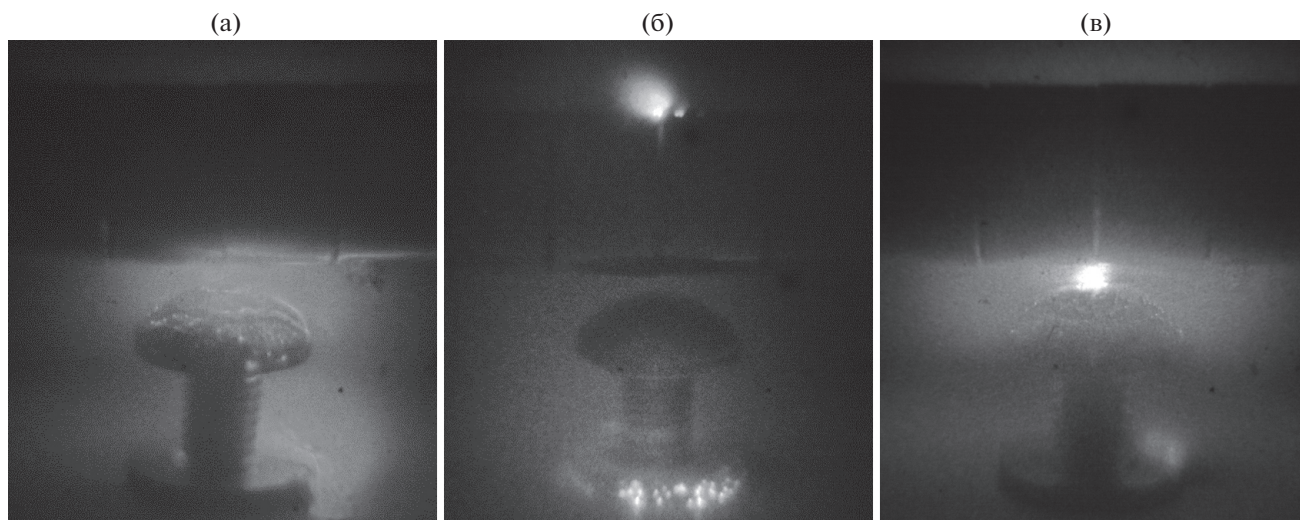


Рис. 6. Фотографии объемного вакуумного разряда на начальной стадии (а, б) и контрагированного разряда (в) в трех-электродной разрядной системе, полученные с помощью ЭОП, экспозиция – 100 нс.

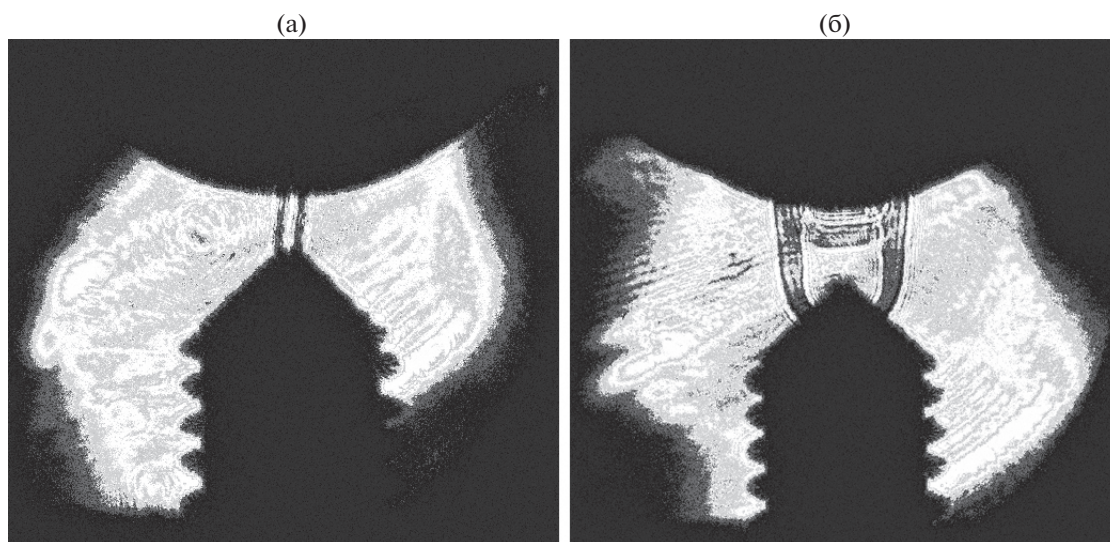


Рис. 7. Теневые изображения разряда в коротком газовом промежутке: (а) фаза формирования канала тока; (б) фаза отрыва ударной волны (УВ) от канала тока. Протяженность коммутируемого разрядом газонаполненного промежутка – 1 мм.

летнего диапазона является плазма, эмитируемая из центров взрывной электронной эмиссии на катоде и анодных пятен (рис. 6).

Регистрация изображений исследуемого объекта методами импульсной тенеграфии для газового разряда позволило получить весьма интересные с научной точки зрения результаты касающиеся распространения ударных волн, вызванных протеканием разряда (рис. 7а, 7б). Наблюдаются две волны – первоначально цилиндрическая волна, образованная в результате расширения токового канала и трансформирующаяся в сферическую, и волна внутри токового канала, распространяю-

щаяся от катодного пятна в направлении анода. Приходится констатировать, что волна внутри токового канала распространяется слишком медленно со скоростью ~ 100 м/с и не может быть источником значительного вклада в ионизацию газовой среды. Вероятно, наблюдается так называемая волна Маха, формирующаяся в результате интерференции сферических волн, отражающихся от стенок цилиндрического канала, и трансформирующаяся в плоскую волну.

Результаты экспериментов свидетельствуют в пользу того, что скорость распространения цилиндрической волны на начальном этапе мала

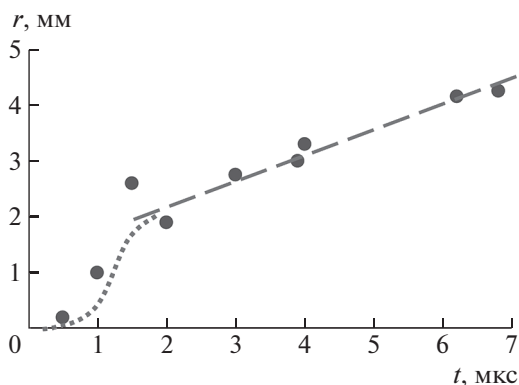


Рис. 8. График зависимости смещения УВ от времени с момента старта разряда.

(<0.5 мкс) в условиях сильно неоднородного электрического поля (рис. 8), поскольку энергия, выделяющаяся в канале разряда, по-видимому, первоначально превращается в энергию возбуждения и колебания молекул. Далее происходит разогрев газа и набор скорости распространения волны. Данный результат, касающийся начальной стадии распространения волны (рис. 8), отличается от ранее представленных в научной литературе для аналогичных условий.

Создание комплекса открыло широкие возможности для макетирования разрабатываемых приборов и изучения характеристик экспериментальных образцов. Ряд полученных с его использованием научно-технических результатов имеет важное прикладное значение для разработки перспективных образцов проектируемых приборов. В их числе можно указать следующие.

Обнаружено решающее влияние на скорость коммутации короткого вакуумного промежутка явления ионизации остаточного газа под действием эмиссии излучения и электронов из плазмы искрового разряда или лазерной плазмы при инициировании процесса коммутации в вакууме 10^0 – 10^{-2} Па.

Проведена расчетная и экспериментальная оценка энергии иницирующего искрового разряда, необходимой для обеспечения стабильности процесса коммутации короткого вакуумного промежутка. Экспериментально изучена зависимость времени задержки процесса коммутации от давления остаточного газа и энергии иницирующего искрового разряда по поверхности диэлектрика.

Обнаружены качественные различия характера развития искрового разряда в вакууме по поверхности диэлектриков, отличающихся термостойкостью.

Экспериментально показано влияние осевой симметрии миниатюрных электроразрядных коммутаторов на надежность их функционирования.

На основе полученных научных результатов предложены и опробованы на экспериментальных образцах новые методы повышения эксплуатационных характеристик миниатюрных электроразрядных коммутаторов с инициированием вспомогательным искровым разрядом и лазерным излучением.

Можно отметить, что был получен ряд научных результатов, в первую очередь, в области физики плазмы, имеющих фундаментальное значение. Среди них можно отметить следующие.

Путем измерения с высоким временным разрешением токов, протекающих в коротком (~ 1 мм) вакуумном промежутке, и падения напряжения на нем, при относительно невысоких напряжениях источника тока (не более 3 кВ) удалось впервые зарегистрировать пучки электронов и ионов, эмитируемые из катодного пятна искрового разряда, и зафиксировать процесс распространения плазмы.

При использовании зондовой методики была показана техническая возможность изучения с ее помощью быстропротекающих процессов (наносекундного временного масштаба), что до настоящего времени полагали невозможным (традиционно считается, что доступен временной масштаб ~ 1 мкс и более).

Обнаружена возможность возникновения центра взрывной эмиссии электронов, т.е. элемента катодного пятна, при протекании в вакууме тлеющего разряда с током меньше критического ($I_{\text{тл}} = 0.1 \text{ A} < I_{\text{кр}} = 1\text{--}3 \text{ A}$).

Обнаружена анизотропия по флюэнсу и электронной температуре потока плазмы, эмитированного из искрового разряда по поверхности диэлектрика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный комплекс открывает возможности поиска новых конструктивных и технологических решений для совершенствования современных и разработки перспективных приборов плазменной электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Davydov S.G., Dolgov A.N., Katorov A.S., Revazov V.O., Yakubov R.Kh. // Zh. Tech. Fiz. 2020. V. 90 (6). P. 919 (in Russian).
2. Davydov S.G., Dolgov A.N., Kozlov A.A., Yakubov R.Kh. // Zh. Tech. Fiz. 2021. V. 91 (12) P. 1916 (in Russian).
3. Davydov S.G., Dolgov A.N., Karpov M.A., Korneev A.V., Nikishin D.V., Pschenichnyy A.A., Yakubov R.Kh. // Usp. Prikl. Fiz. 2019. V. 7 (5). P. 454 (in Russian).
4. Davydov S.G., Dolgov A.N., Kozlov A.A., Yakubov R.Kh. // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84 (11). P. 1874.
5. Davydov S.G., Dolgov A.N., Kozlov A.A., Maksimov V.A., Yakubov R.Kh. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2059. P. 012006.

Experimental Complex for the Research of Discharge Physics**S. G. Davydov^{1, *}, A. N. Dolgov¹, A. A. Kozlov¹, V. O. Revazov¹, and R. Kh. Yakubov¹**¹*Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, 127055 Russia***e-mail: vniia4@vniia.ru*

Received May 13, 2022; revised May 13, 2022; accepted May 16, 2022

Abstract—The multifunctional research complex is presented, designed to obtain fundamental knowledge in the field of physics of discharge on the dielectric surface, in vacuum and gas gaps, to study the plasma properties of vacuum arcs in metal vapors and the properties of laser plasma using various techniques.

Keywords: vacuum switch, vacuum breaker, spark discharge, arc

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.12.01

ЗАТУХАНИЕ ФОТОНА В СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

© 2022 г. А. А. Ярков^{a, b, *}, Д. А. Румянцев^a, М. В. Чистяков^a

^aЯрославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, 150000 Россия

^bЯрославское высшее военное училище противовоздушной обороны МО РФ, Ярославль, 150001 Россия

*E-mail: bogolubov@vniia.ru

Поступила в редакцию 30.12.2021 г.

После доработки 30.12.2021 г.

Принята к публикации 12.01.2022 г.

Исследован процесс распространения электромагнитной волны в сильно замагниченной (магнитные поля, превышающие $4.41 \cdot 10^{13}$ Гс), зарядово-симметричной плазме. Учитывая изменение дисперсионных свойств фотона в магнитном поле и плазме установлено, что аналогично случаю чистого магнитного поля, процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер. Показано, что эффективная ширина поглощения фотона существенно меньше по сравнению с известными в литературе результатами.

Ключевые слова: сильное магнитное поле, плазма, расщепление фотона

DOI: 10.56304/S2079562922030575

1. ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении ряда явлений в различных астрофизических объектах возникает проблема описания распространения электромагнитных полей в активной среде. При этом особый интерес представляют объекты с полями масштаба так называемого критического значения $B_e = m^2/e \approx 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс (используется естественная система единиц, где $c = \hbar = k_B = 1$, m – масса электрона, $e > 0$ – элементарный заряд). Недавние наблюдения позволяют, в частности, отождествить некоторые астрофизические объекты, такие как источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR) и аномальные рентгеновские пульсары (AXP), с магнитарами [1].

Согласно наиболее известной в настоящее время модели (см., например, [2]) в окрестности таких объектов возможно существование сильного магнитного поля, достигающего величины $10^{15} - 10^{16}$ Гс. Кроме того, анализ спектра излучения некоторых из этих объектов указывает на присутствие в их окрестности относительно горячей и плотной электрон-позитронной плазмы [3] с температурой $T \sim 1$ МэВ.

Именно в таких условиях представляет интерес рассмотреть процесс затухания¹ фотона за счет реакций поглощения фотона электроном (позитро-

ном), $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$, и рождения e^+e^- – пар, $\gamma \rightarrow e^+e^-$, которые кинематически запрещены в вакууме, но становятся возможными в присутствии внешнего магнитного поля и/или плазмы и являются важными в астрофизике замагниченных нейтронных звезд [4, 5]. Следует отметить, что выражение для ширины распада в пределе сильно замагниченной плазмы содержит особенности корневого типа в точках циклотронных резонансов. Как подчеркивается в [6], этот факт указывает на невозможность интерпретации заданной ширины распада, рассчитанной по теории возмущений вблизи циклотронных резонансов, как коэффициента затухания. В этом случае основным для определения коэффициента затухания является зависимость волновой функции фотона от времени в присутствии магнитного поля и плазмы. Для определения такой зависимости в работе [6] в качестве метода предлагалось решать уравнение дисперсии с учетом поляризации вакуума в магнитном поле и плазме с комплексными значениями энергии фотона. Данный метод, однако, имеет на наш взгляд ряд недостатков. Во-первых, хорошо известно (хотя и редко упоминается), что решений уравнения дисперсии с комплексными энергиями на физическом листе не существует. Решения находятся на нефизических римановых листах (область аналитичности поляризационного оператора), число которых, вообще говоря, бесконечно. Это в свою очередь ведет к бесконечному числу решений уравнения дисперсии как с

¹ Здесь и далее термин “затухание” имеет тот же смысл, что и поглощение или распад фотона.

положительными, так и с отрицательными значениями мнимой части энергии. Во-вторых, в таком подходе не удастся корректно описать характер затухания вблизи циклотронных резонансов, который в этом случае существенно отличается от экспоненциального. Тем самым, способ описания затухающих электромагнитных волн в замагниченной плазме путем решения уравнения дисперсии не является самодостаточным.

В данной работе рассматривается распад фотона как результат процессов $\gamma e^\pm \rightarrow e^\pm$ и $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ в сильно замагниченной плазме, $eB \gg T^2$ при температуре $T \sim 1$ МэВ и химическом потенциале $\mu = 0$. Мы используем метод, применяемый в теории поля при конечных температурах и в физике плазмы [7]. Он состоит в нахождении запаздывающего решения уравнения электромагнитного поля при наличии внешнего источника с учетом поляризации вакуума в замагниченной плазме.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФОТОНА В ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Для описания эволюции электромагнитной волны $\mathcal{A}_\alpha(x)$, $x_\mu = (t, \mathbf{x})$, во времени воспользуемся методикой, подробно изложенной в [8]. Рассмотрим линейный отклик системы ($\mathcal{A}_\alpha(x)$ и поляризованный в магнитном поле вакуум) на внешний источник, который адиабатически включается при $t = -\infty$ и в момент времени $t = 0$ выключается. При $t > 0$ электромагнитная волна будет эволюционировать самостоятельно. Таким образом источник необходим для создания начального состояния. Для этого функцию источника следует выбрать в виде:

$$\mathcal{T}_\alpha(x) = j_\alpha e^{ikx} e^{\varepsilon t} \theta(-t), \quad \varepsilon \rightarrow 0^+. \quad (1)$$

Здесь $j_\alpha = (0, \mathbf{j})$, $\mathbf{j} \cdot \mathbf{k} = 0$ – закон сохранения тока. Также, для простоты, рассмотрим эволюцию монохроматической волны.

Зависимость $\mathcal{A}_\alpha(x)$ от времени определяется уравнением

$$(g_{\alpha\beta} \partial_\mu^2 - \partial_\alpha \partial_\beta) \mathcal{A}_\beta(x) + \int d^4 x' \mathcal{P}_{\alpha\beta}(x-x') \mathcal{A}_\beta(x') = \mathcal{T}_\alpha(x), \quad (2)$$

где $\mathcal{P}_{\alpha\beta}(x-x')$ – поляризационный оператор фотона в магнитном поле и плазме, $q^\mu = (q_0, \mathbf{k})$ – 4-вектор импульса фотона.

В замагниченной плазме, в общем случае, фотон будет обладать эллиптической поляризацией и иметь три поляризационных состояния. Однако

в пределе $B \gtrsim B_e$ и зарядово-симметричной плазмы ($\mu = 0$) векторы поляризации будут такими же, как и в чистом магнитном поле с точностью до $O(1/eB)$ и $O(\alpha^2)$ [9]:

$$\varepsilon_\alpha^{(1)}(q) = \frac{(q\Phi)_\alpha}{\sqrt{q_\perp^2}}, \quad \varepsilon_\alpha^{(2)}(q) = \frac{(q\tilde{\Phi})_\alpha}{\sqrt{q_\parallel^2}}. \quad (3)$$

Здесь и далее четырехмерные векторы с индексами \perp и \parallel относятся соответственно к подпространствам Евклида $\{1, 2\}$ и Минковского $\{0, 3\}$ соответственно в системе отсчета, где магнитное поле направлено вдоль третьей оси; $(ab)_\perp = (a\Phi b) = a_\alpha \Phi_\alpha^\rho \Phi_{\rho\beta} b_\beta$, $(ab)_\parallel = (a\tilde{\Phi} b) = a_\alpha \tilde{\Phi}_\alpha^\rho \tilde{\Phi}_{\rho\beta} b_\beta$. $\Phi_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta}/B$ и $\tilde{\Phi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \Phi_{\mu\nu}$ – безразмерный тензор электромагнитного поля и дуальный тензор соответственно.

Решение уравнения (2) для фотонов мод $\lambda = 1, 2$ можно представить в виде:

$$\mathcal{A}_\alpha^\lambda(x) = V_\alpha^{(\lambda)}(0, \mathbf{x}) \text{Re} F^{(\lambda)}(t), \quad (4)$$

где

$$V_\alpha^{(\lambda)}(0, \mathbf{x}) = 2e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \varepsilon_\alpha^{(\lambda)}(\varepsilon^{(\lambda)} \mathbf{j}). \quad (5)$$

Функция $F^{(\lambda)}(t)$ может быть представлена в форме двух слагаемых

$$F^{(\lambda)}(t) = F_{\text{pole}}^{(\lambda)}(t) + F_{\text{cut}}^{(\lambda)}(t), \quad (6)$$

первое из которых определяется вычетом в точке $q_0 = \omega$, являющейся решением уравнения дисперсии, $q^2 - \mathcal{P}^{(\lambda)}(q) = 0$, в кинематической области, где собственное значение поляризационного оператора фотона, $\mathcal{P}^{(\lambda)}(q)$, вещественно. Второе слагаемое определяет зависимость электромагнитного поля от времени в области между циклотронными резонансами и имеет вид фурье-интеграла:

$$F_{\text{cut}}^{(\lambda)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_0}{2\pi} F_{\text{cut}}^{(\lambda)}(q_0) e^{-iq_0 t}, \quad (7)$$

$$F_{\text{cut}}^{(\lambda)}(q_0) = \frac{2\theta(q_0 - 2m)I^{(\lambda)}}{q_0([q_0^2 - \mathbf{k}^2 - R^{(\lambda)}]^2 + [I^{(\lambda)}]^2)}, \quad (8)$$

где $R^{(\lambda)} \equiv \text{Re} \mathcal{P}^{(\lambda)}(q_0)$ – реальная, $I^{(\lambda)} \equiv -\text{Im} \mathcal{P}^{(\lambda)}(q_0 + i\varepsilon)$ – мнимая части поляризационного оператора фотона в замагниченной плазме. Мнимая

часть может быть получена из коэффициента поглощения фотона

$$W_{\text{abs}}^{(\lambda)} = W_{\gamma^{(\lambda)} \rightarrow e^+ e^-} + W_{\gamma^{(\lambda)} e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}}. \quad (9)$$

С учетом процессов излучения фотонов, (9) может быть представлена в следующей форме (см., например, [6, 10, 11]):

$$\text{Im} \mathcal{P}^{(\lambda)} = -2q_0 [1 - \exp(-q_0/T)] W_{\text{abs}}^{(\lambda)}. \quad (10)$$

Выражения для $W_{\gamma^{(\lambda)} e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}}$ для $\lambda = 1, 2$ могут быть получены из работы [8] и представлены в следующей форме

$$\begin{aligned} & W_{\gamma^{(1)} e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}} = \\ & = \frac{\alpha e B}{2q_0} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{f_{E_{\ell}^{\epsilon}} (1 - f_{E_{\ell}^{\epsilon} + q_0})}{\sqrt{(M_n^2 - M_{\ell}^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_{\ell}^2}} \times \\ & \times \left\{ [2eB(n + \ell) - q_{\parallel}^2] (I_{n, \ell-1}^2 + I_{n-1, \ell}^2) - \right. \\ & \left. - 8eB\sqrt{\ell n} I_{n, \ell-1} I_{n-1, \ell} \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & W_{\gamma^{(2)} e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}} = \\ & = \frac{\alpha e B}{2q_0} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{n=n_0}^{\infty} \sum_{\epsilon=\pm 1} \frac{f_{E_{\ell}^{\epsilon}} (1 - f_{E_{\ell}^{\epsilon} + q_0})}{\sqrt{(M_n^2 - M_{\ell}^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_{\ell}^2}} \times \\ & \times \left\{ \left[\frac{(2eB(n - \ell))^2}{q_{\parallel}^2} - 2eB(n + \ell) - 4m^2 \right] \times, \right. \\ & \left. \times (I_{n, \ell}^2 + I_{n-1, \ell-1}^2) - 8eB\sqrt{\ell n} I_{n, \ell} I_{n-1, \ell-1} \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} E_{\ell}^{\epsilon} &= \frac{1}{2q_{\parallel}^2} \left[q_0 (M_n^2 - M_{\ell}^2 - q_{\parallel}^2) + \right. \\ & \left. + \epsilon k_z \sqrt{(M_n^2 - M_{\ell}^2 - q_{\parallel}^2)^2 - 4q_{\parallel}^2 M_{\ell}^2} \right], \end{aligned}$$

где $M_{\ell} = \sqrt{m^2 + 2eB\ell}$, $f_{E_{\ell}^{\epsilon}} = \{\exp[E_{\ell}/T] + 1\}^{-1}$, $I_{n, \ell} \equiv I_{n, \ell}(q_{\perp}^2/(2eB))$,

$$\begin{aligned} I_{n, \ell}(x) &= \frac{\sqrt{\ell!}}{n!} e^{-x/2} x^{(n-\ell)/2} L_{\ell}^{n-\ell}(x), \\ I_{\ell, n}(x) &= (-1)^{n-\ell} I_{n, \ell}(x), \quad n \geq \ell, \end{aligned} \quad (13)$$

где $L_n^k(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра,

$$n_0 = \ell + \left\lfloor \frac{q_{\parallel}^2 + 2M_{\ell} \sqrt{q_{\parallel}^2}}{2eB} \right\rfloor, \quad (14)$$

[x] – целая часть от x .

Значения $W_{\gamma^{(\lambda)} \rightarrow e^+ e^-}$ могут быть получены из (11) и (12) с использованием перекрестной симметрии.

Реальная часть поляризационного оператора может быть восстановлена по его мнимой части с помощью дисперсионного соотношения с одним вычитанием:

$$\mathcal{P}^{(\lambda)}(t) = \int_0^{\infty} \frac{\text{Im}(\mathcal{P}^{(\lambda)}(t')) dt'}{t' - t - i0} - \mathcal{P}^{(\lambda)}(0), \quad t = q_0^2. \quad (15)$$

Выражения (7)–(9) с учетом (15) решают задачу о нахождении временной зависимости волновой функции фотона в присутствии сильно замагниченной плазмы.

Строго говоря, вследствие порогового поведения фурье-образа $F_{\text{cut}}(q_0)$ характер временного затухания функции $F_{\text{cut}}(t)$, а значит и волновой функции $\mathcal{A}_{\mu}^{(\lambda)}(t)$, отличается от экспоненциального. Однако, на протяжении некоторого характерного отрезка времени ($\sim [W_{\text{abs}}^{(\lambda)}]^{-1}$), зависимость волновой функции можно приближенно описать как экспоненциально затухающие гармонические колебания

$$\mathcal{A}_{\mu}^{(\lambda)}(t) \sim e^{-\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)} t/2} \cos(\omega t + \phi_0). \quad (16)$$

Здесь ω и $\gamma_{\text{eff}}^{(\lambda)}$ – эффективная частота и коэффициент поглощения фотона моды λ соответственно, которые должны быть найдены с использованием (7)–(9) для каждого значения импульса \mathbf{k} , что определяет эффективный закон дисперсии фотона в области его неустойчивости.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Важную роль в астрофизических приложениях играет величина γ_{eff} определяющая интенсивность поглощения γ -квантов в магнитном поле за счет процессов $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ и $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm}$. Обычно в астрофизике используют выражение для коэффициента поглощения содержащее корневые сингулярности (см. например [5, 12]). Как отмечалось в работе [6], это приводит к завышению интенсивности рождения $e^+ e^-$ -пар. Наш анализ показывает, что вычисление коэффициента поглощения (ширины распада) с использованием комплексного решения на втором римановом листе [6] также приводит к существенно завышенному результату в окрестности циклотронных резонансов $\omega = 2m$ и $\omega = \sqrt{m^2 + 2eB} - m$, как это видно на рис. 1 и 2. Наш анализ показывает, (см. рис. 1 и 2) что вычисление коэффициента поглощения с учетом неэкспоненциального характера затухания приводит к конечному выражению для коэффициента

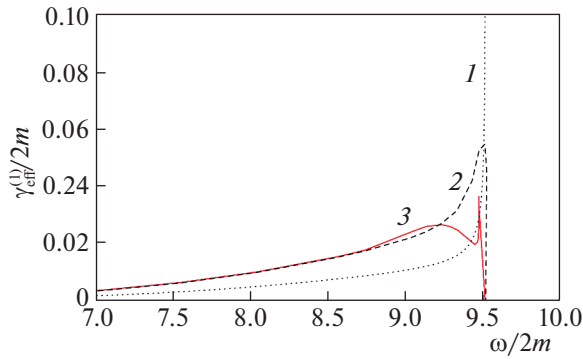


Рис. 1. Зависимость ширины распада фотона моды 1 от частоты в припороговых областях при $B = 200B_e$, $T = 1$ МэВ и $\mu = 0$. Линия 1 – коэффициент поглощения фотона $W_{\text{abs}}^{(1)}$, вычисленный в древесном приближении и содержащий корневые особенности; линия 2 – ширина распада, полученная из комплексного решения дисперсионного уравнения на втором римановом листе [6]; линия 3 соответствует затуханию ширины $\gamma_{\text{eff}}^{(1)}$, вычисленному на основе приближения (16).

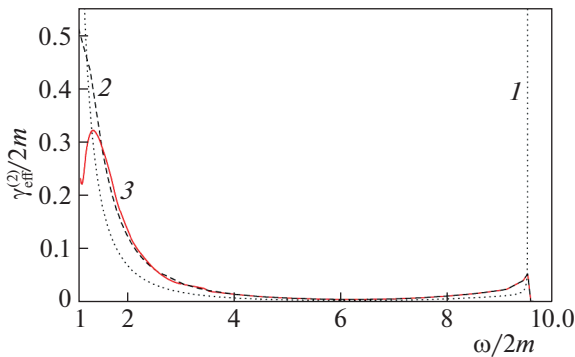


Рис. 2. Зависимость ширины распада фотона моды 2 от частоты в припороговых областях для тех же параметров и обозначений, что и на рис. 1.

поглощения фотона в окрестности резонансов $\omega = 2m$ и $\omega = \sqrt{m^2 + 2eB} - m$.

Как видно из рис. 1 и формулы(11) в сильно замагниченной плазме ($B = 200B_e$), фотон моды 1 будет затухать в области $0 \leq \omega/2m \leq (1/2) \times (\sqrt{1 + 2B/B_e} - 1) \simeq 9.5$ и особенно вблизи ее верхней границы, что кинематически соответствует процессу поглощения фотона электроном, находящимся на нулевом уровне Ландау с рождением электрона на первом уровне Ландау, $\gamma e_0 \rightarrow e_1$. В области $\omega/2m \geq (1/2)(\sqrt{1 + 2B/B_e} - 1)$ фотон моды 1 будет оставаться квазистабильным (в наших условиях заселенность уровней Ландау с $n > 1$ мала).

Из рис. 2 и формулы (12) следует, что фотон моды 2 в областях $0 \leq \omega/2m < 1$ и $\omega/2m \geq (1/2) \times (\sqrt{1 + 2B/B_e} - 1)$ будет квазистабильным, тогда как в области $1 \leq \omega/2m \leq 9.5$ и особенно вблизи ее границ будет эффективно затухать, что кинематически соответствует процессу рождения e^+e^- пары на основном уровне Ландау и реакции поглощения $\gamma e_0 \rightarrow e_1$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован процесс распространения электромагнитной волны в сильно замагниченной, зарядово-симметричной плазме. Учитывая изменение дисперсионных свойств фотона в магнитном поле и плазме установлено, что аналогично случаю чистого магнитного поля, процесс затухания фотона в замагниченной плазме имеет неэкспоненциальный характер.

Показано, что полученные значения для коэффициента поглощения фотона существенно модифицируются в окрестности резонансов $\omega = 2m$ и $\omega = \sqrt{m^2 + 2eB} - m$ по сравнению с известными в литературе результатами.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90068 и в рамках проекта “Комплексные исследования сложных физических систем” № АААА-А16-116070610023-3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Olausen S.A., Kaspi V.M.* // *Astrophys. J. Suppl.* 2014. V. 212 (1). P. 6.
2. *Thompson C., Lyutikov M., Kulkarni S.R.* // *Astrophys. J.* 2002. V. 574 (1). P. 332–355.
3. *Duncan R.C., Thompson C.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 392 (1). P. L9–L13.
4. *Kostenko A., Thompson C.* // *Astrophys. J.* 2018. V. 869 (1). P. 44.
5. *Philippov A., Timokhin A., Spitkovsky A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 124 (24). P. 245101.
6. *Shabad A. E.* // *Tr. Fiz. Inst. Akad. Nauk SSSR.* 1988. V. 192. P. 5–152 (in Russian).
7. *Boyanovsky D., de Vega H., Lee D. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 105001.
8. *Mikheev N.V., Chistyakov N.V.* // *JETP Lett.* 2001. V. 73. P. 642.
9. *Chistyakov M.V., Rumyantsev D.A.* // *Int. J. Mod. Phys. A.* 2009. V. 24. P. 3995–4008.
10. *Rumyantsev D.A., Shlenev D., Yarkov A.* // *J. Exp. Theor. Phys.* 2017. V. 125. P. 410–419.
11. *Weldon H.A.* // *Phys. Rev. D.* 1983. V. 28. P. 2007–2037.
12. *Harding A.C., Baring M.G., Gonthier P.L.* // *Astrophys. J.* 1997. V. 476. P. 246.

Photon Damping in a Strongly Magnetized Plasma

A. A. Yarkov^{1, 2, *}, D. A. Rumuyantsev¹, and M. V. Chistyakov¹

¹Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, 150000 Russia

²Yaroslavl Higher Military School of Air Defense, Yaroslavl, 150001 Russia

*e-mail: bogolubov@vniia.ru

Received December 30, 2021; revised December 30, 2021; accepted January 12, 2022

Abstract—The process of propagation of an electromagnetic wave in a strongly magnetized (magnetic fields, exceeding $4.41 \cdot 10^{13}$ G), charge-symmetric plasma is investigated. Taking into account the change in the dispersion properties of a photon in a magnetic field and plasma, it was found that, as well as the case of a pure magnetic field, the process of photon damping in a magnetized plasma has a nonexponential character. It is shown that the effective absorption width of a photon is significantly smaller in comparison with the results known in the literature.

Keywords: strong magnetic field, plasma, photon splitting

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ,
ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ**

УДК 539.126.4

**ИЗУЧЕНИЕ НОВЫХ РАСПАДОВ B_c^+ МЕЗОНОВ С ЧАРМОНИЕМ
И ЛЕГКИМИ АДРОНАМИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb**

© 2022 г. А. В. Егорычев^а, Д. Ю. Перейма^{а, *}

^аНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: Dmitrii.Pereima@cern.ch

Поступила в редакцию 23.02.2022 г.

После доработки 25.02.2022 г.

Принята к публикации 28.02.2022 г.

С использованием данных протон-протонных столкновений, набранных экспериментом LHCb и соответствующих интегральной светимости 9 фб^{-1} , были обнаружены несколько новых мод распада B_c^+ мезонов на чармоний и три легких заряженных адрона. В частности, обнаружены следующие каналы $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$. Получено первое экспериментальное свидетельство существования распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$. Измерены вероятности обнаруженных распадов относительно нормировочных каналов с большой статистикой.

Ключевые слова: прелестные адроны, чармоний, спектроскопия, резонанс, анализ данных

DOI: 10.56304/S2079562922030125

1. ВВЕДЕНИЕ

Частица B_c^+ является уникальным состоянием, состоящим из двух тяжелых кварков разных ароматов. Распад системы, состоящей из кварков ($\bar{b}c$), происходит через механизм слабого взаимодействия, когда один из кварков осуществляет распад, а второй является кварком-спектратором, либо происходит процесс аннигиляции двух кварков с участием виртуального W^\pm -бозона [1–3]. Эксперименты на Большом адронном коллайдере открыли новую эру для исследований B_c^+ мезонов. Несмотря на то, что B_c^+ мезон был открыт более 20 лет назад в эксперименте CDF [4, 5], до сих пор было обнаружено всего несколько каналов распада этой частицы.

В настоящей работе представлено изучение новых распадов B_c^+ мезонов в конечные состояния $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$ (где ψ – это J/ψ или $\psi(2S)$ мезоны, а h – легкие адроны, каоны и пионы), такие как: $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$. Приведены результаты измерений парциальных ширин обнаруженных распадов, относительно нормировочных каналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$. Восстановление J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов выполнялось с использованием следую-

щих мод распада: $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Анализ основан на данных протон-протонных столкновений, набранных спектрометром LHCb в период с 2011 по 2018 гг. и соответствующих интегральной светимости 9 фб^{-1} .

2. ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ РАСПАДОВ

$$B_c^\pm \rightarrow \psi 3h^\pm$$

Число сигнальных событий для распадов $B_c^\pm \rightarrow \psi 3h^\pm$ определяется с использованием одно-временной подгонки шести распределений по инвариантной массе для отобранных кандидатов $B_c^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-\pi^+$. В канале применяется двумерная аппроксимация для распределений по инвариантной массе комбинаций $J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+$ в области известной массы B_c^+ мезона и $J/\psi\pi^+\pi^-$ системы в интервале вокруг известной массы $\psi(2S)$ мезона.

Одномерная модель подгонки состоит из двух компонентов. Сигнальный компонент для распадов $B_c^\pm \rightarrow \psi 3h^\pm$ описывается с помощью модифицированной функции Гаусса [6], фоновый компонент для случайных $\psi 3h^\pm$ комбинаций, моделируется с помощью полинома первой степени.

Таблица 1. Параметры подгонки распределений по инвариантной массе $B_c^+ \rightarrow \psi h^+$ кандидатов, где $m_{B_c^+}$ и $m_{\psi(2S)}$ – массы B_c^+ и $\psi(2S)$ мезонов.

| Распад | Выход сигнала | Значимость, σ |
|---|--------------------|----------------------|
| $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ | 2750 ± 69 | – |
| $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ | 686 ± 48 | – |
| $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ | 148 ± 22 | 7.8 |
| $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ | 43 ± 10 | 5.2 |
| $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$ | 19 ± 6 | 3.7 |
| $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$ | 49 ± 11 | 5.8 |
| $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ | 54 ± 9 | 11.8 |
| Положение сигнала, МэВ/ c^2 | Значение | |
| $m_{B_c^+}$ | 6274.14 ± 0.26 | |
| $m_{\psi(2S)}$ | 3686.05 ± 0.01 | |

Двумерная модель аппроксимации данных для канала $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ состоит из четырех компонентов:

1. сигнальный компонент, описываемый модифицированной функцией Гаусса;

2. нерезонансный компонент от распадов $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ (без участия промежуточных $\psi(2S)$ состояний) моделируется как произведение сигнальной функции B_c^+ мезона и линейной функции в проекции по инвариантной массе $J/\psi \pi^+ \pi^-$ системы;

3. фоновый компонент за счет случайных комбинаций $\psi(2S) \pi^+$, образованных не от распадов B_c^+ мезонов, описывается как произведение сигнальной функции $\psi(2S)$ мезона и линейной функции в распределении по инвариантной массе комбинации $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, умноженной на функцию двухчастичного фазового объема;

4. фоновый компонент за счет случайных $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ комбинаций моделируется с использованием двумерной положительной линейной функции.

Модель для описания сигнала от распада $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$ содержит два дополнительных компонента, описывающих вклады от каналов $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$, в которых каон ошибочно идентифицируется как пион или наоборот. Функции для описания таких вкладов получены из данных математического моделирования, а выходы сигналов зафиксированы к ожидаемому числу неверно идентифицированных событий.

Распределение по инвариантной массе, совместно с наложенной функцией подгонки для отобранных $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^- \pi^+$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) K^+ K^- \pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+ K^- K^+$ кандидатов представлено на рис. 1. Проекция двумерного распределения по инвариантным массам $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ комбинаций в канале $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ представлены на рис. 2. Статистическая значимость обнаруженных сигналов в величинах стандартных отклонений (σ) оценивается методом упрощенного моделирования данных, путем оценки вероятности флуктуации фона, большей или равной величине наблюдаемого сигнала. Параметры, определенные из результатов аппроксимации экспериментальных данных, а также статистические значимости обнаруженных сигналов приведены в табл. 1.

Отношения парциальных ширин (\mathcal{R}_Y^X) для изучаемых распадов $B_c^+ \rightarrow X$ и $B_c^+ \rightarrow Y$ рассчитываются по формуле:

$$\mathcal{R}_Y^X = \frac{N_X}{N_Y} \times \frac{\epsilon_Y}{\epsilon_X},$$

где N – число сигнальных событий, а ϵ – эффективность восстановления соответствующего распада. Эффективности восстановления исследуемых распадов определяются из данных математического моделирования и калибровочных выборок данных, полученных с использованием каналов с большой статистикой.

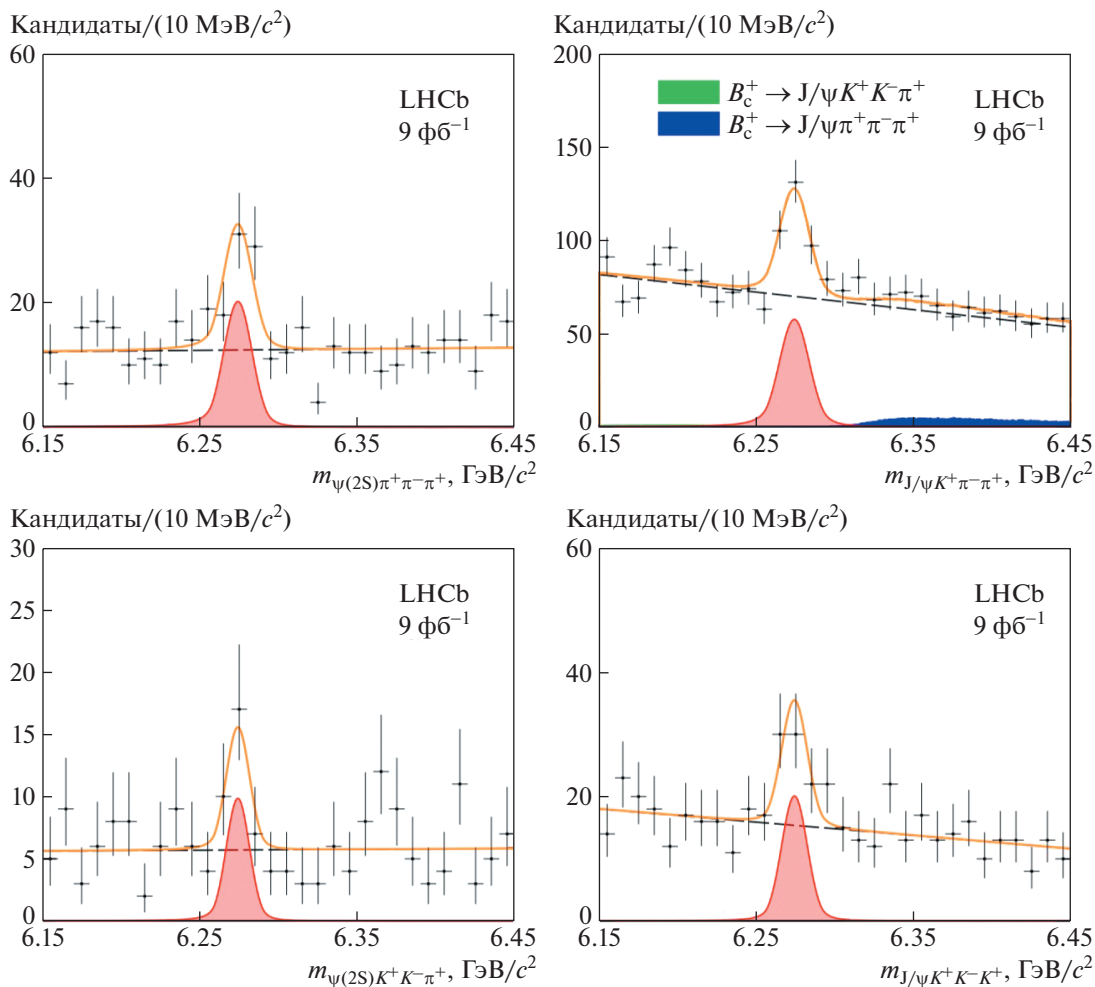


Рис. 1. Распределения по инвариантной массе $B_c^+ \rightarrow \psi h^+$ кандидатов с наложенными функциями подгонки.

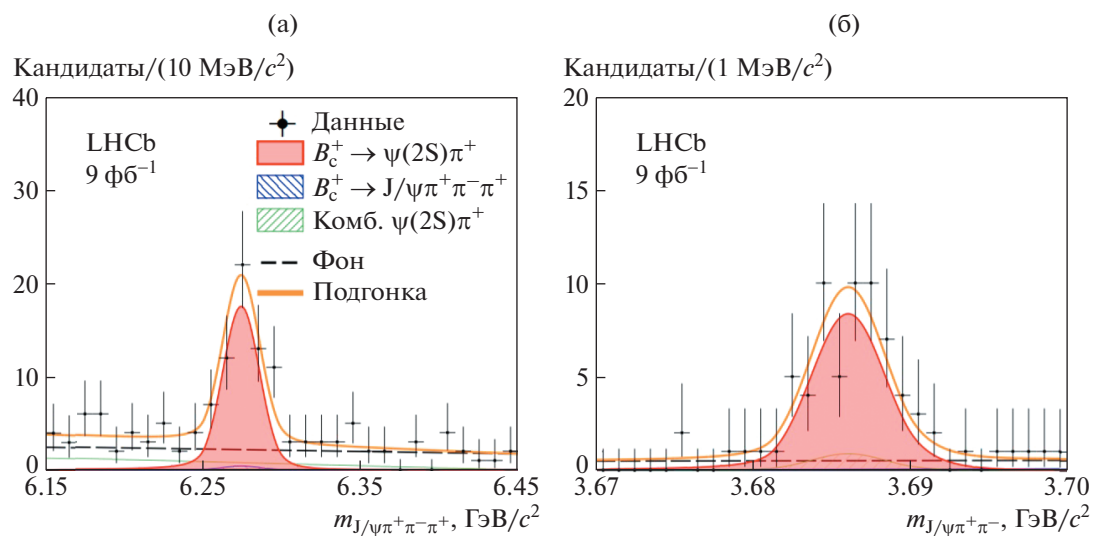


Рис. 2. Проекция распределения по инвариантной массе комбинаций $J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^+$ (а) и $J/\psi \pi^+ \pi^-$ (б) для отобранных $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) \pi^+$ кандидатов с наложенной функцией подгонки.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

С использованием данных протон-протонных столкновений, набранных спектрометром LHCb в период с 2011 по 2018 гг. и соответствующих интегральной светимости 9 fb^{-1} были изучены новые распады $B_c^+ \rightarrow \psi 3h^\pm$. Впервые обнаружены каналы $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$ и $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$. Получено первое экспериментальное свидетельство существования распада $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ со статистической значимостью 3.7 стандартных отклонений. Измерены вероятности обнаруженных распадов относительно нормировочных каналов, которые составили:

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+} = (7.0 \pm 1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-2},$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+\pi^-\pi^+} = 0.35 \pm 0.06 \pm 0.01,$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi K^+K^-\pi^+}^{\psi(2S)K^+K^-\pi^+} = (3.7 \pm 1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-2},$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+} = (1.9 \pm 0.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-2},$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{\psi(2S)\pi^+} = (3.5 \pm 0.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-2},$$

$$\mathcal{R}_{J/\psi \pi^+\pi^-\pi^+}^{J/\psi K^+K^-\pi^+} = (18.5 \pm 1.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-2},$$

где первая погрешность является статистической, а вторая систематической [7]. Полученные результаты демонстрируют хорошее согласие с теоретическими предсказаниями [8, 9] и данными, полученными из предыдущих исследований эксперимента LHCb, а также с результатами аналогичных измерений [10–17].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации МК-894.2022.1.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Bauer M., Stech B., Wirbel M.* // *Z. Phys. C.* 1987. V. 34. P. 103.
2. *Wirbel M.* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1988. V. 21. P. 33.
3. *Likhoded A.K., Luchinsky A.V.* // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 81. P. 014015; arXiv:0910.3089. 2009.
4. *Abe F. et al. (CDF Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 2432; arXiv:hep-ex/9805034. 1998.
5. *Abe F. et al. (CDF Collab.)* // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 58. P. 112004; arXiv:hep-ex/9804014. 1998.
6. *Skwarnicki T.* // PhD Thesis. 1986. Krakow: Inst. Nucl. Phys; Preprint. DESY-F31-86-02.
7. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *J. High Energy Phys.* 2022. V. 2022. P. 065; arXiv:2111.03001. 2021.
8. *Luchinsky A.V.* // arXiv:1307.0953. 2013.
9. *Likhoded A.K., Luchinsky A.V.* // *Phys. At. Nucl.* 2013. V. 76. P. 787.
10. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 251802; arXiv:1204.0079. 2012.
11. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 92. P. 072007; arXiv:1507.03516. 2015.
12. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *J. High Energy Phys.* 2013. V. 2013. P. 094; arXiv:1309.0587. 2013.
13. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *J. High Energy Phys.* 2016. V. 2016. P. 153; arXiv:1607.06823. 2016.
14. *Zyla P.A. et al. (Particle Data Group)* // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020. V. 2020. P. 083C01.
15. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 161801; arXiv:1201.4402. 2012.
16. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 092001; arXiv:1303.6861. 2013.
17. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)* // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 112005; arXiv:1211.1541. 2012.

Study of the New B_c^+ Meson Decays with Charmonium and Three Light Hadrons in the LHCb Experiment

A. V. Egorychev¹ and D. Yu. Pereima^{1,*}

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: Dmitrii.Pereima@cern.ch

Received February 23, 2022; revised February 25, 2022; accepted February 28, 2022

Abstract—Using proton–proton collision data, collected by the LHCb experiment and corresponding to the integrated luminosity of 9 fb^{-1} , the several new B_c^+ decays to charmonium and three light charged hadrons are observed. In particular, following channels are observed $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow (\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-\pi^+)\pi^+$, $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+\pi^-\pi^+$, and $B_c^+ \rightarrow J/\psi K^+K^-K^+$. The first evidence of the $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)K^+K^-\pi^+$ decays is obtained. The branching fractions of these decays are measured with respect to the high-statistic normalization channels.

Keywords: beauty hadrons, charmonium, spectroscopy, resonance, data analysis

УДК 616-71

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОЙ ГИПЕРТЕРМИИ И ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

© 2022 г. В. В. Костерев^{а, *}, В. Н. Мазохин^б

^аНациональный исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, 115409 Россия

^бАО «НПП «ИСТОК» им. А.И. Шокина», Фрязино, Московская обл., 141190 Россия

*E-mail: vvkosterev@mephi.ru

Поступила в редакцию 09.12.2021 г.

После доработки 31.07.2022 г.

Принята к публикации 01.08.2022 г.

Создана серия аппликаторов на базе фазированных антенных решеток (ФАР) для электромагнитной высокочастотной гипертермии и одновременно лучевой терапии опухолей, отличающихся высокой прозрачностью для гаммы излучения. Проведены исследования на устойчивость материала основного элемента микрополоскового излучателя, его антенны к воздействию ионизирующего излучения. Были рассмотрены возможные семь типоразмеров ФАР аппликаторов, работающих на частоте 434 МГц. Проведены измерения распределения квадрата компоненты электрической составляющей электромагнитного поля, излучаемого аппликатором, — SAR (Specific Absorption Rate) в плоскости апертуры аппликатора. Представлены экспериментальные результаты распределения SAR в плоскости апертуры аппликатора от одиночных модулей для различных по фазам электромагнитных полей возбуждения. Рассмотрены основные параметры стандарта качества в онкологической гипертермии, которые должны быть достигнуты в лечении онкологических больных с конкретным перечнем нозологических форм новообразований.

Ключевые слова: высокочастотная гипертермия опухолей, одиночные модули, аппликаторы, ФАР, SAR

DOI: 10.56304/S2079562922030253

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время проблема борьбы со злокачественными новообразованиями не только является одной из наиболее актуальных в медицине, но и затрагивает многие аспекты социальной жизни общества. Высокие показатели смертности от злокачественных новообразований и связанные с этим значительные социально-экономические потери позволяют обоснованно рассматривать борьбу со злокачественными новообразованиями как государственную проблему.

Трудности в лечении больных со злокачественными опухолями обуславливаются, прежде всего, биологическими особенностями и закономерностями роста и развития опухоли.

Даже на современном уровне знаний невозможно дать исчерпывающее определение сущности опухолевого роста как биологического процесса. Однако с позиций клинической практики можно и необходимо выделить те неотъемлемые свойства злокачественной опухоли, которые оказывают решающее влияние на течение и исход заболевания. К ним, в первую очередь, относится способность к безудержному, относительно авто-

номному, инфильтрирующему росту опухоли и ее метастазированию, т.е. перемещению, переносу опухолевых клеток из первичного очага практически в любые ткани организма, где они могут стать источником развития новых очагов опухолевого роста.

Радикальное и паллиативное лечение злокачественных опухолей осуществляется с помощью различных противоопухолевых воздействий, которые, с известной долей условности, могут быть разделены на три основные группы;

1) противоопухолевые воздействия местно-регионального типа — хирургическое лечение, лучевая терапия. Сюда же могут быть отнесены перфузии противоопухолевых препаратов;

2) противоопухолевые воздействия общего типа — системная химиотерапия, гормонотерапия;

3) вспомогательные противоопухолевые воздействия — иммунотерапия, обменно-метаболическая реабилитация, использование модифицирующих факторов.

До сих пор ни один из видов и методов лечения больных со злокачественными опухолями, не-

смотря на постоянное их совершенствование, не может удовлетворить требованиям клинической практики и не отвечает в полной мере тому многообразию задач, из которых складывается программа радикального лечения онкологических больных. Каждому методу свойственны свои достоинства и свои недостатки и пределы. Поэтому в последние десятилетия для лечения злокачественных опухолей многих локализаций все чаще применяется не один какой-нибудь метод, а их сочетание — последовательно или одновременно.

Актуальной задачей современной онкологии является разработка новых методов повышения эффективности противоопухолевой терапии, пути усовершенствования которой, в конечном итоге, направлены на решение одной из ее основных проблем — максимальному расширению радио- и химиотерапевтического интервала возможностей. Несомненный интерес в этом плане представляет сочетание радио- и химиотерапии с модифицирующим фактором — гипертермией (нагревом опухоли до температур вплоть до 44°C и выше) [1–3].

Результаты радиобиологических исследований показывают, что гипертермия является мощным радио-сенситизатором для опухолевых клеток, особенно находящихся в условиях гипоксии. Эти клетки из-за низкого объемного кровотока в гипоксических участках опухоли подвергаются дополнительному нагреванию. Радиосенситизирующее действие гипертермии обусловливается также нивелировкой радиочувствительности различных фаз клеточного цикла. При действии радиации наибольшая резистентность характерна для позднего S-периода клеточного цикла, а при гипертермическом воздействии, наоборот, этот период является наиболее чувствительным. Поэтому при комбинированном воздействии гипертермии и облучения легче могут быть преодолены затруднения, связанные с различием в чувствительности опухолевых клеток к повреждающим факторам в различные периоды клеточного цикла.

Гипертермия, с одной стороны, существенно увеличивает чувствительность раковых клеток к ионизирующему облучению и ряду противоопухолевых лекарственных средств, а с другой — при температурах выше 43°C происходит тепловое необратимое повреждение раковых клеток [1–3]. Вследствие сочетания этих двух факторов среди различных методов повышения эффективности радио- и химиотерапии, разработанных к настоящему времени и применяемых в медицине, гипертермия является одним из наиболее перспективных модификаторов, особенно при лечении радиорезистентных опухолей [1–4].

Электромагнитные воздействия предпочтительны, по сравнению с другими физическими методами создания повышенной температуры в определенном объеме тела, благодаря поглоще-

нию электромагнитной энергии не только в поверхностных, но и в глубоко расположенных биологических тканях. Вследствие этого рост температуры на глубине тканей происходит не только за счет передачи тепла от поверхности вовнутрь за счет теплопроводности, но и, в основном, вследствие преобразования энергии ЭМ волн в тепло непосредственно в каждой точке облучаемого объема. Это позволяет снять проблему тепловой перегрузки (ожогов) кожного покрова путем его охлаждения, и, в то же время, обеспечить создание гипертермического режима в опухолевых тканях на уровне (42° – 44°)С.

Хорошо известно [1–4], что наибольшее усиление эффективности действия радиации, вызываемое гипертермией, происходит при одновременном воздействии радиации и нагрева (далее везде ОВРН). Начиная с 1992 г. пионерские работы по внешнему ОВРН были проведены в США [4–6]. В последующие годы обещающие результаты были получены в серии курсов ОВРН, проведенных на ИСНО в Корее и Сент-Луисе (США). Хотя проведенные исследования подтвердили применимость ОВРН для клиники, и продемонстрированные результаты были многообещающими, остается много проблем, которые требуют дальнейших исследований и разработок, чтобы сделать этот метод лечения пригодным и эффективным для клинических применений. Среди этих проблем — проблема конструкции гипертермических ЭМ аппликаторов, адаптированных к внешней радиации, остается весьма актуальной. В [4] рассмотрены два возможных подхода для внешних ОВРН процедур: “en face”, при котором направление воздействующего ионизирующего излучения и поток электромагнитной энергии параллельны, и ионизирующее излучение проходит через электромагнитный аппликатор; второй подход предполагает взаимную перпендикулярность направления ионизирующего излучения и потока электромагнитной энергии. В соответствии с [4] “en face” ОВРН подход более эффективен и позволяет охватить значительно большее число возможных расположений опухолей. Кроме того, аппликаторы для ОВРН не должны вносить существенного ослабления ионизирующего излучения и не должны искажать его распределение по глубине тканей.

Таким образом, одним из методов повышения повреждающего эффекта лучевой терапии и биодоступности химиотерапевтических и иммунотерапевтических препаратов является гипертермия опухолей электромагнитным полем.

ВЫБОР ТИПА АППЛИКАТОРОВ ДЛЯ ОВРН

В настоящее время рупорные или волноводные полые, или диэлектрические стержневые аппликаторы широко используются в клиниках для

процедур гипертермии. Расчеты показали, что диэлектрический наполнитель поглощает около 50% гамма-излучения даже при достаточно высоких значениях энергии этого излучения, а именно нескольких (1–10) МэВ. В полых рупорных и волноводных аппликаторах наиболее поглощающими частями являются металлические стенки, параллельные оси пучка излучения и система подстройки. Системы подстройки вносят значительную неоднородность в картины затухания по излучаемой области вплоть до (20–25)%. Стенки волновода и рупорного аппликатора ограничивают излучаемую область, по меньшей мере, внутренними размерами волновода.

Исследования свойств различных типов гипертермических аппликаторов и их параметров при воздействии гамма-излучения на опухоль привели нас к выводу, что микрополосковые электромагнитные аппликаторы оптимально подходят для внешних ОВРН процедур, внося наименьшее и однородное по плоскости поглощение ионизирующего излучения, оставаясь при этом простыми и удобными в обращении [7–9].

Контактные гибкие микрополосковые аппликаторы являются эффективным и удобным инструментом для проведения гипертермии при лечении злокачественных опухолей одновременно с внешней радиотерапией.

Существенно, что глубинное распределение дозы ионизирующего излучения в фантоме, рассчитанное для реального гетерогенного аппликатора и его однородной модели, практически совпадают: разница менее 1%. Этот факт позволяет существенно упростить процедуру планирования лучевой терапии при ОВРН.

Применение одновременной радиотерапии (РТ) и гипертермии (ГТ) связано с рядом проблем. Среди них проблема создания простых и удобных в клинической практике аппликаторов. Такие аппликаторы должны обладать малым коэффициентом поглощения ионизирующего излучения, должны быть радиационно стойкими, не изменять своих параметров при воздействии больших доз ионизирующей радиации, не должны искажать радиационное поле.

Основные выводы из проведенных нами исследований можно сформулировать следующим образом:

1) максимальные размеры зон нагрева радиационно устойчивых контактных гибких микрополосковых аппликаторов (КГМА) такие же, как и у типовых широко применяемых аппликаторов КГМА;

2) поглощение рентгена и гамма-излучения антеннами микрополосковых аппликаторов типа КГМА составляет до 12% для рентгеновского излучения с энергией 0.2 МэВ и (2–6)% для гамма-излучения с энергией более 1 МэВ;

3) антенна аппликаторов ОВРН не нарушает однородность поля ионизирующего излучения.

УСТОЙЧИВОСТЬ МАТЕРИАЛА АНТЕННЫ К ЛУЧЕВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ

Необходимо было также провести дополнительные исследования, чтобы определить:

насколько устойчив материал основного элемента микрополоскового излучателя, его антенны к воздействию ионизирующей радиации;

можно ли избежать радиационных ожогов кожного покрова облучаемых тканей, находящихся под плотно прилегающим к ним гипертермическим аппликатором, сквозь который проводится облучение.

Для исследования первой проблемы был изготовлен микрополосковый резонатор в виде пластинки из того же материала, из которого изготавливается антенна аппликатора. Размеры пластинки составляли 4×12 см, а материалом резонатора был двусторонне фольгированный фторопласт. Толщина фольги была 35 мкм, толщина фторопласта 1 мм.

Для определения радиационной стойкости материала резонатора пластина-резонатор облучалась гамма-излучением, а его воздействие на микрополосковый материал резонатора оценивалось по изменению резонансной частоты и КС-ВН (коэффициент стоячей волны по напряжению) резонатора. Воздействие гамма-излучения на механическую прочность микрополоска оценивалось его изгибом на цилиндре диаметром 20 см.

В качестве гамма-облучательной установки использовали колодец-хранилище отработавшего топлива реактора ИРТ МИФИ. Колодец заполнен водой. Отработавшие элементы (ТВС) расположены по кругу вокруг сухого вертикального канала с внутренним диаметром 80 мм. Отработавшие ТВС располагались двумя ярусами. Гамма-спектр был измерен с помощью германиевого полупроводникового детектора. Основной гамма-излучатель ^{137}Cs (энергия гамма-квантов 0.662 МэВ). Распределение доз по вертикали канала было измерено ТЛД (термолюминесцентными детекторами), заключенными в оболочки из тонкой свинцовой перфорированной фольги. Такая фольга уменьшает энергетическую зависимость чувствительности детекторов в диапазоне от 0.04 до 2.0 МэВ (погрешность менее 20%). Относительная ошибка вертикального распределения дозы около 5%. Максимальная мощность дозы составляла 1.45 Р/с на высоте 45 см над дном канала. Мощность экспозиционной дозы в точках 25 и 50 см составляла 1.4 Р/с. Следовательно, вариация дозы вдоль образца была менее 3.5%, а мощность поглощенной дозы во фторопласте равнялась 12.4 мГр/с.

Таблица 1. Зависимость параметров резонатора от поглощенной дозы ионизирующего излучения

| Поглощенная доза | Гр | 0 | 700 | 2100 | 3500 | 17000 |
|----------------------------|-----|-------|-------|-------|-------|-------|
| Резонансная частота, f_p | МГц | 931.5 | 931.5 | 930.5 | 928.5 | 930 |
| КСВН на f_p | — | 1.3 | 1.3 | 1.3 | 1.2 | 1.2 |

Таблица 2. Безопасная толщина слоя воды в болюсе микрополоскового аппликатора (l_e — экстраполированный свободный пробег электронов в воде и тканях)

| E_γ , МэВ | ≤ 1 | 0.3 | 0.5–1.3 | 2.0 | 3.0 | 10.0 |
|---------------------------|--------------|------------|------------|------------|-----------------------|-------|
| l_e , см | ≤ 0.012 | 0.075 | 0.13–0.56 | 0.95 | 1.5 | 5.2 |
| Толщина водяного слоя, см | ≥ 0.5 | ≥ 0.5 | ≥ 1.0 | ≥ 1.5 | 0.5 или ≥ 2.5 | Любая |

Результаты оценок воздействия ионизирующего излучения на материал резонатора приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, микрополосковый резонатор малочувствителен к воздействию радиации: изменение резонансной частоты на 0.3% при полосе пропускания антенны аппликатора 1.2% не влияет на величину излучаемой мощности и, следовательно, на тепловыделение. Механические повреждения обнаружались в виде тонких волосяных трещин во фторопласте подложки лишь для поглощенной дозы более 17000 Гр.

Таким образом, один микрополосковый аппликатор может использоваться для лечения не менее 50 больных даже при максимально применяемой в клинике дозе 70 Гр [10].

Возможность применения радиационно устойчивых аппликаторов в клинике зависит от того, удастся ли избежать попадания области максимальной поглощенной дозы D_{\max} на кожу больного.

Был проведен анализ ожидаемого распределения поглощенной дозы ионизирующего излучения по глубине в тканях, находящихся под плотно прилегающим к ним микрополосковым аппликатором. Известно, что глубина положения дозы D_{\max} зависит от длины свободного пробега l_e электронов в облучаемой ткани.

Принимая во внимание значение l_e в различных материалах аппликатора, было показано, что определяющее влияние на глубину положения D_{\max} оказывает толщина водяного слоя в болюсе аппликатора. Для предотвращения попадания D_{\max} на кожу толщина водяного болюса должна быть больше или меньше величины l_e . В зависимости от энергии рентгеновского и гамма-излучения безопасная толщина слоя воды в болюсе микрополоскового аппликатора приведена в табл. 2.

Как следует из табл. 2, безопасная толщина водяного слоя болюса, т.е., толщина, при которой не происходит передозировки ионизирующего из-

лучения на коже, вполне приемлема для работы на частотах 434 МГц и ниже. На этих частотах некоторые затруднения могут возникнуть только при энергии гамма-излучения вблизи 3 МэВ.

Поверхностная и глубокая локальная гипертермия широко используется в качестве эффективного адьюванта к химио- и лучевой терапии в лечении злокачественных заболеваний [1–3]. Цель местной гипертермии — нагревать опухолевые массы до температур выше 42°–43°С без перегрева окружающих нормальных тканей. Аппликаторы являются одним из наиболее важных факторов, которые обеспечивают возможность достижения этой цели. Были предложены и разработаны различные улучшенных типов аппликатора [4–6, 11, 12]. Тем не менее, модифицированный рупор и волноводные аппликаторы, обеспечивающие нагрев относительно больших площадей [4], являются достаточно громоздкими и тяжелыми, особенно в СВЧ и ВЧ диапазонах. Аппликаторы [6] легкие и удобны в использовании, но каждый аппликатор занимает лишь очень небольшую площадь. Многоантенные массивы [11–13] обеспечивают нагрев больших площадей и эффективны по управлению размерами SAR, но громоздки и сложны в клиническом применении [4]; для них невозможно применение режима ОВРН. Таким образом, остается актуальной дальнейшее повышение эффективности аппликатора при нагревании больших поверхностных и глубоко расположенных опухолей; в то же время аппликаторы должны быть легкими, удобными и простыми для использования в клиниках. Была предпринята попытка сделать шаг вперед в решении этой проблемы. Новые типы аппликаторов — контактные гибкие микрополосковые аппликаторы (КГМА), охватывающие диапазон частот от 27 МГц до 434 МГц, были предложены, разработаны, испытаны и используются в клинических исследованиях [14–22] или создают задел на перспективу [23].

Таблица 3. Возможные типоразмеры аппликаторов

| №п/п | Наименование | Апертура, мм | Кол-во одиночных модулей, шт. | Размеры одиночных модулей, мм |
|------|------------------|--------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 1. | КГМА-ОВРН-3ом | 70 × 188 | 3 | 67 × 61 |
| 2. | КГМА-ОВРН-4ом | 140 × 150 | 4 | 73.5 × 68.5 |
| 3. | КГМА-ОВРН-6ом | 188 × 198 | 6 | 65 × 61 |
| 4. | КГМА-ОВРН-8ом(1) | 188 × 198 | 6 | 65 × 61 |
| | | | 2 | 64 × 92 |
| 5. | КГМА-ОВРН-8ом(2) | 197 × 285 | 8 | 97 × 70 |
| 6. | КГМА-ОВРН-10ом | 197 × 285 | 10 | 55.8 × 97 |
| 7. | КГМА-ОВРН-12ом | 197 × 285 | 6 | 55.8 × 64.6 |
| | | | 6 | 55.8 × 97 |

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ АППЛИКАТОРОВ НА ЧАСТОТЕ 433.92 МГц ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИХ В ФАЗИРОВАННУЮ АНТЕННУЮ РЕШЕТКУ (ФАР)

Главным преимуществом ФАР перед другими типами антенн является способность осуществления электронного формирования необходимой для данной нозологической формы опухоли зоны излучения ФАР аппликатора по заданному алгоритму. Для этого нужно осуществить заданное распределение токов в плоскости ФАР, что достигается путем использования специальной системы питания антенны.

В ФАР аппликаторах формирование и перемещение зон тепловыделения в пространстве биологической ткани осуществляется путем введения постоянных или переменных фазовых сдвигов между сигналами, излучаемыми одиночными модулями.

Электронное управление зоной нагрева основано на использовании физического явления, которое называется интерференцией. Когда расположенные рядом источники излучают энергию одновременно на одной и той же частоте с одинаковой фазой, то исходящие из этих источников волны складываются. Характер взаимодействия двух волн от двух разнесенных в пространстве источников зависит от сдвига фаз между этими волнами. Если гребни и впадины одной волны соответственно совпадают с гребнями и впадинами другой волны (сдвиг фаз равен нулю), то результирующее колебание будет иметь суммарную амплитуду. Если волны находятся не в фазе и их гребни и впадины не совпадают, то результирующий сигнал будет ослабленным или (при сдвиге фаз 180°) равным нулю.

Следовательно, появилась возможность изменять фазовые соотношения электромагнитных полей, излучаемых одиночными модулями антенны с помощью установки в фидерных линиях,

питающих эти модули фазовращающих элементов (фазовращателей), каждый из которых вносит требуемый сдвиг фазы, в результате чего фронт волны антенны может быть, как синфазным, так и с фазовыми смещениями. В синфазном случае антенна формирует однородную зону излучения, приближающуюся к плоской волне и, значит, будут исключены “горячие точки” и глубина проникновения будет максимально возможной для этой частоты.

Если же фазовые соотношения волн изменять по определенному закону, то можно получать сканирование зоны суммарного электромагнитного поля в ближней зоне излучения в пространстве биологической ткани. Физические принципы, лежащие в основе формирования интерференционных картин, позволяют определять размеры зоны тепловыделения.

Фазированная антенная решетка обычно собирается из расположенных в одной плоскости и на одинаковом расстоянии друг от друга излучающих элементов, к которым подводятся сигналы микроволнового диапазона.

Были рассмотрены семь возможных типоразмеров аппликаторов, представленных в табл. 3.

Это означает, что на одной подложке каждого типа аппликатора с различными размерами апертуры можно получать электромагнитные поля в ближней зоне излучения не только от каждого одиночного модуля, но и поля от различных комбинаций их включения, запитанных с различными фазами и амплитудами входного сигнала.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ФАР АППЛИКАТОРОВ

Измерения распределения квадрата компоненты электрической составляющей электромагнитного поля, излучаемого аппликатором SAR в

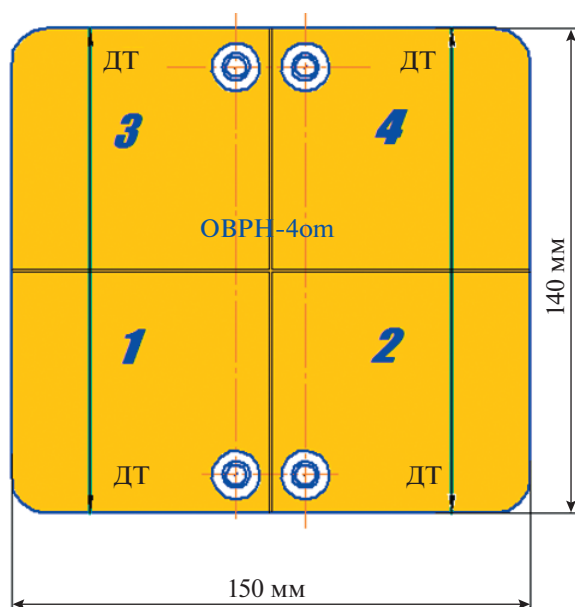


Рис. 1. Картина внешнего вида антенны ФАР аппликатора OBRN-4om с наружной стороны.

плоскости апертуры аппликатора, проводился зондовым методом на специально разработанной установке. Высокоомный измерительный зонд с полупроводниковым детектором (датчиком поля) перемещался в исследуемой зоне облучения внутри жидкого имитатора биообъекта, расположенного перед испытываемой антенной-аппликатором.

Результаты измерения распределения относительной величины плотности электромагнитной энергии в плоскости, перпендикулярной оси аппликатора, определяют зону эффективного нагрева, создаваемого аппликатором в плоскости, перпендикулярной оси аппликатора, на глубине 10 мм от поверхности фантома.

Распределение SAR измерялись и моделировались в плоском тканеэквивалентном фантоме. Для измерения распределения SAR для плоского варианта аппликатора был использован прямоугольный короб из органического стекла – фантом. В фантом мышечного эквивалента был залит 0.9% раствор соли NaCl с проводимостью $\sigma = 1.1$ См/м и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 78$ при комнатной температуре 20°C. Измерения проводились на частоте 434 МГц.

Для примера работы ФАР аппликатора мы представили аппликатор OBRN-4om изготовленный из двухстороннего фольгированного армированного фторопласта ФАФ-4Д толщиной 1 мм с апертурой антенны 140 × 150 мм, состоящий из четырех одиночных модульных структур с размерами 73.5 × 68.5 мм.

На рис. 1 показан внешний вид микрополосковой антенны ФАР аппликатора OBRN-4om с

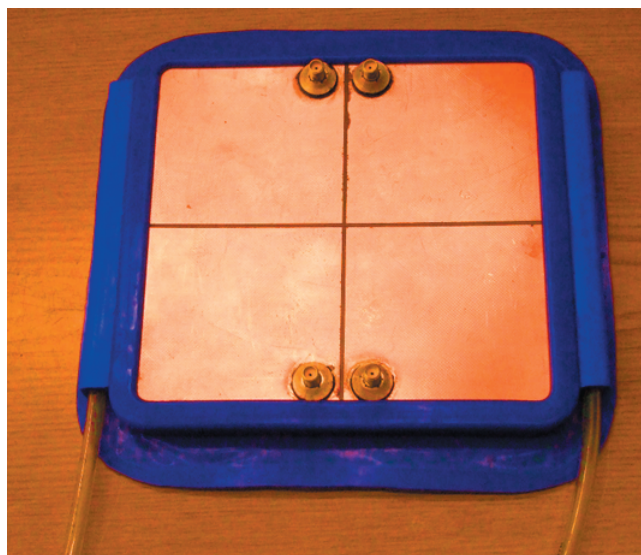


Рис. 2. Фото аппликатора OBRN-4om с апертурой 140 × 150 мм.

наружной стороны. Цифрами обозначены номера одиночных модулей для программных расчетов полного клинического комплекса OBRN-4om с пакетом программ для управления фазами и амплитудами одиночных модулей аппликатора ФАР. Две линии с нанесенной маркировкой ДТ рекомендуют направление введения в биологическую ткань (опухоль) инвазивных датчиков температуры с металлическими конструктивными элементами, которые будут ориентированы перпендикулярно вектору излучаемого электрического поля, и таким образом будут способны реально отображать температуру тканей.

На рис. 2 представлено фото аппликатора OBRN-4om с апертурой 140 × 150 мм, состоящий из четырех одиночных модульных и болюсом охлаждения.

На рис. 3 представлена картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры любого из четырех одиночных модулей с размерами 73.5 × 68.5 мм аппликатора OBRN-4om в жидкостном имитаторе биообъекта. Из рис. 3 видно, что при апертуре одиночного модуля 73.5 × 68.5 мм мы получили 50% зону SAR размером 60 × 78 мм.

Фазированная антенная решетка (ФАР) представляет собой систему излучателей, амплитуда и фаза токов в которых может быть подобрана так, что в силу интерференции излученных ими волн суммарное излучение формируется в виде единого монолитного поля в ближней зоне излучения. Направление и форма поля могут изменяться за счет подбора амплитудно-фазового распределения токов в одиночных излучающих модулях. Наша задача заключалась в экспериментальном

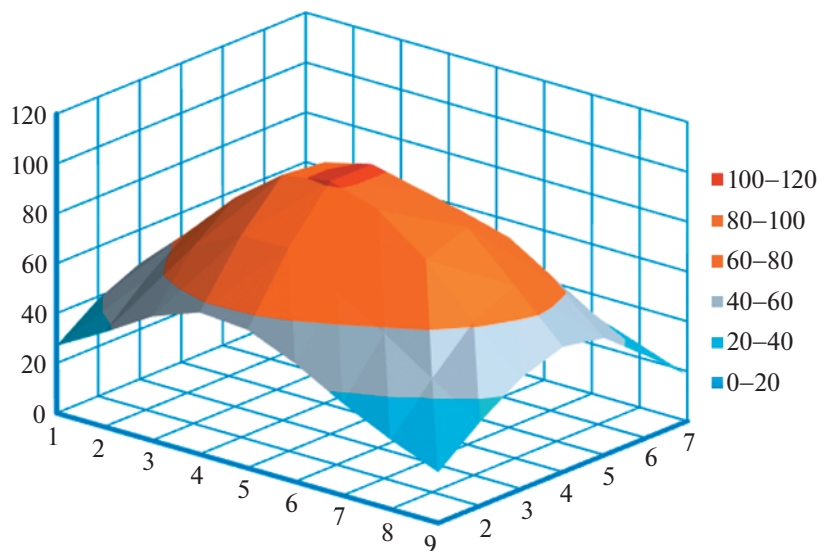


Рис. 3. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры одиночного модуля аппликатора в ФАР ОВРН-4ом с размерами 73.5×68.5 мм.

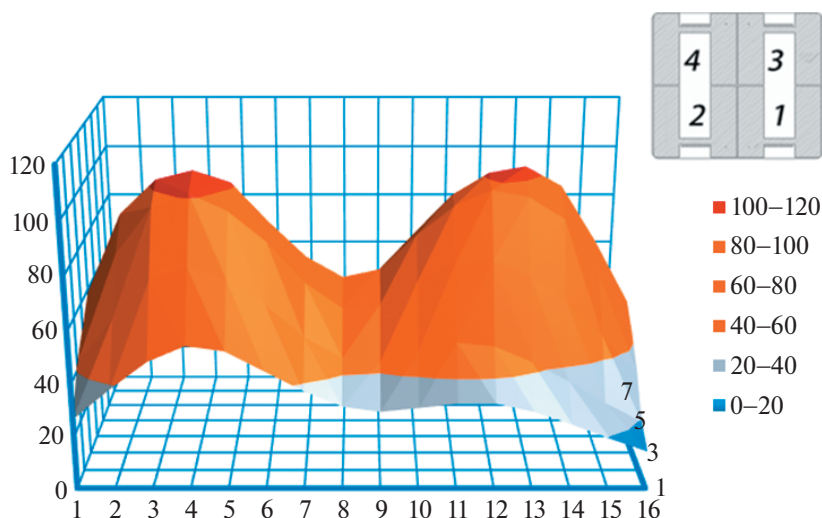


Рис. 4. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 2 для полей возбуждения от разных генераторов без их фазовой синхронизации.

подтверждени вариации излучающего поля КГМА-ОВРН-4ом в зависимости от изменения амплитудно-фазового распределения токов в одиночных излучающих модулях.

На рис. 4 представлена картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры КГМА-ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 2 для полей возбуждения от разных генераторов без их фазовой синхронизации.

Когда нет фазовых привязок в излучающих полях, то интерференция излученных одиночными

модулями волн практически отсутствует, и видно два отдельно сформированных поля от конкретных излучающих элементов №№ 1 и 2. Несмотря на это, зоны облучения по уровню 3 дБ (50%) от максимального значения квадрата компоненты “Е” электрической составляющей электромагнитного поля, измеренной в плоскости, параллельной апертуре излучателя (100%), все-таки находятся в допустимых пределах международного стандарта по однородности поля. Однако эти экстремумы электромагнитного поля формируют не совсем однородное тепловое поле в опухоли, т.к. зоны низких уровней температуры не могут со-

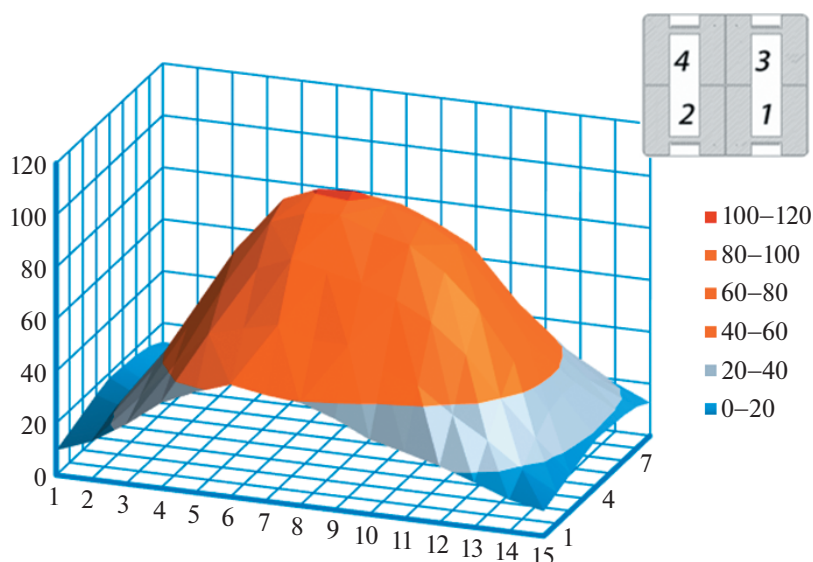


Рис. 5. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 2 для синфазных полей возбуждения.

здать оптимальные условия для повреждающего эффекта злокачественных клеток.

Фазированная антенная решетка (ФАР) — это система излучателей, амплитуда и фаза токов в которых может быть подобрана так, что в силу интерференции излученных ими волн можно получать различные по форме суммарные электромагнитные поля в ближней зоне излучения. Направление и форма излучения могут изменяться за счет подбора амплитудно-фазового распределения токов в излучателях. Одной из перспективных задач проектирования фазированных антенных решеток, является синтез ее формы и направленности.

Примером может служить картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры КГМА-ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 2 для синфазных полей возбуждения, представленная на рис. 5.

В этом случае было получено однородное поле правильной формы. Обычно такое поле характерно для единого антенного модуля с размерами, равными размерам двум одиночным модулям №№ 1 и 2. Таким образом удалось заменить один большой антенный модуль двумя одиночными модулями, получив при этом возможность управлять формой излучаемого электромагнитного поля.

Для полноты понимания физических процессов интерференции одиночные модули №№ 1 и 3 были запитаны противофазно. На рис. 6 представлена картина полученного суммарного поля. Здесь уже видны значительно более ярко выраженные экстремумы.

Далее были запитаны синфазными полями одиночные модули №№ 1 и 3. На рис. 7 представлена картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 3 для синфазных полей возбуждения. В этом случае было также получено однородное поле правильной формы. Обычно такое поле может быть только от одного единого антенного модуля с размерами равными размерам двум одиночным модулям №№ 1 и 3.

На рис. 8а и 8б представлена картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1, 2, 3 для синфазных полей возбуждения.

Из рис. 8 видно, что появляется возможность на ФАР аппликаторе ОВРН-4ом управлять формой излучаемого электромагнитного поля.

На рис. 9 представлена картина распределения электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1, 2, 3, 4 для синфазных полей возбуждения.

Таким образом, и в этом случае удается получить однородное электромагнитное поле. Интересно было показать распределение квадрата компоненты электрической составляющей электромагнитного поля, излучаемого аппликатором (SAR) в плоскости апертуры аппликатора в жидкостном имитаторе биообъекта от более чем двух одиночных модулей, расположенных в одну линию.

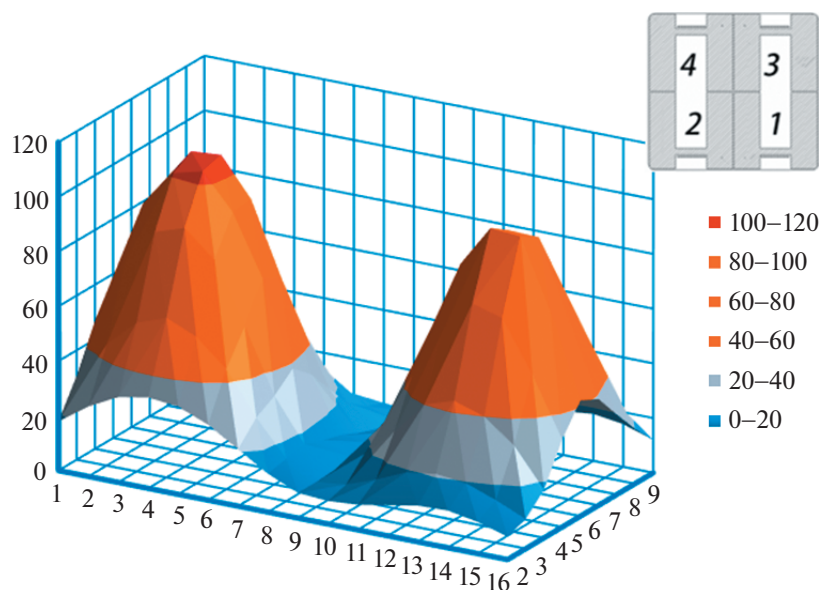


Рис. 6. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 3 для противофазных полей возбуждения.

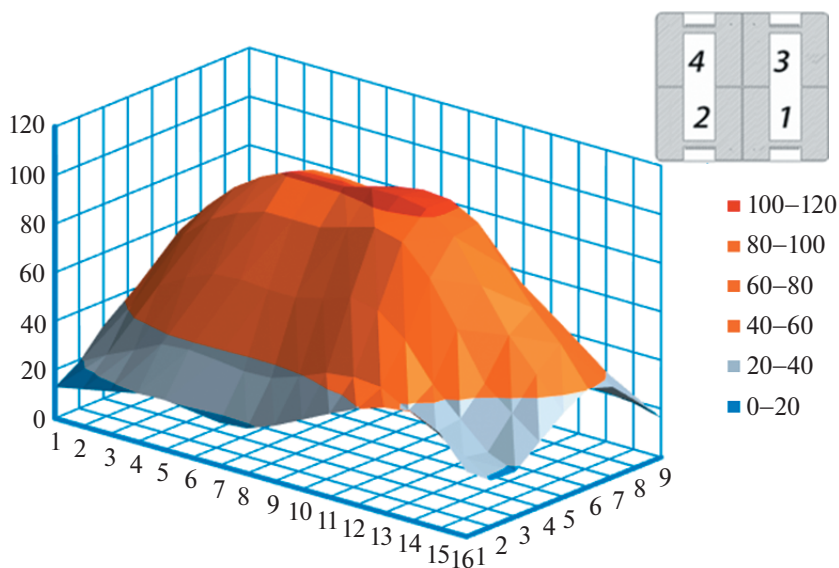


Рис. 7. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1 и 3 для синфазных полей возбуждения.

Для исследования работы такого ФАР аппликатора был изготовлен из двухстороннего фольгированного фторопласта ФАФ-4Д толщиной 1 мм аппликатор ОВРН-3ом с апертурой антенны 70 × 188 мм, состоящий из трех одиночных модульных структур с размерами 61 × 67 мм. На рис. 10 представлено фото аппликатора ОВРН-3ом с апертурой 70 × 188 мм, состоящий из трех одиночных модулей и болюсом охлаждения.

Фазированная антенная решетка (ФАР) ОВРН-3ом с тремя излучающими одиночными модулями, амплитуда и фаза токов в которых может быть подобрана так, что в силу интерференции излученных ими электрических полей суммарное поле в ближней зоне формируется в виде единого монолитного поля. Направление и форма поля могут изменяться за счет подбора амплитудно-фазового распределения токов в одиночных

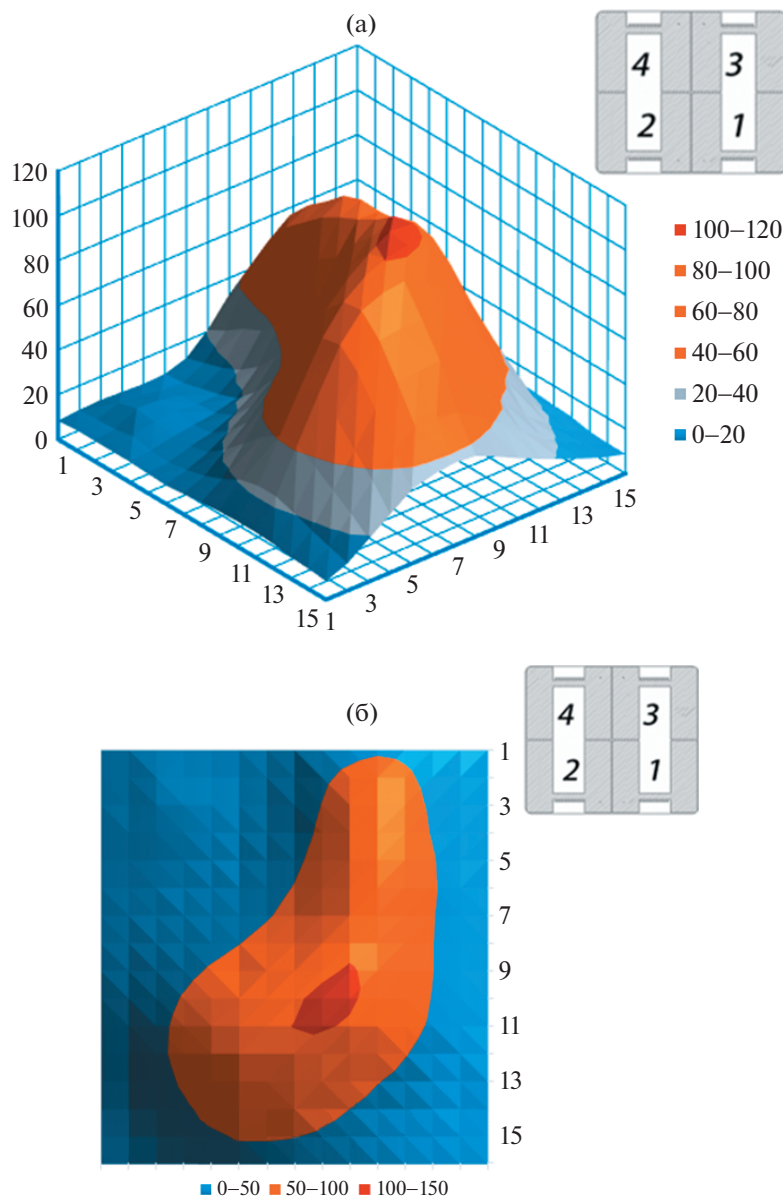


Рис. 8. Распределение электрической составляющей (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4м аппликатора от одиночных модулей №№ 1, 2, 3 для синфазных полей возбуждения: (а) трехмерная картина излучаемого электромагнитного поля; (б) вид сверху на трехмерную картину излучаемого электромагнитного поля.

излучающих модулях. Таким образом, необходимо было экспериментально получать вариации излучающих полей ФАР ОВРН-3ом в зависимости от изменений амплитудно-фазовых распределений токов в одиночных модульных структурах, излучаемых электромагнитные поля в плоскости апертуры ФАР аппликатора.

На рис. 11 представлена картина электромагнитного поля в ближней зоне излучения ФАР ОВРН-3 в жидкостном имитаторе биообъекта для одиночных модулей №№ 2 и 3, включенных синфазно.

Из рисунка видно, что при апертуре двух одиночных модулей №№ 2 и 3 с суммарным размером 122×70 мм была получена зона SAR размером 120×45 мм.

На рис. 12 представлена картина электромагнитного поля в ближней зоне излучения ФАР ОВРН-3ом в жидкостном имитаторе биообъекта для одиночных модулей №№ 1, 2 и 3 включенных синфазно.

Из представленной картины излучаемого электромагнитного поля, в силу интерференции его, суммарное поле в ближней зоне сформирова-

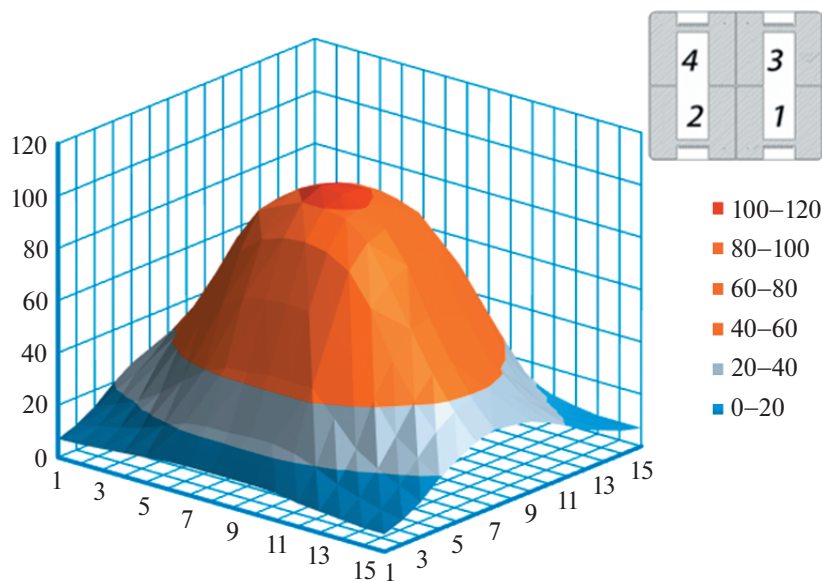


Рис. 9. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) в плоскости апертуры ОВРН-4ом аппликатора от одиночных модулей №№ 1, 2, 3, 4 для синфазных полей возбуждения.

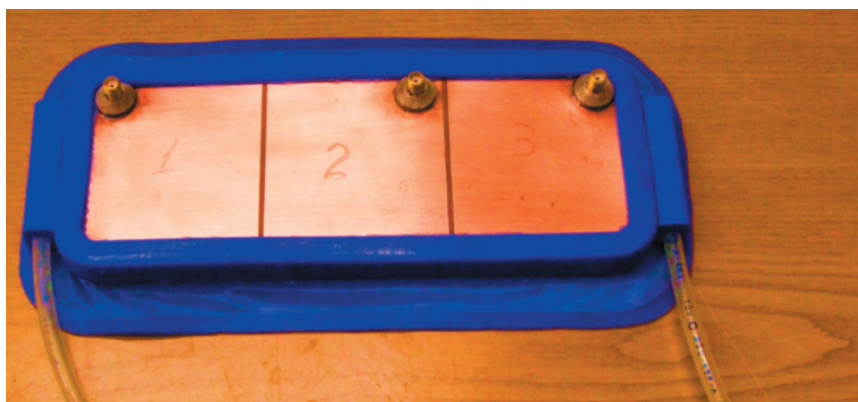


Рис. 10. Фото аппликатора ОВРН-3ом с апертурой 70 × 188 мм.

но в виде единого монолитного поля несмотря на то, что излучение в пространство биообъекта производится от трех независимых одиночных модулей. Видно, что при апертуре трех одиночных модулей №№ 1, 2 и 3 с суммарным размером 188 × 70 мм мы получили зону SAR размером 180 × 45 мм. Таким образом, управляя интерференцией излучаемых электромагнитных полей мы можем получать однородные поля с одним экстремумом, равным по площади сумме размеров SAR от одиночных модулей.

КСВН всех модулей, нагруженных на имитатор биообъекта (1% раствор соли NaCl), был не более 1.2–1.4. Это говорит об очень хорошем согласовании с имитатором биообъекта, т.е. отраженного сигнала практически нет.

МЕДИЦИНСКИЙ АСПЕКТ

Технический и Клинический комитеты ESHO (European Society of Hyperthermic Oncology – Европейское Общество гипертермической онкологии) всегда внимательно изучают методики медицинских учреждений, которые активно участвуют в клинической гипертермии с использованием метода электромагнитной гипертермии и на основании непосредственных и отдаленных результатов создают стандарт качества лечебного процесса. Целью стандарта качества является наивысший результат, который должен быть достигнут в лечении онкологических больных с конкретным перечнем нозологических форм новообразований.

Параметры, которые для этого рассматриваются – это планирование процедуры, сама проце-

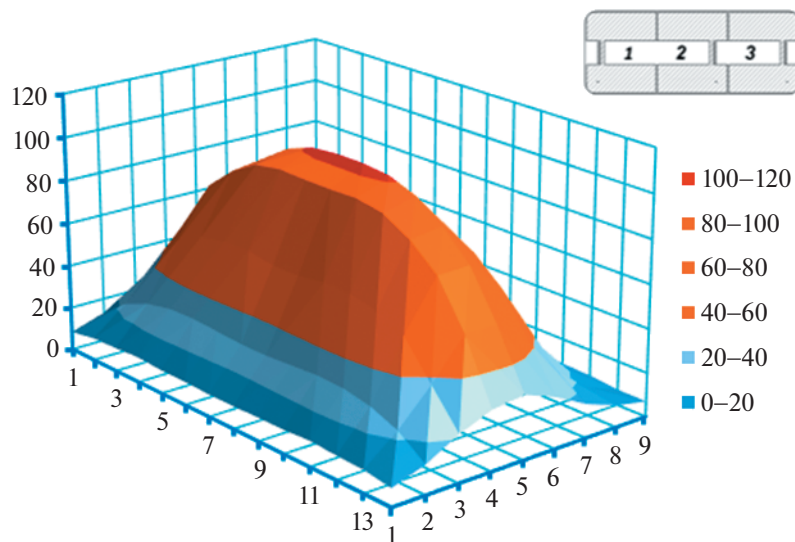


Рис. 11. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) одиночных синфазно включенных модулей №№ 2 и 3 в плоскости апертуры аппликатора ОВРН-3ом.

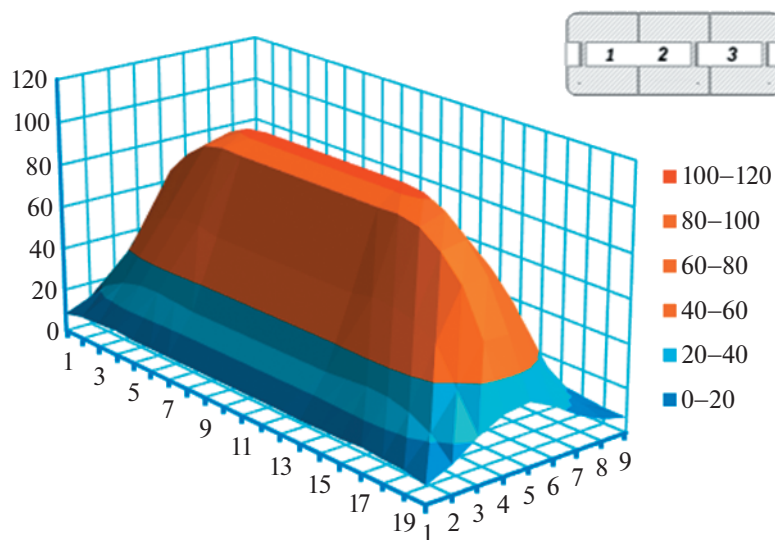


Рис. 12. Распределение электрической составляющей излучаемого электромагнитного поля (SAR) одиночных синфазно включенных модулей №№ 1, 2 и 3 в плоскости апертуры аппликатора ОВРН-3ом.

дура, документация процедуры, требования и характеристика оборудования, безопасность, требования к медицинскому персоналу и инструментальное подтверждение качества. При этом регулярно подводятся итоги исследований и опыт институтов, принимающих участие в клинической гипертермии (ГТ).

На основании достигнутых результатов мы надеемся, что при клинической апробации ФАР аппликаторов в гипертермической онкологии могут быть получены новые качественные результаты

для дальнейшего развития ГТ в онкологической практике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной характеристикой ФАР аппликаторов локальной гипертермии является генерация в пространство тела пациента электромагнитного поля для отдачи наибольшего количества энергии в опухолевую ткань с наименьшим безопасным количеством отданного тепла окружающим нормальным тканям.

Новый тип гибких аппликаторов позволит проводить гипертермию с одновременной лучевой терапией для сложных геометрических форм злокачественных новообразований, путем изменения зон электромагнитного поля излучения (SAR) при неизменной их апертуре.

Такие аппликаторы обеспечивают оптимальный подход для дистанционных ОВРН процедур, при которых направление ионизирующего излучения и поток электромагнитной энергии параллельны, ионизирующее излучение проходит через электромагнитный аппликатор практически без поглощения и нарушения однородности поля. ФАР аппликаторы являются радиационно стойкими и не изменяют своих параметров при воздействии больших доз ионизирующего излучения и допускают проведение до 1800 процедур ОВРН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Росатома, проект ЕОТП-ЯМ-115.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Alexandrov N.N., Savchenko N.Y., Fradkin S.Z.* // Application of Hyperthermia and Hyperglycemia in Treatment of Malignant Tumors. 1980. Moscow: Meditsina (in Russian).
2. *Field S.B., Hand J.W.* // An Introduction to the Practical Aspects of Clinical Hyperthermia. 1990. London: Taylor and Francis.
3. *Van der Zee J.D., Gonzales-Gonzales D., van Rhoon G.* // Lancet. 2000. V. 335 (9210). P. 1119–1125.
4. *Van Rhoon G.C., Rietveld P.J.M., van der Zee J.* // Int. J. Hyperthermia. 1998. V. 14 (1). P. 13–27.
5. *Gopal M.K., Cetas T.C.* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1993. V. MTT-41. P. 431–437.
6. *Stauffer P.R., Rosseto F., Leoncini M.* // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1998. V. BME-45. P. 605–613.
7. *Myerson R.J., Straube W.L., Taylor M.* // Proc. 9th Int. Congress of Hyperthermic Oncology (ICHO). 2004. P. 80.
8. *Myerson R.J., Straube W.L., Moros E.G.* // Proc. 9th Int. Congress of Hyperthermic Oncology (ICHO). 2004. P. 90.
9. *Gelvich E.A.* // Proc. 17th Ann. Meeting of the European Society for Hyperthermic Oncology (ESHO). 1998. P. 23.
10. *Аверкин А.Н., Вайнсон А.А., Гельвич Э.А., Горлачев Г.Е., Званцев А.А., Климанов В.А., Костерев В.В., Крамер-Агеев Е.А., Мазохин В.Н., Мещерикова В.В., Мишулина О.А., Могиленец Н.Н., Синяговский В.И., Смирнов В.В.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2010. Т. 1 (3). С. 241–288.
11. *Prior M.V., Lumori M.L.D., Hand J.W.* // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1995. V. BME-42. P. 694–698.
12. *Gopal M.K., Hand J.W., Lumori M.L.D.* // Int. J. Hyperthermia. 1992. V. 8. P. 227–240.
13. *Gelvich E.A., Kolmakov D.N., V.N. Mazokhin V.N.* // COMAC-BME Hypertherm. Bull. 1992. No. 10. P. 66–72.
14. *Gelvich E.A., Mazokhin V.N., Troshin I.I.* // Proc. 2nd Int. Scientific Meeting on Microwave in Medicine. Rome, Italy. 1993. P. 71–74.
15. *Gelvich E.A., Mazokhin V.N., Tkachev S.L.* // Proc. 7th Int. Congress on Hyperthermia Oncology. Rome, Italy. 1996. P. 449–451.
16. *Lamaitre G. G., van Dijk J.D.P., Gelvich E.A.* // Int. J. Hyperthermia. 1996. V. 12 (2). P. 255–269.
17. *Marchal C., Tekieli P., Niederst C.* // Proc. 15th Ann. Meeting of European Society for Hyperthermic Oncology (ESHO). Oxford, UK. 1995. P. 9.
18. *Van Wieringen N., Gelvich E.A., van Dijk J.D.P.* // Proc. 18th Ann. Meeting of the European Society for Hyperthermic Oncology (ESHO). Rotterdam, Netherlands. 1999. P. 82.
19. *Meinke H., Gundlach F.W.* // Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. 1956. Munich, Germany.
20. *Gelvich E.A., Mazokhin V.N.* // Int. J. Hyperthermia. 2000. V. 16 (2). P. 113–128.
21. *Mazokhin V.N., Kolmakov D.N., Lucheyov N.A.* // Int. J. Hyperthermia. 1999. V. 15 (4). P. 309–329.
22. *Dewhirst M.W., Phillips T.L., Simulski T.V.* // Int. J. Radiation Oncol. Biol. Phys. 1990. V. 18. P. 1249–1259.
23. *Kosterev V.V., Kramer-Ageev E.A., Mazokhin V.N., van Rhoon G.C., Crezee J.* // Int. J. Hyperthermia. 2015. V. 31 (4). P. 443–452.

Development and Creation of Equipment for Simultaneous Hyperthermia and Radiation Therapy of Malignant Neoplasms

V. V. Kosterev¹, * and V. N. Masokhin²

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²JSC “NPP “ISTOK” named after A.I. Shokin”, Fryazino, 141190 Russia

*e-mail: vvkosterev@mephi.ru

Received December 9, 2021; revised July 31, 2022; accepted August 1, 2022

Abstract—A series of applicators based on phased array antenna (PAA) has been created for electromagnetic high-frequency hyperthermia and simultaneous radiation therapy of tumors characterized by high transpar-

ency for gamma radiation. Studies have been carried out on the stability of the material of the main element of the microstrip emitter its antenna to the ionizing radiation. Possible seven sizes of applicator operating at a frequency of 434 MHz were considered. The distribution of the square of the component of the electrical part of the electromagnetic field emitted by the applicator – SAR (Specific Absorption Rate) in the plane of the applicator aperture was measured. Experimental results of SAR distribution in the plane of the applicator aperture from single modules for different phases of electromagnetic fields of excitation are presented. The main parameters of the Quality Standard in oncological hyperthermia, which should be achieved in the treatment of cancer patients with a specific list of nosological forms of neoplasms, are considered.

Keywords: high-frequency hyperthermia of tumors, single modules, applicators, PAA, SAR