
СОДЕРЖАНИЕ

Том 11, номер 1, 2020

РАЗДЕЛЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПОВ. МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ

Исследование особенностей протравленных треков сверхтяжелых ядер
в оливинах из метеоритов

Тан Найнг Со, Н. Г. Полухина, Н. И. Старков 3

Методика автоматизированного поиска редких событий распада сверхтяжелых
ядер с помощью детекторов из фосфатного стекла

Л. А. Гончарова, Н. С. Коновалова, Н. М. Окатьева, Е. Н. Старкова 12

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Детальный анализ наноструктуры дисперсно-упрочненных оксидами
сталей — перспективных материалов ядерных реакторов

*С. В. Рогожкин, А. А. Хомич, А. А. Богачев, А. А. Никитин, А. А. Лукьянчук,
О. А. Разницын, А. С. Шутов, А. Л. Васильев, М. Ю. Пресняков* 22

Природа аномальных частиц (гранул) в быстрозакаленных PREP порошках — II.
Многоуровневое исследование ргер-порошков и пм гип компактов суперсплавов
на основе Ni и коррозионно-стойких сталей

А. В. Шульга 32

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

^3He как источник термоядерной энергии: малорадиоактивный синтез
и большие возможности

С. В. Рыжков 43

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Свойства простого e/γ -детектора из свинцового конвертора и годоскопа

В. Н. Горячев, С. П. Денисов, А. В. Козелов 50

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР

О поляризуемости кластера взаимодействующих частиц в поляризационном излучении

Д. Ю. Сергеева, А. А. Тищенко 61

Contents

Vol. 11, No. 1, 2020

Separation and Application of Isotopes. Mass Spectrometry

Investigation of the Features of Etched Tracks of Superheavy Nuclei
in Olivines from Meteorites

Than Naing Soe, N. G. Polukhina, and N. I. Starkov 3

The Method of an Automated Search for Rare Events of Superheavy Nuclei Decay
Using Phosphate Glass Detectors

L. A. Goncharova, N. S. Konovalova, N. M. Okateva, and E. N. Starkova 12

Promising Construction Materials

Comprehensive Analysis of Nanostructure of Oxide Dispersion Strengthened Steels
as Prospective Materials for Nuclear Reactors

*S. V. Rogozhkin, A. A. Khomich, A. A. Bogachev, A. A. Nikitin, A. A. Lukyanchuk,
O. A. Raznitsyn, A. S. Shutov, A. L. Vasiliev, and M. Yu. Presniakov* 22

The Nature of Anomalous Particles (Granules) in Rapidly Quenched PREP
Powders—II. A Multiscale Study of PREP Powders and PM HIP Compacts
of Ni-Based Superalloys and Stainless Steels

A. V. Shulga 32

Materials and Technologies for New Power Sources

Helium-3 as a Perspective Fuel for Power Generation through Aneutronic Thermonuclear Fusion

S. V. Ryzhkov 43

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Properties of a Simple e/γ Detector Consisting of a Lead Converter and a Hodoscope

V. N. Goryachev, S. P. Denisov, and A. V. Kozelov 50

Physics of Nanostructures

On the Polarizability of a Cluster of Interacting Particles in Polarization Radiation

D. Yu. Sergeeva and A. A. Tishchenko 61

Формат 60 × 881/8

Усл. печ. л. 15.0

Зак. 253а

Бесплатно

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ)

РАЗДЕЛЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПОВ.
МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ

УДК 524.1.539.1.05

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОТРАВЛЕННЫХ ТРЕКОВ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В ОЛИВИНАХ ИЗ МЕТЕОРИТОВ

© 2020 г. Тан Найнг Со^а, *, Н. Г. Полухина^а, Н. И. Старков^а

^аФизический институт им. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991 Россия

*E-mail: dr.thannaingsoe.lpiras@gmail.com

Поступила в редакцию 03.06.2020 г.

После доработки 04.06.2020 г.

Принята к публикации 25.06.2020 г.

В данной работе исследуются протравленные каналы особой формы, возникшие в процессе поиска сверхтяжелых ядер в оливинах из метеоритов. Рассматривается возможность появления треков такой формы за счет электронов, проникающих в оливин на расстояние несколько микрометров от трека. Приводятся результаты расчетов, связанные с пространственно-временным развитием электронного ливня в процессе прохождения тяжелого иона через оливин. Показано, что объяснить наблюдаемый эффект только наличием δ -электронов не удастся. Кроме того обсуждается соответствие ряда предположений некоторых моделей прохождения ионов через вещество полученным характеристикам δ -электронов.

Ключевые слова: галактические ядра, метеориты, оливин, травление, GEANT4

DOI: 10.1134/S2079562920010169

ВВЕДЕНИЕ

В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН в рамках проекта ОЛИМПИА методом химического травления проводятся исследования треков тяжелых и сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в кристаллах оливина из каменно-железных метеоритов (палласитов), используемых в качестве детекторов ядер [1, 2]. К настоящему времени найдено более 20000 треков ядер с зарядом Z более 50. На рис. 1 показано распределенность галактических ядер, найденных в метеоритах Marjalahti и Eagle Station, в сравнении с результатами экспериментов на спутниках.

Методом изучения треков тяжелых ионов в метеоритах является травление кристаллов оливина $(\text{Mg}_{0.8}\text{Fe}_{0.2})_2\text{SiO}_4$ и определение характеристик получающихся в результате каналов. Главными показателями, отражающими свойства прошедшего ядра, являются геометрические характеристики канала, образовавшегося за определенное время травления, и скорость травления оливина. Среди обнаруженных протравленных каналов около 2% имеют необычную форму. На рис. 2а показан типичный конусообразный протравленный канал, который мы между собой называем “морковь”, а на рис. 2б показан протравленный канал, имеющий необычную форму “шприца”. Ширина “моркови” и узкой части “шприца” составляет 2–4 мкм, а широкая часть “шприца” —

6–10 мкм. Природа такого поведения протравленных каналов, показанных на рис. 2б, не ясна.

Разработка моделей прохождения ядер через вещество и процесса химического травления ведется уже много лет [3–6]. Однако даже одна из самых современных моделей – модель молекулярной динамики [7], основанная на уравнениях химической кинетики, пока не может объяснить это явление [8].

В данной работе детально рассмотрены процессы прохождения тяжелых ионов через оливин и представлена пространственно-временная картина развития электронного каскада с целью объяснить обнаруженную особенность формы протравленных треков взаимодействием вторичных частиц. Расчеты проводились с использованием пакета программ GEANT4 [12], который позволяет имитировать прохождение первичных и вторичных частиц через установку и проследить характеристики каждой из них от места возникновения вплоть до точки останова.

Для выяснения причин возникновения изучаемого эффекта результаты расчетов сопоставлялись с пространственно-временными характеристиками сценария прохождения ионов через вещество, предполагаемыми в различных моделях этого процесса.

Существующие модели по-разному объясняют причины возникновения видимых после травления треков, но все они сходятся в том, что про-

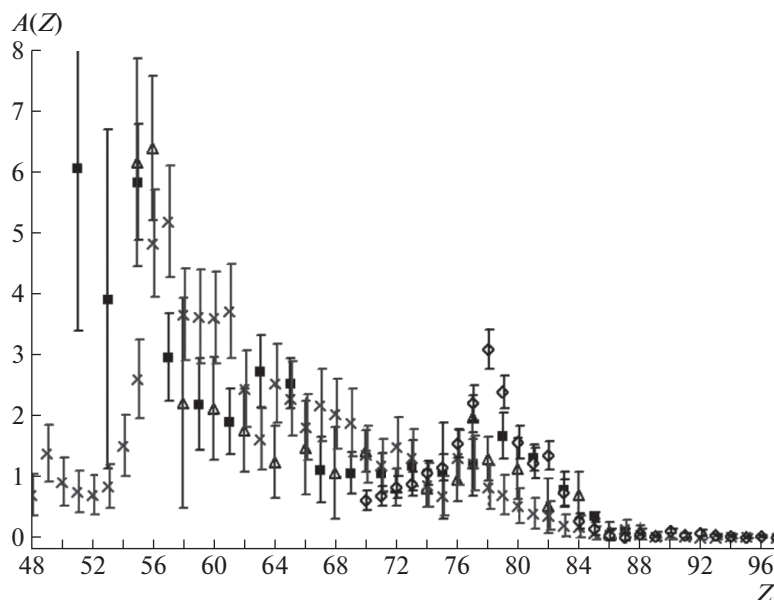


Рис. 1. Распространенность галактических ядер, найденных в метеоритах Marjalahti и Eagle Station (кресты), в сравнении с экспериментами на спутниках (квадраты — HEAO-3 [9], треугольники — Ariel-6 [10], ромб — UHCRE [11]).

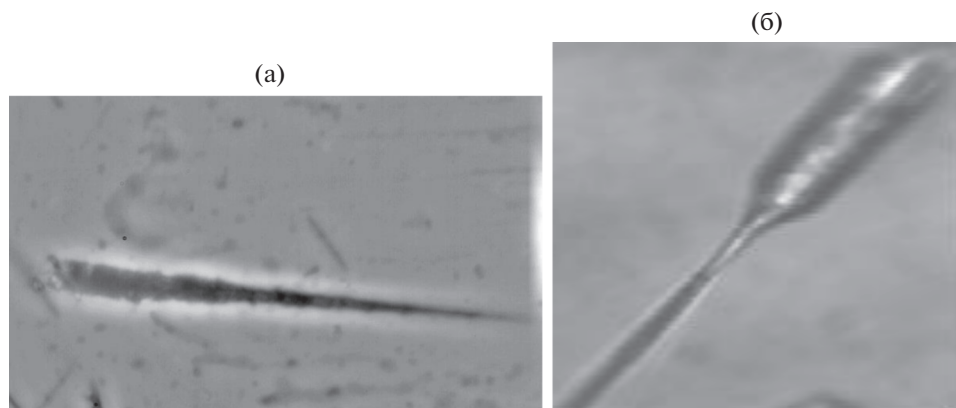


Рис. 2. Типичный протравленный канал ядра с зарядом $Z = 70$, “морковь” в авторском жаргоне (а); протравленный канал ядра $Z = 65$, имеющий необычную форму “шприца” (б).

цесс прохождения ионов через вещество носит сложный динамический характер и протекает в несколько стадий [4, стр. 26]. Начальная стадия включает в себя непосредственное столкновение иона с электронами и ядрами атомов вещества и передачу им некоторого импульса. Это приводит к ионизации и возбуждению атомов, а также к смещению ядер. Дальнейшая картина процесса зависит от модели. Так в некоторых из них решающее значение придается дозе облучения области, примыкающей к треку иона, и даже устанавливается ее нижний порог $D \sim 10^4 - 10^5$ Гр [4, 5, стр. 37]. В других моделях определяющим показателем считается уровень ионизационных потерь [5, стр. 35], которые подразделяются на первич-

ную, создаваемую ионом, и вторичную за счет взаимодействия δ -электронов. Каждая из них по-разному участвует в создании области поврежденного материала. Очень важным обстоятельством в образовании травимого трека является возникновение на начальной стадии процесса (примерно, первые несколько фс) огромного градиента различных характеристик вблизи трека: плотность электронов в запрещенной зоне, степень ионизации, плотность выделенной энергии, плотность кинетической энергии частиц и т.д. На этом эффекте построено несколько моделей, которые учитывают взрывной характер протекающих в веществе процессов: теплового клина, ионно-взрывного клина и др. [4, стр. 36]. Протекающие на этом

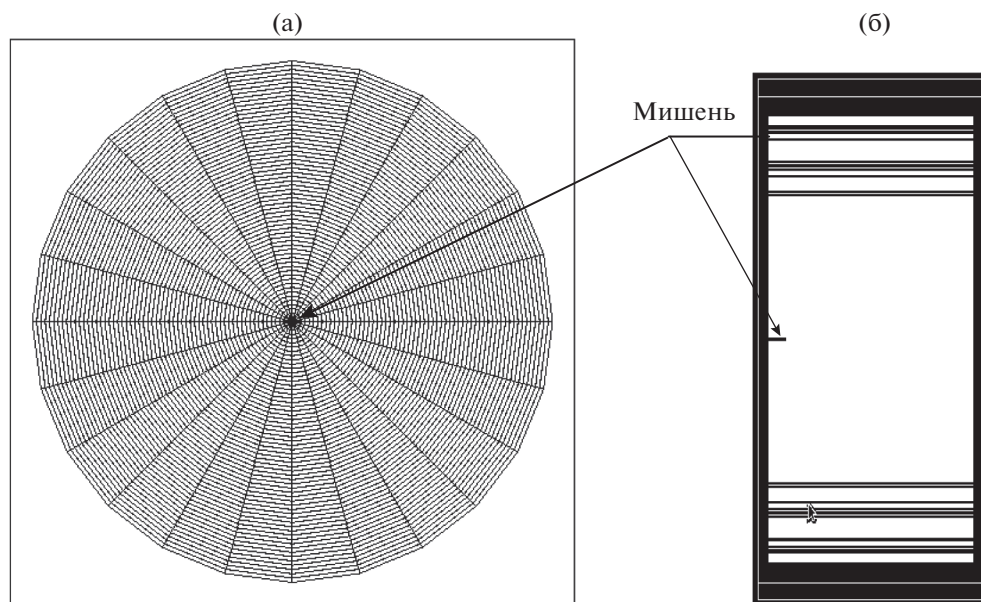


Рис. 3. Конструкция моделируемого детектора: (а) вид спереди (120 концентрических колец), (б) вид сбоку.

этапе процессы являются крайне неустойчивыми, ведут к последующей перестройке структуры вещества в окрестности трека и в конечном итоге к изменению химических свойств в этой области. Это приводит к увеличению во много раз скорости травления вещества в травителе.

В данной работе с помощью моделирования рассматриваются пространственно-временные характеристики начального этапа процесса прохождения иона через вещество, которые помогут понять насколько они велики на расстоянии в несколько микрометров от иона.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПАКЕТЕ GEANT4

Поперечные размеры протравленного канала достигают нескольких микрометров, в то время как основная зона повреждений химических связей — несколько десятков нанометров. С учетом этого в рамках GEANT4 был разработан проект, который включает детектор, оптимизированный с точки зрения изучения пространственного и временного развития процесса прохождения тяжелого иона через вещество для разных ядер и энергии.

Пакет GEANT4 [9] (GEometry ANd Tracking) является платформой для моделирования прохождения частиц через вещество с использованием методов Монте-Карло. Отличительной особенностью GEANT4 является возможность отслеживать все характеристики частиц, как первичных, так и вторичных, на всем протяжении их траектории от момента появления до точки останова или выхода за пределы установки. В данном случае такая детальная информация важна для понимания меха-

низма повреждения межатомных связей, которые приводят к возможности использовать метод травления и получать сведения о прошедших частицах по характеристикам протравленного канала. На этом основано действие многих твердотельных детекторов. В данной работе использовалась версия 10.01 GEANT4.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Задачей расчетов является изучение влияния электронов, возникших в результате прохождения ионов через оливин, на расстоянии в несколько микрометров от оси трека. Показателями такого влияния являются количество электронов, плотность выделенной энергии, спектры первичных и вторичных электронов и другие [3–6]. Для получения этих величин и оценке их влияния были проведены расчеты для ядер Ba, Au и U с энергиями от 1 до 100 МэВ/нуклон. В результате были получены различные распределения электронов как функции времени и расстояния от иона, в зависимости от заряда и энергии налетающего ядра. Диапазон исследуемых расстояний составил от 2 нм до 6 мкм, а времени от 0.5 до 60 фс соответственно.

Ввиду многочисленности полученных результатов, наиболее детально они будут представлены для ядра урана. Для остальных ядер они будут представлены в ограниченном объеме, но достаточно, чтобы понять зависимость величин от заряда. Кроме того в основных расчетах данной работы мы ограничимся детальными распределениями только для электронов, имеющих энергию

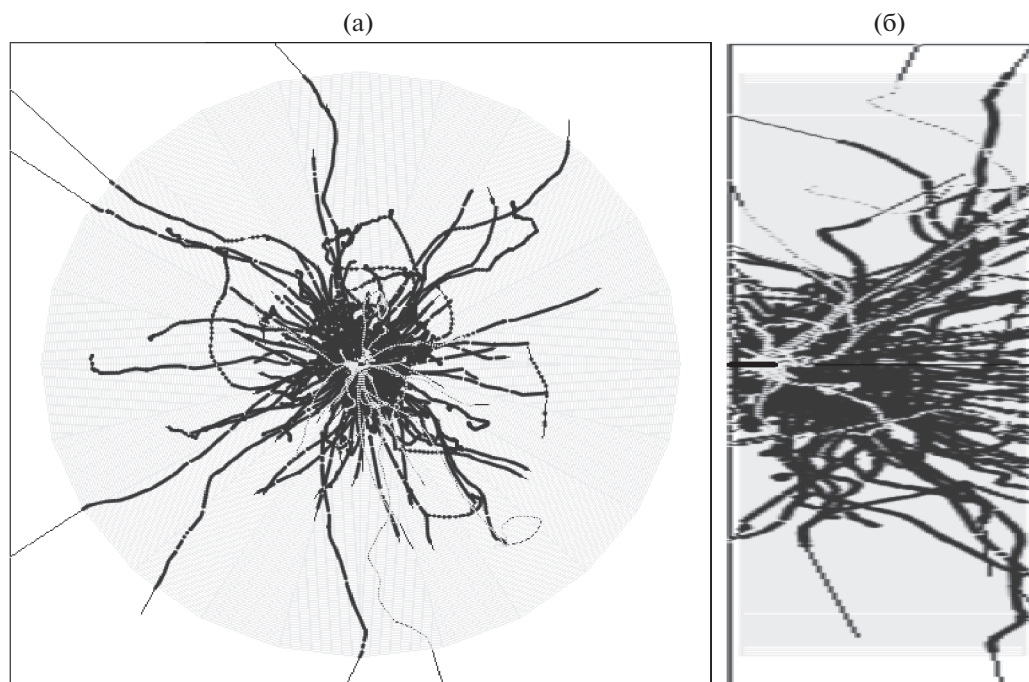


Рис. 4. Пример события прохождения ядра урана с энергией $E = 100$ МэВ/нуклон через детектор: (а) вид спереди; (б) вид сбоку.

$E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ, поскольку рассматриваем влияние электронов на микронном расстоянии, где влияние электронов с меньшей энергией ничтожно. С другой стороны с уменьшением E_{cut} резко возрастает количество электронов, что приводит к росту требуемых ресурсов. Что касается энергетических потерь иона, то они учитываются полностью, включая потери и на самые медленные электроны, и на возбуждение атомных уровней, и на взаимодействие с ядрами атомов.

Для каждого ядра и при каждой энергии было разыграно по 10000 событий. Представленные далее результаты соответствуют усредненным по всем событиям величинам, полученным при прохождении каждым из ядер 200 нм оливина. Причем время прохождения мишени (200 нм) ионом составляет от 1 до 6 фс.

На рис. 4 показан пример взаимодействия ядра урана с мишенью при энергии 100 МэВ/нуклон. Видно, что основная масса электронов сосредоточена вблизи центральной части, но некоторые электроны достигают края детектора и выходят за него, т.е. уходят на расстояние 6 мкм и далее.

Среди факторов, влияющих на возможность возникновения травимого трека, присутствует количество электронов, появляющихся при прохождении иона через вещество. В табл. 1 приведены количества первичных электронов с энергией $E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ, возникших от столкновения иона с атомами, и вторичных электронов для разных ядер и энергий. Заметим, что GEANT4 при

розыгрыше взаимодействий ионов в веществе учитывает наличие у них не только номинального, но и эффективного заряда, зависящего от энергии и свойств окружающей среды. Как уже говорилось, в наших расчетах мы ограничиваемся учетом детальной информации только для электронов с энергией $E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ. Чтобы продемонстрировать влияние этого параметра, на рис. 5 приведена зависимость числа электронов от “порога регистрации” E_{cut} для ядра Ва при энергии 100 МэВ/нуклон. Из-за этого ограничения возникает резкое снижение числа вторичных электронов при энергии $E = 1$ МэВ/нуклон, подавляющая часть которых имеет меньшую энергию.

Более детальная информация – средняя плотность числа электронов в зависимости от расстояния и времени, представлена на рис. 6 для ядра урана при энергии 1, 5, 30 и 100 МэВ/нуклон. Эти значения энергии выбраны не случайно. Энергия $E = 5$ МэВ/нуклон соответствует максимуму ионизационных потерь. Энергии $E = 1$ МэВ/нуклон и $E = 30$ МэВ/нуклон соответствуют ионизационным потерям, равным, примерно, половине максимальных, но расположены по разные стороны от максимума, а энергия $E = 100$ МэВ/нуклон находится вблизи минимума потерь.

Другой важной характеристикой прохождения иона через вещество является плотность выделенной ионом и электронами энергии. На длине 200 нм удельные потери иона практически не ме-

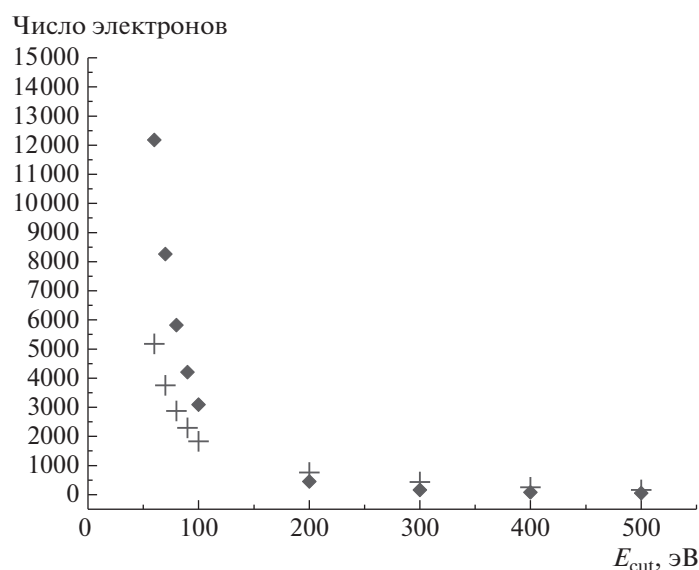
Таблица 1. Количество первичных электронов с энергией $E > E_{\text{cut}} = 500$ эВ, возникших от столкновения иона с атомами, и вторичных электронов для разных ядер и энергий

Энергия ядра, МэВ/нуклон	1	5	10	30	50	100
Первичные электроны						
Ba	1224	728	502	241	163	96
Au	1558	1275	973	549	395	242
U	1591	1572	1267	773	574	364
Вторичные электроны						
Ba	99	209	164	77	52	30
Au	84	307	309	177	126	77
U	59	340	382	250	184	116

няются, а анализ суммарных величин потерь энергии ионом показал, что они соответствуют удельным потерям при соответствующих энергиях. Поэтому ион не представляет для нас интереса, и в дальнейшем мы будем обсуждать только энергетические потери электронов. На рис. 7 представлены распределения плотности выделенной электронами энергии как функции расстояния от трека иона и времени при энергиях урана от 1 до 100 МэВ/нуклон в единицах МэВ/мкм³ (для оли-

вина 20 МэВ/мкм³ ≈ 1 Гр). Учитывая приведенные выше пороговые величины дозы облучения D , получим оценку порога в наших единицах $D > 10^7$ МэВ/мкм³. Из рис. 7 видно, что этому условию удовлетворяют расстояния вплоть до нескольких сотен нм при энергии больше 5 МэВ/нуклон.

Кроме того рис. 7 показывает несостоятельность утверждения об определяющей роли величины ионизационных потерь для формирования видимого после травления трека. Так при энерги-

**Рис. 5.** Зависимость числа электронов от порога обрезания энергии E_{cut} . Ромб — первичные электроны, крест — вторичные электроны.

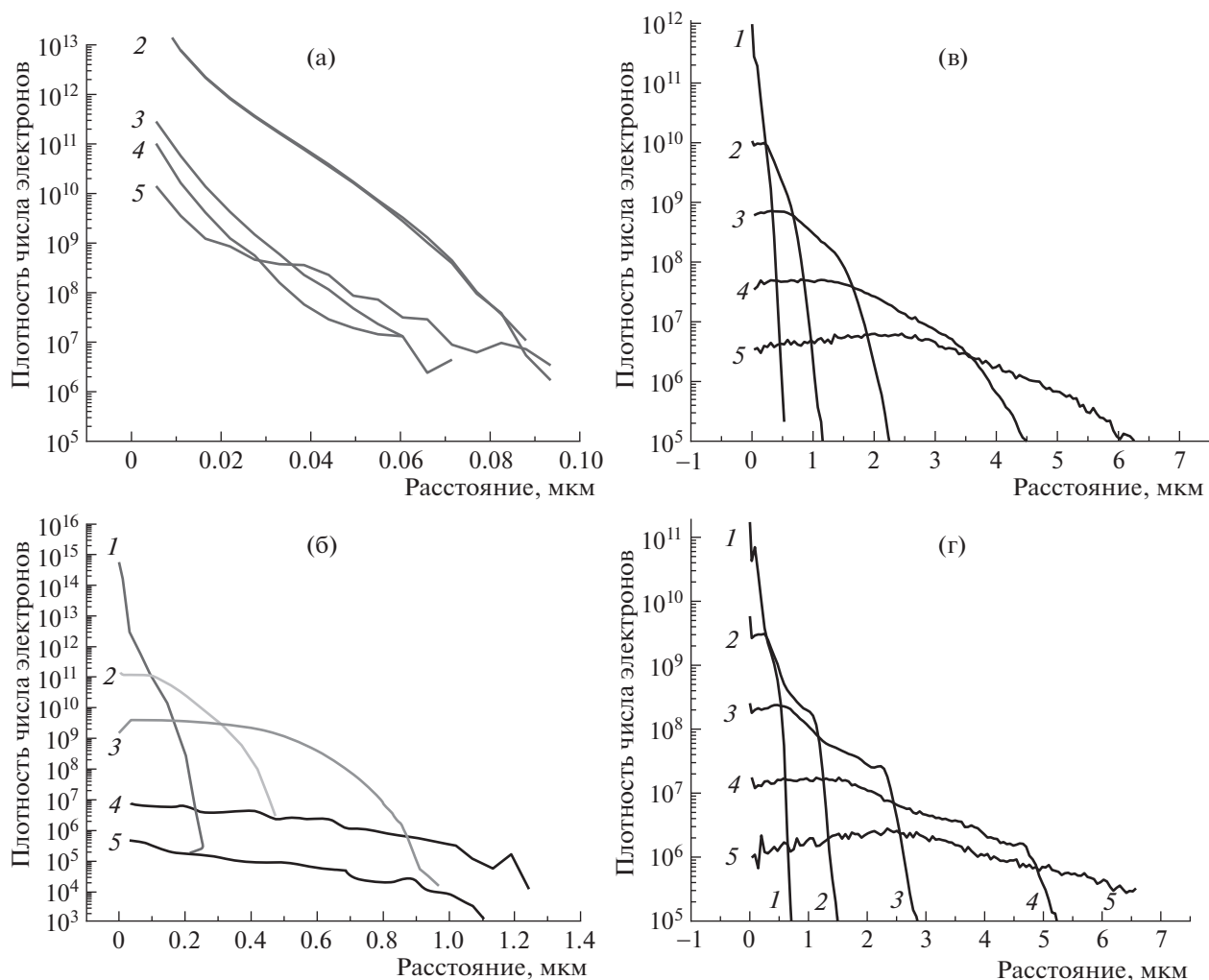


Рис. 6. Плотность числа электронов [мкм^{-3}] как функция расстояния до трека и времени для урана с энергиями 1 (а), 5 (б), 30 (в) и 100 (г) МэВ/нуклон. Время: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 40 и 5 – 60 фс.

ях 1 и 30 МэВ/нуклон ионизационные потери имеют одинаковую величину, но распределения числа электронов и выделенной энергии для этих энергий совершенно различны.

Для демонстрации зависимости распределений от заряда на рис. 8 они показаны для урана, золота и бария при энергии 30 МэВ/нуклон и времени 5 фс. В непосредственной близости к треку соотношение величин приблизительно отвечает отношению квадратов зарядов.

Обсудим теперь полученные результаты. Как видно из представленных рисунков, в область до 6 мкм и более от оси трека, попадает некоторое число электронов. Но электроны, имеющие плотность выделенной энергии достаточную для повреждения межатомных связей, занимают гораздо меньшую область. Кроме того маловероятно, что даже они на расстоянии в несколько сотен нано-

метров, дадут протравленный канал, резко отличающийся по своим свойствам от канала в центральной части. Во-первых, их число невелико, поэтому они не будут образовывать сплошной области повреждений вдоль всего трека, а повреждения будут возникать в виде прерывистой цепочки. Так на рис. 4 видно, что только несколько электронов достигают края детектора. Во-вторых, наличие повреждений не означает со сто процентной вероятностью наличия условий для роста скорости травления. Небольшой дополнительный вклад в этой области могут также давать электроны с $E < 500$ эВ, не включенные в рассмотрение. Для более точной оценки вероятности произвести достаточные повреждения необходимо учесть влияние таких повреждений на химические свойства материала в этой области с использованием моделей из физики твердого тела. Такая

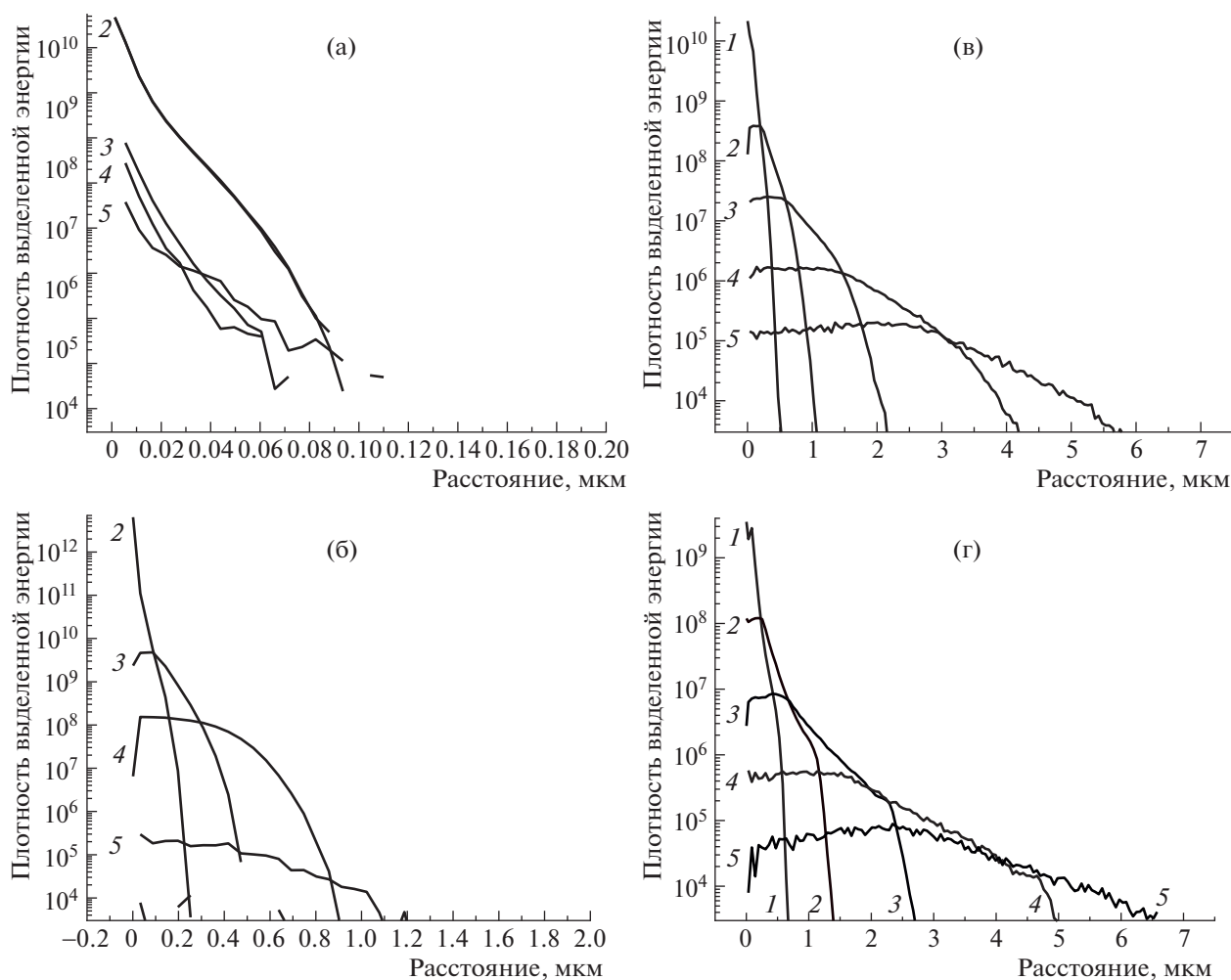


Рис. 7. Плотность энергии [МэВ мкм⁻³], выделенной электронами в детекторе, как функция расстояния до трека и времени для урана с энергиями: 1 (а), 5 (б), 30 (в) и 100 (г) МэВ/нуклон. Время: 1 – 5, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 40 и 5 – 60 фс.

задача не является предметом данной работы и будет рассмотрена в дальнейших исследованиях, тем более, что GEANT4 позволяет дополнить ядро этого пакета программ дополнительным модулем, включающим модели твердого тела.

Частично такая работа проделана в модели молекулярной динамики [7, 8]. Расчеты, сделанные с помощью программы TREKIS, показывают наличие некоторого расширения области повреждений материала в конце пути ядра, что может приводить к более широкому размеру канала травления здесь. Но это обусловлено наличием брегговского пика, т.е. большей величиной ионизационных потерь вблизи точки останова ядра. Геометрический масштаб этого явления почти на два порядка меньше, чем геометрические характеристики “шприца”, и не может объяснить их происхождение.

По этой причине природа возникновения треков такой формы пока остается не выясненной. Полученные результаты для урана и других ядер показывают, что энергии и числа дельта электронов не достаточно для создания резкого изменения условий травления и образования “шприцов” диаметром в несколько микрометров. Необходимо исследовать роль ядер отдачи и их способность создать условия для возникновения “шприцов”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье мы представили исследование взаимодействия ионов урана, золота и бария в кристалле оливина в метеорите (палласит) с использованием моделирования в рамках пакета GEANT4. Показано, что в настоящее время не существует объяснения природы происхождения протравлен-

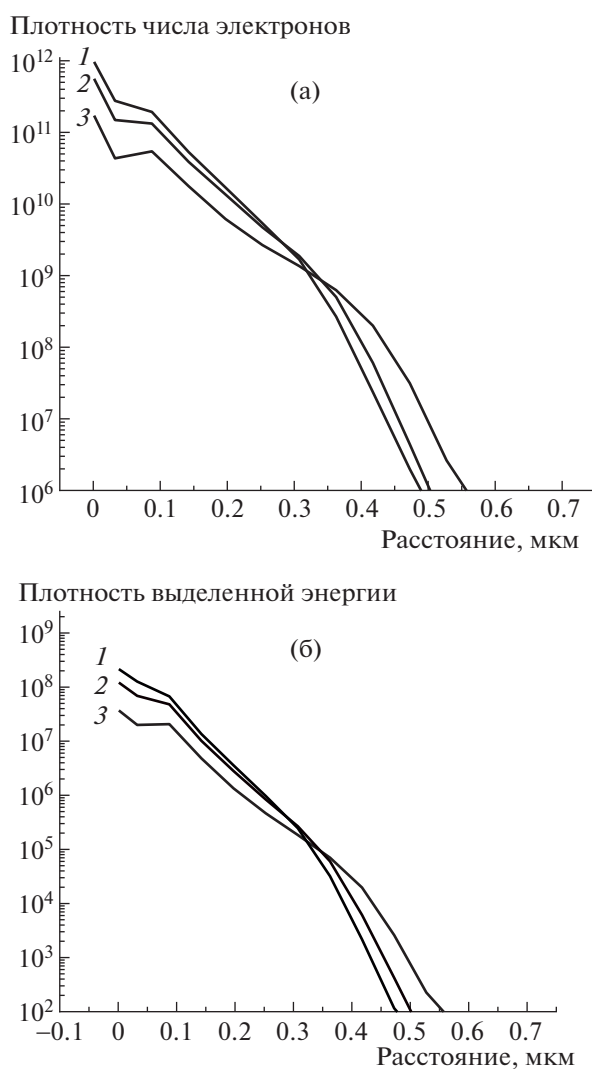


Рис. 8. Зависимость от расстояния до трека и времени для урана (1), золота (2) и бария (3) при энергии 30 МэВ/нуклон и времени 5 фс: (а) плотность числа электронов [мкм^{-3}]; (б) плотность энергии [МэВ мкм^{-3}].

ных каналов в форме “шприца”. Таким образом, для выяснения причин формирования необычных треков в кристалле оливина требуются дополнительные исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Alexeev V., Bagulya A., Chernyavsky M. et al. // *Astrophys. J.* 2016. V. 829. P. 120.
2. Aleksandrov A.B., Alekseev V.A., Bagulia A.V. et al. // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2019. V. 46. No. 12. P. 383.
3. Fleisher R.L., Price P.B., Walker R.M. *Nuclear Tracks in Solids*. 1975. Berkeley, Los Angeles, London: Univ. California.
4. Marenniyi A.M. *Dielectricheskiye trekovyye detektory* [Dielectric Track Detectors]. 1987. Moscow: Energoatomizdat (in Russian).
5. Durrani S.A., Bull R.K. *Solid State Track Detection Principles*. 1987. Oxford: Pergamon.
6. Nikolaev V.A. // *Tverdotelnyye trekovyye detektory v radiatsionnykh issledovaniyakh* [Solid-State Track Detectors in Radiation Research]. 2012. St. Petersburg: Politekh. Univ. (in Russian).
7. Gorbunov S.A., Malakhov A.I., Rymzhanov R.A., Volkov A.E. // *J. Phys. D.* 2017. V. 50. P. 39.
8. Gorbunov S.A., Rymzhanov R.A., Volkov A.E. // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 15325.
9. Binns W.R., Garrard T.L., Gibner P.S. et al. // *Astrophys. J.* 1989. V. 346. P. 997.
10. O'Sullivan D., Thompson A., Domingo C. et al. // *Nucl. Track Rad. Meas.* 1988. V. 15. P. 673.
11. Donnelly J., Thompson A., O'Sullivan D. et al. // *Astrophys. J.* 2012. V. 747 (40). P. 14.
12. Allison J. et al (GEANT4 Collab.) // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. 2003. V. 506. P. 250.

Investigation of the Features of Etched Tracks of Superheavy Nuclei in Olivines from Meteorites

Than Naing Soe^{1, *}, N. G. Polukhina¹, and N. I. Starkov¹

¹*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky Prosp., Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: dr.thannaingsoe.lpiras@gmail.com*

Received June 3, 2020; revised June 4, 2020; accepted June 25, 2020

Abstract—In this study, we investigate etched channels of a special shape that arise during the search for superheavy nuclei in olivines from meteorites. The possibility of the appearance of tracks of this shape due to electrons penetrating olivine at a distance of several microns from the track is considered. The calculation results related to the spatio-temporal development of an electron shower during the passage of a heavy ion through olivine are presented. It has been shown that it is not possible to explain the observed effect only by the presence of δ electrons. In addition, the correspondence of a number of assumptions of some models of ion passage through matter to the obtained characteristics of δ electrons is discussed.

Keywords: galactic nuclei, meteorites, olivine, etching, GEANT4

РАЗДЕЛЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПОВ. МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ

УДК 53.086, 53.087.6

МЕТОДИКА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПОИСКА РЕДКИХ СОБЫТИЙ РАСПАДА СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ ФОСФАТНОГО СТЕКЛА

© 2020 г. Л. А. Гончарова^а, Н. С. Коновалова^а, Н. М. Окальева^{а, *}, Е. Н. Старкова^а

^аФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991 Россия

*E-mail: okatevanm@lebedev.ru

Поступила в редакцию 09.06.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 01.07.2020 г.

Начиная с 1960-х гг. для регистрации осколков деления ядер применяются твердотельные трековые детекторы из стекла [1–3] с высокой эффективностью регистрации, малочувствительные к свету, фону бета- и гамма-излучениям и имеющие низкий собственный фон. В результате прохождения многозарядного иона в стеклах возникает скрытое изображение в форме остаточных дефектов вдоль трека частицы шириной ~10 нм, которые выявляются химическим травлением. Протравленные следы наблюдаются в оптическом микроскопе как углубления конической формы с вершиной, совпадающей с траекторией частицы, и с диаметром на поверхности стекла порядка 5–10 мкм. По сравнению с другими твердотельными детекторами многозарядных ионов (слюдами, пластиками), стекла обладают рядом преимуществ, в частности, отсутствием слоистости, препятствующей восстановлению полной длины трека. Особо необходимо отметить спектрометрическое свойство стекла, а именно пропорциональность линейного размера зоны травимых дефектов заряду частицы, замедляющейся в детекторе до остановки. Это свойство позволяет установить зависимость между зарядом частицы и геометрическими параметрами трека. Используемые авторами фосфатные стекла относятся к материалам, в которых основной стеклообразующей компонентой является пentaоксид фосфора P_2O_5 . Такие стекла, в частности, ранее были успешно применены в эксперименте по поиску 105 элемента по спонтанному делению в ЛЯР ОИЯИ [4]. Перед авторами, успешно реализующими автоматизированную обработку трековых детекторов [5], была поставлена задача создания off-line автоматизированной методики поиска редких событий распада сверхтяжелых ядер с целью регистрации многозарядных ионов и определения их характеристик.

Ключевые слова: фосфатные стекла, твердотельные трековые детекторы, химическое травление, поиск распада сверхтяжелых ядер

DOI: 10.1134/S2079562920010030

ВВЕДЕНИЕ

Принцип регистрации и идентификации ионов тяжелых ядер в фосфатных стеклах основан, прежде всего, на анализе геометрических параметров треков, проявившихся в результате травления облученных стекол в специальном растворе. Форма и размер образовавшихся треков зависят как от параметров ионов (заряда, энергии, угла падения), так и от условий травления (состава и концентрации травящего вещества, времени травления).

Травление — это процесс, при котором материал удаляется из образца химическим способом. Такое удаление осуществляется погружением образца в травящий раствор кислоты или щелочи. В зависимости от морфологии получаемой поверхности, химическое травление может быть выравнивающим (полирующим) или избирательным (селективным). При выравнивающем травлении

происходит сглаживание рельефа поверхности, уменьшение ее шероховатости; при избирательном травлении — увеличение неоднородности поверхности, выявление дефектов ее структуры.

Фосфатное стекло представляет собой тип твердотельного трекового детектора, действие которого основано на том, что частицы, имеющие большой электрический заряд, разрушают локальную структуру твердого тела вдоль своей траектории. Это локальное разрушение можно интенсифицировать последующим селективным травлением, благодаря чему след удастся визуализировать. Поврежденные части материала реагируют с травящим агентом более интенсивно, чем неповрежденные. В результате этой реакции образуются характерные конусы травления. Радиационное повреждение материала, как и удельные энергетические поте-

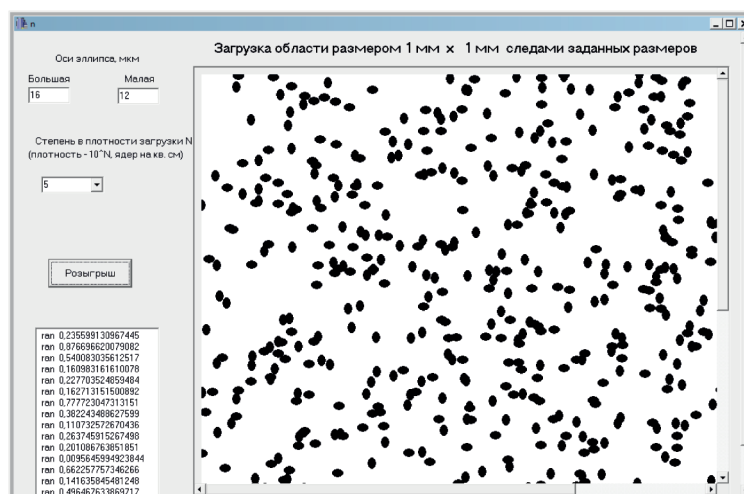


Рис. 1. Диалоговое окно программы для генерации заполнения поверхности стекла протравленными треками тяжелых ионов.

ри заряженных частиц, пропорционально квадрату их заряда и зависит также от скорости частицы.

Процесс травления состоит из пяти стадий: диффузии реагента к поверхности, адсорбции реагента, поверхностной химической реакции, десорбции продуктов реакции, диффузии продуктов реакции от поверхности. Скорость всего процесса определяется скоростью наиболее медленной (контролирующей) стадии. Для селективных травителей контролирующей стадией является химическая реакция, а характерная разница скоростей травления в различных кристаллографических направлениях достигает одного порядка и более. Процесс травления в растворах плавиковой кислоты HF и едкого натра NaOH имеет склонность к селективности.

Образовавшиеся под влиянием тяжелых заряженных частиц радиационные повреждения представляют собой латентные треки. Химический реагент проникает в латентный трек со скоростью, превышающей скорость травления неповрежденного материала. При травлении треков разных ионов, начиная с некоторого времени травления, скорость увеличения диаметра лунок становится различной, в зависимости от заряда. По мере увеличения длительности травления, контрастность треков уменьшается, что затрудняет их идентификацию. На основе проведенных в данной работе тестовых исследований была определена оптимальная концентрация травителя (плавиковой кислоты) для получения максимальной контрастности треков. Определены оптимальные условия травления треков ионов Ar , Kr и Xe различных энергий, при которых возможна их идентификация.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СЛЕДОВ ЧАСТИЦ С РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЗАГРУЗКИ

Для выбора оптимальных условий облучения создана программа, позволяющая по заданным размерам следов частиц, образовавшихся в стекле после травления, показать степень заполнения ими исследуемой поверхности при различных плотностях загрузки. В качестве начальных значений размеров протравленных следов на поверхности стекла были взяты средние экспериментальные значения, полученные в первом калибровочном эксперименте.

Размеры следов эллиптической формы, а также плотность их загрузки, задаются в качестве входных параметров в специальных окнах. Положение центров эллипсов разыгрывается случайным образом, с учетом заданной плотности загрузки. Затем выполняется их прорисовка. Количество эллипсов соответствует заданной плотности загрузки. На рис. 1 представлено диалоговое окно программы для генерации заполнения поверхности стекла протравленными треками тяжелых ионов.

С помощью созданной программы была проведена серия расчетов с разными размерами протравленных треков на поверхности стекла и их плотностью. Полученные результаты представлены на рис. 2.

Таким образом, показано, что наибольшая эффективность регистрации треков тяжелых ионов при сохранении линейности характеристик детектора достигается при плотности облучения $\sim 10^4 - 10^5$ частиц см^{-2} , в зависимости от размеров следов.

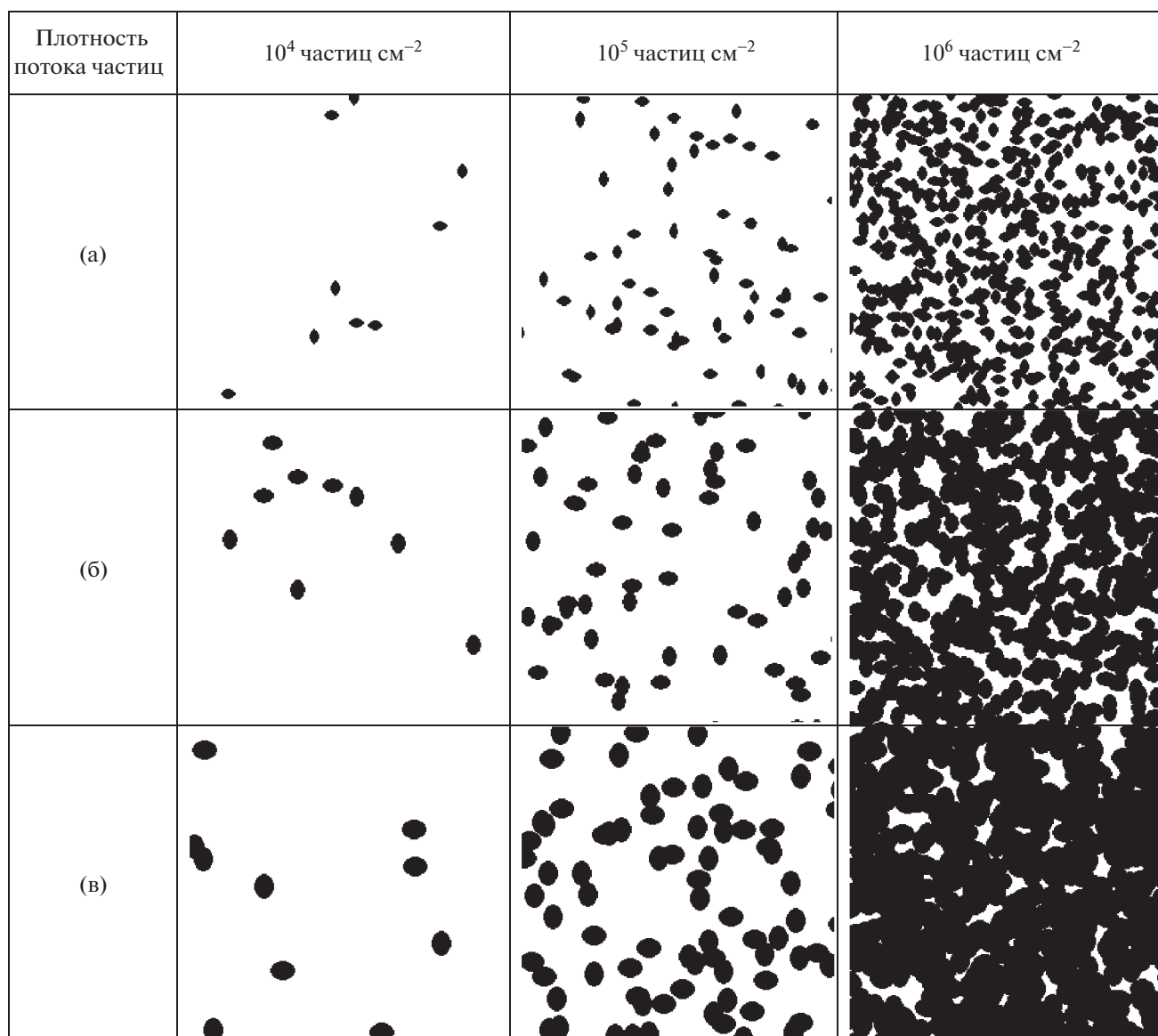


Рис. 2. Протравленные треки частиц на поверхности стекла с различной плотностью потока. Заданные в расчете размеры треков [мкм]: (а) 12×8 ; (б) 16×12 ; (в) 20×16 . Размер изображения 250×250 мкм.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Следующим этапом подготовки эксперимента по регистрации осколков деления сверхтяжелых ядер является тестовое облучение образцов фосфатного стекла различных марок и выбор оптимального способа их травления. Образцы фосфатных стекол марок ГЛС-22 и КНФС-3 облучались на пучке ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ на резонансном циклическом ускорителе ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. Размеры образцов варьировались в диапазоне от 10×2 мм до 10×10 мм при толщине 4 мм, обеспечивающей оптимальное сочетание необходимой оптической прозрачности и механической прочности. Конеч-

ной задачей калибровочных облучений образцов стекла является получение зависимости геометрических характеристик треков (диаметра D и глубины L) от заряда, энергии, угла падения и температуры в процессе экспозиции.

На первом этапе работ было проведено два калибровочных эксперимента. В первом эксперименте использовалось стекло марки ГЛС-22, во втором — стекло марки КНФС-3 производства Лыткаринского завода оптического стекла. В табл. 1 дан примерный массовый состав использовавшихся неодимовых фосфатных стекол, а в табл. 2 — некоторые их физико-химические характеристики.

Таблица 1. Массовый состав фосфатных стекол ГЛС-22 и КНФС-3

Химический состав, мас. %	ГЛС-22	КНФС-3 (патент)	КНФС-3 (усредненные данные)
P ₂ O ₅	49–65	60–66	63
Al ₂ O ₃	2–9	4–8.5	6
B ₂ O ₃	1.6–10	0.2–3	1.5
Li ₂ O		–	–
Na ₂ O	0.9–9.5	0.5–3.5	2
K ₂ O		4.5–11.5	8
Nd ₂ O ₃	0.5–7.5	0.5–5	2
CeO ₂		0.1–1	0.5
BaO		0.8–12	5
SiO ₂		0.5–3	1.5
SrO		2–17	9
CaO		0.1–3	1.5

Таблица 2. Некоторые физико-химические параметры фосфатных стекол ГЛС-22 и КНФС-3

Параметр	Значение параметра	
	ГЛС-22	КНФС-3
Концентрация ионов неодима, 10 ²⁰ ион см ⁻³	2	3.5
Плотность, г см ⁻³	3.52	2.87 ± 0.03
Температурный коэффициент линейного расширения в интервале температур 20–300°C, 10 ⁻⁷ °C ⁻¹	110	115
Температура трансформации (верхняя температура отжига), °C	490	–
Температура деформации, °C	550	–
Термостойкость, °C	38	54*
Модуль упругости (Юнга), 10 ⁻⁹ Па	55.8	–
Коэффициент поперечной деформации (коэффициент Пуассона), μ ₁	0.28	–
Относительная твердость по сошлифованию (относительно стекла марки К8)	0.32	–
Группа химической активности по воздействию (ГОСТ 13917-82):		
– влажной атмосферы	Д	В
– кислоты	3	2
Пузырность		ø до 0.2 мм; до 30 шт кг ⁻¹
Бессвильность	Свили не допускаются	

* Расчетная величина

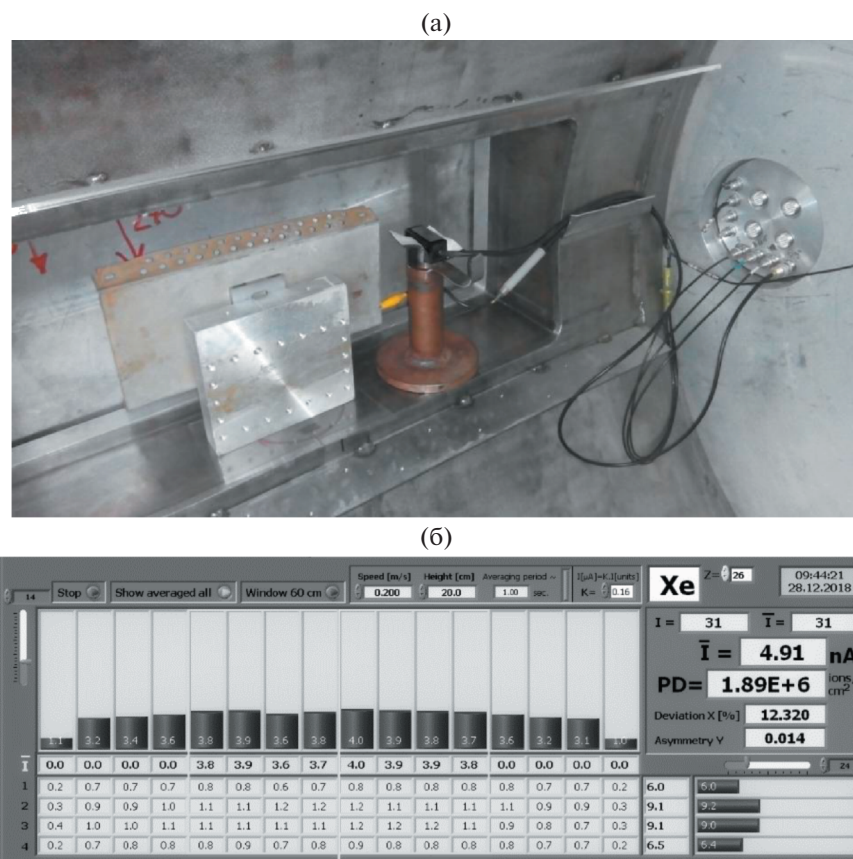


Рис. 3. Облучение образцов фосфатного стекла на пучке ионов ксенона: (а) размещение модуля облучения в патрубке УИО; (б) распределение потока ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ перед модулем облучения.

Подготовленные образцы фосфатного стекла были подвержены радиационному воздействию в канале транспорта выведенного пучка ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ резонансного циклического ускорителя ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ. Энергия ускоренных ионов ксенона составляла 1.16 МэВ/нуклон. Приблизительный пробег в лавсане 22.5 мкм. Контролируемый по ФЭУ (Hamamatsu H-10721-110) поток ионов ксенона составил $N = 1300$ частиц $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Набранная за время экспозиции доза составила $6.2 \cdot 10^4$ частиц см^{-2} при угле 0° относительно нормали к поверхности (первая группа стекол) и $3.1 \cdot 10^4$ частиц см^{-2} при угле 60° (вторая группа стекол) (рис. 3).

Травление образцов первой группы стекол проводилось в 40% р-ре плавиковой кислоты HF при комнатной температуре ($\sim 20^\circ\text{C}$) в несколько этапов. Протравленные образцы после каждого этапа травления были отсканированы на автоматизированном микроскопе измерительного комплекса ПАВИКОМ (ЛЭЧ ФИАН) [6]. Полученные изображения промежуточных результатов травления показаны на рис. 4. Как видно из рис. 4в,

в результате длительного (в течение 7 ч) травления плавиковой кислотой поверхность стекла стравилась на глубину, превышающую глубину треков ионов (треки отсутствуют).

На рис. 5 показаны результаты поэтапного травления образцов второй группы стекол в растворе гидроксида натрия 10N NaOH.

Первые экспериментальные результаты позволили определить диапазоны времени травления образцов: до 1 ч в плавиковой кислоте и от 5 до 10 ч в гидроксиде натрия. Также эксперимент показал необходимость более точного измерения размеров и масс образцов фосфатного стекла до и после травления.

Второе калибровочное облучение было проведено на ускорителе ИЦ-100 ионами $^{132}\text{Xe}^{26+}$ с 4 значениями энергий в интервале от 40 до 160 МэВ.

На рис. 6 показаны подготовленные для облучения 15 образцов стекла КНФС-3. Вместе с зафиксированными образцами стекла (образцы 1–11), для контроля количества частиц в пучке обучался кусок лавсановой пленки ПЭТФ толщиной 175 мкм (“свидетель”). Калибровка в двух точках

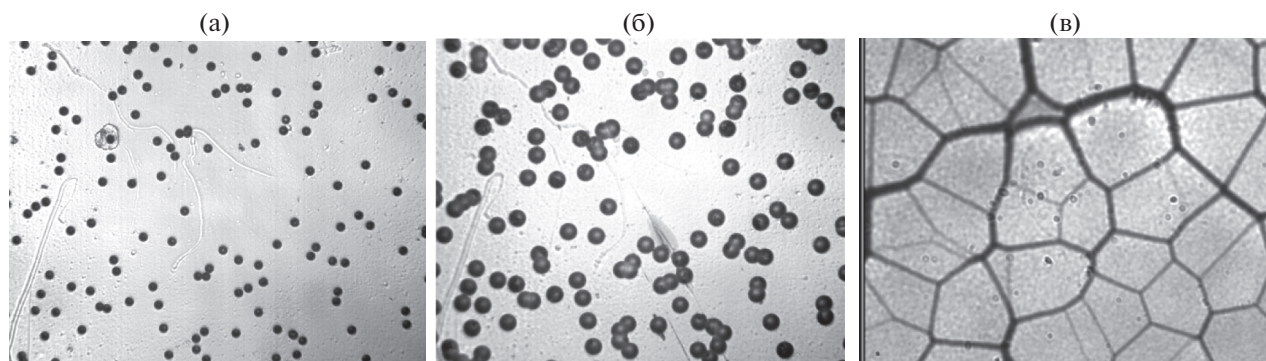


Рис. 4. Изображения поверхности одного из образцов первой группы после травления в плавиковой кислоте в течение: (а) 20 мин, (б) 40 мин, (в) 7 ч при комнатной температуре ($\sim 20^\circ\text{C}$). Изображения получены на микроскопе измерительного комплекса ПАВИКОМ с объективом $20\times$. Размер поля зрения 555×444 мкм.

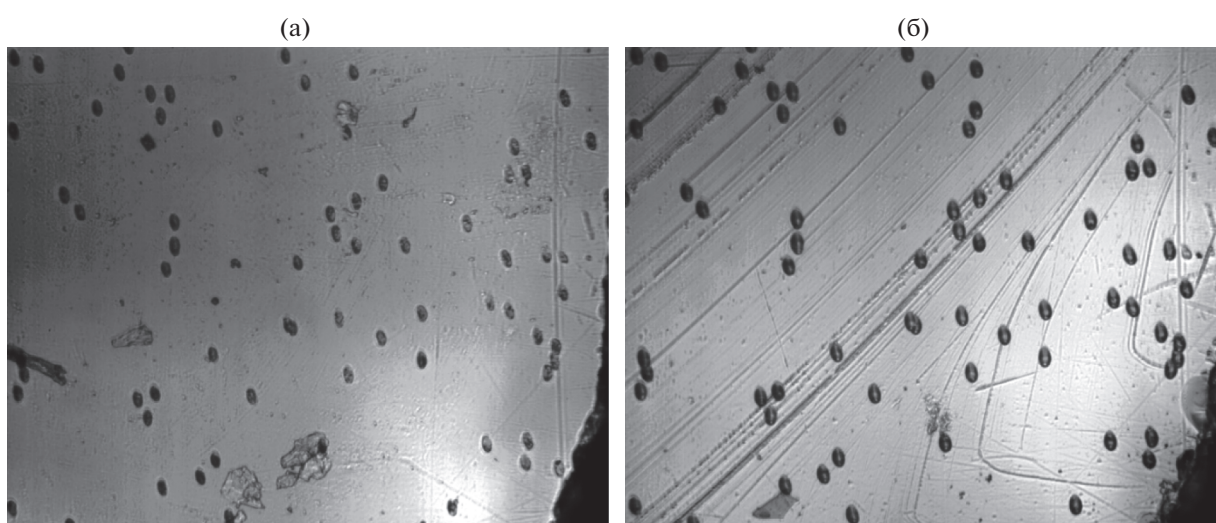


Рис. 5. Изображения поверхности одного из образцов второй группы после травления в гидроксиде натрия в течение: (а) 7 ч, (б) 9 ч. Изображения получены на микроскопе измерительного комплекса ПАВИКОМ с объективом $20\times$. Размер поля зрения 555×444 мкм.

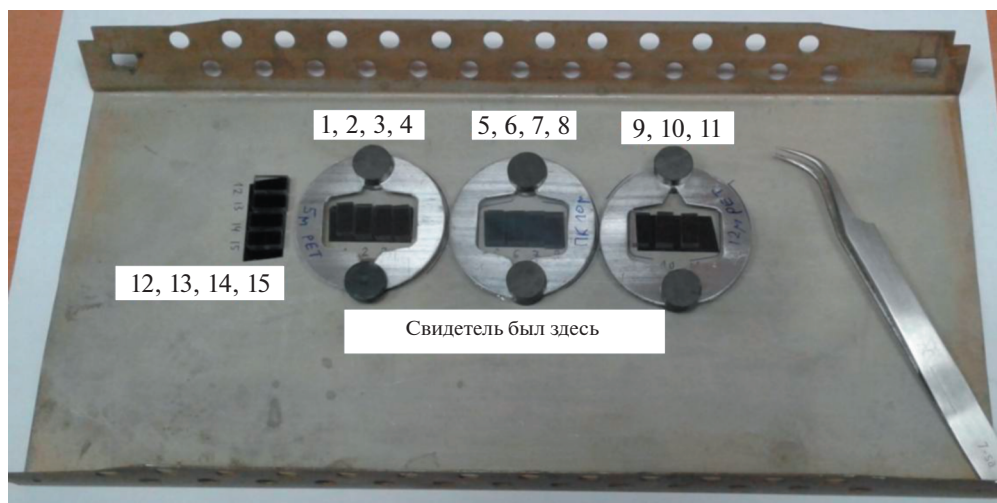


Рис. 6. Подготовленные для облучения 15 образцов стекла КНФС-3.

Таблица 3. Величины пробегов (мм) ядер Kr, Xe и Rn при различных значениях начальной энергии

Энергия, МэВ A^{-1}	Kr	Xe	Rn
0.5	0.0054 ± 0.00015	0.008 ± 0.00012	0.011 ± 0.00016
1	0.0083 ± 0.00017	0.01 ± 0.00017	0.016 ± 0.0004
1.5	0.011 ± 0.00014	0.014 ± 0.00018	0.019 ± 0.00017
2	0.014 ± 0.00015	0.017 ± 0.00013	0.023 ± 0.00013

“свидетеля” показала значение плотности частиц в диапазоне $(5.0-5.1) \cdot 10^4$ частиц $см^{-2}$. Образцы 12–15 облучались отдельно пучками разной интенсивности. Энергии падающих частиц менялись при помощи установки фольги-поглотителя из различных материалов между пучком и облучаемыми стёклами.

Для снижения энергии ионов использовались фольги-поглотители из поликарбоната ($O-R-O-CO$) и ПЭТФ ($(C_{10}H_8O_4)_n$) разной толщины. Ниже приведены ожидаемые значения энергии ионов (по SRIM – The Stopping and Range of Ions in Solids – комплексная программа, использующая метод Монте-Карло для вычисления взаимодействия ионов с мишенью), соответствующие номерам образцов:

- образцы 1, 2, 3, 4 – ПЭТФ 5 мкм (остаточная энергия ~ 100 МэВ);
- образцы 5, 6, 7, 8 – поликарбонат 10 мкм (остаточная энергия ~ 65 МэВ);
- образцы 9, 10, 11 – ПЭТФ 12 мкм (остаточная энергия ~ 40 МэВ);
- образцы 12, 13, 14, 15 – без поглотителя (энергия 160 МэВ).

На всех этапах тестового травления облученных стекол осуществлялась съемка протравленных треков и проводились измерения геометрических размеров и массы образцов стекла и размеров треков (глубины и осей лунок). Результаты измерений представлены на рис. 7. Измерение массы образцов до и после травления проводилось на высокоточных аналитических весах. Для более точного измерения геометрических размеров образцов до и после травления был использован один из микроскопов измерительного комплекса ПАВИКОМ с объективом $8\times$.

В результате проведенных измерений были получены геометрические размеры лунок треков ионов $^{132}Xe^{26+}$, протравленных в разных химических растворах при разных интервалах времени травления. В результате последующего запланированного облучения другими ионами будет получена калибровочная кривая зависимости раз-

меров лунок протравленных треков от заряда частицы.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ФОСФАТНЫЕ СТЕКЛА И ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТРЕКОВ ЯДЕР В СТЕКЛЕ ПОСЛЕ ТРАВЛЕНИЯ

На основе программного инструментария GEANT4 сформирован пакет для моделирования прохождения многозарядных частиц через фосфатные стекла. Были получены распределения пробегов ядер Kr, Xe и Rn при различных значениях энергии (табл. 3). Из расчетных данных следует, что величины ширин полученных распределений составляют доли микрон, т.е. они слабо перекрываются, что может способствовать разделению ядер. Однако длина пробега частицы зависит от двух параметров – заряда и энергии частицы. Поэтому для однозначного разделения ядер использование длины пробега должно быть дополнено измерением других характеристик следа, а именно геометрических параметров следа на поверхности стекла.

Для получения ионов различных энергий при облучении образцов использовались фольги-поглотители из поликарбоната ($O-R-O-CO$) и ПЭТФ ($(C_{10}H_8O_4)_n$) различной толщин. С помощью программного пакета GEANT4 были проведены расчеты энергетических спектров ионов, прошедших через эти поглотители (рис. 8). Полученная средняя энергия будет использована в дальнейшем при моделировании прохождения ионов Xe непосредственно через стекла КНФС-3.

Разработана и реализована программа обработки изображений треков заряженных частиц в стекле после травления. С ее помощью выделяются следы треков и определяется их геометрическая форма. Так как трек многозарядного иона на поверхности стекла имеет эллиптическую форму, в программе предусмотрена процедура описания контура следа эллипсом, малая ось которого связана с зарядом и энергией частицы, а большая – с углом вхождения частицы в мишень. При наличии калибровочных экспериментов по облуче-

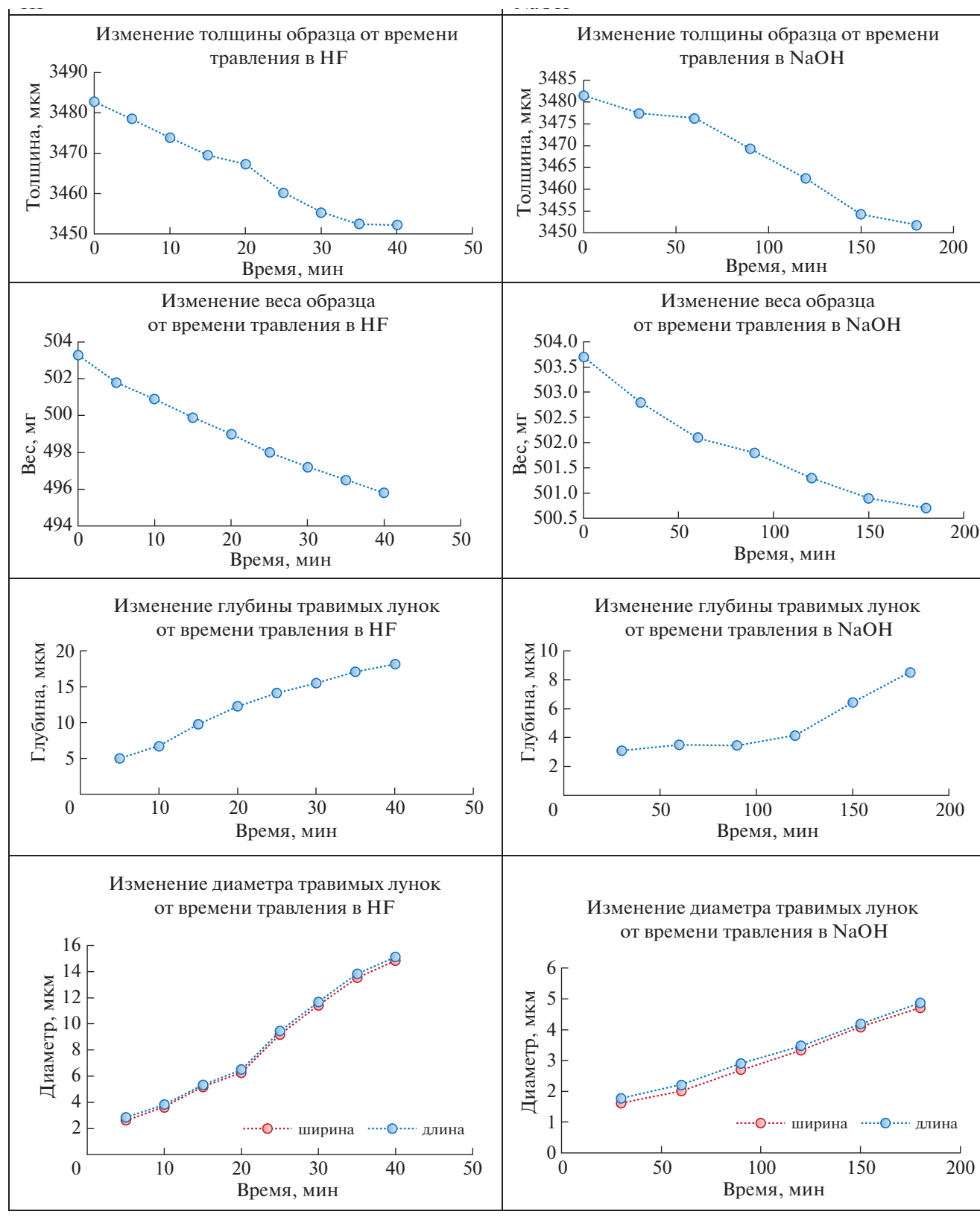


Рис. 7. Данные измерений геометрии и веса образцов стекла и размеров протравленных треков на всех этапах калибровочного травления.

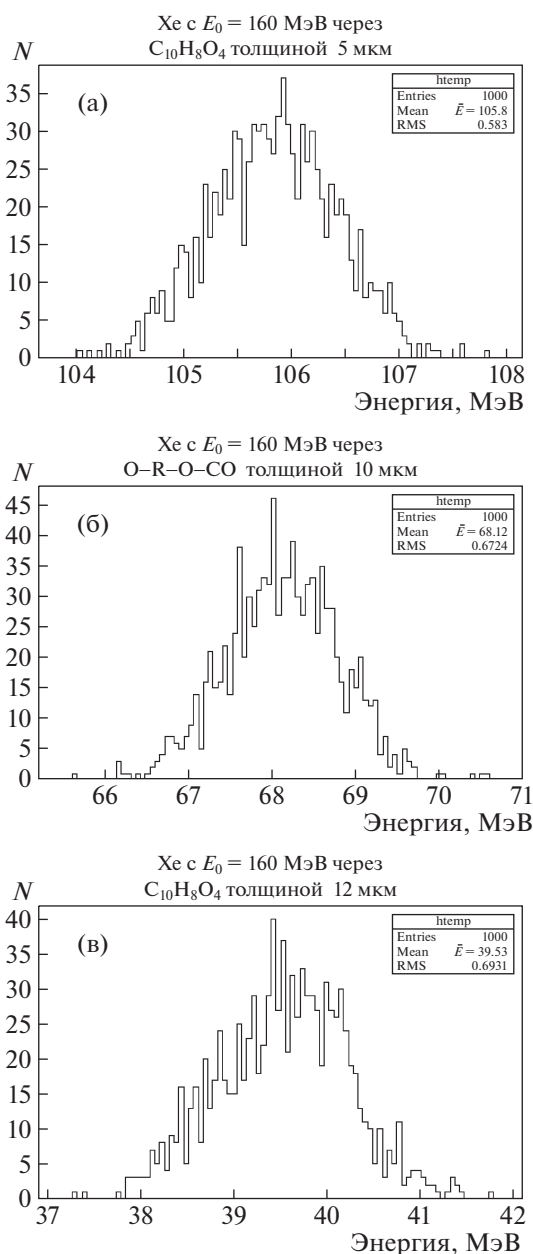


Рис. 8. Расчетные энергетические спектры ядер Хе с начальной энергией 160 МэВ после прохождения (а) ПЭТФ толщиной 5 мкм (образцы № 1–4); (б) поликарбоната толщиной 10 мкм (образцы № 5–8); (в) ПЭТФ толщиной 12 мкм (образцы № 9–11).

нию стекол ионами различных зарядов, энергий и углов падения существует возможность построения функции, напрямую связывающей измеренные геометрические характеристики следа с этими величинами. С помощью созданной программы были обработаны несколько полей зрения в фосфатных стеклах с изображением треков, полученных в результате облучения в ЛЯР ОИЯИ

ионами ксенона с различными энергиями и углами вхождения. Результаты обработки изображений представлены на рис. 9.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены два тестовых облучения фосфатных стекол марок ГЛС-22 и КНФС-3 ионами $^{132}\text{Xe}^{26+}$ различных энергий на резонансном циклическом ускорителе ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ (всего 21 образец). Осуществлено химическое травление облученных образцов в плавиковой кислоте и гидроксиде натрия при разных режимах. На данном этапе анализа данных, более предпочтительным представляется травление в плавиковой кислоте.

Проведено сканирование и анализ полученных изображений на автоматизированном оптическом микроскопе ПАВИКОМ в ЛЭЧ ФИАН. На основе полученных экспериментальных данных и проведенного анализа установлены предварительные диапазоны оптимальных условий химического травления облученных стекол. Определены геометрические параметры треков ионов, полученных при разных режимах травления. Последующие эксперименты по облучению стекол ионами с другими значениями зарядов и энергий позволят получить калибровочные кривые зависимости размеров лунок треков от этих величин.

Проведено компьютерное моделирование процессов формирования и регистрации треков многозарядных ионов в фосфатных стеклах для разных углов падения частиц, а также анализ обработки изображений треков заряженных частиц в стекле после травления. Создана программа, позволяющая по заданным размерам следов частиц, образовавшихся в стекле в результате травления, показать степень заполнения ими исследуемой поверхности при различных плотностях загрузки. Показано, что наибольшая эффективность регистрации треков тяжелых ионов при сохранении линейности характеристик детектора достигается при плотности облучения не более чем $\sim 10^5$ частиц см^{-2} .

Основными результатами являются

- заключение о возможности использования фосфатного стекла КНФС-3 для регистрации треков ядер;
- выбранные оптимальные условия химического травления облученного фосфатного стекла;

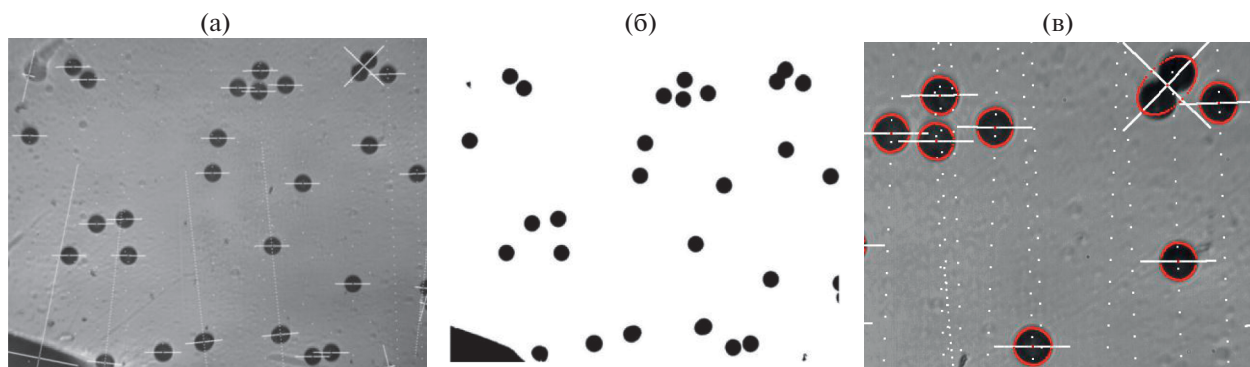


Рис. 9. Результат обработки следов ионов $^{132}\text{Xe}^{26+}$ с энергией 1 МэВ/А (нормальное падение, стекло ГЛС-22) после травления плавиковой кислотой в течение 20 мин: (а) исходное изображение на микроскопе; (б) результат обработки изображения с помощью разработанной программы; (в) небольшой фрагмент результата обработки. Диаметр следов 12 мкм.

— пакет программ для автоматизированного измерения размеров протравленных треков ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Nikolaev V.A. // *Tverdotel'nyye trekovyye detektory v radiatsionnykh issledovaniyakh* [Solid-State Track Detectors in Radiation Research]. 2012. St. Petersburg: St. Petersburg. Politekh. Univ. (in Russian). ISBN 978-5-7422-3530-9.
2. Nikolaev V.A., Perelygin V.P. // *Prib. tekhn. eksperiment.* 1976. V. 19. No. 2. P. 7–17 (in Russian).
3. Tretyakova S.P. // *Fiz. elem. chast. atom. yadra.* 1992. V. 23. No. 2. P. 364–429 (in Russian); *Sov. J. Part. Nucl.* 1992. V. 23. P. 156.
4. Flerov G.N. et al. // *Sov. At. Energy.* 1970. V. 28. No. 4. P. 390–397.
<https://doi.org/10.1007/BF01428736>
5. Aleksandrov A.B. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2004. V. 535. P. 542–545.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.280>
6. Goncharova L.A. et al. // *Preprint FIAN.* 2001. No. 25. P. 1–15 (in Russian).

The Method of an Automated Search for Rare Events of Superheavy Nuclei Decay Using Phosphate Glass Detectors

L. A. Goncharova¹, N. S. Konovalova¹, N. M. Okateva^{1, *}, and E. N. Starkova¹

¹*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskiy pr. 53, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: okatevanm@lebedev.ru

Received June 9, 2020; revised June 30, 2020; accepted July 1, 2020

Abstract—Solid-state track detectors made of glass have been used for detecting fission fragments since the 1960s [1–3]. These detectors are efficient for recording, they are relatively insensitive to light and background beta and gamma radiations, and they have a low own background. The passage of a multicharged ion in a glass creates a hidden image in the form of residual defects along the track of the ion with a width of ~10 nm. This hidden image can be detected by chemical etching. In an optical microscope, the etched track is observed as a well of a conical shape with a vertex coinciding with the trajectory of the particle, and with a diameter on the glass surface of the order of 5 to 10 μm. Compared to other solid-state detectors of multicharged ions (micas, plastics), glasses have a number of advantages, especially the lack of layering, which prevents the restoration of the full length of the track. We need to note the spectrometric property of glasses, namely, the proportionality of the linear size of the etched defect to the charge of the particle slowing in the detector to a stop. This property allows establishing a relationship between the particle charge and the geometric parameters of the track. In this study we used phosphate glasses as materials for detectors of charged particles. In these glasses, the main glass-forming component is phosphorus pentoxide P₂O₅. In particular, phosphates were successfully used in 1969 at the LNR JINR in an experiment to search for element 10⁵ by spontaneous fission [4]. Previously we demonstrated a successful implementation of the automated processing of the detected tracks [5]. The aim of this study is to develop an offline method for an automated search for rare events of the decay of superheavy nuclei in order to record multicharged ions and determine their characteristics..

Keywords: phosphate glasses, solid-state track detectors, chemical etching, search for super-heavy nuclei decay

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

УДК 539.25:620.187

ДЕТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАНОСТРУКТУРЫ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЕННЫХ ОКСИДАМИ СТАЛЕЙ – ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

© 2020 г. С. В. Рогожкин^{a, b, *, **}, А. А. Хомич^a, А. А. Богачев^{a, b}, А. А. Никитин^{a, b},
А. А. Лукьянчук^a, О. А. Разницын^a, А. С. Шутов^a, А. Л. Васильев^{c, d}, М. Ю. Пресняков^c

^a Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, ул. Большая Черемушнская 25, Москва, 117218 Россия

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

^c Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

^d Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН,
Ленинский пр. 59, Москва, 119333 Россия

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

**E-mail: SVRogozhkin@mephi.ru

Поступила в редакцию 14.01.2020 г.

После доработки 17.01.2020 г.

Принята к публикации 17.01.2020 г.

Повышенные механические свойства дисперсно-упрочненных оксидами (ДУО) сталей обусловлены в основном высокой плотностью однородно распределенных оксидных включений. Хорошо известно, что некоторые легирующие элементы, такие как Ti, V, Al, ... играют важную роль в образовании оксидов/нанокластеров и влияют на плотность и размер этих включений. В данной работе мы изучили широкий спектр ДУО сталей, содержащих различные легирующие элементы. Микроструктурный анализ выполнен методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-зондовой томографии. В стали обнаружены различные типы включений: оксиды типа Y–Ti–O или Y–Al–O размерами ~2–15 нм, а также нанокластеры (2–5 нм), обогащенные по Y, O, Cr, а также по Ti, V, Al, если эти элементы присутствуют в материале. Было показано, что основной вклад в упрочнение сталей вносят оксиды, и только в сталях Austenitic ODS и 14Cr ODS вклад кластеров оказался сопоставим с вкладом оксидов.

Ключевые слова: дисперсно-упрочненная оксидами (ДУО) сталь, просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), атомно-зондовая томография (АЗТ), оксидная частица, нанокластер

DOI: 10.1134/S2079562920010121

ВВЕДЕНИЕ

Дисперсно-упрочненные оксидами (ДУО) стали (ODS steels – oxide dispersion strengthened steels) обладают заметно более высокой жаропрочностью чем традиционные стали за счет значительного числа равномерно распределенных оксидов. Такие материалы разрабатываются также и для ядерных приложений конструкционных материалов первой стенки будущих термоядерных реакторов, материалов оболочек топливных элементов в реакторах на быстрых нейтронах и для ряда конструкций в различных реакторных установках IV поколения [1–4]. Материалы этого класса могут выдерживать температуры до 700°C, и ожидается их устойчивость к радиационному набуханию до 200 сн [5]. Механические свойства ДУО сталей существенно зависят от характе-

ристик наноструктуры: размера и пространственного распределения дисперсных включений (частиц и кластеров оксида). Следует отметить, что небольшое количество некоторых легирующих элементов (Ti, Zr, V, Al...) значительно уменьшает размер частиц оксида и увеличивает плотность оксидов и нанокластеров в ДУО сталях. Эти структурные изменения обеспечивают значительное повышение предела ползучести в ДУО сталях по сравнению с неупрочненными сталями. Наноразмерные оксидные включения являются точками закрепления дислокаций и обеспечивают захват гелия, образующегося в трансмутациях при воздействии реакторных нейтронов, и радиационных дефектов.

Количественный анализ оксидных включений в ДУО сталях требует применения нескольких до-

Таблица 1. Химический состав исследуемых ДУО сталей, ат. %

ODS	Fe	Mo	Al	Ni	Zr	Mn	Cr	W	Y	O	Ti	V	C	N	Ar	Si
Eurofer ODS	88.08	—	—	0.02	—	0.39	9.81	0.34	0.13	0.34	—	0.22	0.40	0.21	—	0.06
10Cr ODS	86.90	0.57	—	—	—	0.50	10.64	—	0.17	0.17	0.29	0.11	0.60	0.02	0.01	—
14Cr ODS	84.65	—	—	—	—	—	14.44	0.33	0.12	0.12	0.23	—	0.05	0.03	—	0.01
Austenitic ODS	67.78	—	—	14.29	—	—	15.84	0.43	0.16	0.35	0.17	0.11	0.46	0.40	—	—
KP-1	77.24	—	6.42	—	0.28	—	15.13	0.56	0.16	0.04	—	—	0.13	0.02	0.01	—
KP-3	78.29	—	6.40	—	—	—	13.82	0.55	0.16	0.37	0.18	—	0.21	—	—	—
KP-4	74.92	—	7.57	—	0.28	—	15.46	0.53	0.16	0.63	0.13	—	0.27	0.02	0.01	—

полняющих методов. Прежде всего, это просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). Мельчайшие включения и кластеры можно обнаружить с помощью малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) [6, 7] или с помощью атомно-зондовой томографии (АЗТ) [8, 9]. МУРН позволяет определить объемную плотность оксидов и нанокластеров. Химический состав и пространственное распределение этих кластеров могут быть детально изучены с помощью атомно-зондовой томографии. АЗТ исследования показали, что состав нанокластеров в ДУО сталях отличается от состава стехиометрических оксидов. Было показано, что ДУО стали содержат высокую плотность нанокластеров, обогащенных Y, O и другими легирующими элементами, такими как V, Ti, ... (если они присутствуют в составе сплава) [8–10]. Например, сталь ODS Eurofer, разработанная на основе Eurofer 97 в рамках европейской программы по термоядерным реакторам [11, 12], содержит оксиды Y_2O_3 [12], так и нанокластеры, обогащенные Y, O, V и N [8, 9]. Следует отметить, что ODS Eurofer содержит около 0.2 мас. % V, и этот химический элемент играет важную роль в зарождении кластеров в ODS Eurofer. Титан считается наиболее эффективным химическим элементом для формирования наноструктур в ДУО сталях [13, 14]. Кластеры в ДУО сталях с Ti в их составе обогащены Y, O и Ti, а их объемная плотность выше, чем плотность кластеров в ODS Eurofer (без Ti в составе) [9].

В настоящее время широкий спектр ДУО сталей разработан в рамках национальных и/или исследовательских программ в Германии [15], Франции [16], Японии [4], Китае [17], Республике Корея [2], и др. Для анализа понимания роли упрочняющих включений в ДУО сталях, необходим комплексный анализ микро- и наноструктуры новых ДУО сталей. В данной работе наноструктура ДУО сталей, легированных различными элементами, исследована методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-зондовой томографии (АЗТ).

МАТЕРИАЛЫ

Химические составы изучаемых ДУО сталей представлены в таблице 1. Эти материалы были разработаны в Технологическом институте Карлсруэ (KIT, Германия), Киотском университете (Япония), Корейском институте атомной энергии (KAERI, Республика Корея) и Французской комиссии по альтернативной и атомной энергии (CEA) (Франция). Все ДУО стали были получены путем механического легирования металлических порошков и порошков Y_2O_3 . Однако существуют различия в термомеханической обработке.

Японские ДУО стали KP-1, KP-3 и KP-4 были заключены в капсулу из мягкой стали и дегазированы в вакууме 10^{-3} торр при 400°C в течение 3 ч. Горячую экструзию при 1150°C осуществляли для придания формы в виде стержня диаметром 25 мм с последующим отжигом при 1150°C в течение 1 ч. Последним этапом было воздушное охлаждение.

Корейская сталь ODS 10Cr на первом этапе подвергалась горячему изостатическому прессованию при 1150°C в течение 4 часов при 100 МПа, затем следовала горячая прокатка при 1100°C , нормализация при 1050°C в течение 1 ч с охлаждением на воздухе и последующий отпуск при 780°C в течение 1 ч с воздушным охлаждением.

Немецкая аустенитная ДУО сталь (Austenitic ODS) подвергалась горячему изостатическому прессованию при 100 МПа при 900°C в течение 1 ч.

Французская сталь 14Cr ODS подверглась горячей прокатке со 125 до 63 мм с последующим повторным нагревом при 1100°C , а затем была подвергнута горячей прокатке в несколько этапов до 2 мм.

Европейская сталь Eurofer ODS (EU-Charge) была нормализована при 1100°C в течение 30 минут с закалкой в воде с последующим отпуском при 750°C в течение 2 часов с воздушным охлаждением.

Стали Eurofer ODS и 10Cr ODS содержат 9% хрома, Austenitic ODS и KP — высокохромистые стали. Японские стали KP также содержат Al. Содержание иттрия во всех сталях в диапазоне 0.12–

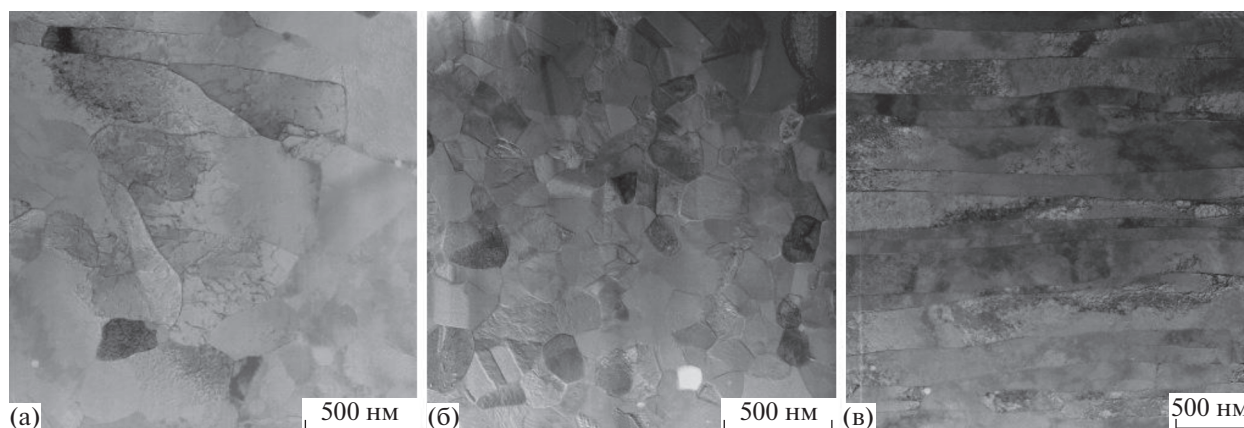


Рис. 1. Микроструктура сталей: Eurofer ODS (а); Austenitic ODS (б); 14Cr ODS (в).

0.17 ат. %, в то время как содержание кислорода представлено в достаточно широком диапазоне от 0.12 до 0.63 ат. %.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДУО СТАЛЕЙ МЕТОДАМИ ПЭМ

Анализ химического и фазового состава ДУО сталей проводился с помощью ПЭМ, электронной дифракции (ЭД) и сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СТЭМ). Для получения микрофотографий в режиме Z-контраста использовался микроскоп Titan 80–300 S/TEM (Thermo Fisher Scientific, США) с ускоряющим напряжением 300 кВ, оснащенный кольцевым высокоугловым детектором темного поля (HAADF, Fischione). Качественный и количественный химический анализ образцов проводился методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDXS). Образцы поперечного сечения для исследований S/TEM были подготовлены с помощью пучка фокусированных ионов (FIB) на сканирующем двухлучевом микроскопе Helios NanoLab 600i (Thermo Fisher Scientific, США).

Микроструктура ДУО сталей представлена на рис. 1. Почти все стали состоят из типичных фер-

ритных зерен размером от ~200 нм до 2 мкм и содержат оксидные включения. Сталь 14Cr ODS подвергалась прокатке и имеет вытянутые зерна длиной 1–6 мкм и шириной 50–350 нм. Сталь Austenitic ODS состоит из аустенитных зерен размерами 100–500 нм. Пример наблюдаемых оксидных включений представлен на рис. 2. Распределения оксидных включений по размеру представлены на рис. 3. Количественный анализ наблюдаемых оксидов представлен в табл. 2. Основная часть обнаруженных включений находится в диапазоне размеров 2–10 нм. Считается, что включения оксидов достаточно больших размеров в стали Eurofer ODS имеют стехиометрию $(Y_{1.8}Mn_{0.2})O_3$ [18], в сталях с содержанием Ti – стехиометрия больших оксидов $Y_2Ti_2O_7$, или Y_2TiO_5 [19]. В сталях с алюминием (КР-1, КР-2, КР-3) – $Y_4Al_2O_9$, $YAlO_3$, $Y_3Al_5O_{12}$ [17, 20], а в сталях с цирконием оксиды имеют стехиометрию $Y_4Zr_3O_{12}$ или $Y_2Zr_2O_7$ [21, 22]. Выполненный EDX анализ показал, что в исследуемых сталях имеются включения типа $Y:O, Y:Ti:O, Y:Al:O, Y:Al:Ti:O, Al:O$. Пример элементного картирования оксидных включений в стали Eurofer ODS представлен на рис. 4. На рис. 5–7 представлены примеры линей-

Таблица 2. Характерные размеры зерен, средний размер и объемная плотность оксидных включений в ДУО сталях

	Austenitic ODS	14Cr ODS	10Cr ODS	Eurofer ODS	КР-3 ODS	КР-1 ODS	КР-4 ODS
Зерна, мкм	0.1–0.5	Длина: 1–6; ширина: 0.05–0.35	0.2–1.5	0.3–2	0.5–2	0.6–2	0.5–1.5
Средний размер включений, нм	6 ± 2	4 ± 1	3 ± 1	6 ± 2	3 ± 1	8 ± 3	5 ± 1
Объемная плотность, m^{-3}	$2 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$	$13 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{22}$	$9 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{22}$

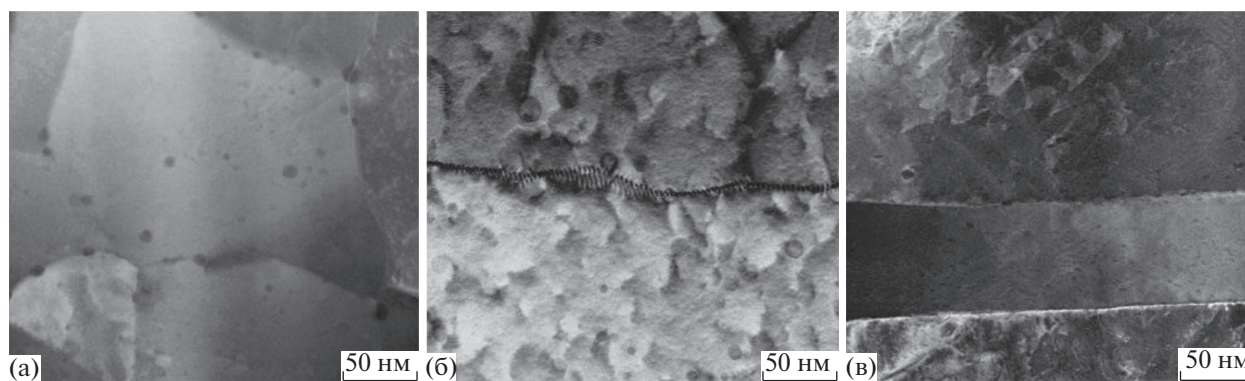


Рис. 2. Оксидные включения в сталях: Austenitic ODS (а); KP-1 ODS (б); 14Cr ODS (в).

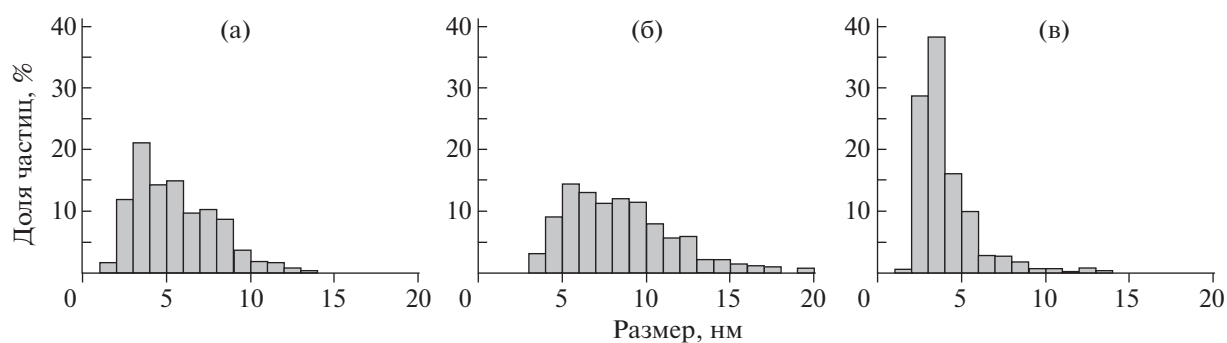


Рис. 3. Распределения по размерам оксидных включений в сталях: Austenitic ODS (а); KP-1 ODS (б); 14Cr ODS (в).

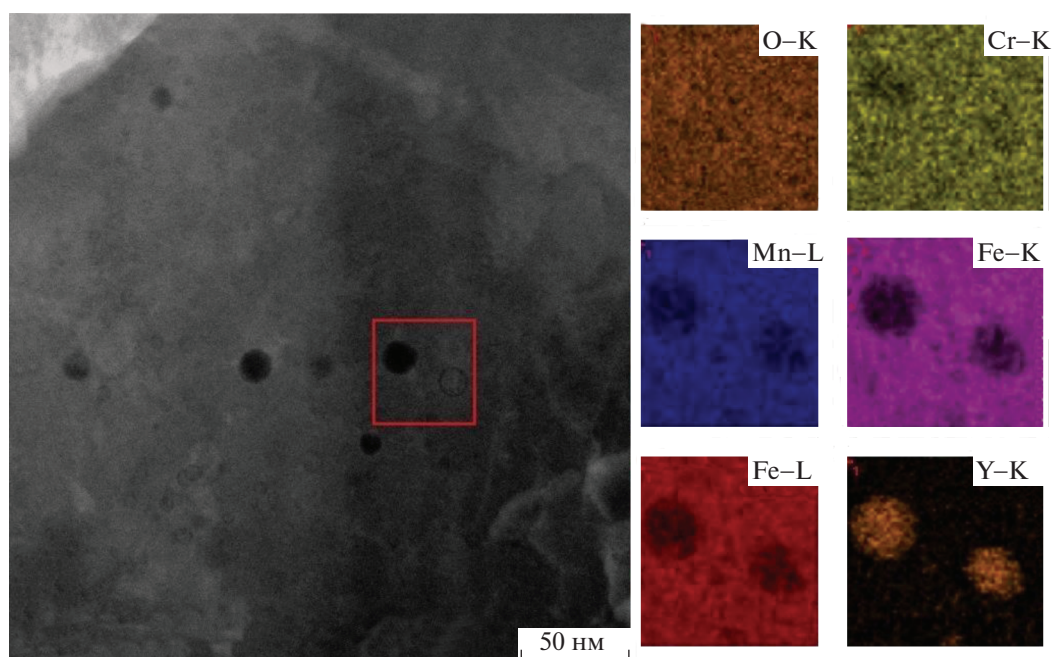


Рис. 4. Элементное картирование оксидной частицы в зерне стали Eurofer ODS.

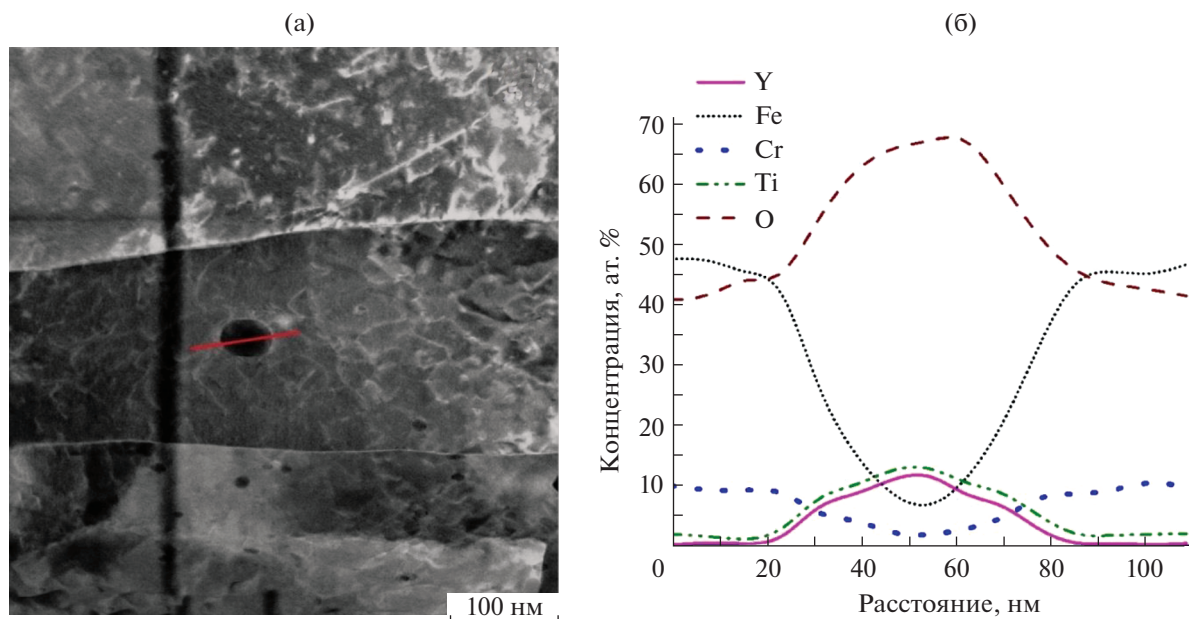


Рис. 5. (а) Изображение стали 14Cr ODS, полученное в режиме светлого поля методами ПРЭМ. Линией показан профиль, по которому производился микроанализ состава частицы. (б) Линейные профили концентраций химических элементов в оксиде стали 14Cr ODS.

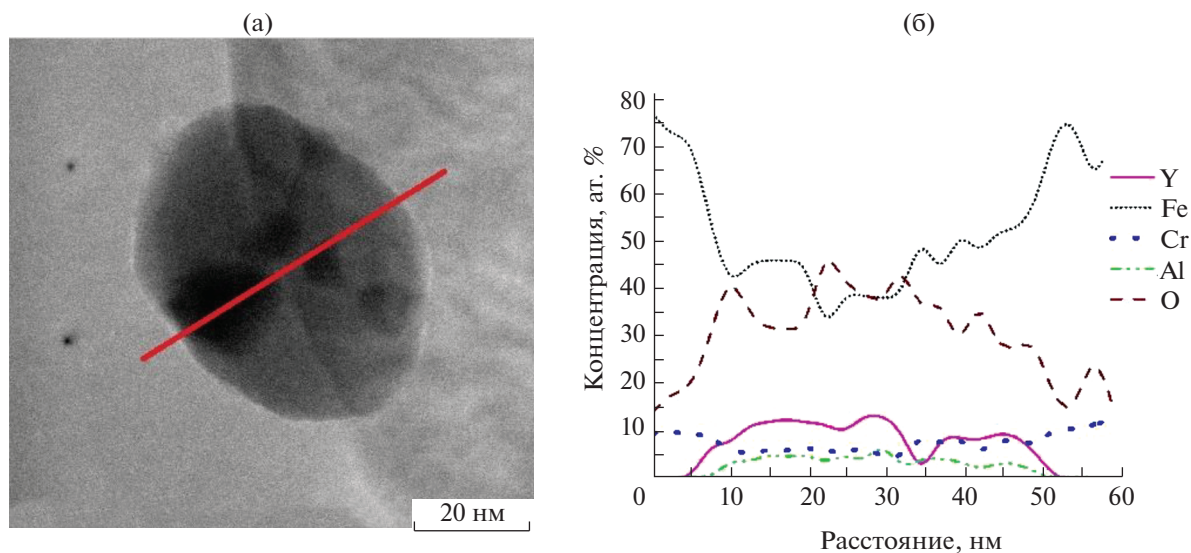


Рис. 6. (а) Изображение стали KP-3, полученное в режиме светлого поля методами ПРЭМ. Линией показан профиль, по которому производился микроанализ состава частицы. (б) Линейные профили концентраций химических элементов в оксиде стали KP-3.

ных профилей концентрации элементов в оксидах сталей 14Cr ODS, KP-3 и Austenitic ODS.

Самая высокая объемная плотность оксидных включений ($13 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$) была обнаружена в ODS 10Cr с наибольшим содержанием Ti (0.29 ат.%), а также с 0.11 ат.% V и 0.5 ат. % Mn. Несколько

меньшая объемная плотность оксидных включений ($9 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$) была в KP-3 с 0.18 ат. % Ti и 0.55 ат. % W, еще меньше в Eurofer ODS с 0.22 ат. % V без Ti. Наименьшая объемная плотность была в KP-1 без Ti. В тоже время в Austenitic ODS и 14Cr ODS также было минимальное число включений, хотя они и содержали 0.17 и 0.23 ат. % Ti.

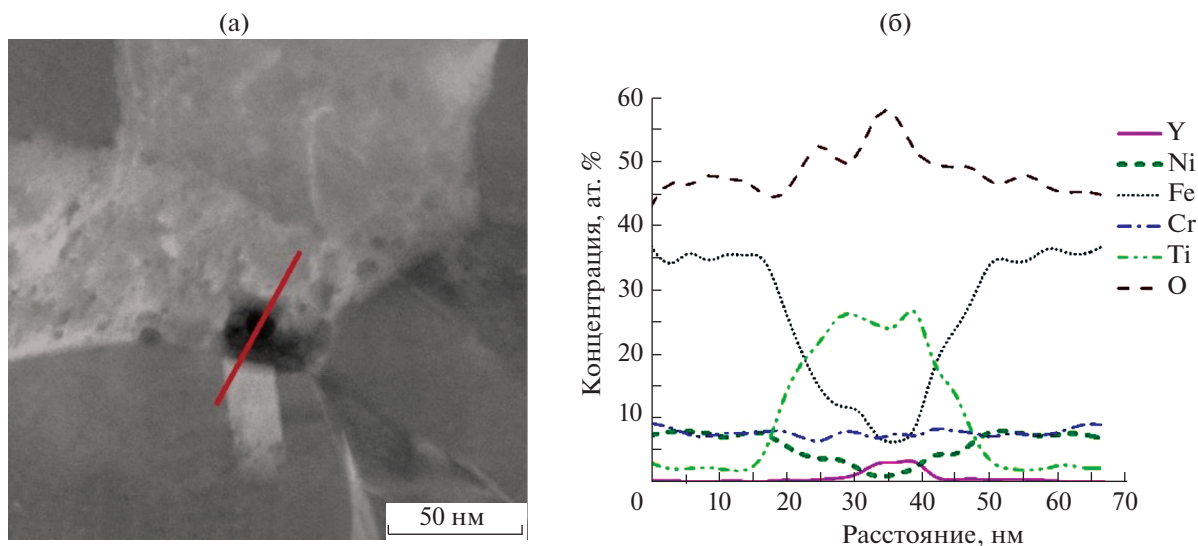


Рис. 7. (а) Изображение стали Austenitic ODS, полученное в режиме светлого поля методами ПРЭМ. Линией показан профиль, по которому производился микроанализ состава частицы. (б) Линейные профили концентраций химических элементов в оксиде стали Austenitic ODS.

Известно, что Ti является наиболее эффективным химическим элементом для понижения размеров оксидов. В тоже время в стали без Ti значительное влияние оказывает V. Также мы видим, что некоторые другие элементы также могут оказывать влияние на уменьшение размеров оксидных включений и повышение их объемной плотности.

АНАЛИЗ ДУО СТАЛЕЙ МЕТОДОМ АТОМНО-ЗОНДОВОЙ ТОМОГРАФИИ

Исследование наноструктуры сталей ODS проводилось с помощью томографического атомного зонда с фемтосекундным лазерным испарением ПАЗЛ-3D, разработанного в Институте теоретической и экспериментальной физики (Москва) [23]. Сбор данных проводился при базовой температуре образца 40–50 K в режиме лазерного испарения с длиной волны 515 нм, длительностью лазерного импульса 300 фс, частотой 25 кГц и энергией импульса 0.1–1.2 мкДж [24]. Давление в камере исследования составило $(5-7) \cdot 10^{-10}$ Торр.

Реконструкция и анализ АЗТ данных включали идентификацию масс-спектра и характеризацию трехмерных распределений химических элементов в исследуемых объемах. В этом исследовании программный пакет KVANTM-3D использовался для анализа данных [25]. Для реконструкции положений атомов использовался общий метод реконструкции Баса [26], в котором вычисляется обратная проекция каждого обнаруженного иона, используя радиус кончика образца и расстояние между образцом и детектором.

Для характеристики наноразмерных особенностей применялся алгоритм максимального раз-

деления. В этом алгоритме проверялось локальное окружение каждого атома в пределах небольшой сферы с диаметром $d_{\max}$. Если число атомов некоторого растворенного элемента в сфере превышает пороговое значение $N_{\min}$, атом в центре сферы считался принадлежащим некоторому кластеру А. Кроме того, если рядом с этим атомом на расстоянии $d_{\max}$ находится другой атом, принадлежащий кластеру В, то эти два атома считаются принадлежащими одному и тому же кластеру. Описанная процедура, выполняемая для каждого атома анализируемого объема, позволяет идентифицировать все возможные кластеры. Затем обычно применяется дополнительный шаг: атомы в кластерах, состоящих менее чем N_0 атомов, классифицируются как атомы матрицы [27, 28]. Если выбранные параметры невелики, наблюдается эффект фрагментации кластеров. Выбор больших параметров приводит к объединению близко расположенных кластеров. В настоящей работе поиск параметров кластеров проводился по элементам Y, O, Ti, V и Zr в зависимости от изначального состава стали и обогащения кластеров по этим элементам. Подобранные параметры поиска кластеров $d_{\max}$ и $N_{\min}$ для сталей Austenitic ODS, 14Cr ODS, 10Cr ODS, Eurofer ODS, KP-3 ODS, KP-1 ODS и KP-4 ODS составили 0.7 нм и 7 атомов, 0.7 нм и 6 атомов, 0.5 нм и 6 атомов, 0.6 нм и 7 атомов, 0.7 нм и 6 атомов, 0.6 нм и 8 атомов и 0.6 нм и 9 атомов соответственно. Минимальное число атомов в кластере было выбрано 50. На рис. 8 представлены примеры атомных карт трех сталей: Eurofer ODS, 14Cr ODS и Austenitic ODS.

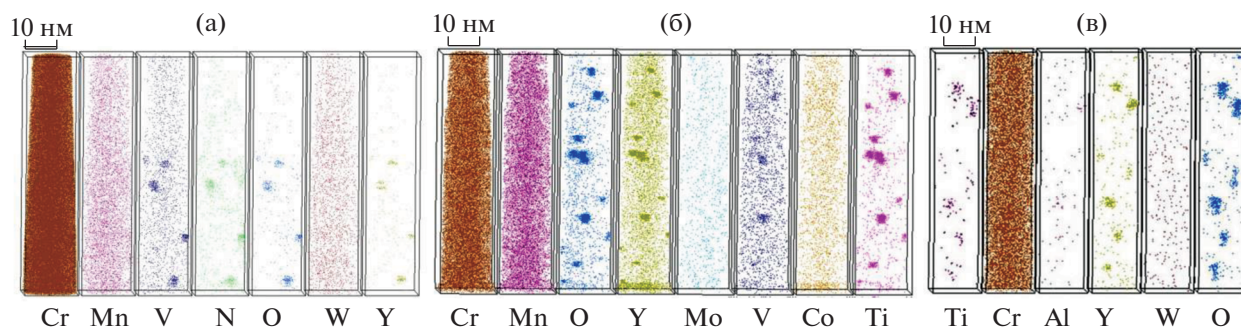


Рис. 8. Примеры атомных карт сталей Eurofer ODS (а); 14Cr ODS (б); Austenitic ODS (в).

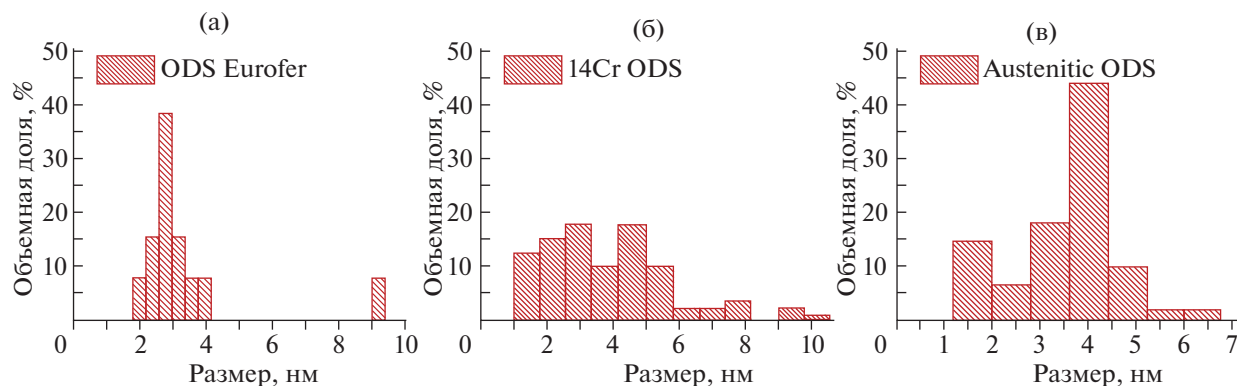


Рис. 9. Примеры распределения кластеров по размерам в сталях Eurofer ODS (а); 14Cr ODS (б); Austenitic ODS (в).

Обнаруженные кластеры обогащены по Y и O (см. табл. 3). Большинство из них также обогащены по Ti и Cr. Ti отсутствует в кластерах только в стали ODS Eurofer, в которой он полностью отсутствует в составе и именно в этом случае в кластерах присутствует V. В стали 10Cr ODS, где имеется близкое содержание V и Ti, кластеры преимущественно обогащены по Ti (в сравнении с

ванадием). В сталях с алюминием этот элемент обогащает кластеры только в стали КР-3, и добавление Zr в сталях КР-1 и КР-2 приводит к заметному обогащению кластеров по Zr при одновременном их обеднении по Al. Распределение кластеров по размерам показано на рис. 9. Средние размеры и плотность количества кластеров, обнаруженных с помощью АРТ, собраны в табл. 4. В ос-

Таблица 3. Обогащения кластеров химическими элементами, обнаруженные с помощью АЗТ в ДУО сталях, ат. %

	Austenitic ODS	14Cr ODS	10Cr ODS	Eurofer ODS	КР-3	КР-1	КР-4
Cr	5 ± 2	3 ± 2	4 ± 2	10 ± 5	4 ± 2	-6 ± 3	-0.1 ± 0.2
Y	5 ± 2	1.2 ± 0.6	3 ± 2	3 ± 1	1.3 ± 0.7	10 ± 5	4 ± 2
O	11 ± 6	6 ± 3	7 ± 4	4 ± 2	4 ± 2	17 ± 8	7 ± 3
Ti	8 ± 4	4 ± 12	6 ± 3	—	6 ± 3	5 ± 3	2 ± 1
V	1.2 ± 0.6	—	0.8 ± 0.4	8 ± 4	—	—	—
N	—	—	—	4 ± 2	—	—	—
Zr	—	—	—	—	—	7 ± 3	2 ± 1
Al	—	—	—	—	0.8 ± 0.4	-3 ± 1	-2 ± 1

Таблица 4. Средние размеры и объемные плотности кластеров, обнаруженных методом АЗТ в ДУО сталях

	Austenitic ODS	14 Cr ODS	10Cr ODS	Eurofer ODS	KP-3	KP-1	KP-4
Средний размер, нм	4 ± 1	4 ± 2	4 ± 1	3 ± 1	4 ± 1	9 ± 1	4 ± 1
Объемная плотность, 10^{22} м^{-3}	28 ± 4	41 ± 5	9 ± 1	10 ± 3	13 ± 2	1.5 ± 0.6	9 ± 3

Таблица 5. Расчеты упрочнения в рамках DBH модели за счет оксидных включений и кластеров

	Austenitic ODS	14Cr ODS	10Cr ODS	Eurofer ODS	KP-3	KP-1	KP-4
Оксиды	0.44 ± 0.07	0.36 ± 0.04	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.51 ± 0.09	0.57 ± 0.05
Кластеры	0.21 ± 0.03	0.26 ± 0.06	0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.02	0.15 ± 0.02	0.12 ± 0.01	0.06 ± 0.03
Общее упрочнение	0.49 ± 0.07	0.44 ± 0.07	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.58 ± 0.06	0.57 ± 0.05

новном, кластеры имеют размеры 3–5 нм, только в стали KP-1 характерные размеры 8–10 нм. И именно в этом случае обнаружена наиболее низкая объемная плотность кластеров. Наибольшая объемная плотность кластеров ($> 10^{23} \text{ м}^{-3}$) обнаружена в сталях Austenitic ODS и 14 Cr ODS.

АНАЛИЗ УПРОЧНЕНИЯ ДУО СТАЛЕЙ ЗА СЧЕТ ВКЛЮЧЕНИЙ

Полученные данные микроскопического анализа структурно-фазового состояния ДУО сталей позволяют оценить роль обнаруженных включений в упрочнение. Основной моделью для оценки изменений предела текучести является модель дисперсионного барьерного упрочнения (dispersed barrier hardening model, DBH модель) [29]. В рамках этой модели каждый тип барьера дает вклад в упрочнение в соответствии с формулой Орована:

$$\Delta\sigma_i = M_T \alpha_i \mu b \sqrt{N_i d_i}, \quad (1)$$

где α_i — сила барьера; M_T — фактор Тейлора; μ — модуль сдвига; b — модуль вектора Бюргерса; N_i и d_i — объемная плотность и средний размер барьера этого типа барьеров. В [30] средняя сила барьера оксидных включений была оценена как 0.59, при максимальном значении 0.80. Средняя величина барьера для оксидных включений, полученная из in-situ ПЭМ исследований образцов на растяжение [31] равна 0.63 при максимальном значении 0.80. В последнем эксперименте средний размер

включений был 7 нм. Сила барьера нанокластеров в 9%Cr ODS стали оценивается как 0.1–0.08 [32].

Результаты расчета упрочнения от обнаруженных оксидных включений и кластеров в рамках модели DBH представлены в табл. 5. Сила барьера оксидных включений выбиралась 0.63, а кластеров — 0.1.

Полученные данные указывают на то, что стали с наибольшей объемной плотностью оксидных включений имеют наибольшее упрочнение от наноструктуры, вклад в упрочнение от нанокластеров сопоставим с вкладом оксидов только в сталях Austenitic ODS и 14Cr ODS.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Семь ДУО сталей, разработанных Европе, Японии и Корее, были изучены методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-зондовой томографии. Микроскопический анализ выявил значительное число наноразмерных оксидных включений и кластеров. Средний размер оксидов варьировался от 3 до 8 нм, объемная плотность составляла от $2 \cdot 10^{22}$ до $13 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Размеры кластеров близки к размерам оксидов, но их плотность варьировалась от $2 \cdot 10^{22}$ до $4 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Расчет упрочнения исследуемых ДУО сталей за счет различных типов барьеров показал, что оксидные включения дают значительный вклад, и только в случае Austenitic ODS и 14Cr ODS вклад от кластеров был сопоставим с вкладом от оксидов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01696). Томографический атомно-зондовый анализ выполнен на оборудовании Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.itep.ru/>) НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, приготовление образцов методами фокусированных ионных пучков и анализ методами просвечивающей электронной микроскопии выполнены на оборудовании ресурсного центра НАНОЗОНД НИЦ “Курчатовский институт” (<http://www.rc.nrcki.ru/pages/main/nanozond/>).

Авторы благодарят доктора П. Владимирова 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. Carlan Y., Bechade J.-L., Dubuisson P., Seran J.-L., Billet P., Bougault A., Cozzika T., Doriot S., Hamon D., Henry J., Ratti M., Lochet N., Nunes D., Olier P., Leblond T., Mathon M.H. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386–388. P. 430.
2. Jeong Y.H., Kim W.J., Kim D.J., Jang J., Kang S.H., Chun Y.-B., Kim T.K. // Proc. Eng. 2014. V. 86. P. 1.
3. Mateus R., Carvalho P.A., Nunes D., Alves L.C., Franco N., Correia J.B., Alves E. // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86. P. 2386.
4. Kimura A., Cho H.-S., Toda N., Kasada R., Yutani K., Kishimoto H., Iwata N., Ukai S., Fujiwara M. // J. Nucl. Sci. Technol. 2007. V. 44. No. 3. P. 323.
5. Wharry J.P., Swenson M.J., Yano K.H. // J. Nucl. Mater. 2017. V. 486. P. 11.
6. Coppola R., Klimiankou M., Lindau R., May R.P., Valli M. // Phys. B: Cond. Mat. 2004. V. 350. P. 545.
7. Han Y.-S., Mao X., Jang J., Kim T.-K. // Appl. Phys. A. 2015. V. 119. P. 249.
8. Williams C.A., Marquis E.A., Cerezo A., Smith G.D.W. // J. Nucl. Mater. 2010. V. 400. P. 37.
9. Aleev A.A., Iskandarov N.A., Klimenkov M., Lindau R., Möslang A., Nikitin A.A., Rogozhkin S.V., Vladimirov P., Zaluzhnyi A.G. // J. Nucl. Mater. 2011. V. 409. P. 65.
10. Rogozhkin S.B., Богачев А.А., Кириллов Д.И., Никитин А.А., Орлов Н.Н., Алеев А.А., Залужный А.Г., Козодаев М.А. // Физика металлов и металловедение. 2014. Т. 115. № 12. С. 1328; Rogozhkin S.V., Bogachev A.A., Kirillov D.I., Nikitin A.A., Orlov N.N., Aleev A.A., Zaluzhnyi A.G., Kozodaev M.A. // Phys. Met. Metallogr. 2014. V. 115. P. 1259.
11. Schaaf B.v.d., Tavassoli A.-A.F., Fazio C., Rigal E., Diegele E., Lindau R., Marois G., Fusion Eng. Des. 2003. V. 69. P. 197.
12. Lindau R., Möslang A., Rieth M., Klimiankou M., Martena-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.
13. Ukai S., Fujiwara M. // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307–311. P. 749.
14. Rogozhkin S.B., Орлов Н.Н., Никитин А.А., Алеев А.А., Залужный А.Г., Козодаев М.А., Lindau R., Möslang A., Vladimirov P. // Перспективные материалы. 2014. № 12. С. 38; Rogozhkin S.V., Orlov N.N., Nikitin A.A., Aleev A.A., Zaluzhny A.G., Kozodaev M.A., Lindau R., Möslang A., Vladimirov P. // Inorg. Mater. Appl. Res. 2015. V. 6(2). P. 151.
15. Gräning T., Rieth M., Hoffmann J., Seils S., Edmondson P.D., Möslang A. // J. Nucl. Mater. 2019. V. 516. P. 335.
16. Jaumier T., Vincent S., Vincent L., Desmorat R. // J. Nucl. Mater. 2019. V. 518. P. 274.
17. Xu S., Zhou Z., Jia H., Yao Z. // Steel Res. Int. 2018. V. 90. P. 1800594.
18. Klimenkov M., Lindau R., Möslang A. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386. P. 553.
19. Bhattacharyya D., Dickerson P., Odette G.R., Maloy S.A., Misra A., Natsi M. // Philos. Mag. 2012. V. 92. P. 2089.
20. Hsiung L., Fluss M., Tumei S., Kuntz J., El-Dasher B., Wall M., Choi B., Kimura A., Willaime F., Serruys Y. // J. Nucl. Mater. 2011. V. 409. P. 72.
21. Oono N.H., Ukai S., Hayashi S., Ohtsuka S., Kaito T., Kimura A., Torimaru T., Sakamoto K. // J. Nucl. Mater. 2017. V. 493. P. 180.
22. Song P., Kimura A., Yabuuchi K., Dou P., Watanabe H., Gao J., Huang Y.-J. // J. Nucl. Mater. 2020. V. 529. P. 151953.
23. Rogozhkin S.B., Алеев А.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Кириллов С.Е. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 129; 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.
24. Разницын О.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Rogozhkin S.B. и др. // Масс-спектрометрия. 2017. Т. 14. № 1. С. 33; Raznitsyn O.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Rogozhkin S.V. et al. // J. Anal. Chem. 2017. V. 72. No. 14. P. 1404.
25. Алеев А.А., Rogozhkin S.B., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Никитин А.А., Искандаров Н.А., Корчуганова О.А., Кириллов С.Е. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018661876 (20 сентября 2018 г.). <https://www1.fips.ru/ofpstorage/Doc/IZPM/RUN-WC1/000/000/002/702/112/%D0%98%D0%97-02702112-00001/document.pdf>
26. Bas P., Bostel A., Deconihout B., Blavette D. // Appl. Surf. Sci. 1995. V. 87. P. 298.
27. Miller M.K. Atom Probe Tomography: Analysis at the Atomic Level. 2000. New York: Kluwer Academic.
28. Cerezo A., Davin L. // Surf. Interface Anal. 2007. V. 39. P. 184.
29. Lucas G.E. // J. Nucl. Mater. 1993. V. 206. P. 287.
30. Ijiri Y., Oono N., Ukai S., Ohtsuka S., Kaito T., Matsukawa Y. // Nucl. Mater. Energy. 2016. V. 9. P. 378.
31. Gil E., Ordás N., García-Rosales C., Iurriza I. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 98–99. P. 1973.
32. Swenson M.J., Dolph C.K., Wharry J.P. // J. Nucl. Mater. 2016. V. 479. P. 426.

Comprehensive Analysis of Nanostructure of Oxide Dispersion Strengthened Steels as Prospective Materials for Nuclear Reactors

S. V. Rogozhkin^{1, 2, *, **}, A. A. Khomich¹, A. A. Bogachev^{1, 2}, A. A. Nikitin^{1, 2}, A. A. Lukyanchuk¹, O. A. Raznitsyn¹, A. S. Shutov¹, A. L. Vasiliev^{3, 4}, and M. Yu. Presniakov³,

¹*Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics of the National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia*

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

³*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

⁴*Shubnikov Institute of Crystallography of the Federal Research Centre “Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119333 Russia*

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

***e-mail: SVRogozhkin@mephi.ru*

Received January 14, 2020; revised January 17, 2020; accepted January 17, 2020

Abstract—Increased mechanical properties of oxide dispersion strengthened (ODS) steels are mainly due to the high density of uniformly distributed oxide inclusions. It is well known that some alloying elements, such as Ti, V, Al, ... play an important role in the formation of oxides/nanoclusters and affect the density and size of these inclusions. In this paper, a wide range of ODS steels containing various alloying elements are studied. Microstructural analysis was performed by transmission electron microscopy and atom probe tomography. Various types of inclusions were found in the steels: oxides of the Y–Ti–O or Y–Al–O types with sizes of ~2–15 nm, as well as nanoclusters (2–5 nm) enriched in Y, O, Cr, as well as Ti, V, Al, if these elements were present in the material. It was shown that oxides contribute to the hardening of steels considerably, and clusters did comparable contribution with the contribution of oxides only in Austenitic ODS and 14Cr ODS steels.

Keywords: oxide dispersion strengthened (ODS) steel, transmission electron microscopy (TEM), atom probe tomography (APT), oxide particle, cluster

УДК 669.017:536.421

ПРИРОДА АНОМАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ (ГРАНУЛ) В БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ PREP ПОРОШКАХ – II. МНОГОУРОВНЕВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ PREP-ПОРОШКОВ И ПМ ГИП КОМПАКТОВ СУПЕРСПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Ni И КОРРОЗИОННО-СТОЙКИХ СТАЛЕЙ

© 2020 г. А. В. Шульга*

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

*e-mail: avshulga@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.06.2020 г.

После доработки 25.06.2020 г.

Принята к публикации 25.06.2020 г.

Формирование аномальных частиц (гранул), с существенно отличным содержанием микро-легирующих элементов внедрения углерода и бора, характеризует неоднородность состава быстро закаленных частиц порошков жаропрочных суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей, изготовленных методом PREP. Детальное многоуровневое экспериментальное исследование микроструктуры PREP порошков и ПМ ГИП-компактов суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей проведено с целью выявления особенностей микроструктуры аномальных гранул в исходном и консолидированном состоянии. Использовались прямые ядерные методы активационной автордиографии по углероду, трековая автордиография по бору, металлография, SEM, EDX и OIM. Выявлено существенное влияние углерода и бора на дендритную сегрегацию карбидо- и боридо-образующих легирующих элементов в аномальных гранулах. Установлены особенности поведения углерода и бора, определяющие формирование микроструктуры аномальных гранул и их сохранение в ПМ ГИП компактах.

Ключевые слова: суперсплавы на основе Ni, коррозионно-стойкие стали, быстро закаленные порошки, PREP-, ПМ ГИП методы, автордиография, углерод, бор, микроструктура

DOI: 10.1134/S2079562919050221

1. ВВЕДЕНИЕ

PREP (Plasma Rotating Electrode Process) метод широко используется для получения быстро закаленных порошков сферической формы для ПМ ГИП и АТ технологий изготовления изделий из суперсплавов на основе Ni, коррозионно-стойких сталей, сплавов на основе титана и других сплавов сложного состава [1–7]. Качество быстро закаленных порошков, в частности однородность состава частиц порошков (гранул), получаемых PREP методом, является важнейшим фактором, определяющим высокое качество продукции.

Наиболее существенным фактором улучшения структуры и механических свойств полуфабрикатов и изделий из жаропрочных сплавов на основе Ni, коррозионно-стойких сталей и других сложнолегированных сплавов, изготовленных с использованием ПМ ГИП и АТ технологий, являются структурно-фазовые эффекты технологической операции быстрой закалки расплава при высокоскоростном охлаждении расплава в результате его распыления [1, 4].

Согласно терминологии технологии традиционной термической обработки сплавов, критическая скорость охлаждения определяется $T-T$ диаграммой, т.е., кинетикой протекания нормального диффузионного фазового превращения, в данном случае – кристаллизации при получении быстро закаленного порошка в результате затвердевания дисперсных капель расплава. Последующая консолидация быстро закаленных сферических PREP порошков горячим изостатическим прессованием (ПМ ГИП технология – отечественная промышленная технология – гранульная металлургия [1, 4].) или селективным сплавлением (АТ технологии [2, 3, 7]) позволяет избежать ограничений традиционной технологии изготовления суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей и других сложнолегированных сплавов, обусловленных формированием неустраняемой неоднородности состава – значительной ликвации уже на стадии выплавки крупных слитков [1, 4].

Образование аномальных частиц быстро закаленного порошка (гранул) со значительно разли-

Таблица 1. Химический состав исследованных суперсплавов на основе Ni типа EP962 и EP741 (мас. %)

Материал	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	Hf	V	C	B
EP962	Bal.	4.1	2.5	12.7	9.9	3.4	4.5	3.8	0.4	0.3	0.07	0.015
EP741	Bal.	5.1	1.8	8.6	15.6	5.7	3.9	2.7	0.29	—	0.06	0.015

Таблица 2. Химический состав исследованных аустенитных коррозионно-стойких сталей (мас. %)

Материал	Fe	Cr	Ni	Mo	Nb	C	B
EP 172 тип AISI 316	Bal.	15.9	15.1	2.8	0.8	0.08	0.008
EP 168	Bal.	18.1	15.2	—	—	0.15	0.23

чающейся концентрацией легирующих элементов, в первую очередь микролегирующих элементов углерода и бора, оказывающих доминирующее влияние на формирование структуры и свойства, характеризует неоднородность состава частиц PREP порошков суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей [8–10].

Наличие аномальных частиц быстрозакаленного PREP-порошка (гранул) в ПМ ГИП компактах и изделиях суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей является основным фактором нежелательной неоднородности суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей, негативно влияющим на служебные и технологические свойства.

Многоуровневое исследование PREP порошков и ПМ ГИП компактов из суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей обеспечивает возможность и является важным для выявления природы аномальных частиц (гранул) в быстрозакаленных PREP порошках, для развития материаловедческих основ ПМ ГИП технологии жаропрочных суперсплавов и коррозионно-стойких сталей, а также для оптимизации PREP метода получения быстрозакаленных порошков и ПМ ГИП технологии жаропрочных суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей [8].

Целью работы является многоуровневое исследование особенностей структуры, поведения углерода и бора в быстрозакаленных PREP порошках и ПМ ГИП компактах суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей, содержащих аномальные гранулы.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Состав исследованных суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей приведен в табл. 1, 2.

Быстрозакаленные сферические порошки исследованных суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей получены PREP методом центробежного распыления быстровращающегося

электрода, оплаваемого плазмой (Plasma Rotating Electrode Process).

Консолидация порошков проводилась методом горячего изостатического прессования со следующими параметрами для суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей: 1200°C, 150 МПа; и 4 ч и 1200°C, 120 МПа и 1 ч, соответственно. Методы активационной автордиографии по углероду, трековой автордиографии по бору, металлографии (LM), SEM, EDX, OIM, использовались для изучения особенностей макро- и микроструктуры, распределения легирующих элементов.

Активационная автордиография по углероду проводилась с использованием ядерной реакции $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ с 2 МэВ дейтронами. Для оценки времени экспозиции проводилось измерение интенсивности индуцированного β -излучения с использованием высокочувствительного β -радиометр, что позволяло точно измерять интегральную интенсивность β -излучения, пропорциональную концентрации углерода в твердом растворе и в виде дисперсных выделений углерод содержащих фаз.

Этот прямой ядерно-физический метод позволяет с высокой чувствительностью реализовать многоуровневое исследование пространственного распределения углерода с высоким разрешением с возможностью осуществления перехода от макроуровня при анализе макроструктуры, до мезо- и микроуровней.

Трековая автордиография по бору основана на использовании ядерной реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ на тепловых нейтронах и имеет высокую чувствительность (минимальная концентрация бора составляет ~ 1 ppm), также позволяет осуществлять многоуровневое исследование пространственного распределения бора с высоким разрешением.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты активационной автордиографии по углероду и трековой автордиографии по бору быстрозакаленных порошков суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей выяви-

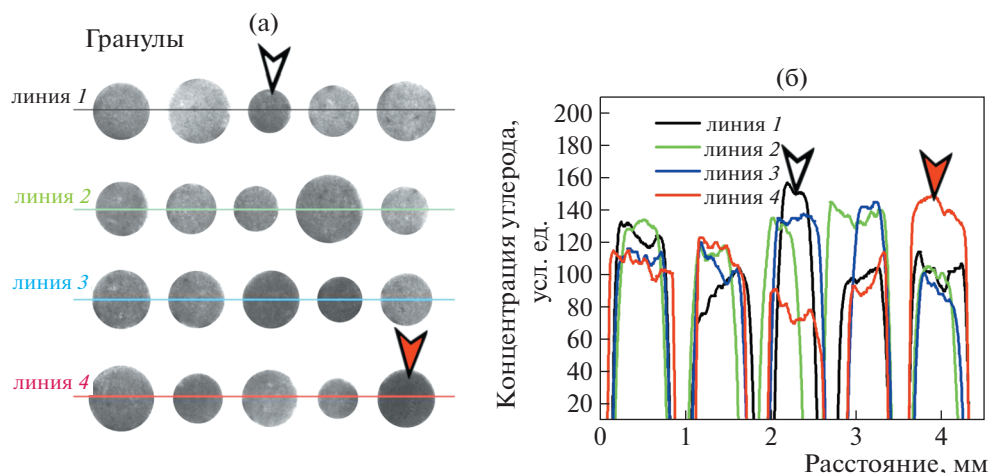


Рис. 1. Активационные авторадииограммы по углероду (а) и соответствующие профили концентрации углерода (б) вдоль поперечного сечения, отмеченного линиями 1–4 в сферических частицах быстрозакаленного порошка (гранулах) аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168. Стрелки показывают аномальные частицы (гранулы), красная стрелка указывает на аномальную гранулу, детально исследованную в дальнейшем (ROI).

ли присутствие аномальных частиц (гранул) с высокой концентрацией углерода и бора в быстро закаленных порошках, полученных PREP методом.

На рис. 1 приведены активационные авторадииограммы по углероду и соответствующие профили концентрации углерода в быстрозакаленных сферических частицах порошка (гранулах) аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, полученных PREP методом.

В результате исследований, проведенных методами LM, SEM, OIM, установлены особенности дендритной и ячеистой структуры аномальных гранул (рис. 2). На периферии гранулы размер зерна дендритной структуры меньше, и, соответственно, длина осей дендритов существенно ниже, а также наблюдается образование ячеистой структуры. Формирование дендритной структуры происходит в условиях весьма высоких термических напряжений при значительных термических градиентах, что характеризуется, например, углами разориентации вдоль первичных осей $\sim 10^\circ$.

Выявлено, что вырожденная метастабильная эвтектика [11–13] декорирует дендритную структуру и образует массивные области размером в десятки микрометров (рис. 3). В отличие от равновесной эвтектики, в указанной области вырожденной метастабильной эвтектики обнаружена

только одна борокарбидная фаза, значительно обогащенная бором и углеродом.

Установлена значительная неоднородность состава вырожденной эвтектики. В табл. 3 приведено соотношение легирующих элементов в двух точках 1 и 2 (рис. 3) вырожденной эвтектики. Точка 1, соответствует возвышению, а точка 2 понижению рельефа, обусловленного менее интенсивным травлением в точке 1, что коррелирует с повышенным содержанием Cr в этой точке. Следует отметить, что в аномальных гранулах обнаружено значительное увеличение толщины прослойки борокарбидной фазы вырожденной метастабильной эвтектики, что коррелирует со значительно более высокой концентрацией бора и углерода в аномальных гранулах, установленной методами авторадииографии (рис. 1).

Декорирование дендритной структуры в быстрозакаленном PREP порошке коррозионно-стойкой стали EP172 со значительно более низким содержанием углерода и бора, чем в стали EP168, обусловлено, главным образом, дендритной сегрегацией углерода и бора без образования вырожденной эвтектики. Декорирование дендритной структуры проявляется также вследствие образования цепочек мелких выделений карбидной фазы (рис. 4).

Аустенитная коррозионно-стойкая сталь EP172 характеризуется более низкой степенью

Таблица 3. Соотношение (ат. %) легирующих элементов в двух точках 1 и 2 (рис. 3) вырожденной эвтектики (борокарбидная фаза) в аномальной грануле аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168

Partition ratio	FeK	CrK	NiK	CK	BK
Two points	1.04	1.42	0.77	0.82	1.07

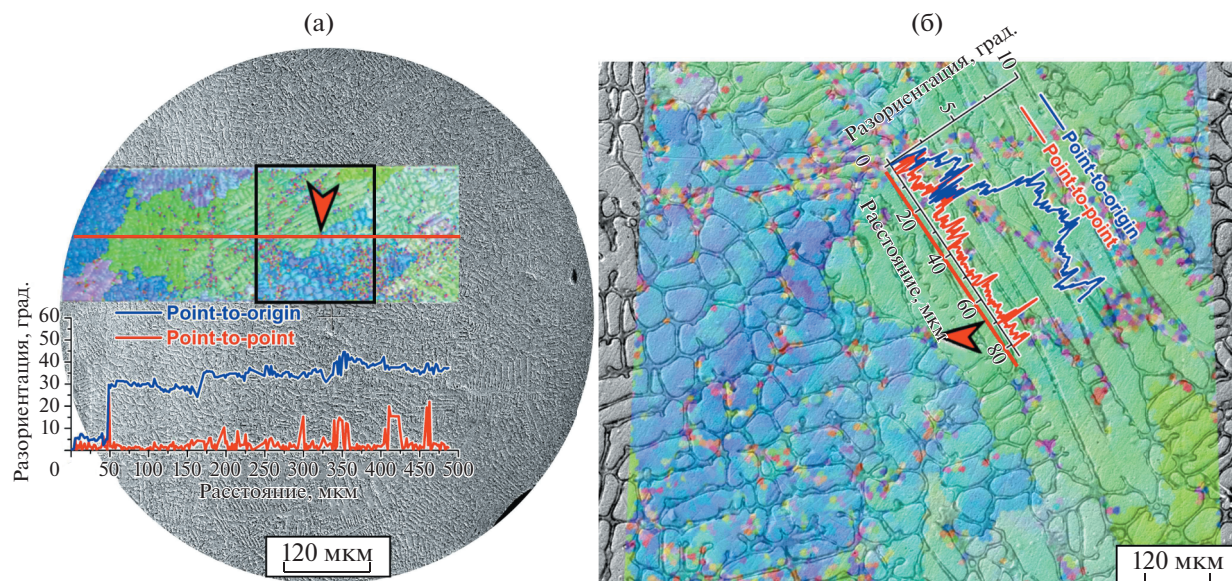


Рис. 2. Микроструктура SEM и OIM аномальной гранулы аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, помеченной красной стрелкой (см. рис. 1): (а) суперпозиция микроснимков SEM + IPF + разориентация; (б) те же результаты для области, выделенной прямоугольником на рис. 2а.

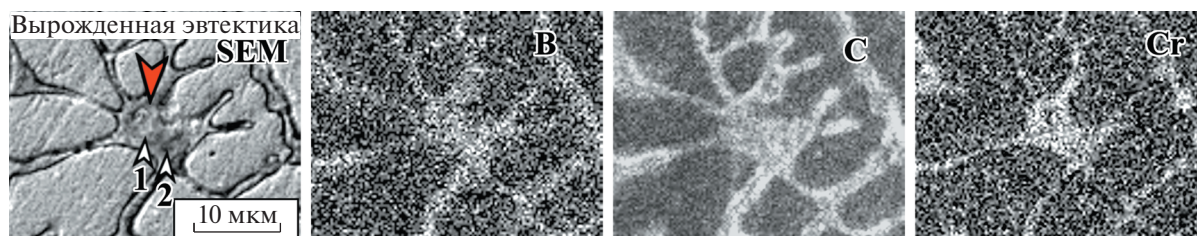


Рис. 3. Микроструктура SEM и EDX карты распределения легирующих элементов (В, С, Cr) в междендритной области (область вырожденной эвтектики) аномальной гранулы аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, отмеченной красной стрелкой (см. рис. 1 и 2). Белые стрелки 1 и 2 указывают точки 1 и 2 EDX анализа.

неоднородности быстрозакаленного PREP порошка, т.е., менее склонна к образованию аномальных гранул. Интенсивность индуцированного бета-излучения, измеренная с помощью высокочувствительного β -радиометра при активации автордиографии по углероду для стали EP172, составила 5600 cps против 12100 cps для стали

EP168 из-за значительно более низкого содержания углерода в стали EP172.

Таким образом, повышение содержания углерода и бора при сопоставимом содержании карбидо- и боридобразующих легирующих элементов в исследованных аустенитных коррозионно-стойких сталях, приводит к повышению макронеодно-

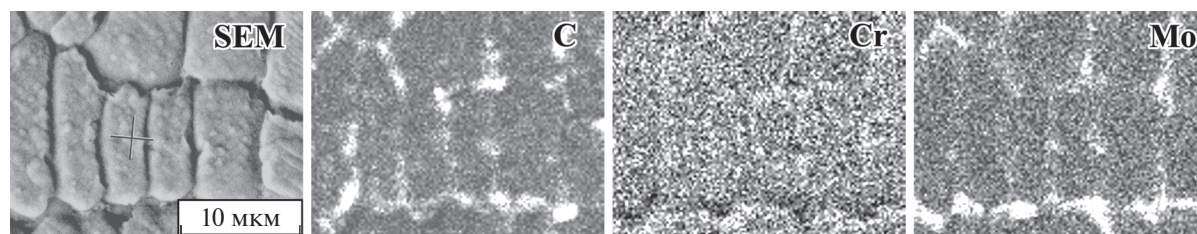


Рис. 4. Микроструктура SEM и EDX карты распределения легирующих элементов (Cr, C, Mo) декорирующей дендритную структуру в частице быстрозакаленного PREP порошка (грануле) аустенитной коррозионно-стойкой стали EP172.

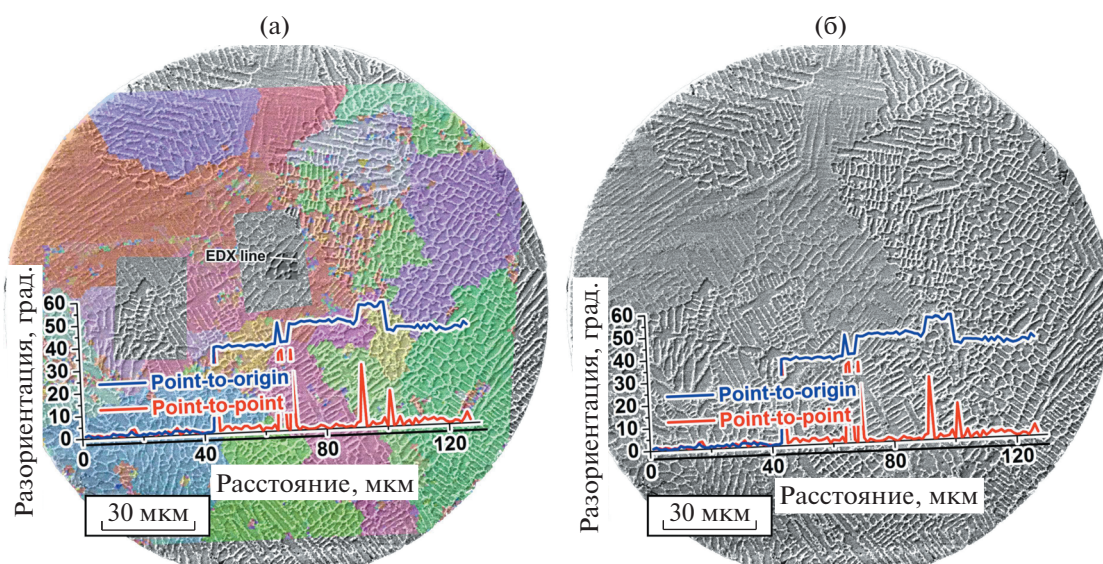


Рис. 5. Микроструктура SEM и OIM сферической частицы быстрозакаленного PREP порошка (гранулы) суперсплава на основе Ni EP962: (а) суперпозиция SEM + IPF + разориентации, (б) суперпозиция SEM и разориентации.

родности распределения углерода и бора, возрастанию интенсивности образования аномальных гранул. Полученный результат свидетельствует о доминирующем влиянии содержания указанных микролегирующих элементов характеризующихся минимальными значениями коэффициентов распределения на формирование аномальных гранул.

Следует отметить, что переход от PREP метода к его модификации с использованием предварительного плавления расходного электрода и последующего распыления расплава на вращающейся тарели существенно снижает склонность к образованию аномальных гранул аустенитной коррозионно-стойкой стали ЭП168. Полученный результат свидетельствует о доминирующей причине формирования аномальных граул в быстрозакаленных PREP порошках в условиях предельно малого объема зоны оплавления кратера быстровращающегося электрода и, следовательно, недостаточной гомогенизации расплава при использовании PREP метода.

На рис. 5, 6 показаны результаты исследования методами SEM, EDX и OIM быстрозакаленной сферической частицы (гранулы) суперсплавов на основе Ni EP962 и EP741. Более отчетливо наблюдаемое декорирование дендритной и ячеистой структуры обусловлено сегрегацией углерода, бора, карбида- и боридообразующих легирующих элементов в междендритных зонах [14–16] установлено в суперсплаве на основе Ni EP962 (рис. 5).

Сферические частицы (гранулы) исследованных суперсплавов на основе Ni типа EP962 и EP741 характеризуются дисперсной дендритной

структурой со средним размером дендритного зерна $\sim 30\text{--}50$ мкм. В микроструктуре сферических быстрозакаленных частиц суперсплава на основе Ni типа EP962 обнаружено четко наблюдаемое образование вторичных дендритных ветвей с расстоянием между дендритными ветвями (DAS): ~ 3 мкм для размера частиц ~ 175 мкм, и с высоким значением сегрегационного отношения легирующих элементов (CO). Отношение сегрегационное ($CO = C_{\text{interaxis}}/C_{\text{axis}}$) для основных легирующих карбидо- и боридообразующих элементов, углерода и бора в грануле суперсплава на основе Ni EP962, которое обратно пропорционально коэффициенту распределения (k_0) легирующих элементов, имеет следующие значения: для Nb (1.84), Mo (1.51), Hf (1.55), Ti (1.32), C (1.87), B (1.39) и демонстрирует корреляцию с значением k_0 для этих элементов в никеле [6, 17, 18].

Сферические быстрозакаленные частицы (гранулы) исследованного суперсплава на основе Ni EP741 характеризуются менее интенсивным ростом вторичных ветвей по сравнению со сферическими частицами исследованного суперсплава на основе Ni типа EP962. Поэтому для сферических частиц суперсплава на основе Ni типа EP741 вышеупомянутые закономерности для DAS и коэффициент сегрегации, трудно выявить из-за слаборазрешимых вторичных дендритных ветвей в этом сплаве.

Для ПМ ГИП компактов аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168 на рис. 7 представлена автораддиограмма по углероду и соответствующие профили концентрации углерода вдоль поперечного сечения, отмеченные тремя линиями (1–3). Аномальные гранулы, обозна-

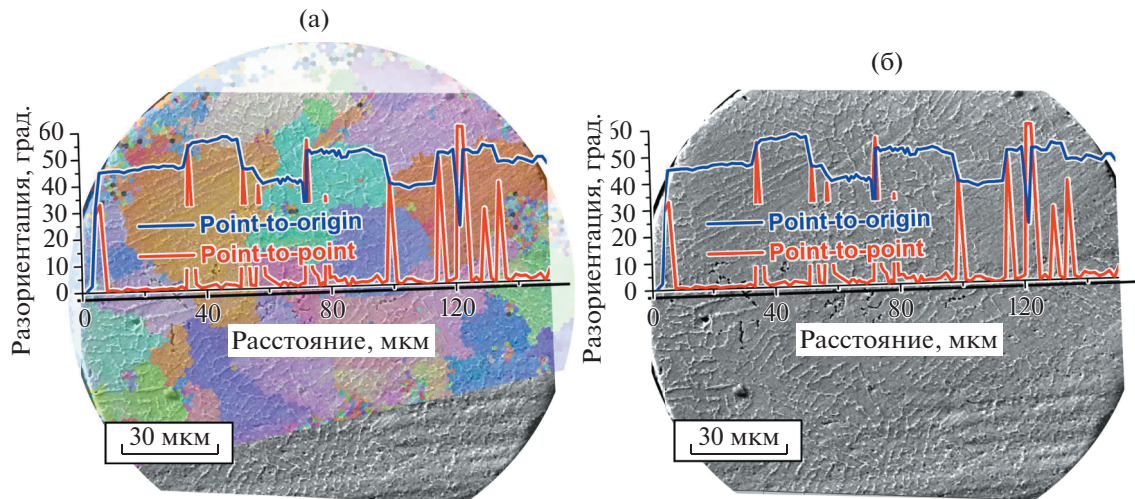


Рис. 6. Микроструктура SEM и OIM сферической частицы быстрозакаленного PREP порошка (гранулы) суперсплава на основе Ni EP741: (а) суперпозиция SEM + IPF + разориентации, (б) суперпозиция SEM и разориентации.

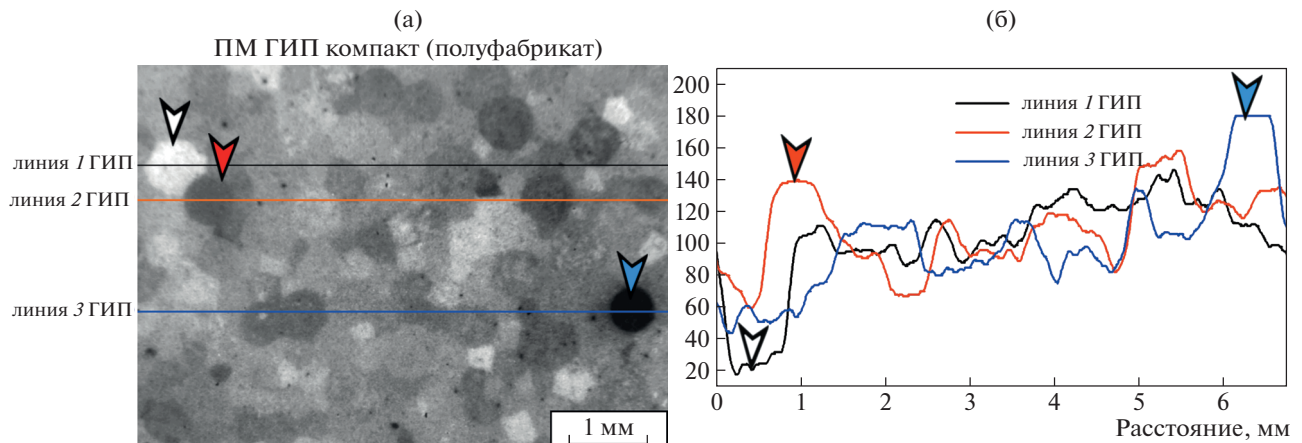


Рис. 7. Авторадиограмма по углероду (а) и соответствующие профили концентрации углерода (б) в поперечном сечении, вдоль трех отмеченных линий (1–3) в ПМ ГИП компакте аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168. Стрелками обозначены аномальные гранулы.

ченные стрелками, характеризуются значительно отличающейся концентрацией углерода с разницей приблизительно до 80% по сравнению со средней концентрацией углерода в гранулах в ПМ ГИП компакте. Красная и синяя стрелки указывают на аномальные гранулы, значительно обогащенные углеродом, а белая стрелка указывает на частицу со значительно более низкой концентрацией углерода.

Многоуровневое исследование с применением суперпозиции активационных авторадиограмм по углероду, трековых авторадиограмм по бору с микроструктурой LM и SEM (рис. 7–9) позволяет выявить обогащение аномальных гранул углеродом и бором, а также детали их распре-

деления. На рис. 8 показана микроструктура SEM и трековая авторадиограмма по бору в областях аномальных гранул (показаны белой и красной стрелкой на рис. 7–9) ПМ ГИП компакта аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168.

Многоуровневый поэтапный переход от изучения макроструктуры (рис. 7) к изучению микро (рис. 8, 9) и наноструктуры ROI (Region of Interest) применялся для изучения природы упомянутой выше аномально высокой концентрации углерода и бора в аномальных гранулах.

В ходе экспериментов установлено высокое пространственное разрешение трековых авторадиограмм по бору, которое согласно вставкам на рис. 8 на уровне микрометра [6, 19]. В частности,

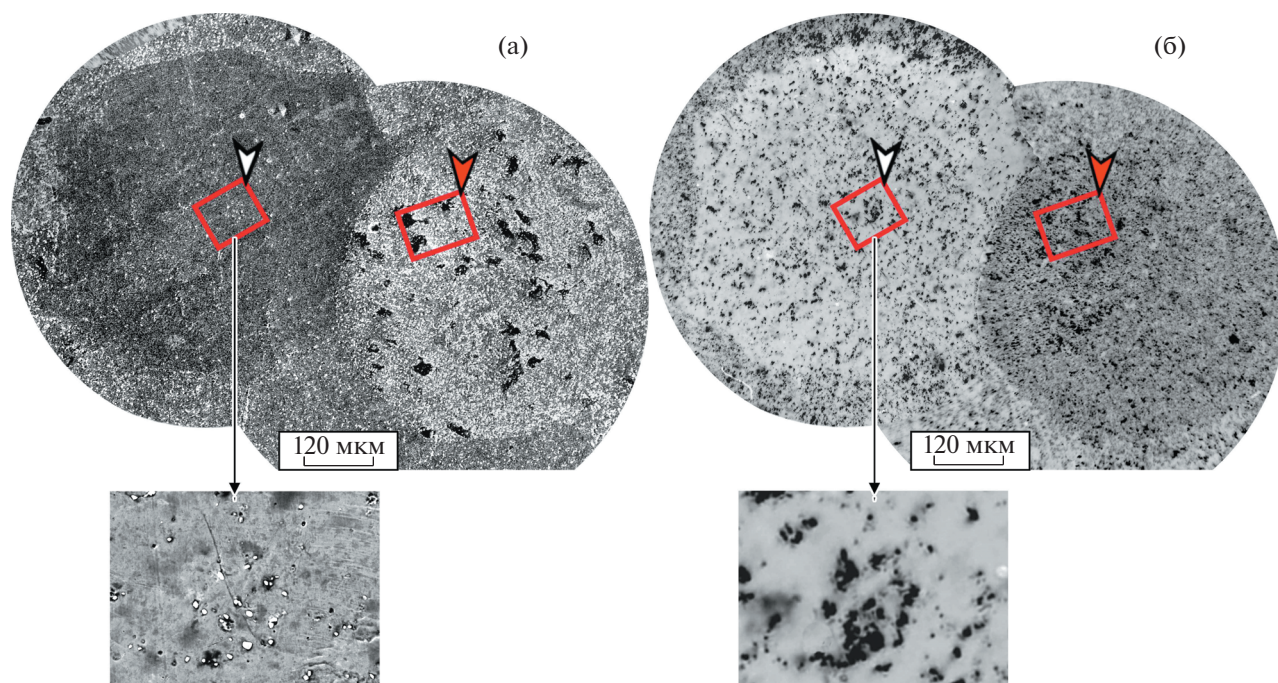


Рис. 8. SEM (а) и трековая авторadiограмма по бору (б) в области аномальных гранул (обозначенных белой и красной стрелками на рис. 7) ПМ ГИП компакта аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168. Стрелки показывают ROI в аномальных частицах (гранулах). Внизу приведены увеличенные фрагменты (ROI) для SEM и ТА.

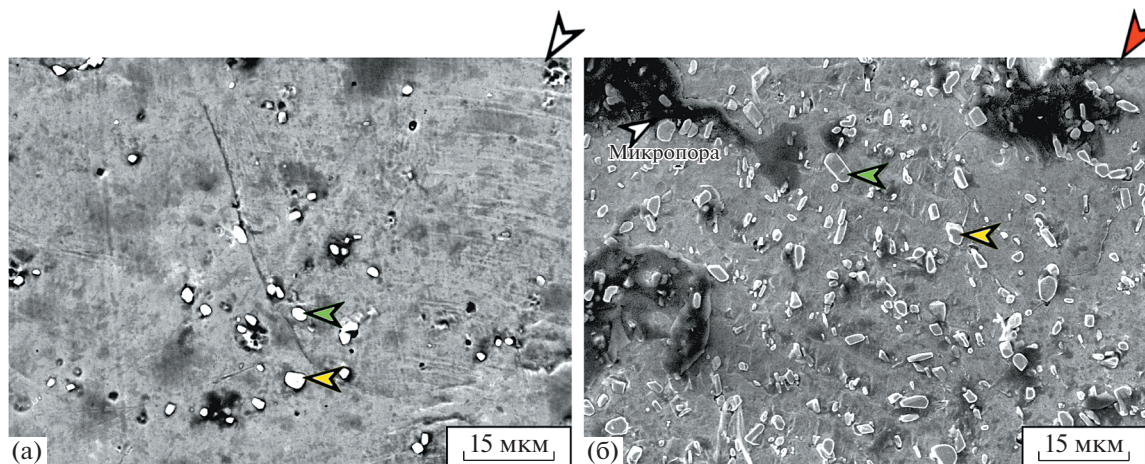


Рис. 9. Микроструктура SEM областей ROI аномальных гранул (обозначенных белой и красной стрелками на рис. 8) ПМ ГИП компакта аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, полученной с использованием быстрозакаленного PREP порошка.

в указанных областях ROI (рис. 9) с использованием трековой авторadiограммы выявлены отдельные частицы с высокой концентрацией бора. Более высокая концентрация углерода и бора в аномальных гранулах в ПМ ГИП компакте аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, полученной с использованием быстрозакаленного PREP порошка, подтверждена результатами EDX анализа многочисленных выделений.

В аномальных гранулах обнаружены два типа выделений, обогащенных углеродом и бором (рис. 9). Типичное соотношение содержания легирующих элементов в карбоборидах по сравнению с борокарбидами (C–B/B–C) представлено в табл. 4. Выделения типа B–C имеют округлую овальную форму, тогда как выделения типа C–B характеризуются предпочтительно ограниченной формой. Это различие в морфологии вышеупо-

Таблица 4. Соотношение (ат. %) концентрации легирующих элементов в карбоборидных и борокарбидных выделениях в аномальных гранулах коррозионно-стойкой стали EP168

Partition ratio	FeK	CrK	NiK	CK	BK
C–B/B–C	0.94	0.94	0.32	3.79	0.74

Таблица 5. Химический состав (мас. %) областей A1, A2 на рис. 10 образца ПМ ГИП компакта суперсплава на основе Ni

Области	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	V	C	B
A1	59.4	3.35	2.47	10.2	9.43	3.36	4.33	4.24	0.28		
A2	62.5	3.68	2.15	10.3	9.53	4	4.05	3.42	0.15		
A1/A2	0.95	0.91	1.15	0.99	0.99	0.84	1.07	1.24	1.86	1.35	1.17

мянутых выделений соответствует такому различию в морфологии между карбидами и боридами в суперсплавах на основе Ni.

Важно отметить, что в аномальной грануле, указанной красной стрелкой на рис. 8, обнаружено образование микропористости (рис. 9), очевидно, вследствие протекания при проведении технологической операции ПМ ГИП интенсивной диффузии легирующих элементов между аномальной гранулой и окружающим материалом [20].

Активационная автораддиограмма по углероду и микроструктура ПМ ГИП компакта суперсплава на основе Ni EP962 представлены на рис. 10. Аномальные гранулы, обозначенные стрелками и пронумерованные 1–6, характеризуются существенно более высокой концентрацией углерода. Красная и белая (большие) стрелки показывают области A1 и A2 со значительно более высокой и более низкой концентрацией углерода, соответственно.

Результаты EDX-анализа областей A1 и A2 на рис. 10 суперсплава на основе Ni EP962 показаны в табл. 5.

Более высокая концентрация углерода и бора в области (A1) аномальной гранулы подтверждается результатами EDX анализа многочисленных выделений. Установлено наличие большого количества карбоборидных и борокарбидных выделений, содержащих Nb, Hf, Ti, Cr, Mo, W, Co, Ni, V. Типичные соотношения распределения легирующих элементов в карбоборидах по сравнению с борокарбидами (C–B/B–C) представлены в табл. 6.

Обнаружено, что для выделений типа C–B предпочтительнее граненая форма и округлая овальная форма для выделений типа B–C.

Экспериментально установлено, что пространственное разрешение активационной автораддиографии по углероду в исследованных коррозионно-стойких сталях и сплавах на основе Ni, позволяет обнаруживать обогащение углеродом

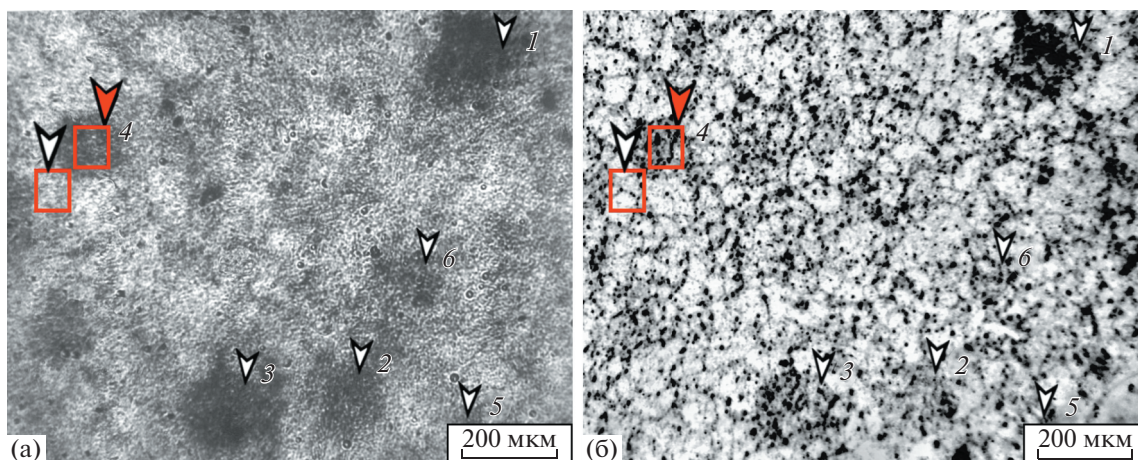
**Рис. 10.** Активационная автораддиограмма по углероду (а) и ЛМ микроструктура, соответствующей области образца (б) ПМ ГИП компакта суперсплава на основе Ni EP962. Стрелки указывают на аномальные частицы (гранулы): большая красная стрелка – область A1, большая белая стрелка – A2.

Таблица 6. Соотношение (ат. %) концентрации легирующих элементов в карбоборидных и борокарбидных выделениях в аномальных гранулах суперсплава на основе Ni EP962

Partition ratio	Ni	Al	Ti	Cr	Co	W	Mo	Nb	V	C	B
C–B/B–C	0.86	0.47	0.98	1.07	0.46	0.64	0.78	1.07	1.04	2.27	0.71

Таблица 7. Соотношение содержания легирующих карбидообразующих элементов (ат. %) в исследованных суперсплавах на основе Ni EP962 и EP741

Ratio	Ti	Cr	W	Mo	Nb	Hf	C
962/741	1.39	1.47	0.59	1.15	1.40	1.44	1.17

не только аномальных гранул, но также границ зерен (рис. 10).

Следует отметить, что при автордиографическом исследовании ПМ ГИП компактов суперсплавов на основе Ni установлено влияние легирования на формирование аномальных гранул. В ПМ ГИП компакте суперсплава EP741 интенсивность образования аномальных гранул заметно ниже. Активационная автордиограмма по углероду ПМ ГИП компактов суперсплавов на основе Ni EP962 и EP741 на макроуровне представлены на рис. 11.

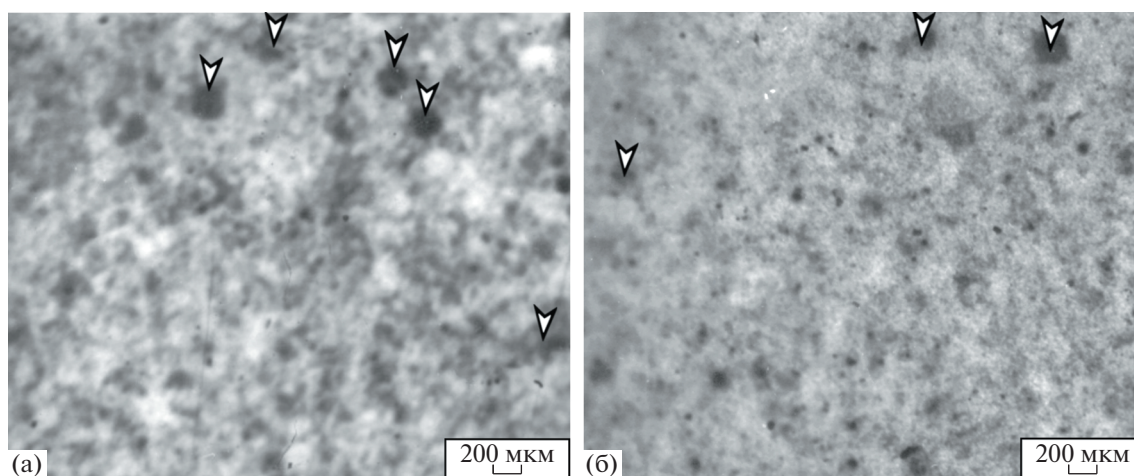
При анализе результатов активационной автордиографии по углероду на макроуровне исследованных суперсплавов установлена также более выраженная неоднородность распределения углерода с размерами существенно превышающими размеры аномальных гранул, характеризующихся как пониженным, так и повышенным содержанием углерода (рис. 11).

В табл. 7 приведено соотношение содержания легирующих карбидообразующих элементов и углерода в суперсплавах на основе Ni EP962 и EP741.

Повышенное содержание карбидообразующих элементов, наряду с повышенным содержанием углерода в суперсплаве на основе Ni EP962 по сравнению с суперсплавом EP741, приводит к повышению макронеоднородности распределения углерода и возрастанию интенсивности образования аномальных гранул (рис. 11). Следует отметить, что более высокое содержание вольфрама в суперсплаве EP741 не оказывает существенного влияния на интенсивность формирования аномальных гранул в связи с тем, что этот легирующий элемент, согласно результатам EDX анализа (табл. 6), входит преимущественно в состав частиц боридной фазы. Полученный результат коррелирует с данными по составу карбидных и боридных фаз в суперсплавах на основе никеля типа EP962 [6].

4. ВЫВОДЫ

В данной работе представлены экспериментальные результаты многоуровневого исследования структуры, активационной автордиографии по углероду, трековой автордиографии по бору

**Рис. 11.** Активационные автордиограммы по углероду (на макроуровне) ПМ ГИП компактов суперсплавов на основе Ni EP962 (а) и EP741 (б). Стрелки указывают на аномальные частицы (гранулы).

образцов быстрозакаленных PREP порошков (гранул), а также ПМ ГИП компактов жаропрочных суперсплавов на основе Ni и аустенитных коррозионно-стойких сталей.

Основные результаты определены следующим образом:

1. Прямые ядерно-физические методы активационной автордиографии по углероду и трековой автордиографии по бору быстрозакаленных порошков (гранул) суперсплавов на основе Ni и коррозионно-стойких сталей, полученных методом PREP, выявили присутствие аномальных частиц (гранул) с высокой концентрацией углерода и бора.

2. Установлено наличие и выявлены структурные особенности неравновесной вырожденной эвтектики, которая декорирует дендритную структуру, и частично ячеистую структуру в аномальных гранулах быстрозакаленного PREP порошка аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168. Установлена значительная неоднородность состава неравновесной вырожденной эвтектики, представляющую собой, в отличие от равновесных эвтектик, одну борокарбидную фазу.

3. Аустенитная коррозионно-стойкая сталь EP172, содержащая значительно меньше бора и углерода по сравнению со сталью EP168, характеризуется гораздо более низкой степенью неоднородности по содержанию бора и углерода быстрозакаленного порошка (гранул), полученного PREP методом, т.е., менее подвержена образованию аномальных гранул при использовании PREP метода.

4. Дендритная структура быстрозакаленных PREP порошка аустенитной коррозионно-стойкой стали EP172 и суперсплавов на основе Ni со значительно более низким содержанием углерода и бора, чем в аустенитной коррозионно-стойкой стали EP168, декорирована вследствие образования сегрегаций легирующих элементов и цепочек карбо-, боридных выделений,

5. Установлено, что углерод и бор, вследствие минимальных значений коэффициентов распределения, определяют степень развития дендритной сегрегации в аустенитных коррозионно-стойких сталях и суперсплавах на основе Ni и, следовательно, интенсивность образования аномальных гранул.

6. ПМ ГИП компакты исследованных сталей и суперсплавов на основе Ni характеризуются наличием аномальных гранул, обогащенных углеродом и бором, что установлено методом суперпозиции активационных автордиограмм по уг-

лероду, трековых автордиограмм по бору и LM, SEM микроструктуры.

7. Более высокая концентрация углерода и бора в аномальных гранулах в ПМ ГИП компактах аустенитных коррозионно-стойких сталей и суперсплавов на основе Ni, полученных с использованием быстрозакаленных PREP порошков, подтверждена результатами EDX анализа. Обнаружены два типа выделений, обогащенных углеродом и бором, с различными соотношением, а также с разной морфологией — огранные (карбобориды) и овальные (борокарбиды).

8. Повышенное содержание карбидообразующих элементов, наряду с повышенным содержанием углерода в суперсплаве на основе Ni EP962 по сравнению с суперсплавом EP741, приводит к повышению макронеоднородности распределения углерода и возрастанию интенсивности образования аномальных гранул.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Ijlin A.A., Stroganov G.B., Fatkullin O.Kh., Shulga A.V., Martinov V.N.* Struktura i svoystva bystro zakalennykh splavov [Structure and Properties of Rapidly Quenched Alloys]. 2008. Moscow: Altex [in Russian].
2. *Kablov E.N.* // Aviat. Mater. Tekhnol. 2015. No. 1. P. 3.
<https://doi.org/10.18577/2071-9140-2015-0-1-3-33>
3. *Amato K.N., Gaytan S.M., Murr L.E., Martinez E., Shindo P.W., Hernandez J., Collins S., Medina F.* // Acta Mater. 2012. V. 60. P. 22.
4. *Shulga A.V.* // J. Nucl. Mater. 2013. V. 434. P. 133.
5. *Vostrikov A.V., Sukhov D.I.* // Tr. VIAM. 2016. V. 44(8). P. 17.
<https://doi.org/10.18577/2307-6046-2016-0-8-3-3>
6. *Shulga A.V.* // J. Alloys Compd. 2007. V. 436(1–2). P. 155.
7. *Chen G., Zhao S.Y., Tan P., Wang J., Xiang C.S., Tang H.P.* // Powder Technol. 2018. V. 333. P. 38.
8. *Shulga A.V.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82 (9). P. 1263. [*Shulga A.V.* // Yad. Fiz. Inzhin. 2018. V. 9. P. 347].
9. *Zhao Y.S., Zhang J., Luo Y.S., Li J., Tang D.Z.* // Mater. Sci. Eng. A. 2016. V. 672. P. 143.
10. *Kontis P., Mohd Yusof H.A., Pedrazzini S., Danaie M., Moore K.L., Bagot P.A.J., Moody M.P., Grovenor C.R.M., Reed R.C.* // Acta Mater. 2016. V. 103. P. 688.
11. *Divya M., Albert S.K., Thomas Paul V.* // Welding in the World. 2019. V. 63. P. 1681.
12. *Choi G.S., Kim Young Ho, Kang S.S., Rye S.H.* // Mater. Sci. Forum. 2007. V. 544–545. P. 331.
13. *Ma S., Xing J., Fu H., Gao Y., Zhang J.* // Acta Mater. 2012. V. 60(3). P. 831.
14. *Zhou P.J., Yu J.J., Sun X.F., Guan H.R., Hu Z.Q.* // Mater. Sci. Eng. A. 2008. V. 491. P. 159.

15. Zhao G., Yu L., Yang G., Zhang W., Sun W. // J. Alloys Compd. 2016. V. 686. P. 194.
16. Chen Y., Zhang J., Wang B., Yao C. // Vacuum. 2018. V. 156. P. 302.
17. Ju T., Ding X., Zhang Y., Chen X., Chen W., Wang B., Yan X. // High Temp. Mater. Proc. 2019. V. 38. P. 498.
18. Kablov E.N., Petrushin N.V., Bronfin M.B., Alekseev A.A. // Russ. Metall. (Metally). 2006. V. 2006(5). P. 406.
19. Shulga A.V. // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. P. 1536 [Shulga A.V. // Yad. Fiz. Inzhin. 2016. V. 7. P. 138].
20. H. Mehrer. Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes. Springer Ser. Solid-State Sciences. 2007. V. 155.

The Nature of Anomalous Particles (Granules) in Rapidly Quenched PREP Powders—II. A Multiscale Study of PREP Powders and PM HIP Compacts of Ni-Based Superalloys and Stainless Steels

A. V. Shulga*

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

**e-mail: avshulga@mephi.ru*

Received June 25, 2020; revised June 25, 2020; accepted June 25, 2020

Abstract—The formation of anomalous particles (granules) with a significantly different content of microalloying interstitial elements of carbon and boron characterizes the heterogeneity of the composition of rapidly quenched particles of high temperature Ni-based superalloys and stainless steels powders manufactured by the plasma rotating electrode process (PREP) technique. A detailed multiscale experimental study of the microstructure of PREP powders and PM HIP compacts of Ni-based superalloys and stainless steels is carried out in order to reveal the features of the microstructure of anomalous granules in the as-received state and consolidated state. Direct nuclear methods of activation autoradiography on carbon, track autoradiography on boron, metallography, SEM, EDX, and OIM are used. A significant effect of carbon and boron on the dendritic segregation of carbide-forming and boride-forming alloying elements in anomalous granules is revealed. The features of the behavior of carbon and boron, which determine the formation of the microstructure of anomalous granules and their retention in PM HIP compacts, are established.

Keywords: Ni-based superalloys, stainless steels, rapidly quenched powders, PREP technique, PM HIP methods, autoradiography, carbon, boron, microstructure

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 621.039.05; 621.039.06; 539.1

³НЕ КАК ИСТОЧНИК ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГИИ: МАЛОРАДИОАКТИВНЫЙ СИНТЕЗ И БОЛЬШИЕ ВОЗМОЖНОСТИ

© 2020 г. С. В. Рыжков*

^aМосковский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет), Москва, 105005 Россия

*E-mail: svryzhkov@bmstu.ru

Поступила в редакцию 05.06.2020 г.

После доработки 05.06.2020 г.

Принята к публикации 05.06.2020 г.

Рассмотрен D–³He (дейтерий–гелий-3) топливный цикл, который представляет компромиссный вариант для термоядерного синтеза – экологически чище, чем D–T (дейтерий–третий), практически как безнейтронная p–¹¹B (протон–бор-11) реакция. Интерес к таким малорадиоактивным топливам проявляют венчурные компании, финансируемые из частных источников. Приведен обзор параметров и типов удержания плазмы в подобных планируемых энергетических реакторах и установках. Обсуждаются вопросы добычи гелия-3, в работе также проведена оценка запасов изотопа гелия-3 на планете Земля. Рассмотрены разные возможные приложения малорадиоактивных и безнейтронных реакций и топливных циклов.

Ключевые слова: дейтерий–гелий-3, безнейтронная энергетика, малорадиоактивное топливо, термоядерный источник, энергетическая установка

DOI: 10.1134/S2079562919050178

ВВЕДЕНИЕ

Условия зажигания термоядерной D–T-реакции ($D + T \rightarrow n$ (14.1 МэВ) + ${}^4\text{He}$ (3.5 МэВ)) наиболее легкие, что определяет ее в качестве безусловного лидера топливного цикла первых термоядерных реакторов [1–3]. Серьезный недостаток D–T-реакции – высокоэнергетичные нейтроны, на которые приходится 80% выделяемой энергии. В реакции $D + {}^3\text{He} \rightarrow p$ (14.68 МэВ) + ${}^4\text{He}$ (3.67 МэВ) не рождаются нейтроны, что делает ее потенциально привлекательной с точки зрения малорадиоактивного термоядерного реактора.

В недрах и атмосфере Земли необходимые для мировой энергетики запасы изотопа ³He отсутствуют. Достаточные для соответствующей энергетики запасы имеются в грунте Луны (реголите). Если недавно объявленные планы ряда стран (Китай, Евросоюз, Россия, США, Япония) по созданию баз на Луне и промышленному освоению ее недр начнут реализовываться, то в ближайшем будущем возникнет острая необходимость в проекте промышленного D–³He-реактора [4–9]. Поэтому большие запасы ³He на Луне и в солнечной системе и сам лунный гелий-3 – это предмет растущего международного интереса. Хотя на данный момент ³He достаточно как топлива для проведения инженерных тестовых программ. Практически все резервы ³He в США переданы для

нужд национальной безопасности, т.к. ³He-нейтронные детекторы – очень эффективные и чувствительные к гамма-лучам, что делает Россию страной с наибольшими запасами ³He. Такие частные компании, как Tri-Alpha Energy, Helion Energy, General Fusion Inc., EMC2 Energy Matter Conversion Corporation и Lawrenceville Plasma Physics Inc. [10–14] проявляют интерес к так называемым малорадиоактивным или безнейтронным реакциям.

Различные проекты частных компаний по созданию прототипов термоядерных реакторов приведены в табл. 1. Первые две установки относятся к стационарным, остальные – к импульсным системам. Типы удержания плазмы: ИЭ – инерционно-электростатическое, МИ – магнитно-инерционное, М – магнитное удержание, ПФ – плазменный фокус. Отметим, что эти проекты направлены не только на разработку энергетических установок, но и медицинской техники.

Наличие полоидальной и тороидальной составляющих магнитного поля в конфигурациях компактный тор (рис. 1) и комбинированный компактный тор (сферомак) представлены в табл. 2.

Таблица 1. Основные параметры, реакции и типы удержания плазмы в планируемых реакторах

Компания	Диаметр плазмы, м	Удержание	Реакция	Мощность, МВт
Convergent Scientific	~10	ИЭ	$p-^{11}\text{B}$	225
Energy/Matter Conversion Corporation (EMC2)	~10	ИЭ	$p-^{11}\text{B}$	100
General Fusion	3	МИ	D-T	100
Helion Energy (MSNW)	16	МИ	D-D	50
Lockheed Martin Skunk Works	~10	М	D-T	100
Lawrenceville Plasma Physics (LPP)	~0.15	ПФ	$p-^{11}\text{B}$	5
Magneto-Inertial Fusion Technologies Inc. (MIFTI)		МИ		
Sorlox	~1	МИ	D-D	~1
Tri Alpha Energy	18	МИ	$p-^{11}\text{B}$	100

Таблица 2. Свойства конфигураций компактный тор

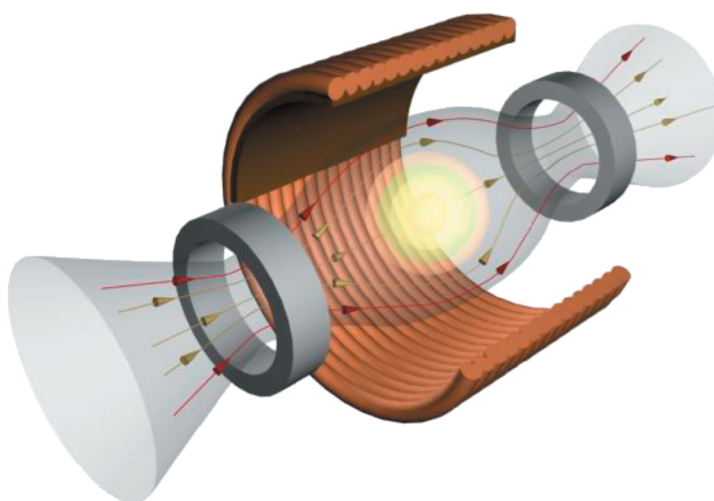
ПлазмOID	Аксиальная симметрия	Полоидальное магнитное поле	Тороидальное магнитное поле
Компактный тор	Да	Да	Нет
Сферомак	Да	Да	Да

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА

Наряду с основными термоядерными реакциями существуют перспективные термоядерные реакции, иногда называемыми экзотическими, на основе которых возможно организовать без-нейтронные циклы производства энергии.

Традиционно рассматриваемая для термоядерной энергетики D–T-реакция имеет среди продуктов синтеза нейтроны, а на сегодняшний день не существует конструкционных материалов, способных сохранять механические свойства

в условиях нейтронных потоков на первую стенку D–T-реактора в течение нескольких десятков лет. Так как тритий является быстро распадающимся изотопом (период полураспада 12 лет), то для поддержания топливного баланса D–T-цикла требуется воспроизводящий тритий бланкет. Разработка технологий бланкета в программах создания ДЕМО-реакторов занимает несколько десятков лет. Еще один важный фактор, влияние которого сейчас особенно возросло, – контроль за нераспространением ядерных технологий. Это может представлять определенные препятствия

**Рис. 1.** Сферическая плазма системы компактный тор с центральным соленоидом и запирающими пробками.

для развертывания D–T-энергетики, так как высокоэнергетичные D–T-нейтроны пригодны для производства ядерных материалов. Возможно, D–T-реакция будет использована в управляемом источнике нейтронов гибридного реактора [15, 16], в котором основная энергия выделяется при делении тяжелых изотопов в бланкете. Такие реакторы могут быть созданы практически при сегодняшнем уровне термоядерных систем. Так как уровень радиационной опасности “чистого” термоядерного D–T-реактора сравним с уровнем гибридных схем (синтез + деление), то при уровне технических проблем на пути реализации первого гибридные системы могут оказаться более конкурентоспособными.

Но организовать на основе D– ${}^3\text{He}$ -реакции полностью безнейтронный цикл производства энергии невозможно, так как в плазме, содержащей дейтерий, параллельно протекают реакции $\text{D} + \text{D} \rightarrow n$ (2.45 МэВ) + ${}^3\text{He}$ (0.817 МэВ) и $\text{D} + \text{D} \rightarrow p$ (3.02 МэВ) + T (1.01 МэВ), в которых рождаются нейтроны и ядра трития. Последние, взаимодействуя с ядрами дейтерия, дают D–T-нейтроны. Таким образом, D– ${}^3\text{He}$ -цикл включает 4 реакции, среди которых D– ${}^3\text{He}$ -реакция – основная по выделяемой мощности. Выход энергии в нейтронах составляет 3–10% в зависимости от доли сгорания трития и других параметров. При уровне нейтронных потоков из плазмы D– ${}^3\text{He}$ -реактора срок эксплуатации первой стенки около 30 лет, т.е. практически равен сроку эксплуатации реактора.

В недрах и атмосфере Земли необходимые запасы изотопа ${}^3\text{He}$ отсутствуют. Достаточные для соответствующей энергетики запасы имеются в грунте Луны (реголите). Если недавно объявленные планы ряда стран (Китай, Евросоюз, Россия, США, Япония) по созданию баз на Луне и промышленному освоению ее недр начнут реализовываться, то в ближайшем будущем возникнет острая необходимость в проекте промышленного D– ${}^3\text{He}$ -реактора. Сегодня безусловными лидерами термоядерных систем являются токамаки, как по достижениям, так и по затратам на исследования. Достижение высокой эффективности производства энергии в D– ${}^3\text{He}$ -реакторе на основе классического токамака ограничено низкими значениями параметра β (β – отношение давления плазмы к магнитному давлению).

Для D– ${}^3\text{He}$ -реактора желательно $\beta \cong 0.5$, в то время как, например, в токамаках $\beta \sim 0.1$. Высокие β необходимы для снижения циклотронных потерь (за счет снижения магнитного поля в плазме) при технически достижимых коэффициентах отражения циклотронного излучения стенкой.

Если не рассчитывать на доставку гелия-3 с Луны, то в качестве альтернативы можно рас-

сматривать катализированные D–D-циклы. Они также включают четыре основные реакции. В этом случае первичным топливом является только легко доступный дейтерий, не нужен воспроизводящий топливо бланкет. Выход энергии в нейтронах от 30 до 35%, что сравнимо с D–T-реактором. Энергии нейтронов недостаточны для использования в гибридных схемах.

Возможны варианты D– ${}^3\text{He}$ -цикла с наработкой гелия-3 в реакторе. Такие циклы сочетают как наработку гелия-3 в плазме, так и наработку при распаде трития, получаемого в бланкете. При этом возможно организовать цикл с основной D– ${}^3\text{He}$ -реакцией при уровне выхода в нейтронах 10–15%. Минимальный нейтронный выход может быть получен при удалении трития из плазмы при использовании системы селективной откачки. Такие циклы, в принципе, позволяют решить проблему первой стенки. Существенный недостаток – необходимость манипуляций со значительными количествами трития.

Реакция $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^4\text{He} + 8.681 \text{ МэВ}$ позволяет организовать безнейтронный цикл производства энергии, обеспеченный топливными ресурсами. К сожалению, из-за низкой скорости p – ${}^{11}\text{B}$ -реакции перспективы ее эффективного использования не вполне могут быть определены при сегодняшнем уровне знаний. По крайней мере, для p – ${}^{11}\text{B}$ -реактора с магнитным удержанием необходима ловушка с $\beta \sim 1$. Существует еще несколько реакций, которые, в принципе, могут рассматриваться в сравнении с основными реакциями. Это реакции дейтерия с литием-6 (выход в нейтронах в D– ${}^6\text{Li}$ -циклах на уровне катализированного D–D-цикла, условия зажигания более жесткие), дейтерия с бериллием-7 (${}^7\text{Be}$ радиоактивен, быстро распадается), безнейтронные реакции протона с ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ (скорости значительно ниже, чем p – ${}^{11}\text{B}$ -реакции), реакция ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow p + p + {}^4\text{He} + 12.86 \text{ МэВ}$. Последняя сравнительно часто обсуждается в связи с проблемой безнейтронного синтеза, но ее скорость крайне низка.

Кроме того, возможно комбинирование перечисленных выше реакций. При использовании p – ${}^6\text{Li}$ -реакции может быть осуществлен топливно-энергетический D– ${}^3\text{He}$ – ${}^6\text{Li}$ -цикл. Реакция дейтерия с гелием-3 имеет максимальную удельную мощность выделения энергии после дейтерий–тритиевой реакции. Положительный выход для зажигания реакции и поддержания горения (коэффициент усиления мощности ~ 10) в D– ${}^3\text{He}$ -плазме может быть достигнут при $\sim 50 \text{ кэВ}$. Таким образом, для малорадиоактивных термоядерных реакторов D– ${}^3\text{He}$ -топливо выглядит наиболее перспективно.

При анализе эффективности D– ${}^3\text{He}$ -реакторов на основе этих систем необходимы математи-

Таблица 3. Состав газа месторождений Восточной Сибири и Якутии

Месторождение	Основные компоненты, %				
	Метан	Азот	Гелий	Этан	C3–C6
Ковыктинское	91.39	1.52	0.28	4.91	1.78
Чаяндинское	85.48	6.44	0.5	4.57	2.58
Юрубчено-Тохомское	81.11	6.39	0.18	7.31	5.06
Среднеботуобинское	88.61	2.93	0.2–0.6	4.95	3.12
Собинско-Пайгинское	67.73	26.29	0.6	3.43	1.55

ческие модели, объединяющие максимально подробное описание различных процессов в плазме применительно к рассматриваемой магнитной конфигурации. Такие интегрированные модели термоядерной плазмы были созданы в МГТУ им. Н.Э. Баумана. На их основе были созданы численные коды, позволяющие рассчитывать как элементарные процессы на кинетическом уровне или уровне отдельных частиц, так и интегральные параметры плазмы и магнитной системы реактора.

Для рабочих температур реакторов на альтернативном топливе выполнены расчеты тормозного излучения релятивистских электронов и получены аппроксимирующие формулы [17]. Для расчетов нагрева компонентов плазмы термоядерными продуктами и инжектируемыми быстрыми частицами была разработана кинетическая модель на основе уравнения Фоккера–Планка, учитывающая кулоновские и упругие ядерные столкновения, а также участие продуктов во вторичных реакциях. Для расчетов аномального транспорта были разработаны модели транспорта отдельных частиц под действием заданных возмущений, электромагнитных дрейфовых неустойчивостей, а также нелинейного насыщения структур дрейфовой турбулентности.

ЗАПАСЫ ИЗОТОПА ГЕЛИЯ-3 НА ЗЕМЛЕ

Перейдем к оценке запасов изотопа гелия-3. На месторождениях Юго-Западной Якутии сосредоточено свыше 30 процентов запасов гелия в стране (табл. 3 – по данным [18]). По расчетам, при достижении в 2020 году годовой добычи природного газа на Чаяндинском месторождении в 15 млрд кубометров объем реализации чистого сжиженного гелия может достигнуть 15.2 млн кубов.

Ориентировочные энергозатраты на выделение гелия (низкотемпературная сепарация (НТС) или промысловая низкотемпературная ректификация (ПНТР), которая обеспечивает более высокие степени извлечения ценных компонентов из природного газа) из газов, содержащих 0.02; 0.05; 0.35% гелия, составляют 250, 100 и 18 кВт ч/куб. м соответственно.

При единичной $D-^3\text{He}$ реакции синтеза (термоядерного слияния атомов дейтерия и гелия в пропорции 1 : 1) выделяется энергия 18.3 МэВ ($3 \cdot 10^{-12}$ Дж), т.е. при сжигании одной тонны гелия-3 получаем такой же энергетический выход $18.3 \cdot 10^6 \times 1.6 \cdot 10^{-19} \times 2 \cdot 10^{29} = 59 \cdot 10^{16}$ Дж, как при сжигании 15.5 млн тонн нефти! При цене нефти ~130 долларов за баррель, 15.5 млн тонн стоят 15 млрд долларов. Одна тонна гелия-3 даст столько же энергии, сколько нефть ценой 15 млрд долларов. Гелий-3 по цене 1 млрд долларов за тонну соответствует цене нефти в 9 долларов за баррель. То есть, цена за тонну гелия-3 в 10 млрд долларов вполне приемлема.

Если все газовые запасы в Восточной Сибири и Якутии принять за 30 трлн. м³ (предположим гелия в них 1% по объему, хотя заметим сразу, что не все они содержат большой процент гелия-3), то для $^3\text{He}/^4\text{He} = 0.7 \cdot 10^{-6}$ один кубометр газа содержит $0.005 \times 0.7 \cdot 10^{-6} = 3.5 \cdot 10^{-9}$ м³ ^3He . Тогда $30 \cdot 10^{12} \times 0.35 \cdot 10^{-8} = 10^5$ м³ или $1.5 \cdot 10^4$ кг ~ 15 тонн! Только на Востоке России, а с учетом резервов и ресурсов других стран (Австралия, Алжир, Канада, Китай, США и Япония) получаем достаточное количество гелия-3 для ДЕМО и первых пусков ПТЭ (промышленная термоядерная электростанция). Возможные земные и межпланетные источники гелия-3 приведены в табл. 4 с учетом данных [19–21], при этом атомный состав космоса оценивается как 93.4% водорода и 6.5% гелия, причем $^3\text{He}/^4\text{He} \sim 140 \cdot 10^{-6}$.

ПРИМЕНЕНИЕ МАЛОРАДИОАКТИВНОГО ТОПЛИВА И КОМПАКТНЫХ СИСТЕМ

Получаемая в сочетании улучшенного топлива и компактной системы плазма может быть использована в качестве мишени в магнитно-инерциальном синтезе – варианте термоядерной схемы с предварительно замагниченной мишенью [22–24]. Эта схема основана на общей идее сжатия и нагрева высокоскоростными плазменными струями (или лазерными пучками) мишени, состоящей из предварительно сформированной замагниченной плазмы и “замороженного” маг-

Таблица 4. Земные и межпланетные источники гелия-3

Образец	Содержание гелия (объем $\cdot 10^{-6}$)	$^3\text{He}/^4\text{He}$ (атом $\cdot 10^{-6}$)	Потенциал ^3He , кг
Атмосфера	5.24	1.4	$4 \cdot 10^6$
Газ мантии	—	11–21	3/год
Природный газ США:			
Запасы	10^6	0.2	29
Резервы	3000	0.2	187
Ресурсы	Содержание гелия, мкг/г		
Солнечный ветер	$1.4 \cdot 10^5$ ионов/ м^3	480	$3 \cdot 10^7$ ионов/ $\text{м}^2\text{с}$
Поверхность Луны:			
Впадины	30 (20% поверхности, 5 м глуб.)	400	$6 \cdot 10^8$
Горы	7 (80% пов-сти, 10 м глубина)	400	$5 \cdot 10^8$
Юпитер	$(2.2\text{--}3.5) \cdot 10^5$	140	$7 \cdot 10^{22}$
Сатурн	$(2.2\text{--}3.5) \cdot 10^5$	140	$2 \cdot 10^{22}$

нитного поля в плазме [25–27]. Важным моментом является импульсный характер слияния замагниченных мишеней. В этом случае могут развиваться не все возможные плазменные неустойчивости, а только те, которые быстро растут со временем. Для изучения физико-технических свойств предложенной схемы используется осесимметричная вычислительная модель.

Плазменная конфигурация генерируется слиянием двух плазменных колец, несущих магнитное поле (рис. 2). Плазменные пушки запускают струи со скоростью несколько десятков метров в секунду, в то время как плазменные струи сжимают плазменное образование почти адиабатически. Идея использования замагниченной плазмы, полученной в таких условиях, включая конфигурацию с обратным полем или сферомак, заключается в бесконтактном введении плазмы путем слияния компактных тороидов, выпущенных с периферии вакуумной камеры.

И хотя в настоящее время большинство усилий магнитного термоядерного сообщества посвящены только одному главному приложению — созданию термоядерной электрической станции. В этой связи необходимо найти применение термоядерным нейтронам и в первую очередь они могут выполнять роль драйвера для докритических ядерных энергетических систем — термоядерно-ядерный гибридный реактор. Такая система также может использоваться для трансмутации долго живущих радиоактивных отходов и наработки ядерного топлива для вспомогательных ядерных систем [28–30].

В сочетании с низкотурбулентной плазмой они могут быть использованы в качестве тестовых установок, в том числе для поддержания

токамака (например, подпитка). Другие прикладные направления компактных систем также очень привлекательны. Они могут использоваться в качестве источника протонов и нейтронов, в технологии материалов, для изучения взаимодействия плазма-стенка, для подпитки токамаков и для тестирования основных наиболее нагруженных элементов конструкций.

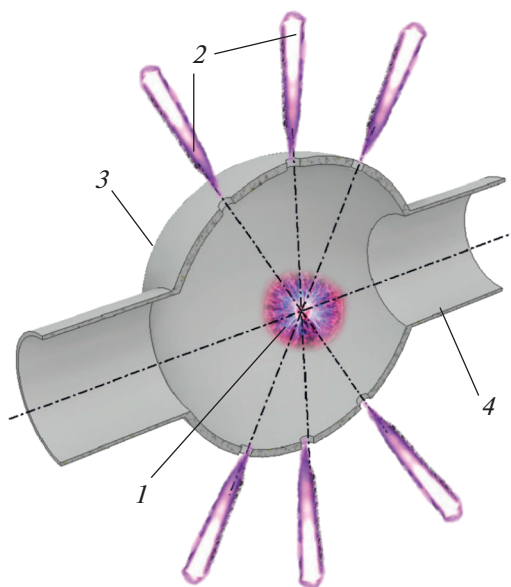


Рис. 2. Схема сжатия компактного плазмоида высокоскоростными плазменными струями: 1 — замагниченный тороид; 2 — плазменные струи; 3 — камера сжатия; 4 — транспортная камера, связанная с камерой формирования конфигурации.

ВЫВОДЫ

Реактор на $D-^3He$ -топливе принято называть малонейтронным или малорадиоактивным. Приведенное исследование направлено на анализ перспективных термоядерных систем с высоким β – энергетических реакторов, ракетных двигателей и систем магнитно-инерциального синтеза [31–33].

Формирование компактных энергетических установок также крайне важно для понимания динамики плазмы в солнечной короне и астрофизических струях. Таким образом, компактные тороидальные системы вместе с малонейтронным топливом являются безлимитным источником чистой энергии и различных приложений в будущем. Понять процессы, происходящие в магнитных ловушках с обращенным полем, комбинированных (магнитно-инерциальных) конфигурациях, гибридных (термоядерно-ядерных) системах и роль малорадиоактивного топлива в них критически необходимо для энергетики будущего.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты исследования частично получены в рамках выполнения государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Минобрнауки России) №. 0705-2020-0044.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Kukulín V.I., Voronchev V.T. // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1376–1383
2. Кузенов В.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2016. Т. 7. С. 342–346 [Kuzenov V.V. // Phys. At. Nucl. 2017. V. 80. P. 1683–1686].
3. Курнаев В.А., Воробьев Г.М., Николаева В.Е. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10. С. 24–27 [Kurnaev V.A., Vorobyov G.M., Nikolaeva V.E. et al. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1329–1331].
4. Khvesyuk V.I., Ryzhkov S.V., Santarius J.F. et al. // Fusion Technol. 2001. V. 39. No. 1. T. P. 410–413.
5. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. 2015. Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана.
6. Ryzhkov S.V. // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 51. No. 2. T. P. 190–192.
7. Ryzhkov S.V. // Sustainable Cities Soc. 2015. V. 14. P. 313–315.
8. Ryzhkov S.V. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 47. No. 1T. P. 342–344.
9. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. 2017. Москва: Физматлит.
10. <https://tae.com>.
11. <https://www.helionenergy.com>.
12. <https://generalfusion.com>
13. www.emc2fusion.org
14. <https://lppfusion.com>
15. Азизов Е.А., Ананьев С.С., Беляков В.А. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. № 2. С. 5–18 [Azizov E.A., Ananyev S.S., Belyakov V.A. et al. // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79. P. 1125–1136].
16. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V. // Fusion Sci. Technol. 2011. V. 59. No. 1T. P. 39–42
17. Ryzhkov S.V. // Fusion Sci. Technol. 2009. V. 55. No. 2T. P. 157–161.
18. Тимошилов В.П. // Нефтегазовая вертикаль. 2006. No. 7; Mastepanov A.M., Timoshilov V.P., Shelekhov D.Yu. // Int. Gas Union World Gas Conf. Papers. 2009. V. 6. P. 4465–4474.
19. Kulcinski G.L. et al. // Fusion Technol. 1992. V. 21. P. 2292–2315.
20. Bathke C.G. et al. // Fusion Eng. Design. 1997. V. 38. P. 59–74.
21. Schmitt H.H. Return to the Moon: Exploration, Enterprise and Energy in the Human Settlement of Space. 2005. Berlin: Springer.
22. Гасилов В.А., Захаров С.В., Смирнов В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. No. 2. С. 83–86; Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion 2019. V. 61. P. 035009.
23. Рыжков С.В. // Известия РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. No. 5. С. 647–653. [Ryzhkov S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. P. 456–461].
24. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V. // J. Fusion Energy. 2012. V. 31. P. 7–12.
25. Asle Zaeem A., Ghafoori Fard H., Sadighzadeh A., Habibi M. // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. No. 3. P. 378–386.
26. Mozgovoy A.G., Romadanov I.V., Ryzhkov S.V. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 022501.
27. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2013. V. 63. No. 1T. P. 135.
28. Ryzhkov S.V., Khvesyuk V.I., Ivanov A.A. // Fusion Sci. Technol. 2003. V. 43. No. 1T. P. 304.
29. Рыжков С.В. // Прикладная физика. 2010. No. 1. С. 47–54 [Ryzhkov S.V. // Plasma Phys. Rep. 2011. V. 37. P. 1075–1081].
30. Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Кулыгин В.М. // Природа. 2017. No. 12 (1228). С. 33–44; Арсенин В.В., Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Обрезков О.И., Переславцев А.В., Спицын А.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. № 2. С. 13–22.
31. Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. // Zeitschr. Angew. Math. Phys. 2019. V. 70. P. 46.
32. Рудинский А.В., Ягодников Д.А. // Теплофиз. выс. темп. 2019. Т. 57. С. 777–785 [Rudinskiy A.V., Yagodnikov D.A. // High Temp. 2019. V. 57. P. 753–760].
33. Belyaev V.S., Vinogradov V.I., Matafonov A.P. et al. // Phys. At. Nucl. 2009. V. 72. P. 1077–1098.

Helium-3 as a Perspective Fuel for Power Generation through Aneutronic Thermonuclear Fusion

S. V. Ryzhkov*

Bauman State Technical University, Moscow, 105005 Russia

**e-mail: svryzhkov@bmstu.ru*

Received June 5, 2020; revised June 5, 2020; accepted June 5, 2020

Abstract—The aneutronic $\text{D}^3\text{—He}$ (deuterium—helium-3) fuel cycle is considered as a viable alternative to D—T (deuterium—tritium) fusion since it is ecologically much safer than the latter. It is practically as safe as the aneutronic $\text{p—}^{11}\text{B}$ (proton—boron-11) reaction. The interest to aneutronic fuel cycles as perspective sources of thermonuclear energy is largely shown by privately-financed venture companies. The plasma-confinement techniques to be employed in planned $\text{D—}^3\text{He}$ thermonuclear reactors and their parameters are reviewed. The problem of helium-3 mining is discussed, and its terrestrial abundance is estimated. Possible applications of weakly-radioactive and aneutronic reactions and fuel cycles are considered.

Keywords: deuterium—helium-3, aneutronic power generation, weakly-radioactive fuel, thermonuclear source, power plant

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.12

СВОЙСТВА ПРОСТОГО e/γ -ДЕТЕКТОРА ИЗ СВИНЦОВОГО КОНВЕРТОРА И ГОДОСКОПА

© 2020 г. В. Н. Горячев^a, *, С. П. Денисов^a, А. В. Козелов^a^aФедеральное государственное бюджетное учреждение “Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: Vladimir.goryachev@ihep.ru

Поступила в редакцию 18.09.2019 г.

После доработки 23.11.2019 г.

Принята к публикации 23.11.2019 г.

В работе представлены результаты расчетов координатного разрешения и коэффициента режекции адронов для простого e/γ -детектора, состоящего из свинцового конвертора и расположенного за ним годоскопа. Для моделирования электромагнитных ливней, вызванных в конверторе электронами и адронами с энергиями до 1 ТэВ, использовался пакет GEANT4. Показано, что наилучшее координатное разрешение для электронов достигается при толщине конвертора, близкой к положению $t_{\max}$ максимума ливня. Например, при энергии электронов 200 ГэВ с годоскопом из 2 мм стрипов оно составляет $\sigma = 89$ мкм, если для оценки координаты использовать метод “усеченного среднего”. Оптимальная толщина конвертора для режекции адронов также близка к $t_{\max}$. Для пучка электронов и протонов с энергией 200 ГэВ можно достичь коэффициента режекции 10^{-4} при эффективности регистрации электронов 0.9, если использовать только данные о множественностях заряженных частиц. Информация о пространственном распределении ливневых частиц после конвертора позволяет дополнительно усилить режекцию в несколько раз.

Ключевые слова: детектор электромагнитных ливней, координатное разрешение, e - p сепарация

DOI: 10.1134/S2079562920010042

1. ВВЕДЕНИЕ

Детекторы, состоящие из конвертора с большим Z и расположенного за ним годоскопа, впервые были предложены А. Тяпкиным [1] как спектрометры электронов и γ -квантов высокой энергии. В настоящее время они широко используются в экспериментах на ускорителях и коллайдерах для измерения координат и энергий e и γ и сепарации h/e и γ/π^0 [2–20]. Часто их называют детекторами максимума ливня (shower maximum detectors) или предливневыми детекторами (preshower detectors). В настоящей работе рассмотрены методы, позволяющие значительно улучшить их пространственное разрешение и усилить режекцию адронов.

Для моделирования развития электромагнитных ливней в конверторе, вызванных электронами с энергиями от 10 до 1000 ГэВ, использовался пакет GEANT4 10.01.p02 (Physical list FTFP_BERT) [21] с “обрезанием” по пробегу 700 мкм для всех частиц. Соответствующие пороги по энергии в конверторе из свинца составляют 1 МэВ для e^+ и e^- и 0.1 МэВ для γ -квантов. Увеличение или уменьшение “обрезания” в 2 раза не меняет множественность e^+ и e^- в ливнях в пределах статистической погрешности 0.5% [18]. Та же версия GEANT4

использовалась для моделирования прохождения протонов через конвертор.

Приведенные ниже результаты относятся к конвертору из свинца, если не указано иное. Диаметр конвертора был выбран равным 70 см. Толщина конвертора t измеряется в рад. ед. X_0 , а энергия E_0 электронов — в ГэВ. Зависимость толщины $t_{\max}$, соответствующей максимальному потоку ливневых частиц, от энергии E_0 электрона определяется формулой [18]:

$$t_{\max} = 1.11 \ln E_0 + 3.14.$$

Для часто используемых энергий 40, 80, 200 и 500 ГэВ $t_{\max}$ составляет 7.2, 8.0, 9.0 и 10.0 X_0 . Предполагалось, что траектория первичных электронов перпендикулярна плоскости годоскопа. Среднеквадратичные отклонения статистических распределений обозначаются ниже как RMS или σ .

2. КООРДИНАТНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

Координатное разрешение e/γ -детектора зависит от формы пространственного распределения заряженных частиц после конвертора и структуры годоскопа. В работе [19] представлены интеграль-

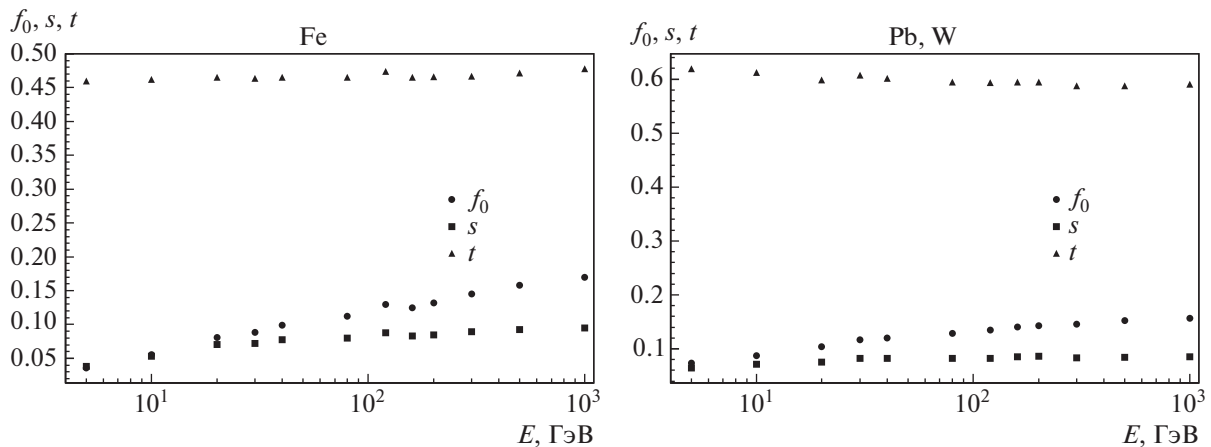


Рис. 1. Зависимость параметров в формуле (1) от энергии электрона. Разница в значениях параметров для Pb и W меньше размера значков.

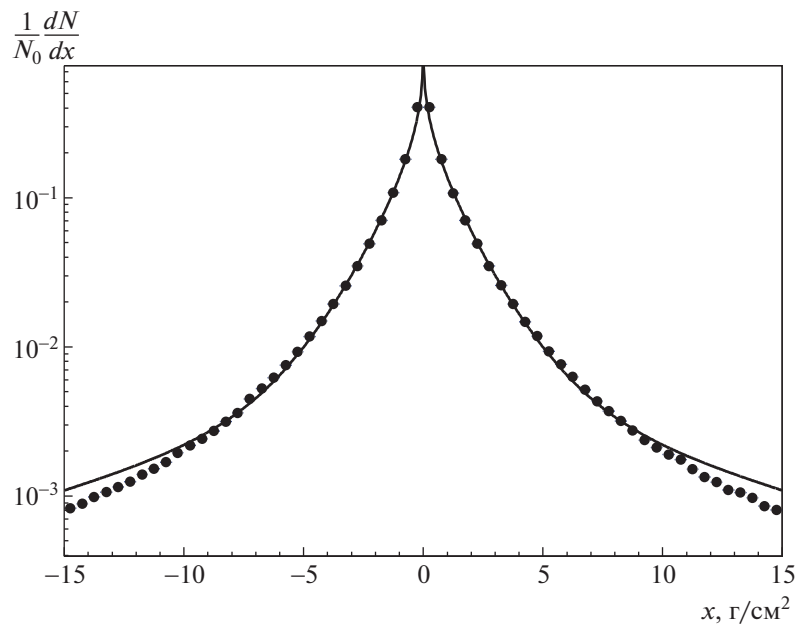


Рис. 2. Распределение заряженных частиц по поперечной координате после конвертора толщиной $9X_0$ при $E_0 = 200$ ГэВ. Статистические погрешности не превышают размера значков. Кривая представляет формулу (2) с параметрами $f_0 = 0.14$, $s = 0.086$, $t = 0.59$ из работы [19].

ные распределения частиц по радиусу в области максимума ливня. В диапазоне r до ~ 20 г/см², содержащем около 98% частиц, они удовлетворительно фитируются суммой двух экспонент:

$$N(r)/N_0 = 1 - f_0 e^{-sr} - (1 - f_0) e^{-tr}, \quad (1)$$

где N_0 — полное число частиц, а f_0 , s и t — свободные параметры, которые слабо зависят от энергии и Z конвертора, если r выражать в г/см² (см. рис. 1 и [19]). Ниже будут использоваться дифференциальные распределения частиц по поперечной координате x . Если для радиального распре-

деления справедлива формула (1), то распределение по x описывается суммой двух цилиндрических K_0 -функций:

$$\frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN}{dx} = \frac{1}{\pi} [sf_0 K_0(sx) + t(1 - f_0) K_0(tx)]. \quad (2)$$

Пример такого распределения показан на рис. 2. В области от -10 до $+10$ г/см², содержащей более 96% частиц, оно хорошо описывается зависимостью (2). Отметим, что дифференциальные распределения весьма узкие (в распределении на

Таблица 1. Зависимость RMS [мкм] от α для конвертора толщиной $9X_0$ при $E_0 = 200$ ГэВ

α	0	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.20	0.22	0.24	0.26	0.28
$d = 1$ мм	359	118	97	91	81	78	77	77	74	71	68	69	70	74	86
$d = 2$ мм	397	149	138	135	138	133	129	135	149	173	206	234	265	296	327
$d = 4$ мм	508	378	388	386	412	457	535	580	640	688	734	779	823	861	878

рис. 2 80% частиц находятся в диапазоне x от -2.2 до 2.2 мм), но имеют длинные “хвосты”.

В качестве годоскопа был рассмотрен детектор, состоящий из стрипов шириной d . Координата $\bar{x}$ оси ливня в таком детекторе часто оценивается методом центра тяжести с использованием информации о числе частиц (амплитуде сигналов) во всех стрипах. Оказывается однако, что погрешность этой оценки можно для некоторых распределений существенно уменьшить, если вместо $\bar{x}$ использовать т. н. “усеченное среднее” [22] $\bar{x}_\alpha$. В вычислении $\bar{x}_\alpha$ участвуют только центральные стрипы, содержащие с каждой от $\bar{x}$ по $N_i/2 - \alpha$ частиц, где N_i — полное число частиц, а α — доля игнорируемых периферических частиц с каждой стороны. Оптимальное значение α , минимизирующее координатное разрешение, зависит от d . Эта зависимость иллюстрируется табл. 1. На рис. 3 показаны некоторые распределения погрешностей $\bar{x}$ и $\bar{x}_\alpha$ для величин α , близких к оптимальным. Метод “усеченного среднего” эффективен при ширине стрипа, сравнимой или меньше ширины распределения частиц на полувысоте (для $E_0 = 200$ ГэВ и конвертора толщиной $9X_0$ она

составляет 3.6 мм). Для $d = 1$ и 2 мм он позволяет улучшить разрешение в 5 и 3 раза (см. табл. 1 и рис. 3), в то время как для $d > 4$ мм заметного улучшения нет.

Известно, что метод центра тяжести приводит к смещенным оценкам координаты оси ливня, если траектория первичной частицы не проходит через центр или край стрипа (см., например, [23]). Чтобы определить связанную с этим эффективную погрешность $\bar{x}_\alpha$ для событий, равномерно распределенных поперек одного из стрипов, вычислялись нормированные величины $\hat{x}_\alpha = (\bar{x}_\alpha - x_0)/d$ и $\hat{x}_b = (x_b - x_0)/d$ (x_0 — координата центра стрипа, содержащего $\bar{x}_\alpha$, а x_b — координата первичного электрона). На рис. 4 представлены зависимости $\hat{x}_b$ от $\hat{x}_\alpha$ для разных d , аппроксимированные модифицированной логистической функцией

$$f(S) = \frac{1 + e^{-A}}{1 - e^{-A}} \cdot \left(\frac{1}{1 + e^{-A \cdot S}} - \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

где $S(x) = \sum_{i=0}^k a_{2i+1} \cdot T_{2i+1}(2x)$ — сумма многочленов Чебышева 1-го рода, а A и a_{2i+1} — свободные параметры. На параметр a_1 налагалось условие

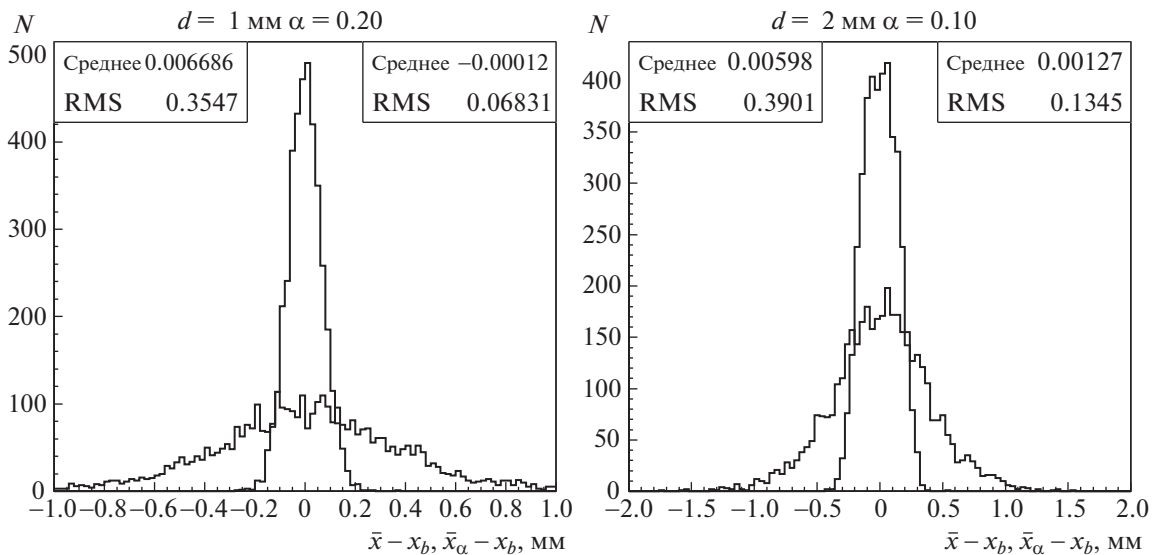


Рис. 3. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и $\bar{x}_\alpha$ координаты оси ливня с энергией $E_0 = 200$ ГэВ для конвертора толщиной $9X_0$: $\bar{x}$ — широкие гистограммы, $\bar{x}_\alpha$ — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня. Значения α близки к оптимальным (см. табл. 1).

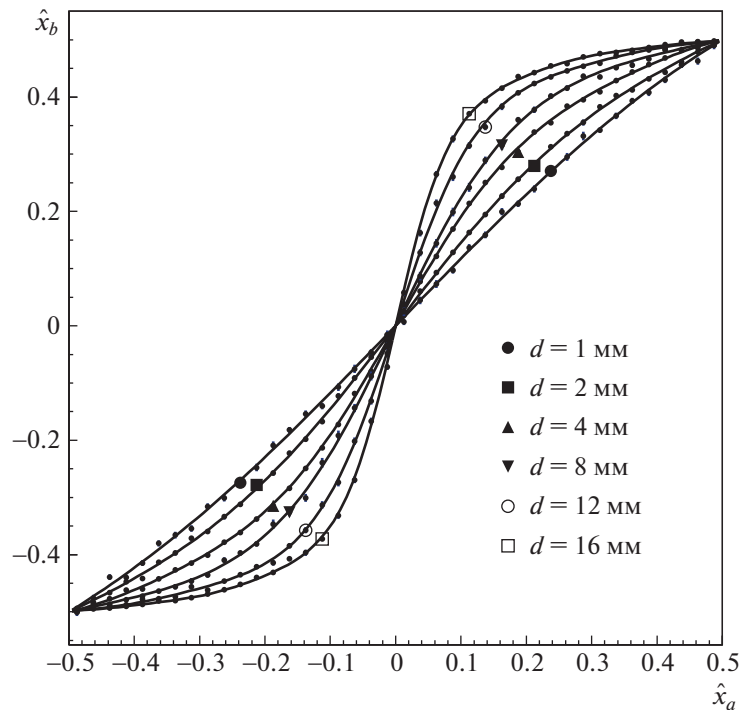


Рис. 4. Связь между восстановленной $\hat{x}_\alpha$ и истинной $\hat{x}_b$ координатами оси ливня с энергией 200 ГэВ в конверторе толщиной $9X_0$: $\hat{x}_\alpha = (\bar{x}_\alpha - x_0)/d$ и $\hat{x}_b = (x_b - x_0)/d$, где x_0 — координата центра стрипа, содержащего $\bar{x}_\alpha$. Результаты моделирования аппроксимировались функцией (3). Значения χ^2/ndf для всех кривых близки к 1.

$a_1 = 1 - \sum_{i=1}^k a_{2i+1}$, которое обеспечивает выполнение равенства $\hat{x}_b = \hat{x}_\alpha = \pm 0.5$ на концах стрипа. Равенство $\hat{x}_b = \hat{x}_\alpha = 0$ в центре стрипа автоматически выполняется выбором нечетных многочленов Чебышева. Начальное значение k составляло 11. Затем, начиная со старших степеней, проверялась значимость коэффициентов a_{2i+1} . Если абсолютная величина коэффициента была меньше утроенной оценки его ошибки, то k уменьшалось на единицу и фитирование повторялось с меньшим количеством параметров. Конечное значение k зависит от d и, например, для конвертора толщиной $9X_0$ меняется от 0 ($d = 1$ мм) до 6 ($d = 16$ мм). Зависимость $\hat{x}_b(\hat{x}_\alpha)$ может быть описана только полиномами Чебышева, но использование логистической функции позволяет уменьшить количество свободных параметров.

Предложенный метод коррекции смещения $\bar{x}_\alpha$ был опробован на части статистики, не использованной для определения параметров функции f . На рис. 5 представлены распределения погрешностей оценок x_c , полученные путем использования функции $f(x)$ для коррекции смещения $\bar{x}_\alpha$. Сравнение рис. 3 и рис. 5 показывает, что коррекция смещения существенна для широких стрипов.

Она позволяет, например, для 4 мм стрипа уменьшить RMS в 2.5 раза, в то время как для 1 мм стрипа улучшения разрешения практически нет.

Рис. 6–8 иллюстрируют зависимость координатного разрешения e/γ -детектора от толщины конвертора t , энергии ливня E_0 и ширины стрипа годоскопа d . Из рис. 6–7 следует, что в области максимума ливня функция $x_c(t)$ проходит через широкий минимум, что согласуется с измерениями [24], достигая, например, при $E_0 = 200$ ГэВ, $t = 9X_0$ и $d = 2$ мм величины 89 мкм. Небольшая разница значений RMS на рис. 5 ($d = 2$ мм) и рис. 6 ($t = 9$) связана с использованием разной статистики. Представленные на рис. 8 данные по зависимости погрешности оценки x_c от E_0 для стрипов шириной 1, 2 и 4 мм аппроксимированы функцией

$$\sigma(x_c - x_b) = A + B/\sqrt{E_0}. \quad (4)$$

Значения параметров A и B приведены в табл. 2.

3. РЕЖЕКЦИЯ АДРОНОВ

Для определения коэффициентов режекции адронов были рассчитаны распределения заряженных частиц по множественности для протонов и электронов с энергиями $E_0 = 40, 80, 200$ и 500 ГэВ (при-

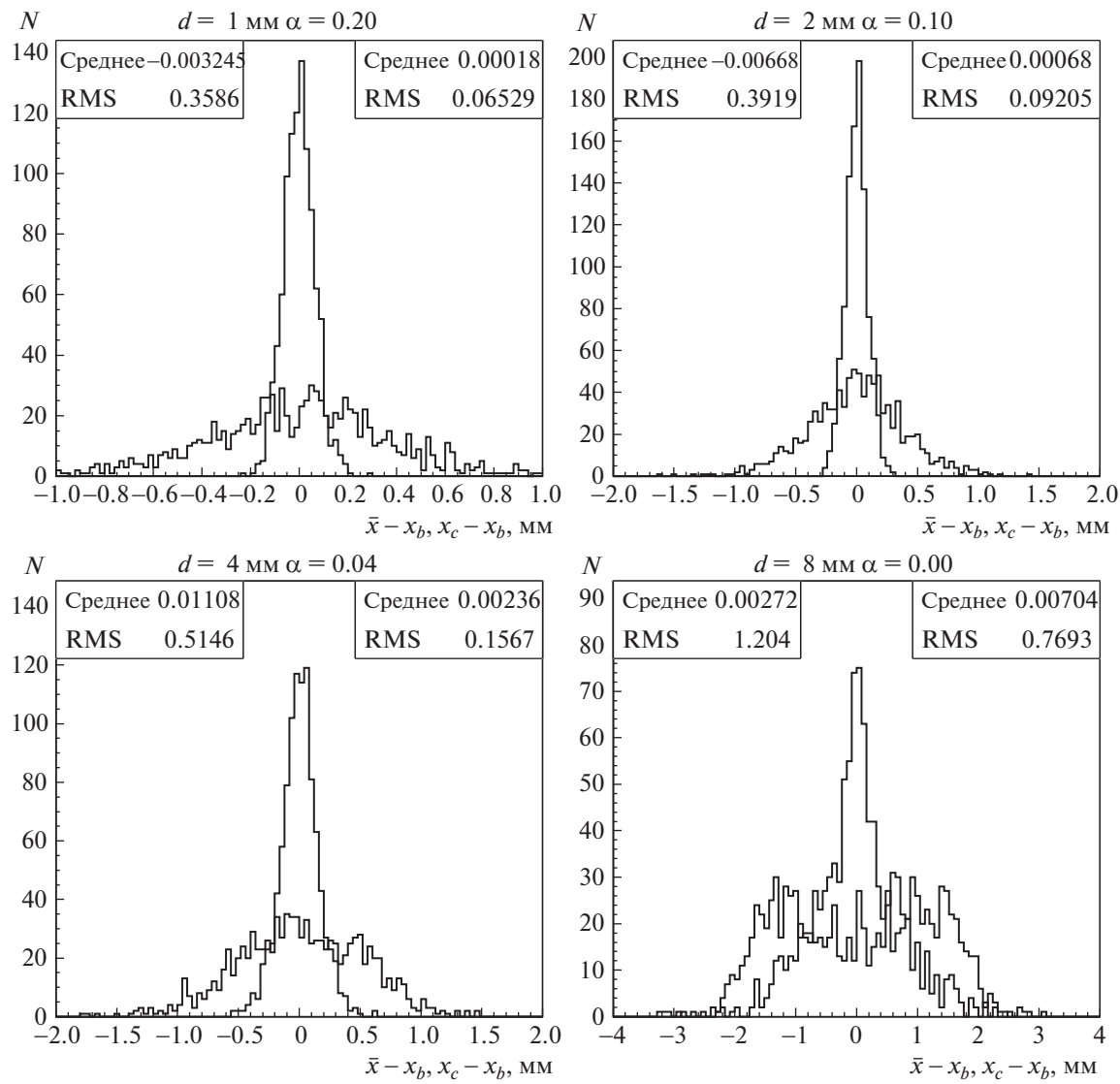


Рис. 5. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c при $E_0 = 200$ ГэВ и конверторе толщиной $9X_0$ (x_c — координата оси ливня, восстановленная методом “усеченного среднего” с поправкой на смещение); $\bar{x}$ — широкие гистограммы, x_c — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня.

мер таких распределений см. на рис. 9). Затем по распределениям для электронов вычислялись значения множественности, соответствующие эффективности ϵ_e регистрации электронов 0.90, 0.95 и 0.99 (показаны стрелками на рис. 9).

Эффективность ϵ_p регистрации протонов для выбранных значений ϵ_e определялась как отношение числа адронных событий с множественностью больше пороговой для электронов к полному числу событий для протонов. Полученные за-

Таблица 2. Значения параметров в формуле (4)

d , мм	1	2	4	8
A	0.010 ± 0.001	0.012 ± 0.001	0.029 ± 0.003	0.283 ± 0.013
B	0.758 ± 0.011	1.084 ± 0.018	1.776 ± 0.033	6.16 ± 0.15

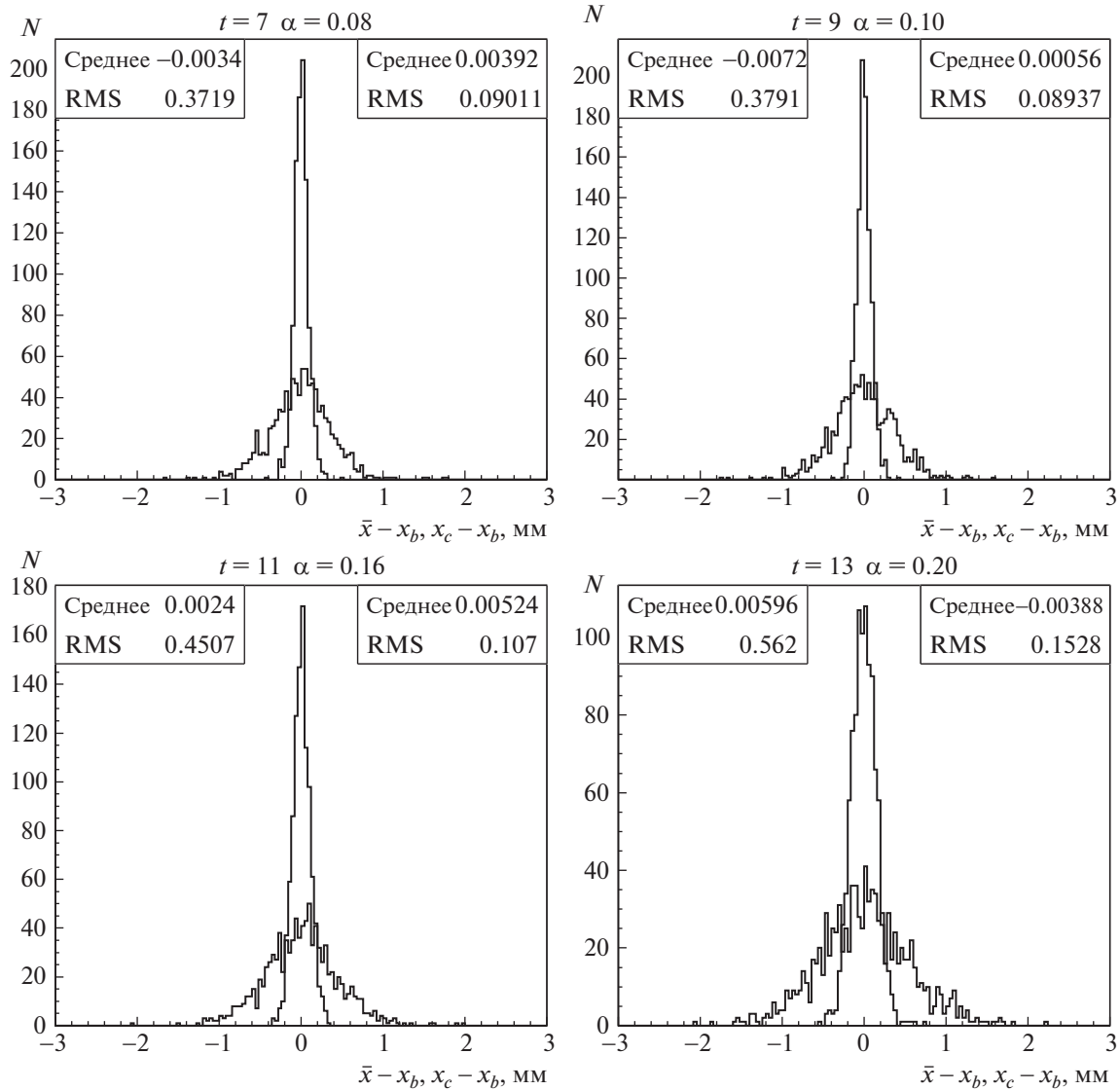


Рис. 6. Распределения погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c при $E_0 = 200$ ГэВ и для 2 мм стрипов; $\bar{x}$ — широкие гистограммы, x_c — узкие гистограммы, x_b — истинная координата оси ливня. Значения α близки к оптимальным.

зависимости величины ϵ_p от толщины конвертора t показаны на рис. 10.

Видно, что все зависимости проходят через минимум при толщинах конвертора $t_{\min}$, которые близки к $t_{\max}$, что согласуется с экспериментальными данными [4]. Разница между $t_{\min}$ и $t_{\max}$ составляет примерно 0.5, 1.0 и 1.5 X_0 для $\epsilon_e = 0.90$, 0.95 и 0.99 независимо от энергии. Отсюда следует, что $t_{\min}$ слабо (логарифмически, как и $t_{\max}$) зависит от E_0 , что позволяет с конвертором фиксированной толщины достичь весьма низкой (10^{-3} — 10^{-4}) эффективности регистрации протонов в широком диапазоне энергий. Можно ожидать, что для мезонов $\epsilon_m < \epsilon_p$, поскольку их свободный

пробег в свинце до неупругого взаимодействия в 1.2 раза больше, чем для нуклонов [25]. Приведенные значения ϵ_p не учитывают амплитудного разрешения годоскопа, и поэтому являются нижней оценкой. Например, в эксперименте [4], проведенном в пучке частиц с импульсом 40 ГэВ/с, получено $\epsilon_p = 4 \cdot 10^{-3}$ при $\epsilon_e = 0.95$ и толщине конвертора $t_{\max}$.

Помимо множественности для режекции протонов может быть использована разница в пространственных распределениях ливневых заряженных частиц, которые для адронных ливней шире. Нами была исследована возможность усиления режекции путем введения ограничения на расстояние r регистрируемых частиц от оси лив-

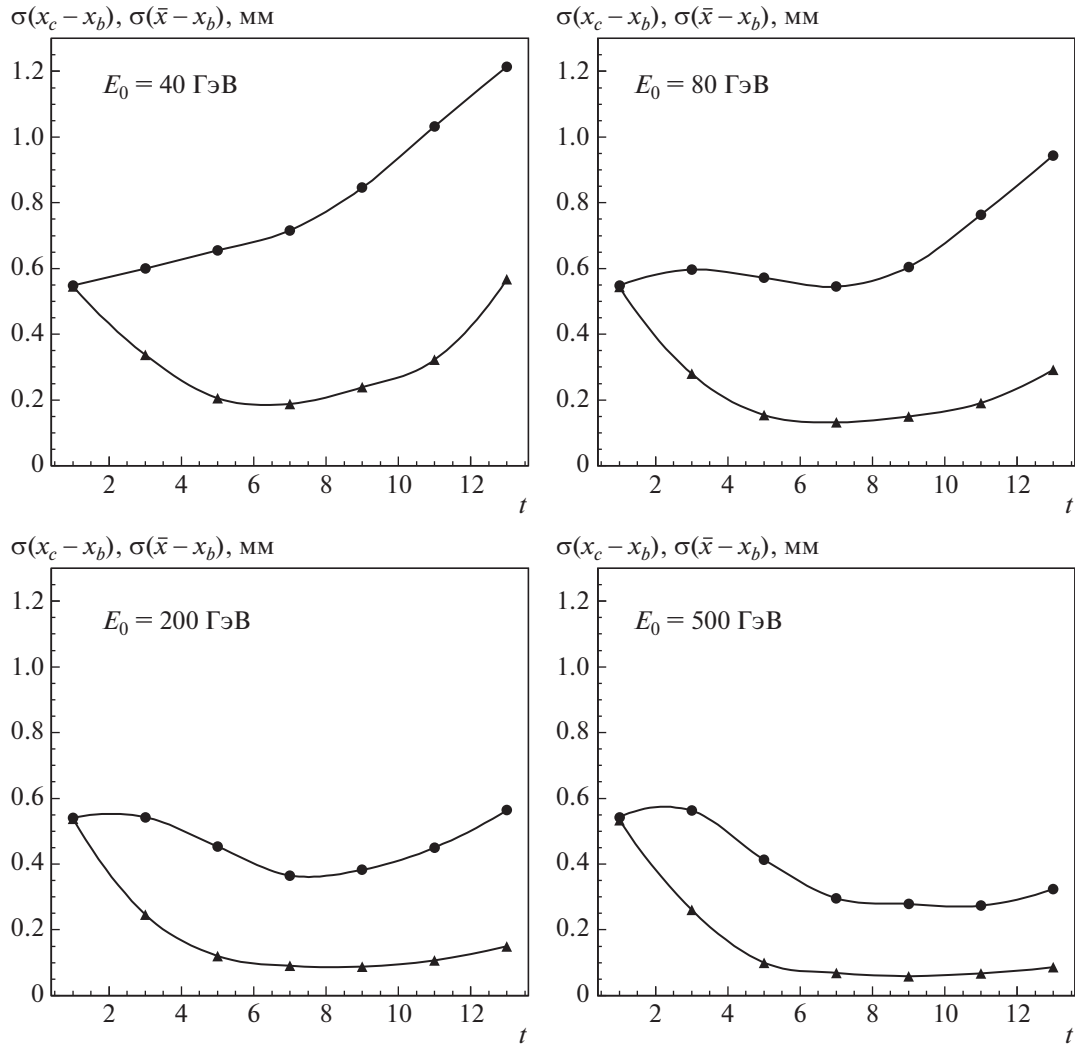


Рис. 7. Зависимость погрешностей оценок $\bar{x}$ и x_c от толщины конвертора для разных энергий ливня и 2 мм стрипов. Кривые проведены при помощи пакета ROOT.

ня. В табл. 3 приведены значения ϵ_p для частиц со значениями r меньше 1, 2, 5, 10 и 350 мм при $E_0 = 200$ ГэВ и толщине конвертора $9X_0$ (350 мм – радиус конвертора). Доля частиц в электромагнитных ливнях внутри колец с указанными значениями r составляет 0.44, 0.66, 0.88, 0.95 и 1.00 [19]. Из таблицы следует, что оптимальное значение $r_{\max}$ зависит от ϵ_e , причем заметного (в три раза) уменьшения ϵ_p можно добиться только для $\epsilon_e = 0.90$, а при $\epsilon_e = 0.90$ эффект составляет всего 25%.

Другим параметром кроме r может быть RMS поперечного профиля ливня. Пример распределения плотности вероятности RMS показан на рис. 11. Для электронов использовались все события, для протонов – только события, множественность которых превышает порог для $\epsilon_e = 0.99$. Ана-

Таблица 3. Зависимость эффективности регистрации протонов от $r_{\max}$ при $E_0 = 200$ ГэВ и толщине конвертора $9X_0$. Радиус конвертора – 350 мм

$r_{\max}, \text{ мм}$	ϵ_p		
	$\epsilon_e = 0.90$	$\epsilon_e = 0.95$	$\epsilon_e = 0.99$
1	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$
2	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$
5	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$
10	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$
350	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$

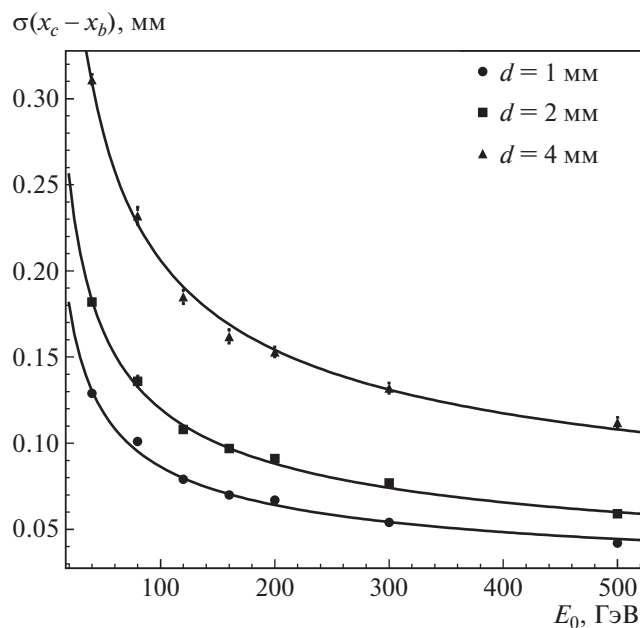


Рис. 8. Зависимость погрешности оценки x_c от энергии для значений α , близких к оптимальным; x_b — истинная координата оси ливня, d — ширина стрипа. Результаты расчетов фитированы формулой (4) с параметрами, приведенными в табл. 2. Ошибки близки к размерам значков.

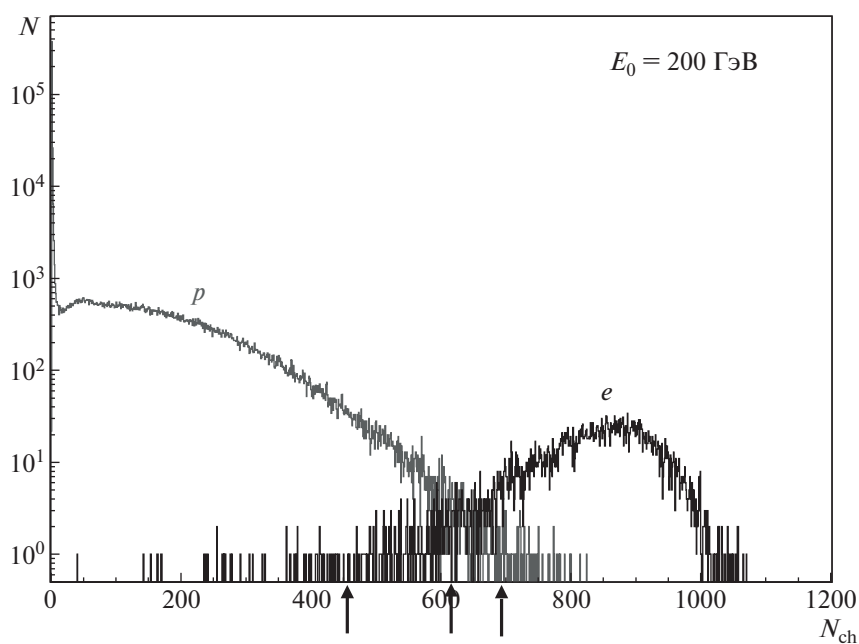


Рис. 9. Распределения частиц по множественности для протонных и электронных ливней. Стрелками показаны значения множественности, соответствующие эффективности регистрации электронов 0.99, 0.95 и 0.90 (слева направо).

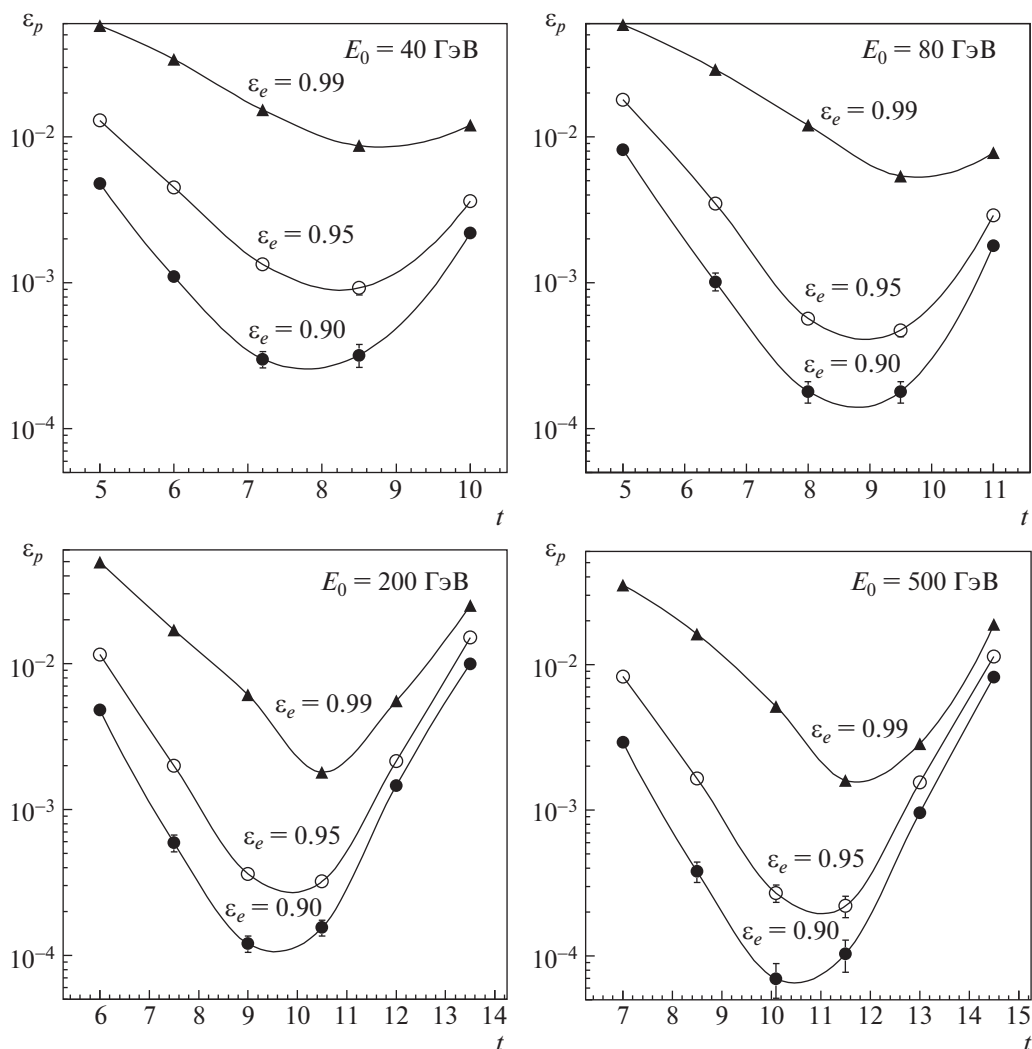


Рис. 10. Зависимости эффективности регистрации протонов от толщины конвертора.

лиз данных показал, что, например, при ограничениях на RMS 5.3 и 4.9 мм можно дополнительно получить подавление адронов в 2 ($\epsilon_e = 0.95$) и 3 ($\epsilon_e = 0.90$) раза. Приведенные оценки коэффициента режекции адронов не учитывают свойств детектора ливневых частиц, например, его пространственное разрешение.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены различные методы, позволяющие улучшить характеристики e/γ -детектора, состоящего из свинцового конвертора и расположенного за ним годоскопа. Для моделирования развития ливней в конверторе, вызванных электронами и протонами, использовался пакет GEANT4. Показано, что точность восстановления

координаты траектории электрона может быть улучшена в 3–5 раз, если вместо обычного метода центра тяжести применить метод “усеченного среднего” и использовать полиномы Чебышева для компенсации систематического смещения оценки координаты, связанного с конечным размером элементов годоскопа. В частности, при энергии ливня 200 ГэВ и ширине стрипа годоскопа 2 мм предлагаемая методика позволяет достичь разрешения 89 мкм. Другой важной характеристикой детектора является коэффициент режекции адронов. Оказалось, что наилучшая режекция протонов также как и минимум координатного разрешения достигается при толщине конвертора, близкой к положению максимума ливня. Например, для пучка электронов и прото-

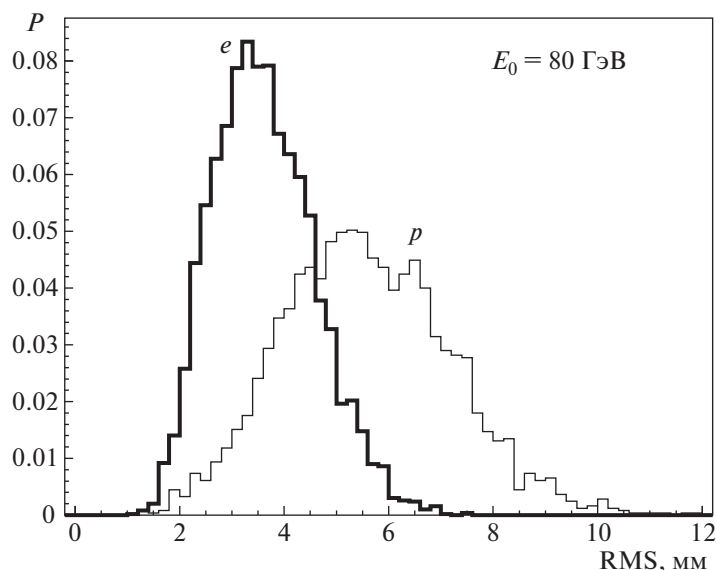


Рис. 11. Нормированные распределения RMS для протонов и электронов для конвертора толщиной $t_{\max} = 8X_0$. Для протонов использовались только события, множественность которых превышает пороговую множественность, соответствующую эффективности регистрации электронов 0.99.

нов с энергией 200 ГэВ коэффициенты режекции составляют $4 \cdot 10^{-4}$ и $6 \cdot 10^{-3}$ при эффективности регистрации электронов 0.95 и 0.99, если использовать только данные о множественности заряженных ливневых частиц. Информация о пространственном распределении заряженных частиц позволяет дополнительно усилить режекцию адронов в несколько раз. Таким образом, координатное разрешение и коэффициент режекции адронов рассматриваемого детектора близки к аналогичным характеристикам сложных и дорогих электромагнитных калориметров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Т.З. Гуровой, Д.С. Денисову и Д.А. Стояновой за помощь в подготовке этой публикации. Данная работа была частично поддержана грантом РФФИ № 17-02-00120.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Tyapkin A.A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1970. V. 85. P. 277–278.
2. Muller D. // Phys. Rev. D: Part. Fields. 1972. V. 5. P. 2677.
3. Amatuni Ts.A., Denisov S.P., Krasnokutsky R.N. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1982. V. 203. P. 179–182.
4. Amatuni Ts.A., Antipov Yu.M., Denisov S.P. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1982. V. 203. P. 183–187.
5. Zhang C.S., Shibata M., Kasahara K., Yuda T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1989. V. 283. P. 78–87.
6. del Peso J., Ros E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1991. V. 306. P. 485.
7. Apollinari G., Giokaris N.D., Goulianos K. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1993. V. 324. P. 475–481.
8. Acosta D., Bylsma B., Durkin L.S. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 354. P. 296–308.
9. Alvsvaag S.J., Maeland O.A., Klovning A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 360. P. 219–223.
10. Byrum K., Dawson J., Nodulman L. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 364. P. 144–149.
11. Akimenko S.A., Belousov V.I., Chujko B.V. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 365. P. 92–97.
12. Grunhaus J., Kananov S., Milststene C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 354. P. 368–375.
13. Chang Y.H., Chen A.E., Hou S.R. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1997. V. 388. P. 135–143.
14. Kawagoe K., Sugimoto Y., Takeuchi A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2002. V. 487. P. 275–290.

15. Balanda A., Jaskula M., Kajetanowicz M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2004. V. 531. P. 445–458.
16. Itoh S., Takeshita T., Fujii Y., Kajino F. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2008. V. 589. P. 370–382.
17. Ronzhin A., Los S., Ramberg E. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2015. V. 795. P. 288–292.
18. Denisov S.P., Goryachev V.N. // Phys. At. Nucl., 2018. V. 81. No. 10. P. 1488–1493.
19. Denisov S.P., Goryachev V.N. // arXiv:1812.07906 [physics.ins-det]. 2018.
20. Denisov S.P., Goryachev V.N. // arXiv:1812.10054 [physics.ins-det]. 2018.
21. <http://cern.ch/geant4>.
22. Lehmann E. // Theory of Point Estimation. 1983. New York: Wiley.
23. Akopdjanyan G.A., Inyakin A.V., Kachanov V.A. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1977. V. 140. P. 441–445.
24. Amatuni Ts.A., Antipov Yu.M., Denisov S.P., Petrukhin A.I. // Prib. Tekh. Eksp. 1983. V. 3. P. 33 (in Russian).
25. Gorin Yu.P., Denisov S.P., Donskov S.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1973. V. 18. P. 336; Nucl. Phys B. 1973. V. 61. P. 62.

Properties of a Simple e/γ Detector Consisting of a Lead Converter and a Hodoscope

V. N. Goryachev¹, S. P. Denisov^{1, *}, and A. V. Kozelov¹

¹*Institute for High Energy Physics of the National Research Centre “Kurchatov Institute”,
Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

**e-mail: Vladimir.Goryachev@ihep.ru*

Received September 18, 2019; revised November 23, 2019; accepted November 23, 2019

Abstract—The results of the calculations of coordinate resolution and hadron rejection factor for a simple e/γ detector consisting of a lead converter followed by a hodoscope are presented. For the simulation of showers, initiated in the converter by electrons and hadrons with energies upto 1 TeV GEANT4 is used. It is shown that the best coordinate resolution for electrons is achieved when the converter thickness is closed to the position $t_{\max}$ of the shower maximum. For example, at 200 GeV with 2 mm strip width hodoscope it is equal to $\sigma = 89 \mu\text{m}$ provided a “truncated mean” coordinate estimation is used. The optimal thickness of the converter for hadron rejection is also close to $t_{\max}$. For 200 GeV beam of electrons and protons the rejection factor of 10^{-4} for 0.9 electron detection efficiency can be reached using only data on charged particles multiplicities. Information on the spatial distribution of the shower particles after the converter allows to enhance further the rejection by several times.

Keywords: detector of electromagnetic showers, coordinate resolution, $e-p$ separation

УДК 537.87

О ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КЛАСТЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

© 2020 г. Д. Ю. Сергеева^а, А. А. Тищенко^{а, б, с, *}

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

^бМеждународная научно-образовательная лаборатория радиационной физики,
Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, 308034 Россия

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

*E-mail: tishchenko@mephi.ru

Поступила в редакцию 29.04.2020 г.

После доработки 05.05.2020 г.

Принята к публикации 05.05.2020 г.

В работе рассматривается дифракционное излучение, которое возбуждается при пролете электрона вблизи кластера из двух взаимодействующих частиц субволнового размера. Взаимодействие проявляется в том, что поле излучения от каждой частицы определяется не только внешним полем электрона, но и полем соседней частицы. Исходя из полученных выражений для поля излучения, определена функция поляризуемости кластера, которая характеризует его отклик на поле электрона как целого. Интересно, что полученная функция отклика кластера на внешнее поле даже в рамках линейной теории в общем случае зависит от самого внешнего поля.

Ключевые слова: поляризуемость, поляризационное излучение, взаимодействие

DOI: 10.1134/S207956291905018X

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризационным излучением называют любое излучение от заряженных частиц, которое возбуждается не за счет изменения модуля или направления их скорости, как в тормозном или синхротронном излучении, а за счет наведения динамической поляризации вещества собственным полем частицы. Иными словами, непосредственным источником излучения является не заряженная частица, а вещество. К поляризационному типу излучения относятся переходное излучение, дифракционное излучение, излучение Вавилова–Черенкова, излучение Смита–Парселла (ИСП) — частный случай дифракционного излучения от периодической мишени, и параметрическое рентгеновское излучение.

Эта работа посвящена поляризационному излучению в целом, причем расчет проведен на примере дифракционного излучения (ДИ) [1]. Для краткости ниже будем говорить только о ДИ, имея в виду, что все сказанное относится и к поляризационному излучению вообще везде, где иное не оговорено отдельно. Необходимым условием для возбуждения этого типа излучения является наличие неоднородности мишени вдоль траектории частицы. Ключевой особенностью является то, что траектория заряженных частиц проходит вне мишени, а сам процесс излучения не является

прямым следствием рассеяния зарядов на материале мишени. При возбуждении ДИ свойства пучка заряженных частиц практически не изменяются, что открывает возможность использования ДИ для невозмущающей диагностики сгустков [2–4].

Также ДИ лежит в основе эффективного, мощного источника электромагнитного излучения [5], включая лазеры на свободных электронах на основе ИСП [6]. ИСП, так же как и ДИ, находит свое применение и в диагностике сгустков заряженных частиц [7]. Это обусловлено такими характерными свойствами ИСП, как монохроматичность и большие характерные углы наблюдения относительно траектории частицы.

С развитием нанoeлектроники и нанотехнологий началось активное исследование ДИ от упорядоченных массивов, элементы которых меньше длины волны излучения [8–11]. Часто в литературе такие одномерные, двумерные или трехмерные периодические мишени называют фотонными и плазмонными кристаллами, метаповерхностями. Исследования этих задач связаны в основном с новыми возможностями диагностики веществ и медицинскими приложениями.

В последние годы появился целый цикл работ, в которых авторы исследовали ИСП от одноперiodических решеток с одновременным возбуждением

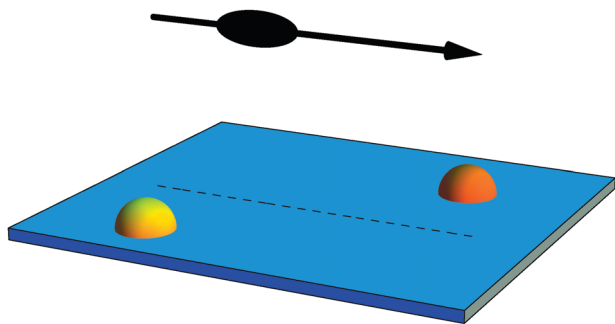


Рис. 1. Схема возбуждения ДИ пролетающим мимо кластера из двух частиц электроном.

поверхностных плазмонов, которые значительно усиливают излучение [12, 13]. В работе [14] на примере кластера из двух частиц было показано, что усиление излучения возможно не только за счет возбуждения плазмонов на поверхности таких структур, но и за счет взаимодействия между элементами. Эффект взаимодействия проявляется в сдвиге частот излучения, расщеплении максимумов и возникновении новых максимумов интенсивности. Примечательно, что взаимодействие сказывается не только на близких расстояниях между частицами, но также наблюдается и их “дальнее” взаимодействие. Это означает, что взаимодействие должно учитываться не только между ближайшими элементами, как это традиционно делается при переходе к макроскопическому описанию, но между всеми элементами. Для хаотично расположенных и бесконечно больших массивов частиц можно провести усреднение по положению всех частиц кластера с некоторой весовой функцией. Это затруднительно для ограниченного числа строго упорядоченных частиц в кластере. Расчет поля излучения с учетом всех взаимодействий между частицами сводится к решению большого числа самосогласованных уравнений, что является затруднительным для кластеров с числом частиц, начиная, например, с десяти.

В этой работе на примере двух частиц мы покажем, как можно учесть взаимодействие между частицами в кластере путем введения эффективной поляризуемости частиц. Суть ввода эффективной поляризуемости заключается в учете поля от соседних частиц в функции отклика одной частицы.

2. ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ КЛАСТЕРА ИЗ ДВУХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим возбуждение ДИ при пролете электрона с зарядом e и постоянной скоростью v вблизи кластера из двух частиц (рис. 1). Частицы расположены в одной плоскости, электрон движется на постоянном расстоянии h от этой плоскости. Выберем систему координат таким образом, что начало координат лежит на плоскости, на которой расположены частицы, ось Ox совпадает с направлением скорости электрона, а ось Oz совпадает с нормалью к плоскости частиц, и электрон движется в положительном полупространстве $z > 0$.

Пусть микрочастицы имеют разный размер r_α и r_β , и разные поляризуемости $\alpha(\omega)$ и $\beta(\omega)$. Условие малости размера частиц по сравнению с длиной волны излучаемых волн $r_\alpha, r_\beta \ll \lambda$ позволяет использовать дипольное приближение для расчета поля излучения от двух взаимодействующих частиц. Также, пусть положение частиц определяется радиус-векторами $\mathbf{R}_a$ и $\mathbf{R}_b$. Можем рассчитать поле излучения, решая систему уравнений Максвелла с учетом того, что плотность токов есть

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_a(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}_b(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{j}_0$ описывает движение заряженной частицы:

$$\mathbf{j}_0(\mathbf{r}, t) = ev\delta(\mathbf{r} - \mathbf{vt} - h\mathbf{e}_z), \quad (2)$$

δ — дельта-функция Дирака, а $\mathbf{j}_a$ и $\mathbf{j}_b$ — плотности поляризационных токов, возникающих в каждой микрочастице, Фурье-образ которых имеет вид:

$$\mathbf{j}_a(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega\alpha(\omega)\mathbf{E}^{act}(\mathbf{R}_a, \omega)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a), \quad (3)$$

где $\mathbf{E}^{act}$ — полное действующее на микрочастицу поле. Следуя подходу, изложенному в [14], получаем i -ую компоненту поля излучения на далеких расстояниях $kr \gg 1$ в виде:

$$E_i^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{r} (k^2\delta_{is} - k_ik_s) \times \\ \times \left\{ \alpha(\omega)e^{-ik\mathbf{R}_a} (E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega) + E_{1s}(\mathbf{R}_a, \omega)) + \right. \\ \left. + \beta(\omega)e^{-ik\mathbf{R}_b} (E_s^0(\mathbf{R}_b, \omega) + E_{2s}(\mathbf{R}_b, \omega)) \right\}, \quad (4)$$

где δ_{is} — символ Кронекера, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$ — Фурье-образ s -ой компоненты собственного поля электрона, действующего в точке $\mathbf{R}_a$:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{ie}{\pi v} e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\omega}{c\beta\gamma} \times \left[\frac{1}{\gamma} K_0\left(\frac{\omega}{c\beta\gamma}\rho\right) \mathbf{e}_x + i\frac{\rho}{\rho} K_1\left(\frac{\omega}{c\beta\gamma}\rho\right) \right], \quad (5)$$

$$\rho = y\mathbf{e}_y + (z - h)\mathbf{e}_z, \text{ и}$$

$$\begin{aligned}
E_{1s}(\mathbf{R}_a, \omega) &= -e^{iRk} \frac{\beta(\omega)}{V} t_{sj}^{(1)} E_j^0(\mathbf{R}_b, \omega) + \beta(\omega) e^{2iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(2)} E_j^0(\mathbf{R}_a, \omega), \\
E_{2s}(\mathbf{R}_b, \omega) &= -e^{iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(1)} E_j^0(\mathbf{R}_a, \omega) + \beta(\omega) e^{2iRk} \frac{\alpha(\omega)}{V} t_{sj}^{(2)} E_j^0(\mathbf{R}_b, \omega), \\
t_{sj}^{(1)} &= B\delta_{sj} - \frac{\alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}AB(A+B) + A R_s R_j}{W R^2}, \quad t_{sj}^{(2)} = B^2\delta_{sj} - \frac{A(A+2B) R_s R_j}{W R^2},
\end{aligned} \tag{6}$$

и введены обозначения:

$$\begin{aligned}
V &= 1 - \alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}B^2, \quad W = \alpha(\omega)\beta(\omega)e^{2iRk}(A+B)^2 - 1, \\
A &= \frac{k^2 R^2 + 3ikR - 3}{R^3}, \quad B = -\frac{k^2 R^2 + ikR - 1}{R^3}, \quad R = |\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b|.
\end{aligned} \tag{7}$$

Из выражения (4) следуют условия резонанса, т.е. условия резкого усиления излучения за счет эффектов локального поля, обусловленных взаимодействием частиц:

$$1 = \operatorname{Re}[\alpha^2(\omega)e^{2iRk}B^2], \quad 1 = \operatorname{Re}[\alpha^2(\omega)e^{2iRk}(A+B)^2]. \tag{8}$$

Решая аналогично задачу об излучении от одной частицы с поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$, которая расположена в точке $\mathbf{R}_c = (\mathbf{R}_a + \mathbf{R}_b)/2$, получим

выражение для i -ой компоненты поля излучения на далеких расстояниях:

$$E_i^{rad}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{r} (k^2 \delta_{is} - k_i k_s) \times \alpha_{eff}(\omega) e^{-ikR_c} E_s^0(\mathbf{R}_c, \omega). \tag{9}$$

Сравним полученное выражение (4) с аналогичным выражением (9) для излучения от одной ча-

стицы с эффективной поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$. Из сравнения получим выражение для $\alpha_{eff}(\omega)$:

$$\begin{aligned}
\alpha_{eff}(\omega) &= \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, e^{-i\mathbf{R}_c \mathbf{k}} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_c, \omega) \right] \right]^{-1} \times \\
&\times \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, \alpha(\omega) e^{-ik\mathbf{R}_a} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_a, \omega) + \beta(\omega) e^{-ik\mathbf{R}_b} \mathbf{E}^0(\mathbf{R}_b, \omega) \right] \right] + \left[\mathbf{k}, \left[\mathbf{k}, \beta(\omega) e^{-ik\mathbf{R}_b} \mathbf{E}_2^0(\mathbf{R}_b, \omega) + \alpha(\omega) e^{-ik\mathbf{R}_a} \mathbf{E}_1^0(\mathbf{R}_a, \omega) \right] \right].
\end{aligned} \tag{10}$$

Таким образом, поле излучения от кластера двух взаимодействующих частиц определяется выражениями (6), (9) и (10).

Поляризуемость $\alpha_{eff}(\omega)$ характеризует отклик пары микрочастиц как целого на внешнее воздействие. Замечательно, что, как мы видим, эффективная поляризуемость кластера из двух частиц зависит не только от поляризуемости образующих его частиц и от их взаимного расположения, включая расстояние между ними, но и от внешнего поля. Это последнее обстоятельство важно, поскольку в линейной теории функция отклика системы обычно рассматривается не зависящей от поля внешних источников.

Заметим еще, что реализованный здесь подход дает возможность определить лишь действительную часть комплексной, вообще говоря, функции поляризуемости.

3. ЭФФЕКТИВНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

Отметим, что все полученные выше формулы записаны через внешнее поле, собственное поле электрона $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$. Однако, при получении результатов мы все еще не пользовались явным видом поля внешних источников, а значит, вообще говоря, внешнее поле может быть произвольным.

Для того, чтобы проверить, действительно ли полученные формулы дают правильный переход к ранее известным случаям, рассмотрим кластер из двух не взаимодействующих частиц во внешнем поле плоской волны. Тогда выражение (4) остается справедливым, но теперь $E_s^0(\mathbf{R}_a, \omega)$ — это Фурье-образ поля плоской волны:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{R}_a, \omega) = \mathbf{E}^0 e^{ik_0 \mathbf{R}_a} \delta(\omega - \omega_0), \tag{11}$$

и поля $\mathbf{E}_2(\mathbf{R}_b, \omega)$ и $\mathbf{E}_1(\mathbf{R}_a, \omega)$ пропорциональны полю (11). В отличие от собственного поля электрона, которое имеет более сложную зависимость от координат частиц, в поле плоской волны координата входит лишь в качестве фазового множителя. Нетрудно показать, что в этом случае выражение для эффективной поляризуемости (10) принимает вид

$$\alpha_{eff}(\omega) = \alpha(\omega) e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)(\mathbf{R}_b-\mathbf{R}_a)/2} + \beta(\omega) e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)(\mathbf{R}_b-\mathbf{R}_a)/2}. \quad (12)$$

Таким образом, как и следовало ожидать, эффективная поляризуемость системы двух невзаимодействующих частиц зависит только от свойств частиц и расстояния между ними, определяемого вектором $\mathbf{R}_b - \mathbf{R}_a$, но не от величины внешнего поля. Легко видеть, что в случае одной частицы $\beta(\omega) = 0$ и $\alpha_{eff}(\omega)$ совпадает с $\alpha(\omega)$ с точностью до фазового множителя, наличие которого обусловлено просто выбором центра кластера в точке $\mathbf{R}_c = (\mathbf{R}_a + \mathbf{R}_b)/2$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматривалось дифракционное излучение, которое возбуждается при пролете электрона вблизи кластера из двух взаимодействующих частиц субволнового размера. В случае двух частиц учет взаимодействия может быть проведен полностью аналитически и заключается в решении двух самосогласованных тензорных уравнений. Как было показано выше, такой кластер из двух частиц, или димер, можно представить как единый источник излучения с некоторой эффективной поляризуемостью $\alpha_{eff}(\omega)$. Если частицы взаимодействуют, то есть поле излучения от каждой определяется не только внешним полем электрона, но и полями от соседних частиц, то $\alpha_{eff}(\omega)$ определяется по полученной выше формуле (10). Задача решена в пределах применимости дипольного приближения, то есть малость размера конечного кластера по сравне-

нию с длиной волны излучения. При кажущейся строгости этого ограничения, задача, тем не менее, представляет интерес, например, при возбуждении терагерцового излучения от микро- и нанокластеров. Полученные условия усиления излучения из-за взаимодействия открывают возможность практического использования полученных результатов в области генерации интенсивного излучения, а также в области диагностики релятивистских электронных пучков и нано- и микроструктур.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00178).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Smith S.J., Purcell E.M.* // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1069.
2. *Potylitsyn A.P., Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A.* Springer Tracts in Modern Physics. V. 239. Diffraction Radiation from Relativistic Particles. 2010. Berlin: Springer-Verlag.
3. *Karataev P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 244802.
4. *Cianchi A. et al.* // New J. Phys. 2014. V. 16. P. 113029.
5. *Konoplev I.V. et al.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 013826.
6. *Li D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 191101.
7. *Andrews H.L. et al.* // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams. 2014. V. 17. P. 052802.
8. *Garcia de Abajo F.J.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 5743.
9. *Horiuchi N. et al.* // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. P. 056601.
10. *Ochiai T., Ohtaka K.* // Opt. Express. 2006. V. 16. P. 7397.
11. *Sergeeva D.Yu., Tishchenko A.A., Strikhanov M.N.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2017. V. 402. P. 206–211.
12. *Kong L.-B. et al.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 8772.
13. *Ping Z. et al.* // Chin. Phys. B. 2012. V. 21. P. 104102.
14. *Tishchenko A.A., Sergeeva D.Yu.* // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 235421.
15. *Ryazanov M.I., Strikhanov M.N., Tishchenko A.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2008. V. 266. P. 3811–3815.

On the Polarizability of a Cluster of Interacting Particles in Polarization Radiation

D. Yu. Sergeeva¹ and A. A. Tishchenko^{1, 2, 3, *}

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

²Laboratory of Radiation Physics, Belgorod National Research University, Belgorod, 308034 Russia

³National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia

*e-mail: tishchenko@mephi.ru

Received April 29, 2020; revised May 5, 2020; accepted May 5, 2020

Abstract—The study considers diffraction radiation, which is excited when an electron moves near a cluster of two interacting subwavelength particles. The interaction is manifested in the fact that the radiation field from each particle is determined not only by the external field of the electron, but also by the field of the neighboring particle. Based on the obtained expressions for the radiation field, the function of cluster polarizability is determined. It characterizes the cluster response to the field of the electron as a whole. It is interesting that the obtained response function of the cluster to an external field, even in the framework of linear theory, generally depends on the external field itself.

Keywords: polarizability, polarization radiation, interaction